

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ
ИССЛЕДОВАНИЯ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ТЕЛ



Издательство Томского университета
2007

УДК 539.3
ББК 22.251
Т28

Книгу написали: гл. 1 – Ю.Ф. Христенко; гл. 2 – В.Ф. Толкачев; гл. 3 – А.А. Коняев; гл. 4 – А.В. Герасимов, С.В. Пашков; гл. 5 – В.Г. Трушков; гл. 6 – В.П. Глазырин, М.Ю. Орлов; гл. 7 – В.Н. Барашков

Теоретические и экспериментальные исследования высокоскоростного взаимодействия ~~твердых~~ тел / Под ред. А.В. Герасимова. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 2007. – 572 с.

ISBN 978–5–7511–1810–5

В монографии представлены результаты компьютерного и экспериментального моделирования нестационарных процессов в твердых телах, анализа напряженно-деформированного состояния, разрушения и фрагментации конструкций и материалов при высокоскоростном соударении, взрывном и импульсном нагружении, полученные в Научно-исследовательском институте прикладной математики и механики Томского государственного университета.

Для научных сотрудников, конструкторов, технологов, занимающихся проектированием новых конструкций и созданием материалов с заданными свойствами, подвергающихся действию интенсивных динамических нагрузок, а также для аспирантов и студентов старших курсов соответствующих специальностей.

УДК 539.3
ББК 22.251

Опубликовано при частичной финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках программы РНП (проект 2.1.2.2398), РФФИ (гранты: 05-08-01196а; 06-08-00903а; 07-08-00623а; 07-08-00759а) и Совета по грантам Президента Российской Федерации (грант МК-8981.2006.8)

Рецензенты: д-р физ.-мат. наук С.А. Зелепугин,
д-р техн. наук, проф. Б.А. Люкшин,
д-р физ.-мат. наук, проф. Т.М. Платова

ISBN 978–5–7511–1810–5

© А.В. Герасимов, В.Н. Барашков,
В.П. Глазырин, А.А. Коняев, М.Ю. Орлов,
С.В. Пашков, В.Ф. Толкачев, В.Г. Трушков,
Ю.Ф. Христенко, 2007

Предисловие

Высокоскоростное деформирование твердых тел при высокоэнергетическом воздействии представляет значительный научный и технический интерес в связи с появлением новых материалов и совершенствованием конструктивно-компоновочных схем современной техники, испытывающей ударные и взрывные нагрузки. Компьютерное моделирование высокоскоростного соударения твердых тел, разрушения и фрагментации конструкций, взрывного расширения и разрушения оболочек требует обширных и глубоких знаний физико-механических свойств и закономерностей поведения как существующих, так и новых конструкционных материалов при интенсивном импульсном воздействии. На картину фрагментации твердых тел существенное влияние оказывают статистическая неоднородность прочностных свойств по объему образца и наличие исходных поврежденностей. Физические процессы, сопутствующие высокоскоростному соударению, в значительной степени определяются наличием множества контактных и свободных границ. Для предотвращения недопустимых повреждений защищаемых объектов широкое применение нашли материалы и конструкции со сложной внутренней структурой, в том числе на основе керамики, металлокерамики, металлокомпозитов, пористых и функционально градиентных материалов.

Красявая задача и подбор определяющих соотношений для материалов и конструкций со сложной структурой существенно усложняются, что накладывает более строгие требования на процесс тестирования и в

целом на проверку адекватности математической модели и компьютерного моделирования. В конечном счете это определяет необходимость формирования экспериментально-теоретического подхода к проблеме моделирования высокоскоростного взаимодействия твердых тел, в котором возможности компьютерного расчета и эксперимента взаимно дополняют друг друга.

Специфика высокоскоростного соударения твердого тела и конструкций со сложной структурой связана с многообразием нестационарных и неоднородных процессов деформирования и разрушения, протекающих в трех пространственных координатах в милли- и микросекундных интервалах времени. Однако существующие технические средства измерений позволяют в экспериментах регистрировать лишь кинематические параметры деформирования и разрушения конструкций, в то время как необходимые динамические характеристики материалов – компоненты тензора напряжений в виде функции от времени и координат – остаются недоступными измерению. К регистрируемым кинематическим параметрам относятся поля массовых скоростей в ударнике и преграде, траектории и углы разлета частиц.

В натурном эксперименте регистрируются интегральные параметры деформирования и разрушения, например размер осколка, степень его повреждения, конечный прогиб корпуса, скорость внешней поверхности. Проследить весь процесс динамического деформирования от зарождения и слияния микродефектов до образования магистральных трещин, получить текущее значение любого параметра в каждой точке тела в различные моменты времени можно только путем компьютерного моделирования при соответствующей экспериментальной проверке адекватности в реперных точках. Поэтому вопросы, связанные с применением новых материалов и конструктивных решений, в том числе основанных на новых физических принципах, могут быть успешно решены только с помощью комплексного использования численного моделирования и экспериментальных исследований. Наличие необходимого оборудования для проведения экспериментов (легкогазовые и пороховые метательные установки, регистрирующая аппаратура) и быстродействующие компьютеры позволяют эффективно решать широкий круг экспериментальных и теоретических задач высокоскоростного деформирования и разрушения твердых тел в двумерной и трехмерной постановке.

С математической точки зрения процессы, протекающие при интенсивных динамических нагрузках, описываются физически и геометрически нелинейными гиперболическими системами уравнений механики сплошной среды. Аналитическое решение этих систем осложняется множеством контактных разрывов, свободных границ, ударных и дето-

национных волн, меняющихся участков контакта взаимодействующих тел и возможно в частных, упрощенных случаях. Поэтому основным инструментом решения динамических задач являются численные методы.

Выделяют следующие этапы численного решения задач механики сплошной среды: построение физической модели; математическая формулировка задачи; разработка и использование вычислительного алгоритма; программирование; формальная и методическая отладка программы; оценка эффективности и пределов применимости алгоритма на основе тестовых расчетов. В зависимости от интенсивности деформаций в рассматриваемом классе задач выбираются те или иные независимые переменные в исходной системе дифференциальных уравнений. Наиболее известными являются два классических способа описания движения сплошной среды – способ Лагранжа и способ Эйлера. С целью устранения недостатков, присущих этим двум подходам, разработаны различные методы, совмещающие в какой-то мере достоинства эйлерова и лагранжева способов описания движения сплошной среды.

Основной целью большинства задач высокоскоростного деформирования твердых тел является определение места и времени возникновения поврежденности материала, закономерностей роста и слияния микрповреждений в магистральные трещины, приводящие к дроблению и разлету осколков. Современные требования к эффективности функционирования конструкций настоятельно диктуют необходимость более детального и глубокого исследования процессов высокоскоростного деформирования и разрушения материалов при ударных и взрывных нагрузках. Это особенно важно для новых материалов с усложненной реологией и сложной внутренней структурой. Развитие методов компьютерного конструирования и современных технологий позволяет создавать сейчас функционально градиентные материалы со свойствами, адаптированными под условия динамического нагружения.

В первой главе приводятся результаты теоретических и экспериментальных исследований проблем высокоскоростного метания из двухступенчатых легкогазовых установок. Анализ научно-технической и патентной литературы показывает, что двухступенчатые легкогазовые установки в настоящее время являются одним из самых надежных и отработанных средств высокоскоростного метания в диапазоне скоростей 2.5...10 км/с и выше. Причем наряду с традиционным использованием легкогазовых установок в аэробаллистических исследованиях, а также в экспериментах по высокоскоростному взаимодействию в последнее время данный тип ускорителей находит новое применение в качестве предускорителей в комбинированных схемах метания.

Вторая глава посвящена исследованию влияния физико-механических характеристик композиционных материалов (керамик, металлокерамик, стеклопластиков) на противоударную стойкость комбинированной защиты в условиях ударного нагружения, выявлению особенностей разрушения и установлению корреляционных соотношений, связывающих параметры макроразрушения с их динамическими прочностными характеристиками материалов для их успешного применения в качестве защитных элементов в преградах и конструкциях.

Нахождению обобщенных зависимостей, связывающих параметры макроразрушения ударника и преграды с краевыми условиями задачи и физико-механическими свойствами соударяющихся тел, посвящена третья глава. Существование в механике высокоскоростного соударения обобщенных зависимостей в виде функциональных связей между критериями подобия содержит в своей основе объективную закономерность. Подобная закономерность может быть связана с действием законов сохранения, подобием энергетического баланса либо проявлением некоторой стабилизации нестационарного процесса. Для нахождения обобщенной зависимости требуется установить критерии подобия и вид функции, связывающей эти критерии. Разработан подход, в котором параметры деформирования и разрушения твердых тел определяются величиной подводимой кинетической энергии ударника и энергопотерями, расходуемыми на сопутствующие прониканию явления. Специфика энергопотерь существенным образом зависит от краевых условий, в частности, от конструктивно-компоновочных схем ударника и преграды. Это потребовало установить корреляции параметров высокоскоростного деформирования и макроразрушения с основными механическими характеристиками, определяющими реакцию материалов на ударные нагрузки, – объемной упругостью, динамическим пределом текучести, динамической твердостью, работой вытеснения единицы объема, откольной прочностью. Результаты моделирования основаны на экспериментах, выполненных в НИИ ПММ ТГУ на пороховых и легкогазовых баллистических установках калибром 8...50 мм в диапазоне скоростей соударения 0.1...6 км/с.

В качестве исследуемых материалов ударников и преград в экспериментах использованы сплавы вольфрама, стали, алюминия, титана, меди, свинца, слоистые пластики, сыпучие среды и хрупкие материалы – песок, керамика, металлокерамика, лед, бетон, железобетон. Исследуются глубокое проникание компактных и удлиненных ударников в полубесконечные преграды, сквозное пробитие однослойных, разнесенных и слоисто-разнесенных элементов конструкций, остаточные параметры ударника за преградой. Актуальность поиска критериев подобия,

определяющих параметры макроразрушения при высокоскоростном ударе, и функциональных связей между ними связана с использованием новых материалов и конструктивно-компоновочных схем данного типа конструкций.

В большинстве задач о разрушении характер фрагментации определяется условиями нагружения и формой взаимодействующих тел и может быть предсказан заранее. Однако в ряде задач процесс фрагментации носит вероятностный характер и определяется исключительно наличием внутренних неоднородностей, вызванных дефектами структуры материала. В четвертой главе для наиболее полной трехмерной постановки задачи фрагментации твердых тел разработаны физико-математическая модель, численный алгоритм и методика компьютерного моделирования разрушения и дробления твердых тел с учетом случайного характера распределения начальных неоднородностей материала. Важной составной частью данной проблемы является численное решение задач взрывного нагружения толстостенных оболочек с введением в методику расчета вероятностного механизма разрушения, алгоритма построения поверхностей разрушения при образовании трещин и учета контактного взаимодействия образовавшихся осколков. Численная методика включает в себя автоматическую триангуляцию трехмерной расчетной области, явную конечно-разностную схему второго порядка точности, реализованную на тетраэдрических расчетных ячейках и базирующуюся на совместном использовании метода Уилкинса для расчета внутренних точек и метода Джонсона для расчета контактных и свободных поверхностей. Методика также включает численный алгоритм, описывающий построение поверхности разрушения при образовании и росте трещин, и алгоритм генерации случайной величины, подчиняющейся выбранному закону распределения. В ходе исследования рассмотрены вопросы, связанные с математическим описанием разрушения (вероятностный механизм разрушения, выбор критерия разрушения, рост поврежденности, определение ориентации микротрещины).

В пятой главе предлагается методика расчета, предназначенная для компьютерного моделирования процессов высокоскоростного взаимодействия деформируемых тел и их разрушения. При описании напряженно-деформированного состояния взаимодействующих тел используется упругопластическая модель сплошной среды с учетом изменения ее пористости. Численное решение конкретных прикладных задач осуществляется с помощью эйлерового численного метода, основанного на конечно-разностной схеме Мак-Кормака и методе маркеров. Этот метод позволяет исследовать большие деформации взаимодействующих тел, имеющих различные физико-механические свойства. Весь комплекс

вычислительных алгоритмов и уравнений называется расчетно-математической моделью. В замкнутую систему расчетно-математической модели входят дополнительные соотношения, которые вычисляются с помощью отдельных алгоритмов. К таким алгоритмам относятся: снос напряженного состояния на поверхность текучести путем корректировки компонент девиаторной части тензора напряжений; вычисление давления и пористости при совместном расчете уравнения состояния и соотношения, задающего закон изменения пористости в зависимости от давления; расчет параметров на фронте детонационной волны и т.д.

Наиболее эффективный и информативный способ моделирования высокоскоростного соударения твердых тел базируется на решении основной системы уравнений механики деформируемого твердого тела. Как правило, для задач удара такая система уравнений с определяющими соотношениями, граничными и начальными условиями аналитического решения не имеет и для ее решения используют численные методы. На достижение успеха при математическом моделировании также влияет рациональный выбор метода численного решения, который зависит от конкретного класса решаемой задачи. Традиционно для описания движения сплошной среды используют эйлеров и лагранжевы подходы. Оба подхода эквивалентны между собой, однако схемы, разработанные на их основе, обладают некоторыми отличиями, причем каждая из таких схем имеет как свои достоинства, так и недостатки. В лагранжевых численных схемах расчетная сетка пространственных координат «вморожена» в материал среды и деформируется далее со средой в течение всего времени счета. Это позволяет с высокой точностью вести расчет в граничных точках, т.е. сравнительно легко отслеживать контактные и свободные поверхности. В последнее время для описания разрушения получил развитие подход, основанный на выделении поверхностей разрыва сплошности материалов, который так или иначе связан с модификацией первоначальной расчетной сетки, т.е. с формированием новой свободной поверхности. В этом направлении можно отметить несколько способов. В одних способах происходит локальная перестройка сетки в области разрушения, в других расщепление узлов происходит в предположении заранее известной свободной поверхности (т.е. введение линии сдвоенных узлов), в-третьих, расщепление узлов совершается с автоматической перестройкой свободной поверхности с введением дополнительных узлов. Эти методы применялись для решения модельных задач с простой компоновкой и геометрией взаимодействующих тел и, естественно, они мало пригодны для моделирования перспективных удароустойчивых защит, которые, как правило, являются структурно-

неоднородными, а именно: наполненными высокопрочной керамикой, армированными вольфрамом или ураном и т.д. В связи с этим в настоящее время существует потребность в создании численного метода, позволяющего моделировать высокоскоростное деформирование и фрагментарное разрушение материала, или, другими словами, в методе расчета должна быть заложена возможность выделения поверхностей разрыва сплошности материала, а также возможность отслеживать контактные и свободные поверхности как имеющиеся в начальный момент времени, так и образующиеся в процессе деформирования и разрушения. Разработке такого метода и посвящена шестая глава.

Седьмая глава посвящена проблеме высокоскоростного метания и нагрузок, действующих на метаемую сборку. Процесс метания характеризуется высокой интенсивностью действующих на конструкцию давлений и массовых сил, что может привести к нежелательному уровню деформаций и напряжений и, как следствие, разрушению самой сборки и метательной установки. Повышение скорости метания приводит, как правило, к увеличению действующих на сборку нагрузок. Несмотря на то, что при проектировании подобных конструкций накоплен достаточно большой опыт проведения как расчетных, так и экспериментальных работ, при создании новых изделий перед проектировщиком вновь и вновь ставятся вопросы прочностного расчета. Причиной этому является ряд обстоятельств, среди которых наиболее очевидны следующие: разработка новых видов и конструкцийборок; предъявление более жестких требований к уже существующим изделиям; применение новых конструкционных материалов для их изготовления и т.д. Появление мощных электронно-вычислительных машин коллективного пользования и персональных компьютеров позволяет на основе более полных физических и математических моделей выявить резервы прочности в уже существующих конструкцияхборок.

Глава 1

ДВУХСТУПЕНЧАТЫЕ ЛЕГКОГАЗОВЫЕ УСТАНОВКИ – ИНСТРУМЕНТ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ СВЕРХАРТИЛЛЕРИЙСКИХ И КОСМИЧЕСКИХ СКОРОСТЕЙ В ЛАБОРАТОРНЫХ УСЛОВИЯХ

Анализ научно-технической и патентной литературы показывает, что двухступенчатые легкогазовые установки (ЛГУ) в настоящее время являются одним из самых надежных и отработанных средств высокоскоростного метания в диапазоне скоростей 2.5...10 км/с и выше. Причем наряду с традиционным использованием ЛГУ в аэробаллистических исследованиях [1–3], а также в экспериментах по высокоскоростному взаимодействию [4–6] в последнее время ЛГУ находят новое применение. Во-первых, ЛГУ используются в качестве предускорителей в комбинированных схемах метания [7–9]. Во-вторых, исследуется возможность применения ЛГУ для прямого вывода, например капсул с радиоактивными отходами, в космос [10–12].

Для НИИ ПММ вопросы высокоскоростного метания традиционно являются одним из основных научных направлений. Основы этому были заложены еще С.А. Бетехтиным, М.С. Гороховым и др. [13, 14]. При этом в институте всегда практиковался комплексный подход: широкие экспериментальные исследования и математическое моделирование внутриваллистических процессов высокоскоростного метания [15–20].

В разработке всех отечественных легкогазовых установок, созданных за последние десятилетия, в той или иной степени участвовали сотрудники НИИ ПММ.

Вопросам исследования внутренней баллистики ЛГУ посвящено большое количество работ как в зарубежной, так и в отечественной литературе. Работы [21, 22] посвящены общим проблемам внутренней баллистики ЛГУ и их моделированию. Обширный список работ охватывает исследования влияния отдельных факторов на основные параметры выстрела из ЛГУ: движение поршня исследовалось в работах [23, 24], процессам прорыва и раскрытия диафрагмы посвящены работы [20, 25], движение метаемого элемента (МЭ) в стволе ЛГУ изучалось в работах [19, 26]. Большой цикл работ посвящен влиянию теплоотдачи рабочего газа и абляции ствола на дульную скорость и живучесть ствола ЛГУ [27–29].

При проектировании ЛГУ, а также для поиска рациональных параметров их эксплуатации широко применяется численное моделирование. Анализ экспериментов при скоростях метания порядка 8 км/с и выше показал, что существующие представления о внутриваллистических процессах ЛГУ не всегда соответствуют реальным физическим процессам и, следовательно, физико-математические модели, разработанные на основе этих представлений, не вполне адекватно описывают процессы высокоскоростного метания из ЛГУ. Причем определяющие параметры, входящие в эти модели, не всегда могут быть найдены из существующих теоретических и экспериментальных данных. Все это предопределяет необходимость более углубленных экспериментальных исследований основных внутриваллистических процессов ЛГУ.

С целью исследования основных внутриваллистических процессов в ЛГУ, а также исследования новых схем ЛГУ в НИИ ПММ был разработан унифицированный комплекс баллистических установок ПХ [30]. (заводской индекс Юргинского машзавода, где изготавливался комплекс, – Т-110). В комплекс Т-110 входит порядка сорока различных баллистических установок (одноступенчатых, двухступенчатых классических и нетрадиционных). Экспериментальная отработка комплекса Т-110 была начата с отработки «классической» ЛГУ с легким поршнем ППХ 23/8. В процессе экспериментальной отработки проведены исследования работоспособности всех узлов и деталей ЛГУ ППХ 23/8, выбраны рациональные параметры заряжания, уточнены схемы проведения эксперимента, усовершенствована конструкция некоторых узлов, исследовано влияние некоторых новых факторов на баллистику выстрела из ЛГУ.

Анализ экспериментов при скоростях метания порядка 8 км/с и выше показал, что одной из основных проблем является живучесть ЛГУ [31, 32]. В целом проблему высокоскоростного метания при таких скоростях необходимо рассматривать как компромисс между стремлением получить наиболее высокую скорость максимально тяжелого МЭ и обеспечением приемлемой живучести установки. Основным условием получения сверхвысоких скоростей метания в ЛГУ при обеспечении приемлемой живучести является высокая повторяемость всех внутрибаллистических процессов. Однако эксперименты на ЛГУ с легким и особенно со сверхлегким поршнем (см. [32]) показали, что при определенных соотношениях параметров заряжания наблюдается разброс максимального давления в пороховой камере [18]. Проведены экспериментальные исследования закономерностей горения зерненных порохов в широком диапазоне плотностей заряжания. При этом использовались нетрадиционные схемы манометрических бомб и модельные баллистические установки, позволяющие моделировать условия, близкие к реальному выстрелу. Экспериментально установлено, что причиной нестабильности выстрела из ЛГУ является плохая воспроизводимость процесса воспламенения и горения исследуемых порохов при плотностях заряжания $\Delta \approx 0.5 \text{ г/см}^3$ и ниже [17, 33]. Разработаны конструкция пороховой камеры переменного объема и конструкция поршня, которые обеспечивают хорошую воспроизводимость параметров горения порохового заряда и движения поршня в камере сжатия.

Предложены методы повышения живучести ЛГУ, включающие новые конструктивные решения и нетрадиционные режимы выстрела. Теоретически и экспериментально установлено, что уменьшение угла раствора конического переходника до $2.5 \dots 3^\circ$ позволяет увеличить живучесть камеры высокого давления в несколько раз. Предложена конструкция составного поршня с жидким или гелеобразным наполнителем. Обоснован и экспериментально отработан режим выстрела из ЛГУ со сверхлегкими поршнями и без использования диафрагмы. Для предотвращения абляции канала ЛГУ предложена конструкция конического и измерительного переходников с лейнерами из термоизносостойких сплавов [32]. Использование новых схемных и конструктивных решений позволило поднять живучесть ЛГУ ППХ 23/8 до 100 выстрелов и выше при параметрах выстрела, обеспечивающих скорости метания порядка 8 км/с.

К настоящему времени классические ЛГУ подошли к пределу своих возможностей в повышении скорости метания. На лучших образцах в единичных опытах получены скорости $9.5 \dots 9.6 \text{ км/с}$ для метаемых элементов с относительной массой $C_q \leq 1 \text{ г/см}^3$. Практически с появлением

первых образцов [34] предлагались способы повышения скоростей метания из ЛГУ. Однако к настоящему времени не удалось реализовать ни одну схему повышения скорости, в которой скорость МЭ превышала бы максимальные скорости, полученные на лучших классических ЛГУ. Это делает актуальным поиск и исследование путей повышения скорости метания из ЛГУ.

В настоящем разделе приводятся результаты теоретических и экспериментальных исследований проблем высокоскоростного метания из двухступенчатых легкогазовых установок.

1.1. ЛГУ с тяжелым поршнем

Для получения сверхartilлерийских скоростей метания (2.5...5.5 км/с) в лабораторных условиях в основном применяются ЛГУ с тяжелым поршнем [22]. В данном случае под ЛГУ с тяжелым поршнем понимаются такие установки, в которых процесс сжатия легкого газа происходит изэнтропически. Такие ЛГУ имеют относительно короткую камеру сжатия ($L_k = 20 \dots 30D$, где L_k – длина камеры сжатия, D – ее калибр); большой перепад площади сечений камеры сжатия и ствола ($D/d = 4 \dots 8$); тяжелый, как правило, металлический поршень и низкую степень сжатия легкого газа ($P_{\max}/P_0 = 50 \dots 100$). Эти особенности накладывают естественное ограничение на максимальную скорость снаряда. Действительно, в случае безударного изэнтропического сжатия легкого газа можно считать, что

$$\left(\frac{a_{\max}}{a_0} \right)^2 = \left(\frac{P_{\max}}{P_0} \right)^{(\gamma-1)/\gamma},$$

где a_0 – начальная скорость звука, а a_{\max} – момент максимального сжатия [22]. Учитывая, что для реальных ЛГУ с тяжелым поршнем P_{\max} ограничено величиной порядка 10 кбар ($P_{\max}/P_0 \leq 100$), а дульная скорость снаряда $U_d = (1.8 \dots 2.5)a_{\max}$, то в случае использования водорода ($a_0 \approx 1.3$ км/с, $\gamma = 1.4$) будем иметь: $U_d = 4 \dots 5.5$ км/с. Эти оценки хорошо согласуются с реальными экспериментальными данными.

Имея ограниченные габариты, хорошую стабильность всех внутри-

баллистических характеристик, ЛГУ с тяжелым поршнем широко используется в экспериментальных исследованиях для получения сверхартиллерийских скоростей (2.5 км/с и выше) в лабораторных условиях.

1.1.1. Анализ существующих конструкций ЛГУ и совершенствование конструкции ЛГУ с тяжелым поршнем

Используемые в настоящее время ЛГУ с тяжелым поршнем были разработаны 30–40 лет назад и поэтому не всегда удовлетворяют требованиям по надежности, живучести, а также технологичности производства.

Одной из самых распространенных ЛГУ с тяжелым поршнем является разработанная в НИИ ПММ ЛГУ Т-29, которая, в свою очередь, создана на основе ЛГУ ГУ23, разработанной М.С. Гороховым. Установка имеет следующие основные параметры: калибр баллистического ствола $d = 23$ мм; калибр камеры сжатия $D = 85$ мм, ее длина $L_k = 2$ м. Реально получаемые скорости составляют 5.5 км/с для метаемого элемента (МЭ) массой 12 г ($C_q = 1$ г/см³) и 4 км/с при массе МЭ 36 г ($C_q = 3$ г/см³). ЛГУ Т-29 выпускалась малой серией производственным объединением «Юргинский машзавод» и эксплуатируется во многих организациях и полигонах. Однако ее дальнейшее распространение приостановилось из-за сложности конструкции и необходимости сложного технологического оснащения при производстве.

В связи с вышесказанным был проведен анализ конструкций существующих ЛГУ, изучен опыт их эксплуатации и разработаны новые подходы к созданию более технологичных легкогазовых установок с тяжелым поршнем. Это позволило существенно упростить конструкцию затворного узла и узла инициирования, а также конструкцию камеры сжатия. Предложена новая конструкция диафрагменного узла, что позволило кардинально повысить живучесть ЛГУ. На основе этих подходов разработано семейство ЛГУ с тяжелым поршнем с баллистическими стволами калибром 23, 34, 50 мм и с камерами сжатия калибром 100 и 125 мм [30].

Изготовлено и испытано несколько экземпляров таких ЛГУ. При этом полностью подтвердилась правильность выработанных подходов – на новых ЛГУ получены расчетные скорости метания, а их изготовление оказалось дешевле в несколько раз, чем изготовление ЛГУ Т-29.

Основными наиболее трудоемкими и сложными узлами ЛГУ являются: затвор с злом инициирования, камера сжатия и узел форсирования.

1.1.2. Выбор конструкции затвора и узла инициирования

В ЛГУ Т-29, как и в некоторых других аналогичных пушках, используется клиновидный затвор от штатной противотанковой пушки Т-12 [35]. Такой затвор обладает высокой надежностью и обеспечивает скорострельность несколько выстрелов в минуту. Однако клиновидный затвор очень трудоемок в изготовлении, и для его производства необходимо сложное специализированное оборудование. В то же время практика работы с ЛГУ Т-29 показала, что, во-первых, при использовании клинового затвора без штатной гильзы возникают проблемы с обтюрацией пороховой камеры, так как в этом случае необходимо экспериментально подбирать толщину уплотнительных колец, чтобы обеспечить надежную обтюрацию и свободное закрывание затвора. Во-вторых, время подготовки собственно выстрела из ЛГУ, а также время подготовки регистрирующей аппаратуры составляет от одного до нескольких часов, поэтому экономия нескольких минут на запираение пороховой камеры практически не ускоряет проведение экспериментов. И, в-третьих, усилия, действующие на затвор ЛГУ, значительно ниже, чем, например, в пушке Т-12, так как масса порохового заряда ЛГУ Т-29 в 10...15 раз меньше заряда осколочно-фугасного боеприпаса пушки Т-12. Кроме этого, при дистанционном управлении выстрелом более простым и надежным является электрический способ инициирования порохового заряда по сравнению с ударным.

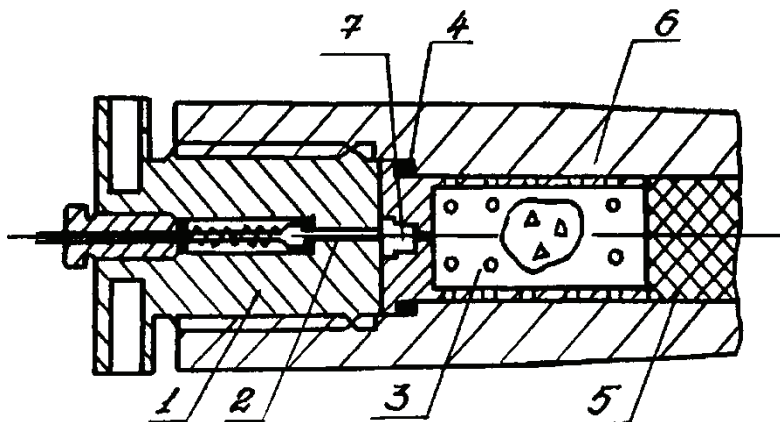


Рис. 1.1. Затвор и узел инициирования:
1 – затвор; 2 – электрод; 3 – перфорированная гильза; 4 – obturator; 5 – поршень; 6 – камера сжатия; 7 – ЭКВ

Учитывая вышесказанное, была разработана конструкция винтового затвора, рассчитанная на использование элетрокапсюльных втулок ЭКВ-4 или ГУВ-7 (рис. 1.1). Для подачи инициирующего импульса в затвор вмонтирован подпружиненный электрод с предохранителем. Система обтюрации и перфорированная гильза, в качестве стопора для поршня, взята аналогичной ЛГУ Т-29, так как этот узел хорошо зарекомендовал себя в работе. Такой затвор и узел инициирования могут быть изготовлены на обычном токарно-винторезном станке.

1.1.3. Конструкция камеры сжатия

Камера сжатия ЛГУ Т-29 представляет собой двухслойную скрепленную по всей длине трубу с общей длиной порядка 2.5 м. Поэтому изготовление такой камеры сжатия – весьма сложный и трудоемкий процесс, требующий специализированного оборудования и высокой квалификации. В то же время анализ типичной эпюры максимальных давлений в камере сжатия (рис. 1.2) показывает, что высокие давления реализуются не по всей длине, а только в ее начале (давление продуктов сгорания порохового заряда) и в конце (давление легкого газа в момент максимального сжатия).

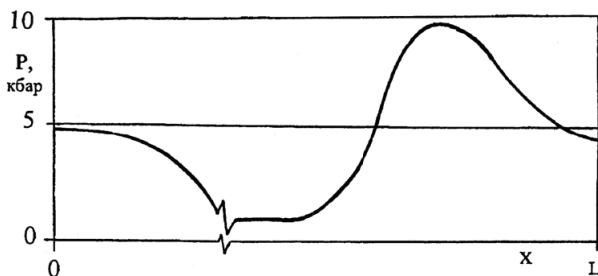


Рис. 1.2. Эпюра максимальных давлений

Поэтому упрочнение средней части камеры сжатия, существенно усложняющее конструкцию и технологию изготовления, является излишним. Кроме этого, максимальные давления в казенной части ЛГУ не превышают максимальных давлений в казенной части штатных пушек, например Т-12, весь ствол которой, включая казенную часть, выполнен однослойным. Таким образом, упрочнение казенной части камеры сжатия ЛГУ также можно считать нецелесообразным. Естественным представляется использовать в качестве основы для изготовления камер сжатия ЛГУ стволы штатных гладкоствольных пушек, например Т-12 калибром 100 мм или Д-81 калибром 125 мм [35]. Оптимальная конст-

рукция камеры сжатия, которая может быть изготовлена из одного такого ствола, представлена на рис. 1.3, а. Здесь часть казенника длиной порядка 850 мм используется в качестве кожуха для упрочнения передней части камеры сжатия (форкамеры). Кожух одевается на горячую посадку и фиксируется двумя рядами штифтов или другим каким-либо способом. Общая длина камеры сжатия калибром 100 мм составляет 3.5...4 м, а калибром 125 мм – 4...4.5 м. Для изготовления такой камеры сжатия требуется токарно-винторезный станок с расстоянием между центрами порядка 5 м, а также специальная оснастка для расточки и внутреннего хонингования, чтобы обеспечить качественную горячую посадку. Более простая конструкция составной камеры сжатия представлена на рис. 1.3, б, в которой утолщенная казенная часть ствола используется в качестве форкамеры.

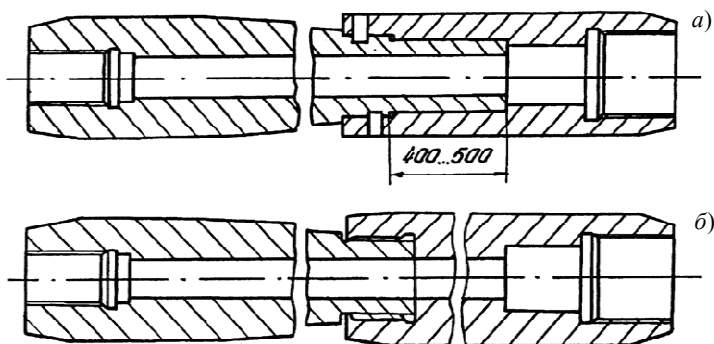


Рис. 1.3. Конструкция камеры сжатия

В резьбовом соединении двух частей камеры сжатия рекомендуется использовать специальную упорную резьбу (Спец. уп. $D \times h \times 45^\circ$ ГОСТ 13535–68). Такая камера сжатия (при наличии ствола от Т-12 или Д-81) может быть изготовлена на универсальном токарно-винторезном станке с расстоянием между центрами порядка 3 м.

1.1.4. Модернизированный узел форсирования

В ЛГУ Т-29 и в других ЛГУ с тяжелым поршнем узел конического переходника и узел форсирования практически совмещены. Между камерой сжатия и стволом вставляется короткий конический переходник (вкладыш), а между вкладышем и стволом зажимается диафрагма. Практика работы с ЛГУ Т-29 показала, что диафрагма не только обеспечивает необходимую задержку начала движения снаряда, но и предо-

храняет резьбовое соединение узла форсирования от разрушения. При ударе поршня в конический переходник диафрагма перепрессовывается и ударные пиковые нагрузки на резьбу сглаживаются. Однако при форсированных режимах выстрела несколько пушек было выведено из строя из-за необратимых деформаций резьбы. Для уменьшения вероятности таких случаев предложено: во-первых, заменить обычную упорную резьбу на более прочную (Спец. уп. $D \times h \times 45^\circ$ ГОСТ 13535–68). Во-вторых, установить между буртом ствола и гайкой дополнительный демпфирующий элемент – упругий, сминаемый и т.д. (рис. 1.4).

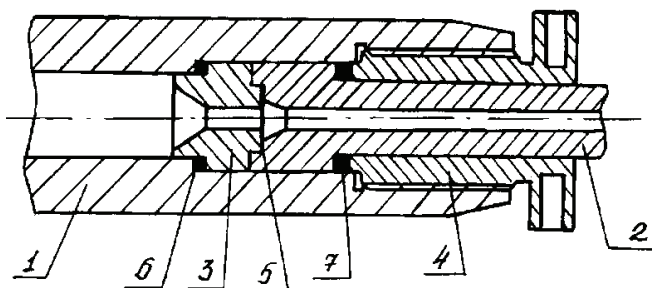


Рис. 1.4. Конструкция узла форсирования:

- 1 – камера сжатия; 2 – ствол; 3 – конический переходник; 4 – гайка;
5 – диафрагма; 6 – obtюратор; 7 – демпфирующий элемент

Помимо своей основной роли демпфирующий элемент является дополнительным obtюратором, который обеспечивает полную и надежную герметизацию узла форсирования ЛГУ даже при прорыве рабочего газа через диафрагменный узел. Конструкция узла форсирования с подвижным вкладышем и с дополнительным демпфирующим элементом защищена авторским свидетельством на изобретение. Система obtюрации соединения камеры сжатия и конического переходника (резиновое кольцо, зажатое между двумя стальными) хорошо зарекомендовала себя в ЛГУ Т-29 и может быть использована в новых ЛГУ.

1.1.5. Конструкция поршня

Поршень ЛГУ Т-29 состоит из obtюратора в виде полиэтиленового цилиндра с ведущим пояском, собственно поршня и алюминиевого буфера (рис. 1.5, а). Алюминиевый буфер имеет выступ в виде усеченного конуса. При ударе поршня (буфера) в конический переходник происходит перепрессовка конического выступа, за счет чего уменьшается ударная пиковая нагрузка, действующая на резьбовое соединение узла форсирования. Собственно поршень представляет собой стальной ци-

линдр, на торцах которого одеты полиэтиленовые (фторопластовые) ведущие кольца (см. рис. 1.5, *a*). Опыт работы с ЛГУ Т-29 показал, что в процессе выстрела ведущие кольца снимаются и стальной поршень движется непосредственно по поршневому стволу, что приводит к ухудшению качества канала ствола.

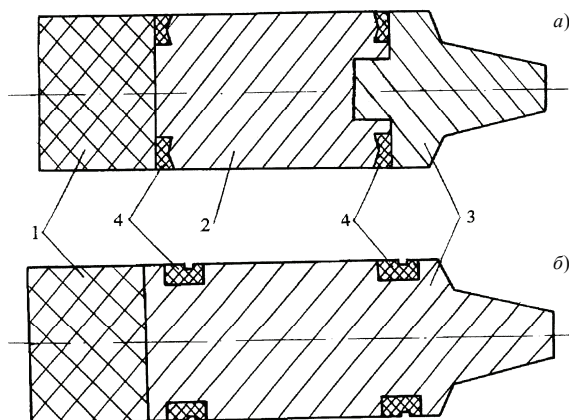


Рис. 1.5. Конструкция поршня:

1 – obtуратор; 2 – поршень; 3 – буфер; 4 – ведущие кольца

В процессе баллистического проектирования было исследовано влияние массы поршня на баллистику выстрела из ЛГУ с тяжелым поршнем. Оказалось, что уменьшение массы поршня с 4...7 до 2.5...3.5 кг не приводит к существенному уменьшению скорости метания. Однако в случае уменьшения массы поршня значительно снижаются пиковые нагрузки на резьбу узла форсирования. Кроме этого, поршень меньшей массы может быть целиком изготовлен из дюралюминия. Конструкция такого поршня приведена на рис. 1.5, *б*, где использованы разрезные ведущие кольца из полиэтилена. Испытания подтвердили работоспособность такой конструкции и ее надежность.

1.1.6. Разработка новых ЛГУ с тяжелым поршнем

По заказу ВНИИ Стали (г. Москва) было проведено баллистическое проектирование и разработана ЛГУ с тяжелым поршнем – КПХ 100 на базе ствола пушки Т-12 калибром 100 мм [35]. При разработке конструкции ЛГУ были использованы подходы и новые схемные решения, изложенные выше. Разработано два варианта конструкторской документации, предполагающих использование баллистических стволов ка-

либром 23 и 34 мм. По этой документации на базе ВНИИ Стали была изготовлена ЛГУ с составной камерой сжатия (см. рис. 1.3, б).

В процессе изготовления полностью подтвердились преимущества конструкции ЛГУ КПХ 100 – она была изготовлена на универсальном токарно-винторезном станке, и изготовление ее оказалось дешевле в несколько раз по сравнению с ЛГУ Т-29. Экспериментальная отработка и бронебаллистические исследования, проведенные на новой ЛГУ, подтвердили хорошую работоспособность всех узлов и деталей, а также правильность выбранной конструктивной схемы. При использовании в качестве рабочего газа – гелия на ЛГУ КПХ 100/23 была достигнута скорость 4.2 км/с метаемого элемента массой 20 г ($C_q = 1.7 \text{ г/см}^3$).

Второй экземпляр ЛГУ КПХ 100 со скрепленной камерой сжатия (см. рис. 1.3, а) был изготовлен и успешно эксплуатировался в НИИМаш (г. Дзержинск, Нижегородской обл.).

Используя опыт, накопленный при проектировании, изготовлении и экспериментальной отработке ЛГУ КПХ 100, была разработана ЛГУ с тяжелым поршнем КПХ 125, рассчитанная на получение дульных скоростей 3.5...5.5 км/с метаемых элементов массой 100...300 г. Как и ЛГУ КПХ 100, новая пушка проектировалась в двух вариантах – с баллистическими стволами калибром 34 и 50 мм. Так как перепад сечений между камерой сжатия и стволом оказался меньше, чем у «классических» ЛГУ с тяжелым поршнем, то камера сжатия была удлинена до 4.5 м. При баллистическом проектировании предпочтение отдавалось вариантам с более легкими поршнями, так как при этом реализуются более безопасные для узла форсирования режимы выстрела.

В процессе технологической проработки конструкторской документации на заводе им. Ленина (г. Пермь) был выбран вариант полностью моноблочной камеры сжатия как более дешевый и технологичный. Такой выбор обусловлен тем, что на этом заводе разработана технология производства орудийных стволов с категорией прочности О-140...О-145, что намного выше, чем категория прочности стволов пушки Т-12 (О-110...О-115). При этом учитывался также тот факт, что ни одна из современных ЛГУ с тяжелым поршнем не была «раздута» – в первую очередь «плывет» резьба узла форсирования.

1.2. ЛГУ с легким поршнем

Для получения скоростей метания 7...9 км/с и выше используются ЛГУ с легким поршнем [22, 30, 31]. Впервые в отечественной практике

скорость метания 8 км/с была достигнута на ЛГУ П-1 (НИИ Механики МГУ) [31]. Однако это были единичные опыты, так как живучесть ЛГУ на этих режимах составляла 1–2 опыта. В целом решение проблемы получения высоких скоростей метания необходимо рассматривать как компромисс между стремлением получить как можно более высокую скорость максимально тяжелого ударника и обеспечением приемлемой живучести установки.

В связи с этим был проведен анализ причин выхода из строя основных узлов ЛГУ с легким поршнем и выработана концепция повышения живучести таких установок. Экспериментальные исследования подтвердили правильность этой концепции – живучесть разработанной в НИИ ПММ ЛГУ ППХ 23/8 [30] превысила 100 опытов. На этой ЛГУ впервые в отечественной практике проведена большая серия экспериментов со скоростями, превышающими 8 км/с.

1.2.1. Краткое описание конструкции ЛГУ с легким поршнем

Типичная ЛГУ с легким поршнем ППХ 23/8 включает следующие основные узлы и детали: пороховую камеру, камеру сжатия (поршневой ствол), конический переходник и баллистический ствол (рис. 1.6).

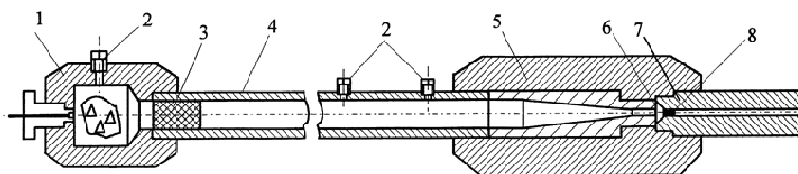


Рис. 1.6. Легкогазовая установка с легким поршнем: 1 – зарядная камера; 2 – датчики давления Т-6000; 3 – поршень; 4 – камера сжатия; 5 – конический переходник; 6 – диафрагма; 7 – ствол; 8 – метаемый элемент

Пороховая камера представляет собой толстостенный цилиндр из стали ОХНЗМФА 0-95, который имеет осевой канал с уширением (собственно пороховая камера). С одной стороны канал имеет резьбу для запальной пробки, с другой – для соединения с камерой сжатия. По прочности пороховая камера рассчитана на максимальное давление 6...7 кбар. Инициирование порохового заряда производится с помощью электрокапсuleйной втулки ЭКВ-608, для чего в запальной пробке имеется Т-образный самообтюрирующийся электрод. Конструкция воспламенительного узла оказалась весьма эффективной и надежной и используется во многих баллистических установках и манометрических бомбах.

Камера сжатия (поршневой ствол) имеет калибр 23 мм, внешний диаметр 80 мм и длину 3650 мм. В некоторых вариантах длина камеры сжатия составляет 4200 мм. На концах камеры сжатия имеется резьба для соединения с пороховой камерой и коническим переходником. На расстоянии 140 мм от переднего торца в стенке камеры сжатия выполнено гнездо для газового клапана и для датчика давления Т-6000.

Конический переходник является самым напряженным узлом ЛГУ. Именно в нем реализуются максимальные давления легкого газа. Поэтому конический переходник выполнен двухслойным с горячей посадкой кожуха на лейнер. Такая конструкция рассчитана на максимальные давления 11...12 кбар в статическом режиме, а при динамическом нагружении с временами, характерными для ЛГУ, максимально допустимые давления составляют 15...16 кбар. Длина собственно конической части переходника составляет 300 мм (угол раствора конуса – 2.86°). Конический переходник соединяется с камерой сжатия резьбовым соединением. С другого торца в коническом переходнике выполнено посадочное место для диафрагмы, которая зажимается баллистическим стволом или измерительным переходником.

В ЛГУ ППХ 23/8 использовалось несколько стволов калибром 5.6 мм длиной 1450 мм и калибром 8 мм длиной от 1540 до 2540 мм. Последний из них является уникальным по своей длине (относительное удлинение свыше 300 калибров), прямолинейности, точности и качества обработки внутренней поверхности канала.

Во всех резьбовых соединениях ЛГУ ППХ 23/8 (как и во всем комплексе Т-110) используется специальная упорная резьба Уп. $D \times 6 \times 45^\circ$ ГОСТ 13535–68.

Изготовлено три экземпляра ЛГУ ППХ 23/8. Первый экземпляр отработан на рабочем газе – гелии и использовался для исследования высокоскоростных электроконтактных процессов, при отработке электромагнитных датчиков дульной скорости, а также в качестве предускорителя электрогазодинамического доускорителя. В настоящее время используется в рамках выполнения Программы Министерства образования и науки РФ «Развитие научного потенциала высшей школы (2006–2008 годы)» (проект РНП 2.1.2.2398). Второй экземпляр отработан на рабочем газе – водороде и внедрен на полигоне одной из заинтересованных организаций. Третий экземпляр после экспериментальной отработки и модернизации использовался для получения предельных скоростей метания [30, 32].

1.2.2. Экспериментальная обработка и совершенствование конструкции ЛГУ с легким поршнем

В процессе экспериментальной обработки проведены исследования работоспособности всех узлов и деталей ЛГУ ППХ 23/8, выбраны рациональные параметры заряжания, уточнены схемы проведения эксперимента, усовершенствована конструкция некоторых узлов, исследовано влияние некоторых новых факторов на баллистику выстрела из ЛГУ.

При обработке диафрагменного узла исследовались диафрагмы из различных материалов и, в частности, меди, нержавеющей стали 12Х18Н10Т, стали Ст3. Диафрагмы из отожженной прутковой меди М1 толщиной 3 мм хорошо зарекомендовали себя при использовании легкого газа – гелия. Однако изготовление таких диафрагм достаточно трудоемкий процесс. Диафрагмы из листовой меди в некоторых опытах не разрывались по насечке и часть диафрагмы выдувалась вслед за метаемым элементом. При использовании диафрагм из листовой холоднокатанной стали Ст3 в некоторых опытах наблюдался отрыв лепестков, что приводило к повреждениям поверхности канала ствола. Наилучшие результаты были получены на диафрагмах из нержавеющей листовой стали 12Х18Н10Т толщиной 2 мм. Испытывались диафрагмы с насечкой на 8, 6 и 4 лепестка. Оказалось, что в случае 8 лепестков диафрагма раскрывается на 4 части (по два лепестка), в случае 6 лепестков диафрагма раскрывается на 3 части (также по два лепестка). Поэтому в дальнейшем использовалась крестообразная насечка глубиной 1 мм (половина толщины диафрагмы).

При разработке конструкции поршня проведено исследование поршней из различных материалов (фторопласт, капролактан, полиэтилен) и различной формы. Исследования показали, что при высоких давлениях и температурах фторопластовые поршни разрушаются и превращаются в крошку. Капролактан является достаточно жестким материалом и при движении такого поршня в коническом переходнике возникают большие напряжения, действующие на конический переходник. Поэтому в качестве материала для поршня (из доступных материалов) был выбран полиэтилен высокого давления. Хотя при движении полиэтиленового поршня по каналу поршневого ствола полиэтилен намазывается на поверхность канала, что существенно усложняет подготовку следующего выстрела. В связи с этим разработана технология мобильного восстановления канала поршневого ствола. После выстрела ствол вручную проходится винтовой разверткой соответствующего диаметра, а затем поверхность восстанавливается (также вручную) притиром с алмазной пастой. У одного испытателя эта процедура занимает не более получаса. В опытах на предельных режимах работы ЛГУ часть поршня

выдавливается в баллистический ствол и также намазывается на поверхности его канала. Для восстановления канала баллистического ствола также используется изложенная выше технология. Увеличение калибра поршневого и баллистического стволов после одной такой процедуры не превышает 0.01 мм.

С учетом изменения калибра поршневого ствола был разработан поршень, основная часть которого имеет диаметр меньше, чем калибр ствола. Обтюрация осуществляется за счет трех или двух ведущих поясков диаметром на 0.5 и 1 мм больше, чем калибр ствола (рис. 1.7). За счет такой конструкции поршня поверхность контакта (площадь поверхности ведущих поясков) остается практически постоянной во все время движения поршня в камере сжатия и мало зависит от точности обработки канала поршневого ствола. При соответствующем выборе параметров заряжания движение такого поршня является устойчивым и обеспечивает хорошую повторяемость опытов. Масса поршня бралась равной 60...70 г при использовании стволов калибром 8 мм и 50...55 г – для стволов калибром 5.6 мм.

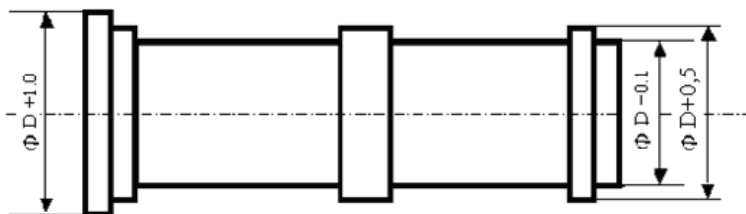


Рис. 1.7. Поршень с тремя ведущими поясками

При экспериментальной обработке ЛГУ ППХ 23/8 на водороде начальное давление P_0 бралось в диапазоне 12...18 бар. Испытано несколько пороховых камер объемом 95, 98, 113, 118 см³. Навеска пороха при этом бралась для щадящих отладочных режимов выстрела – 44...50 г пороха ВТ + 3 г пороха П-45, а для рабочих режимов – 53...55 г ВТ + 3 г П-45. На этих режимах проведено свыше 100 опытов с метаемыми элементами массой 0.28...0.81 г ($C_q = 0.55...1.6$ г/см³), в том числе впервые в отечественной практике большая серия опытов со скоростями, превышающими 8 км/с.

При исследованиях внутрибаллистических процессов на предельных режимах работы ЛГУ ППХ 23/8 была модернизирована. Для этого разработана серия измерительных переходников с установочными узлами для датчика давления Т 10000 (рис. 1.8). Использование измери-

тельных переходников различного типа позволяет мобильно менять схему проведения эксперимента и, в частности, одновременно проводить измерение давления перед и за диафрагмой (см. рис. 1.8, *з*). Так как в этом случае отпадает необходимость устанавливать датчик давления Т 10000 непосредственно в стволе, а также делать заходный конус для лепестков диафрагмы, то длина баллистического ствола используется наиболее полно. Практика работы с ЛГУ показывает, что наибольшему износу подвергается начальный участок ствола. При использовании измерительных переходников начальный участок ствола практически является сменным и срок службы ствола увеличивается.

С целью более детального исследования влияния на баллистику выстрела измерительных переходников и узла форсирования в опытах №70 и №74 менялось взаиморасположение узла форсирования (диафрагмы) и датчика давления легкого газа Т 10000, а в опытах №72 и №75 датчик в стволе вообще отсутствовал. Схема эксперимента приведена на рис. 1.8, *а*, а результаты – в табл. 1.1. Здесь q – масса метаемого элемента; ω – масса порохового заряда, из пороха типа ВТ, включая 3 г пороха типа П-45; P_0 – начальное давление легкого газа (водорода); $M_{\text{п}}$ – масса поршня; $l_{\text{ст}}$ – длина ствола (от диафрагмы до дульного среза); $U_{\text{сн}}$ – дульная скорость снаряда.

Таблица 1.1. Результаты экспериментов

№ опыта	q , г	ω , г	P_0 , бар	$M_{\text{п}}$, г	$l_{\text{ст}}$, м	$U_{\text{сн}}$, км/с
70	0.34	52+3	14	69	2.12	8.01
72	0.34	52+3	14	70.2	2.33	8.16
74	0.30	55+3	14	70	2.33	8.04
75	0.30	55+3	14	70	2.33	8.27

Если сопоставить приведенные в табл. 1.1 экспериментальные данные со схемой эксперимента в соответствующих опытах, то можно оценить влияние некоторых факторов на баллистику выстрела. Во-первых, сравнивая результаты опыта №70 и опыта №72, можно сделать вывод, что с увеличением длины ствола на 10% дульная скорость увеличивается на 2%. Правда, при этом на уменьшение дульной скорости снаряда в опыте №70 повлияло и наличие измерительного отверстия датчика давления Т 10000 в начале ствола. Во-вторых, из сравнения результатов опытов №72 и №75 можно сделать вывод, что увеличение порохового заряда на 6% приводит к росту дульной скорости снаряда на 1.5%. В-третьих, в опыте №74 снаряд и узел форсирования располагаются на

большем расстоянии от конца конического переходника, чем в опыте №75, что привело к уменьшению дульной скорости снаряда на 3%. В этом опыте, по-видимому, также сказались наличие дополнительного местного сопротивления в виде измерительного отверстия датчика Т10000.

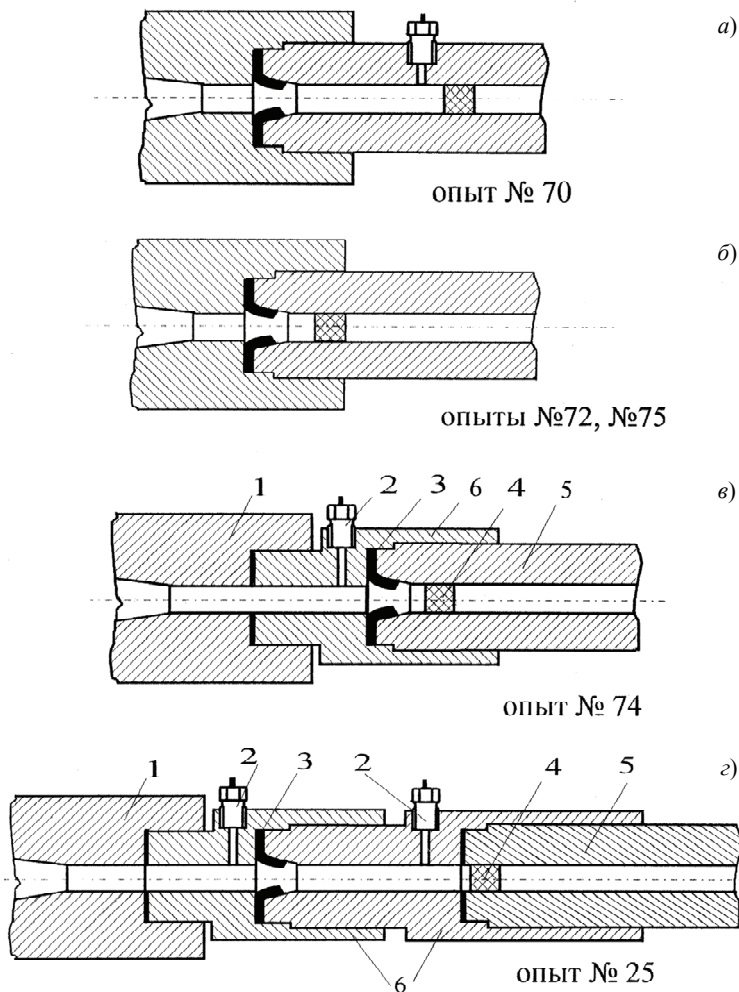


Рис. 1.8. Схема эксперимента: 1 – конический переходник; 2 – датчик давления Т 10000; 3 – диафрагма; 4 – метаемый элемент; 5 – ствол; 6 – соединительный (измерительный) переходник

Для подтверждения достоверности сделанных выше выводов необходимы более полный статистический материал, а также проведение специальных экспериментов по исследованию степени влияния каждого фактора. В целом же введение в схему выстрела измерительных переходников не оказывает большого влияния на баллистику выстрела и является вполне оправданным. Небольшое уменьшение скорости компенсируется значительным увеличением срока службы баллистического ствола.

При проведении опытов №70 – №75 было отмечено, что во время выстрела происходит прорыв легкого газа в узле форсирования. Причем во всех опытах прорыв происходит с тыльной стороны диафрагмы (между диафрагмой и стволом). Анализ причин этого явления показал, что при высоте обтюрирующего ножа на торце ствола 1.5...2 мм он вдавливается в диафрагму на глубину порядка 0.7...0.8 мм. Во время выстрела при взаимных перемещениях конического переходника и ствола нож вдавливается на глубину 1.0...1.2 мм, и при возвращении ствола в исходное положение происходит прорыв легкого газа между ножом и диафрагмой. Таким образом, существующая конструкция узла форсирования не обеспечивает герметичность соединения ствола с коническим переходником. Поэтому в данном случае необходим дополнительный обтюрирующий узел, который обеспечивал бы обтюрацию при перемещениях ствола относительно конического переходника. Одно из решений проблемы обтюрации узла форсирования может обеспечить конструкция соединения ствола и конического переходника, предложенная для ЛГУ с тяжелым поршнем (рис. 1.9, а). Однако такая конструкция требует существенной переделки конического переходника и ствола. Поэтому в нашем случае было добавлено обтюрирующее кольцо из бериллиевой бронзы, расположенное вокруг диафрагмы (рис. 1.9, в). Суть работы такого обтюрирующего узла заключается в следующем. Дополнительное обтюрирующее кольцо изготавливается таким образом, что его высота превышает на 0.3 мм суммарную высоту диафрагмы и уступа на стволе, в который упирается кольцо. В этом случае кольцо, при раздавливании диафрагмы, находится в сжатом состоянии и при перемещении ствола во время выстрела, относительно конического переходника, «следит» за этими перемещениями и обеспечивает обтюрацию узла форсирования. Кроме этого, на внутренней поверхности кольца имеется коническая проточка, попадая в которую, прорвавшийся легкий газ распирает кольцо и обеспечивает дополнительную самообтюрацию по принципу «чечевичного» уплотнения.

Преимущества обеих конструкций узла форсирования использованы при разработке ЛГУ ППХ 34/12.7, которая в настоящее время находится

в завершающей стадии изготовления. В диафрагменном узле ЛГУ ППХ 34/12.7 посадочное место рассчитано таким образом, чтобы при затягивании гайки торец ствола жестко упирался в конический переходник (рис. 1.9, б). В этом положении упругое уплотнительное кольцо сжимается на 0.3 мм, а кольцевой нож врезаются в диафрагму на 0.7 мм. В такой конструкции практически полностью исключаются перемещения ствола относительно конического переходника, а упругое уплотнительное кольцо обеспечивает полную герметизацию даже при прорыве рабочего газа через диафрагму.

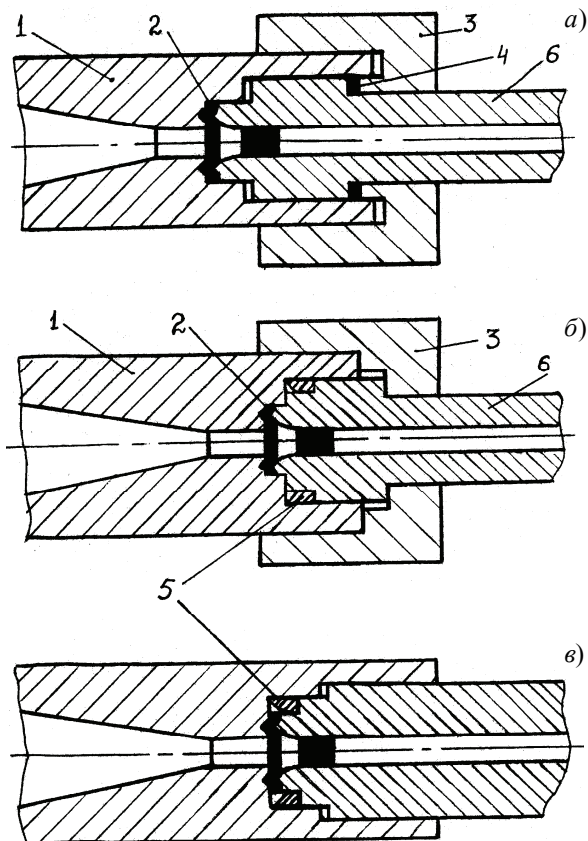


Рис. 1.9. Схема узла форсирования:

1 – конический переходник; 2 – диафрагма; 3 – гайка; 4 – уплотнительное кольцо (графилон, фторопласт, полиэтилен); 5 – упругое уплотнительное кольцо (бериллиевая бронза); 6 – ствол

1.2.3. Пути повышения живучести ЛГУ с легким поршнем

В современных ЛГУ с легким деформируемым поршнем и особенно в ЛГУ с подогревом легкого газа (см. разд. 1.3) можно получить достаточно высокие давления и температуру легкого газа (до 50 кбар и 10000 К соответственно). Однако при таких параметрах выстрела поддон и метаемый элемент разрушаются, а ЛГУ выходит из строя после первого выстрела. Таким образом, проблема получения сверхвысоких скоростей в ЛГУ заключается в организации такого режима выстрела, при котором достигаются максимально возможные скорости МЭ и обеспечивается его сохранность и приемлемая живучесть основных узлов установки.

Анализ приведенных в работах [3, 31, 36] результатов по исследованию прочностных характеристик и живучести основных узлов ЛГУ П-1 и П-1а и, в первую очередь, камеры высокого давления, а также баллистического ствола показал, что определяющим фактором, влияющим на живучесть камеры высокого давления, являются напряжения, возникающие в пластическом поршне при торможении его в конической части камеры высокого давления. Причем как алгоритмические методы оптимального проектирования ЛГУ [15], так и экспериментальные исследования ЛГУ П-1 показали, что с ростом массы поршня дульная скорость снаряда возрастает. Для увеличения массы поршня использовались свинцовые вкладыши. Предлагались также составные поршни с металлической и полиэтиленовой частью.

Теоретические и экспериментальные исследования процесса деформации пластического (полиэтиленового) поршня в процессе выстрела из ЛГУ показали, что максимальные напряжения в поршне и соответственно на внутренней поверхности конической части канала ЛГУ существенно зависят от длины конического участка (от угла конусности). При этом с уменьшением угла конусности уменьшаются максимальные нагрузки в канале камеры высокого давления. Кроме этого, проведенные в [15] внутрибаллистические расчеты ЛГУ показали, что с уменьшением угла конусности увеличивается коэффициент заполнения площади индикаторной диаграммы давления на дно поддона МЭ. Это позволяет получить ту же дульную скорость при меньших максимальных давлениях на дно поддона.

Эти выводы подтверждаются результатами расчетов, приведенных в табл. 1.2, где представлены зависимости основных параметров выстрела от условий заряжания для ЛГУ П-1 [31, 36].

Таблица 1.2. Результаты расчета ЛГУ П-1

№	q , г	ω , г	Тип пороха	p_0 , МПа	$M_{\text{п}}$, г	$p_{\text{max п}}$, МПа	$p_{\text{max пр}}$, МПа
1	0.8	200	6/7	1.2	225	192	3013
2	0.5	200	6/7	1.2	225	192	3124
3	0.5	205	6/7	1.1	135	131	2508
4	0.8	205	6/7	1.25	205	183	2893
5	0.5	202	6/7	1.1	175	155	2706
6	0.5	170	ВТ	0.8	30	152	1080
7	0.5	170	ВТ	0.7	30	151	1172
8	0.4	170	ВТ	0.6	25	145	1054
9	0.3	175	ВТ	0.5	25	156	1217

Продолжение табл. 1.2

№	$p_{\text{max л}}$, МПа	T_{max} , К	$p_{\text{max с}}$, МПа	$U_{\text{с}}$, км/с	$p_{\text{ф}}$, МПа	Длина конуса
1	1716	2415	486	7.99	30	185
2	1708	2396	334	7.64	30	185
3	1403	2349	328	8.08	70	185
4	1541	2346	479	8.05	30	370
5	1426	2368	335	8.16	30	370
6	992	2693	395	8.25	1	370
7	1068	2875	449	8.61	1	370
8	940	2902	339	8.66	1	370
9	1128	3253	309	9.71	1	370

Примечание. В таблице обозначены: q – масса метаемой сборки; ω – масса порохового заряда; p_0 – начальное давление легкого газа (водорода); $M_{\text{п}}$ – масса поршня; $p_{\text{max п}}$ – максимальное давление в пороховой камере; $p_{\text{max пр}}$ – максимальные напряжения в поршне; $p_{\text{max л}}$ – максимальные давления легкого газа; T_{max} – максимальная температура легкого газа; $p_{\text{max с}}$ – максимальное давление на дно поддона метаемого элемента; $U_{\text{с}}$ – дульная скорость метаемого элемента; $p_{\text{ф}}$ – давление форсирования.

Варианты 1...3 соответствуют экспериментальным данным, полученным на ЛГУ с длиной конического участка 185 мм; варианты 4...9 – с гипотетической камерой высокого давления, в которой длина конического участка увеличена вдвое и составляет 370 мм. Сравнение результатов расчетов в вариантах 1, 2, 4, 5 показывает, что при использовании

более длинного переходника можно получать те же скорости при существенно меньших (до 30%) максимальных давлениях легкого газа в поршне и максимальных давлениях на дно МЭ. Особенно это заметно для «легких» метаемых элементов с относительной массой $C_q = 1 \text{ г/см}^3$ ($C_q = q/d^3$, где d – калибр ствола). Эти обстоятельства были учтены при разработке комплекса Т-110. Так, в ЛГУ ППХ 23/8 поршневой ствол имеет калибр 23 мм, баллистический ствол – 8 мм, а длина конического участка камеры высокого давления составляет 300 мм. При этом угол конусности равен 2.85° . В ЛГУ П-1 угол конусности составляет 8° . Изготовление камеры высокого давления с более длинным коническим участком для ЛГУ малого калибра связано с большими технологическими трудностями. Поэтому при разработке входящей в комплекс Т-110 ЛГУ ППХ 34/23/8 с баллистическим стволом калибром 8 мм и с поршневым стволом калибром 34 мм была использована составная камера высокого давления, состоящая из двух конических переходников и цилиндрической вставки калибром 23 мм (рис. 1.10).

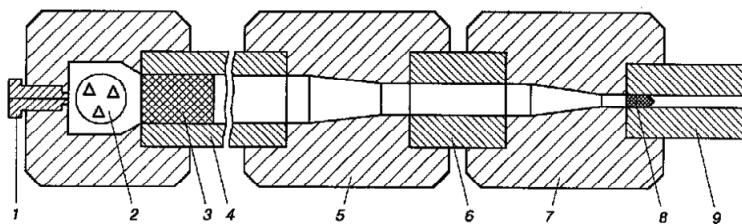


Рис. 1.10. Схема легкогазовой установки с составным коническим переходником: 1 – запальная пробка; 2 – пороховая камера; 3 – поршень; 4 – камера сжатия; 5 – первая секция конического переходника; 6 – цилиндрическая вставка; 7 – вторая секция конического переходника; 8 – метаемый элемент; 9 – ствол

Другой возможностью уменьшения напряжений в поршне при движении его в коническом переходнике является изменение конструкции и материала поршня. Действительно, потери на деформацию и трение поршня, помимо уменьшения живучести, приводят к уменьшению скорости метания в ЛГУ. Известно, что при скоростях деформации, характерных для ЛГУ с легким поршнем, динамический предел текучести полиэтилена существенно возрастает. Это приводит к тому, что поршень сохраняет свою первоначальную форму при давлениях, во много раз превышающих предел текучести полиэтилена (15...20 МПа) [17, 18, 24].

Предлагается конструкция поршня, состоящего из двух обтюраторов, выполненных из полиэтилена и жидкого или гелеобразного наполнителя, заполняющего пространство между ними (рис. 1.11). В качестве наполнителя может быть использована испаряющаяся жидкость (эфир, спирт) или термостойкий смазочный материал, например пушечное сало. Потери на деформацию и трение такого поршня намного ниже, чем у монолитного поршня из полиэтилена, что увеличивает живучесть ЛГУ и скорость метания [32, 37].

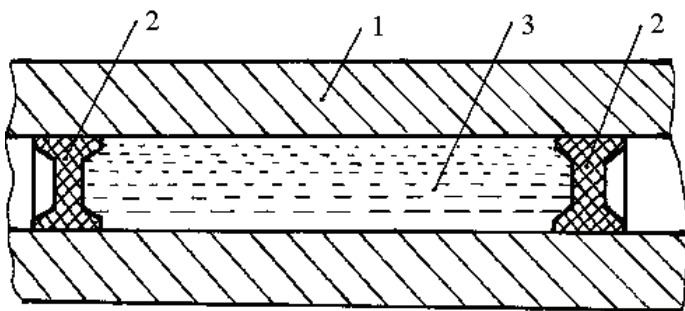


Рис. 1.11. Схема составного поршня:

1 – камера сжатия; 2 – обтюраторы; 3 – жидкий наполнитель

Проведены массовые расчеты по поиску рациональных параметров заряжания. При этом показано, что для метаемых элементов различной массы рациональные параметры заряжания отличаются весьма существенно. Так, уменьшение дульной скорости элемента массой 0.5 г по сравнению со скоростью элемента массой 0.8 г для ЛГУ П-1 объяснялось ухудшением поверхности канала ствола. На самом деле это уменьшение является следствием того, что оптимальные условия заряжания для элемента массой 0.8 г неприемлемы для элемента массой 0.5 г. Расчеты показывают, что для элемента массой 0.5 г могут быть найдены рациональные условия заряжания, при которых дульная скорость этого элемента будет выше, чем скорость МЭ массой 0.8 г при соответствующих максимальных давлениях (см. вариант 3 табл. 1.2). Эти обстоятельства подтверждают, что исследования по увеличению дульных скоростей ЛГУ в диапазоне 7...8 км/с и выше должны носить комплексный характер. Каждому изменению конструктивных элементов и условий заряжания в экспериментах должны предшествовать тщательные параметрические исследования основных внутрибаллистических параметров ЛГУ, так как эти изменения могут привести к выходу из строя отдельных узлов или ЛГУ в целом.

Изложенные выше подходы к конструкции ЛГУ ППХ 23/8 и режимам ее эксплуатации позволили обеспечить живучесть камеры высокого давления свыше 100 выстрелов при режимах эксплуатации, реализующих скорость метания 8 км/с и выше. Живучесть ствола при таких режимах составляет в среднем 20 выстрелов, после чего канал ствола восстанавливают повторным хонингованием. Калибр ствола при этом увеличивается на 0.1...0.2 мм.

Анализ результатов, приведенных в работах [31, 36] по отработке ЛГУ П-1, и данных, полученных в результате экспериментальной отработки ЛГУ ППХ 23/8, показал, что при использовании относительно тяжелого поршня дульная скорость МЭ незначительно увеличивается при уменьшении его массы, а в некоторых случаях даже уменьшается. Это объясняется тем, что «легкий» МЭ «убегает» от поршня и влияние гидроэффекта становится незначительным или совсем отсутствует. Причем использование относительно тяжелых поршней предполагает обязательное применение диафрагмы с давлением прорыва порядка 60...70 МПа и выше. В ЛГУ ППХ 23/8 используется диафрагма из нержавеющей стали 12Х18Н10Т толщиной 2 мм. При прорыве такой диафрагмы на метаемый элемент действуют пиковые нагрузки, которые иногда приводят к разрушению поддона. Кроме этого, при увеличении максимальной температуры легкого газа и появлении следов абляции на поверхности баллистического ствола максимальный унос металла происходит именно с поверхности диафрагмы.

Как показано выше, увеличение массы поршня приводит к уменьшению живучести камеры высокого давления. В связи с этим была предпринята попытка поиска режимов метания, более пригодных для метания «легких» ($C_q \leq 1 \text{ г/см}^3$) метаемых элементов. Анализ результатов большой серии проведенных автором расчетов показал, что в этом случае наиболее приемлемыми являются режимы выстрела с легкими поршнями без использования диафрагмы. Основные отличия предлагаемых режимов состоят в следующем:

1. на 10...20% увеличивается навеска порохового заряда;
2. в 2...3 раза уменьшается масса поршня; относительная масса его $C_{qp} \approx 1.5...2.5 \text{ г/см}^3$, в то время как в экспериментах на ЛГУ ППХ 23/8 использовались поршни с $C_{qp} \approx 4.5...5.5 \text{ г/см}^3$ (в ЛГУ П-1 использовались поршни с относительной массой $C_{qp} \approx 5...8 \text{ г/см}^3$);
3. уменьшается в 1.5...2.5 раза начальное давление легкого газа (с 1.2...1.8 до 0.5...0.8 МПа).

Экспериментальная проверка показала, что за счет конструкции поддона из достаточно жесткого материала (фенилон, графилон, поликарбонат) можно обеспечить давление форсирования поддона, превышающее начальное давление легкого газа в камере сжатия, обеспечивая при этом герметизацию камеры сжатия во время заполнения ее легким газом.

Результаты расчета ЛГУ П-1 в режиме выстрела с легким поршнем и без диафрагмы приведены в табл. 1.2 (варианты 6...9). Отсутствие диафрагмы моделировалось заданием давления форсирования $p_{\phi} = 1.0$ МПа. Расчеты показали, что параметры выстрела практически не меняются при изменении величины силы трения покоя в широком диапазоне. Так, изменение p_{ϕ} с 1.0 до 10 МПа существенно изменило (на 5%) только максимальное давление на дно элемента.

Приведенные результаты расчетов показывают, что в этом случае дульная скорость порядка 8 км/с и выше для метаемого элемента массой 0.5 г может быть получена при максимальных давлениях легкого газа, не превышающих 1000 МПа, в то время как при использовании «тяжелых» поршней и диафрагмы максимальные давления, которые реализовались при получении скоростей 8 км/с, составляли 1700...2000 МПа. Соответственно уменьшаются и максимальные напряжения в поршне при торможении его в конусе. Для более легких МЭ (массой 0.3 и 0.4 г) дульная скорость может быть повышена до 9 км/с и выше.

В табл. 1.3 приведены результаты предварительных расчетов ЛГУ ППХ 23/8 в режиме выстрела с легким поршнем и без использования диафрагмы. Расчеты показывают, что при таких режимах стрельбы в этой ЛГУ также могут быть достигнуты скорости порядка 9 км/с и выше для МЭ массой 0.3...0.5 г при обеспечении приемлемой живучести основных узлов ЛГУ. При проведении расчетов, результаты которых приведены в табл. 1.2–1.4, автором использовалась собственная программа, а также программы [15, 16].

Проведена серия опытов на ЛГУ ППХ 23/8 по отработке предложенного выше режима выстрела. При этом, как и в опытах с диафрагмой (см. табл. 1.1), использовались измерительные переходники (см. рис. 1.8). Первые отладочные опыты показали, что во время выстрела наблюдается прорыв рабочего газа через первое уплотнительное кольцо. В связи с этим стыковочный узел был изменен и плоское уплотнительное кольцо из нержавеющей стали 12X18H10T было заменено на упругое уплотнительное кольцо (см. рис. 1.9). Последующие опыты подтвердили надежность обтюрации такого стыковочного узла, причем одно кольцо может быть использовано несколько раз.

Таблица 1.3. Результаты расчета ЛГУ ППХ 23/8 с легким поршнем и без диафрагмы

ω , г	M_{II} , г	p_{max} , МПа	p_{max} , МПа	T_{max} , К	p_{max} , МПа	U_c , км/с
55	25	151	727	3633	275	8.29
60	23	186	864	4040	331	8.84
60	25	191	940	4218	355	9.05
60	28	199	1041	4442	389	9.32
65	23	236	1081	4617	419	9.58

Примечание. Тип пороха – ВТ; $q = 0.3$ г; $p_0 = 0.7$ МПа.

Результаты отладочной серии экспериментов в режиме выстрела без диафрагмы приведены в табл. 1.4. Эти результаты подтверждают работоспособность ЛГУ в таком варианте выстрела и возможность получения скоростей порядка 7 км/с и выше в безопасном для пушки режиме (падение скорости в опыте №80 как раз и объясняется прорывом легкогаза). Эксперименты по отработке третьего экземпляра ЛГУ ППХ 23/8 на предельных режимах работы (см. табл. 1.1), а также в режиме выстрела без диафрагмы (см. табл. 1.4) проводились совместно с М.С. Барышевым.

Надо отметить, что в отладочной серии опытов пока не было достигнуто расчетных скоростей метания (8...9 км/с), что потребовало дальнейших исследований основных закономерностей процесса выстрела и проверки адекватности физико-математических моделей, используемых при расчетах. Одной из причин уменьшения скорости метания в представленных выше экспериментах может являться абляция внутренней поверхности канала конического и измерительного переходников и засорение легкогаза парами и частицами металла. Действительно, результаты расчетов, приведенные в [27–29], показывают, что температура поверхности канала конического переходника ЛГУ может превышать температуру плавления стали.

В рамках НИР по повышению живучести ЛГУ рассматривались возможности нанесения термоизносостойких покрытий на термонапряженные участки канала ЛГУ. В частности, разрабатывались технологии газофазного осаждения вольфрама [38] и гальванического хромирования с ультрадисперсным алмазным порошком (НПО «Алтай», г. Бийск). Однако в настоящее время нет полностью отработанной технологии нанесения защитных покрытий на термонапряженные участки канала ЛГУ, особенно для ЛГУ малого калибра. В то же время расчеты [27–29], показывают, что интенсивному нагреву и оплавлению подвергается

практически только внутренняя поверхность лейнера конического переходника и начало ствола (участок длиной 20...30 калибров). В связи с этим предлагается изготавливать лейнеры конических и измерительных переходников ЛГУ малого калибра из сплавов с такими свойствами, которые обеспечивали бы необходимую механическую прочность (σ_T не менее 1200 МПа) конического переходника и не допускали оплавления внутренней поверхности канала лейнера.

Таблица 1.4. Результаты экспериментов в режиме выстрела без диафрагмы

№ опыта	q , г	ω , г	M_n , г	p_0 , бар	$l_{ст}$, км/с	U_c , км/с
78	0.40	50	20	9	2.11	6.32
79	0.39	53	20	9	2.11	6.50
80	0.41	58	20	9	2.11	5.68
81	0.35	58	20	9	2.11	6.88
82	0.35	63	20	11	2.11	6.75
83	0.29	63	20	11	2.11	6.93
84	0.29	63	19	11	2.11	6.98
85	0.32	66	23	12	2.11	6.91
86	0.29	66	18.5	11	2.47	7.18

Одним из таких материалов может оказаться вольфрамо-никелево-железный сплав. Действительно, по прочностным свойствам, например, упрочненный сплав ВНЖ-90 не уступает лучшим оружейным сталям (предел текучести $\sigma_T = 1200...1300$ МПа, предел прочности $\sigma_B = 1300...1400$ МПа). При этом коэффициент теплопроводности ВНЖ в несколько раз выше, чем у стали, что способствует быстрому распространению тепла в тело лейнера и уменьшению температуры верхнего слоя канала лейнера [32, 37].

1.2.4. Рекомендации по созданию ЛГУ со скоростями метания 8...10 км/с

Анализ имеющейся литературы по исследованию баллистики ЛГУ с легким деформируемым поршнем, экспериментальные исследования основных внутрибаллистических процессов [17], а также опыт экспериментальной отработки ЛГУ ППХ 23/8 показывают, что ЛГУ, предназначенные для метания поражающих элементов со скоростями 8...10 км/с, должны иметь следующие параметры: отношение калибров камеры сжатия D к калибру ствола d порядка 2.5...3; длина камеры сжатия

L_k должна быть не менее 200 калибров ($L_k \geq 200D$); длина баллистического ствола должна быть не менее 250 калибров ($l_c \geq 250d$); длина конической части переходника должна быть такой, чтобы угол раствора конуса составлял $2.5 \dots 3^\circ$ ($(D - d)L_k = 0.044 \dots 0.052$); объем пороховой камеры должен составлять $9 \dots 10D^3$. Причем с целью обеспечения необходимой плотности заряжения для реализации устойчивого режима воспламенения и горения порохового заряда ЛГУ должна быть снабжена пороховыми камерами различного объема или пороховой камерой переменного объема [32, 37]. При разработке конструкции ЛГУ малого калибра ($d = 5.6 \dots 12.7$ мм) за основу может быть взята ЛГУ ППХ 23/8 с конструкцией узла форсирования, изображенной на рис. 1.4 или на рис. 1.9. В пользу такой конструкции говорит также тот факт, что в этом случае диафрагма зажимается при поступательном движении ствола относительно конуса.

Для повышения живучести ЛГУ и возможности получения более высоких скоростей метания на предельных режимах работы, а также в режиме выстрела без диафрагмы необходимо использовать скрепленные трехслойные переходники, в которых внутренний лейнер выполнен из термоизносостойкого материала, например из сплава ВНЖ-90. С этой же целью измерительные переходники также необходимо делать скрепленными двухслойными с лейнером из термоизносостойкого материала. Рекомендуется использовать поршень с гелеобразным наполнителем (см. рис. 1.11) [32, 37].

Схема такой ЛГУ приведена на рис. 1.12.

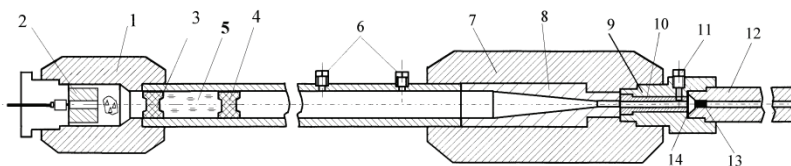


Рис. 1.12. Двухступенчатая легкогазовая установка:

- 1 – зарядная камера; 2 – кольцевой вкладыш; 3, 4 – obtураторы;
- 5 – гелеобразный наполнитель; 6 – датчики давления Т-6000; 7 – конический переходник; 8 – лейнер (ВНЖ); 9 – измерительный переходник;
- 10 – лейнер (ВНЖ); 11 – датчик давления Т 10000; 12 – ствол;
- 13 – метаемый элемент; 14 – диафрагма

1.3. Пути повышения скоростей метания из ЛГУ

К настоящему времени классические ЛГУ подошли к пределу своих возможностей в повышении скорости метания. На лучших образцах в единичных опытах получены скорости 9.5...9.6 км/с для МЭ с относительной массой $C_q \leq 1 \text{ г/см}^3$. Практически с появлением первых образцов [34] предлагались способы повышения скоростей метания из ЛГУ. Однако к настоящему времени не удалось реализовать ни одну схему повышения скорости, в которой скорость МЭ превышала бы максимальные скорости, полученные на лучших классических ЛГУ. Это делает актуальным поиск и исследование путей повышения скорости метания из ЛГУ.

Ограничения, связанные с прочностью конструкции ЛГУ и с максимальными давлениями, которые выдерживает поддон МЭ (500...700 МПа), предопределяют единственно возможный способ увеличения дульной скорости МЭ – увеличение длины ствола с одновременным увеличением заполненности индикаторной диаграммы давления рабочего газа на дно поддона МЭ. В работе [22] показано, что такому условию соответствуют ЛГУ с подогревом рабочего газа. Действительно, основным параметром, определяющим заполненность индикаторной диаграммы, является скорость звука рабочего газа (для ЛГУ в момент максимального сжатия). В общем случае для дульной скорости МЭ можно записать: $U_d = k a_{\text{max}}$, где $k = 1.8...2.5$, а для скорости звука в момент максимального сжатия справедливо выражение

$$\left(\frac{a_{\text{max}}}{a_0} \right)^2 = \left(\frac{P_{\text{max}}}{P_0} \right)^{(\gamma-1)/\gamma} \left(\frac{\Phi_{\text{max}}}{\Phi_0} \right)^{1/\gamma} = \frac{T_{\text{max}}}{T_0},$$

где Φ – энтропийная функция ($\Phi = P / \rho^\gamma$). Индексом «0» обозначены начальные параметры рабочего газа. Из приведенной выше зависимости видно, что для увеличения a_{max} можно увеличить T_0 (предварительный подогрев) или организовать процесс сжатия с большим ростом энтропии.

В первых схемах, разработанных как у нас в стране [22], так и за рубежом [39, 40], легкий газ нагревался в электрических нагревателях или в плазмотронах и подавался в камеру сжатия ЛГУ. В других установках легкий газ нагревался непосредственно в камере сжатия за счет электрического разряда. На таких установках получены скорости до 9 км/с

для МЭ с относительной массой $C_q = 1 \text{ г/см}^3$. Однако из-за большой сложности установок, а также из-за меньшего, чем ожидалось, прироста скорости, объясняемого загрязнением рабочего газа парами и частицами металла, такие установки не получили большого распространения.

Другим направлением в разработке новых ЛГУ со сверхвысокими скоростями метания являются схемы ЛГУ с «механическим» (термодинамическим) подогревом легкого газа. Впервые такой способ подогрева был предложен Х.А. Рахматулиным и Н.Н. Поповым [22], и суть его заключается в следующем. Легкий газ сжимается поршнем или продуктами детонации ВВ в камере предварительного сжатия и затем сжатый (нагретый) газ перепускается в основную камеру сжатия. Вообще говоря, такую процедуру можно повторить, используя две или три камеры предварительного сжатия. Надо отметить, что простая, на первый взгляд, конструкция ЛГУ поставила ряд сложных проблем при отработке устройств синхронизации и узла перетока нагретого легкого газа из камеры предварительного сжатия в основную камеру сжатия.

Этих недостатков лишена предложенная нами трехступенчатая ЛГУ, в которой камера предварительного сжатия выполнена соосно с основной камерой сжатия, а основная камера сжатия снабжена специальными каналами для перетока части легкого газа из камеры предварительного сжатия в основную (рис. 1.13). Процесс выстрела в такой ЛГУ происходит следующим образом. После воспламенения порохового заряда поршень 5 сжимает легкий газ в камере предварительного сжатия 2. Основной поршень 4 ускоряется легким газом, сжатым в камере предварительного сжатия. При прохождении поршня 4 через узел перетока часть легкого газа в обход основного поршня перетекает в вакуумированную основную камеру сжатия 1. В ней перетекший легкий газ сжимается основным поршнем и ускоряет МЭ вдоль ствола. Так как в предложенной трехступенчатой ЛГУ используется единый пороховой заряд, а для ускорения поршня используется легкий газ из камеры предварительного сжатия, то синхронизация процессов выстрела достигается за счет выбора параметров заряжания и не требует дополнительных устройств. Так же, как и в ЛГУ с отдельными, параллельно расположенными камерами предварительного сжатия, в предлагаемой ЛГУ может быть использовано несколько камер предварительного сжатия. Расчеты показали, что после перетока легкого газа из камеры предварительного сжатия и торможения его в основной камере сжатия температура легкого газа возрастает в 2...2.5 раза. Дульная скорость при этом увеличивается в 1.2...1.4 раза при неизменных максимальных давлениях легкого газа в камере сжатия и на поддон МЭ. Результаты расчета одного из вариантов приведены на рис. 1.14. Из приведенных результа-

тов расчета видно, что предварительный нагрев легкого газа и использование «гидроэффекта» обеспечивают достаточно высокое давление на дно поддона МЭ на всем протяжении баллистического ствола длиной 600 калибров. Расчетная скорость в этом случае превышает 12 км/с даже для МЭ с $C_q = 2 \text{ г/см}^3$.

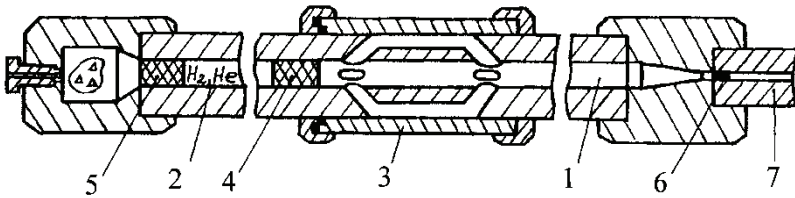


Рис. 1.13. Трехступенчатая легкогазовая установка с перетоком легкого газа: 1 – основная камера сжатия; 2 – камера предварительного сжатия; 3 – узел перетока; 4 – основной поршень; 5 – дополнительный поршень; 6 – метаемый элемент; 7 – ствол

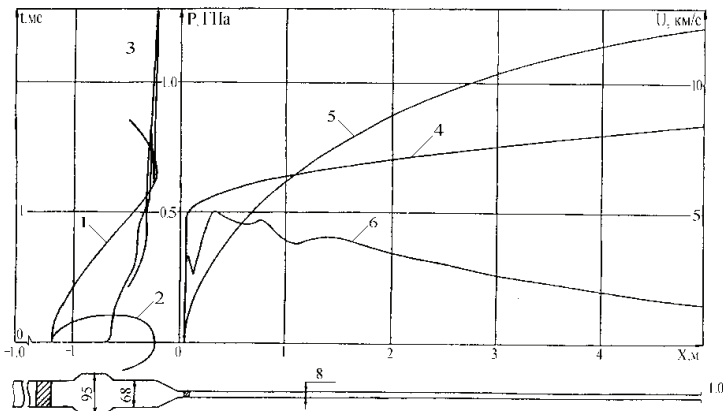


Рис. 1.14. Результаты расчета трехступенчатой легкогазовой установки:

1 – путь основного поршня $x_{\Pi}(t)$; 2 – скорость поршня $U_{\Pi}(x_{\Pi})$;

3 – давление на поршне $P_{\Pi}(x_{\Pi})$; 4 – путь МЭ $x_{\text{М}}(t)$;

5 – скорость МЭ $U_{\text{М}}(x_{\text{М}})$; 6 – давление на МЭ

Проведено баллистическое проектирование и разработана конструкция трехступенчатой ЛГУ (в рамках комплекса Т-110) с калибром баллистического ствола 8 мм и с калибром основной камеры сжа-

тия 34 мм. Расчетная дульная скорость для этой ЛГУ составляет 11...12 км/с для МЭ массой 0,5 г ($C_q = 1 \text{ г/см}^3$) и при длине баллистического ствола 2,5 м. При увеличении длины ствола дульная скорость существенно увеличивается. Оценки, проводившиеся по методике [27, 28], показали, что уменьшение дульной скорости МЭ элемента за счет теплоотдачи легкого газа не превышает 10%.

Известны схемы ЛГУ, в которых сжатие легкого газа производится с большим, чем у обычных ЛГУ, ростом энтропии (температуры) за счет генерации в камере сжатия дополнительных ударных волн. В работах [41, 42] исследованы ЛГУ с дополнительной мембраной в камере сжатия. Более простой является схема ЛГУ, в которой камера сжатия имеет один или несколько дополнительных конических переходников (рис. 1.15). При соответствующем выборе геометрических параметров ЛГУ и параметров заряжания ударная волна, возникающая перед поршнем в первой секции камеры сжатия, взаимодействуя с дополнительным коническим переходником, распадается на прошедшую и отраженную. Отраженная ударная волна, в свою очередь отразившись от поршня, проходит через переходник и снова распадается на прошедшую и отраженную. При прохождении поршня через дополнительный конический переходник его передний торец ускоряется и генерирует еще одну дополнительную ударную волну в легком газе. Интенсивность генерируемых дополнительных ударных волн различная, и часть из них быстро вырождается. Поэтому при расчетах ЛГУ с цилиндроконической камерой сжатия образуется две ударных волны большой интенсивности вместо одной ударной волны для ЛГУ с цилиндрической камерой сжатия. На рис. 1.16 приведено типичное распределение давления легкого газа перед поршнем, после выхода его из дополнительного конического переходника, для обычной ЛГУ и для ЛГУ с цилиндроконической камерой сжатия.

Расчеты показывают, что за счет такой конструкции камеры сжатия удается увеличить отношение Φ_{\max} / Φ_0 до 4,4. Для обычных ЛГУ с легким поршнем это отношение не превышает 3 [22]. Кроме этого, в ЛГУ такой конструкции за счет увеличения объема камеры сжатия (без увеличения ее длины) уменьшается P_0 и возрастает отношение P_{\max} / P_0 , что также приводит к росту a_{\max} и, следовательно, скорости метания.

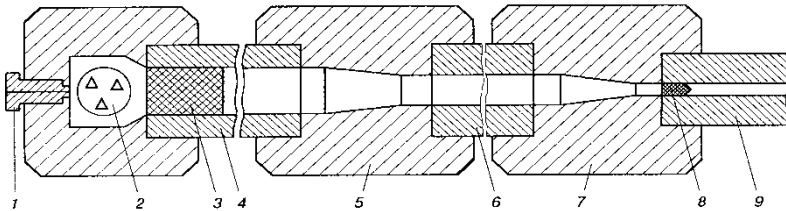


Рис. 1.15. Легкогазовая установка с цилиндроконической камерой сжатия: 1 – запальная пробка; 2 – зарядная камера; 3 – поршень; 4 – первая секция камеры сжатия; 5 – дополнительный конический переходник; 6 – вторая секция камеры сжатия; 7 – основной конический переходник; 8 – метаемый элемент; 9 – ствол

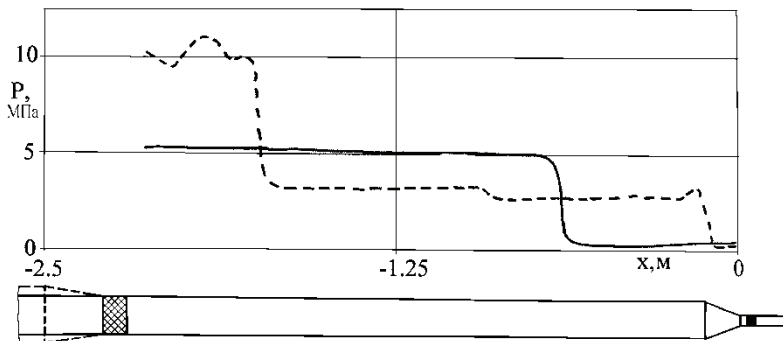


Рис. 1.16. Распределение давления в камере сжатия перед поршнем: сплошная – цилиндрическая камера сжатия; пунктирная – цилиндроконическая камера сжатия

В комплекс Т-110 входит два варианта ЛГУ с цилиндроконической камерой сжатия – с соотношением калибров 50/34/12.7 и 34/23/8 мм соответственно. Кроме этого разработана конструкторская документация (ОКБ ПО «Юргинский машзавод») семейства ЛГУ с цилиндроконической камерой сжатия среднего калибра (баллистические стволы калибром 23 и 34 мм, заводские индексы Т-255, Т-256, Т-257, Т-258). Проведена большая серия расчетов по выбору рациональных параметров заряжания, в том числе в режиме выстрела без диафрагмы [32]. Расчеты подтвердили, что такие ЛГУ могут обеспечить устойчивое получение скоростей порядка 9...10 км/с и выше для МЭ с относительной массой $C_q \leq 1 \text{ г/см}^3$.

Предлагается еще одна схема механического (термодинамического) подогрева легкого газа в камере сжатия ЛГУ. Суть ее работы заключается в следующем. Перед основным поршнем помещается дополнительный (легкий, пластический) поршень, а между поршнями размещен заряд флегматизированного ВВ или заряд быстрогорящего пороха. Соотношение массы дополнительного поршня и массы заряда ВВ выбирается так, чтобы ускорение поршня генерировало в газе дополнительную ударную волну достаточной интенсивности. Такая конструкция позволяет реализовать несколько режимов выстрела из ЛГУ. Во-первых, подрыв заряда ВВ в момент после достижения максимального давления в камере сжатия (дополнительное поджатие); во-вторых, подрыв заряда ВВ во время движения основного поршня (дополнительный подогрев) и, в-третьих, подрыв заряда ВВ (порохового заряда) до начала движения основного поршня (предварительный подогрев легкого газа).

Проведен внутрибаллистический анализ основных закономерностей выстрела в приведенных выше режимах выстрела и проведена оценка баллистической эффективности такого рода ЛГУ. Расчеты показали, что наиболее эффективным и, кстати, наиболее просто реализуемым является режим с предварительным подогревом легкого газа, когда дополнительный заряд ВВ (пороховой заряд) инициируется до начала движения основного поршня.

Проведено баллистическое проектирование и разработана схема модернизации ЛГУ Т-29 с дополнительным поршнем и с баллистическим стволом калибром 12.7 (рис. 1.17). Процесс выстрела происходит следующим образом. С помощью дополнительного воспламенительного узла инициируется пороховой заряд между основным и дополнительным поршнем. Дополнительный поршень ускоряется и генерирует в легком газе ударную волну, за счет чего температура легкого газа повышается. Тип пороха, масса порохового заряда, масса поршня и начальное давление легкого газа выбираются такими, чтобы диафрагма не прорывалась при подходе к ней ударной волны, генерируемой дополнительным поршнем. После отражения ударной волны от конического переходника по сигналу с датчика давления или какого-нибудь другого (ионизационного, контактного и т.д.) датчика инициируется основной пороховой заряд. Далее процесс выстрела происходит, как в трехступенчатой ЛГУ [43].

Расчеты показали, что, используя предварительный подогрев легкого газа с помощью дополнительного легкого поршня, можно существенно увеличить предельную скорость (порядка 5.5 км/с) ЛГУ с тяжелым поршнем до 7...7.5 км/с для МЭ с относительной массой $C_q = 1 \text{ г/см}^3$. Результаты расчета одного из вариантов для модерни-

рованной ЛГУ Т-29 приведены на рис. 1.18. Из представленных результатов расчета видно, что даже при весьма умеренных максимальных давлениях на поршне и на МЭ дульная скорость существенно выше предельной скорости для ЛГУ Т-29.

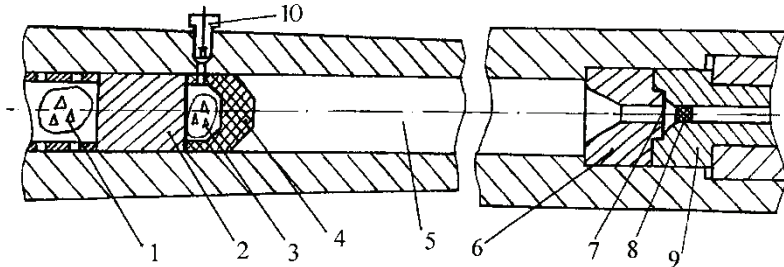


Рис. 1.17. Легкогазовая установка с дополнительным поршнем:
 1 – основной заряд; 2 – основной поршень; 3 – дополнительный заряд;
 4 – дополнительный поршень; 5 – камера сжатия; 6 – вкладыш;
 7 – диафрагма; 8 – метаемый элемент; 9 – ствол;
 10 – дополнительный запальный узел

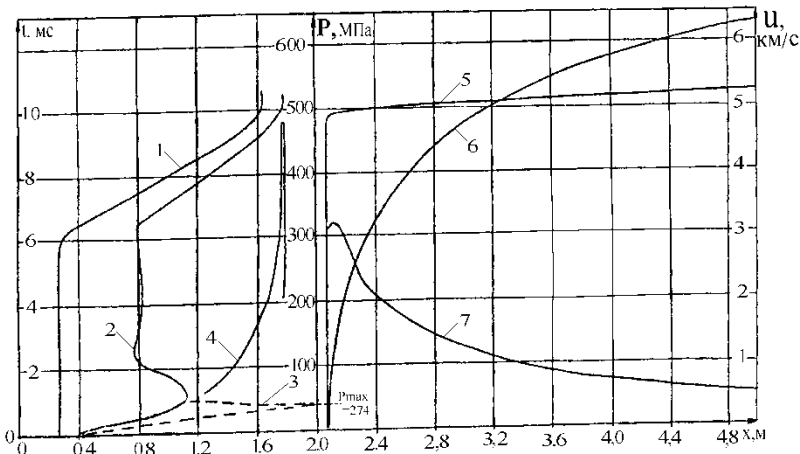


Рис. 1.18. Результаты расчета легкогазовой установки с дополнительным поршнем: 1 – путь основного поршня $x_p(t)$; 2 – путь дополнительного поршня $x_{пд}(t)$; 3 – траектория ударной волны; 4 – давление на поршне $P_p(x_p)$; 5 – путь МЭ $x_m(t)$; 6 – скорость МЭ $U_m(x_m)$; 7 – давление на МЭ $P_m(x_m)$

Кроме этого, в модернизированной таким образом ЛГУ с тяжелым поршнем естественным образом решается основная проблема – обеспечение режима движения поршня, исключающего удар его о конический переходник. В данном случае основной поршень тормозится продуктами сгорания дополнительного заряда, запертыми в камере сжатия между основным и дополнительным поршнем.

Известны попытки создания устройств дополнительного подгона МЭ с помощью газокумулятивных струй продуктов детонации ВВ; плазменного поршня, ускоряемого в рельсовой газоразрядной камере; дополнительного вдува легкого газа и др. В схемах ЛГУ с центрированным подгоном [14] легкий газ вытесняется в баллистический ствол кольцевым поршнем, ускоренным продуктами сгорания порохового заряда. С целью упрощения синхронизации подгона с движением МЭ предлагается использовать для подгона легкий газ, сжатый продуктами детонации. Схема такого устройства дополнительного подгона приведена на рис. 1.19. Устройство подгона включает: ствол 1, являющийся продолжением основного ствола ЛГУ; заполненную легким газом кольцевую камеру подгона 2, на дне которой расположен заряд ВВ 3 с детонаторами мгновенного действия 4. В основном стволе ЛГУ вмонтированы датчики положения МЭ 5. Предложенное устройство работает следующим образом. По сигналам с датчиков положения МЭ в основном стволе формируется сигнал на подрыв детонаторов, которые в свою очередь инициируют заряд ВВ. Продукты детонации сжимают легкий газ и вытесняют его в ствол вслед за снарядом. Вследствие этого давление за снарядом повышается, и он получает дополнительное ускорение.

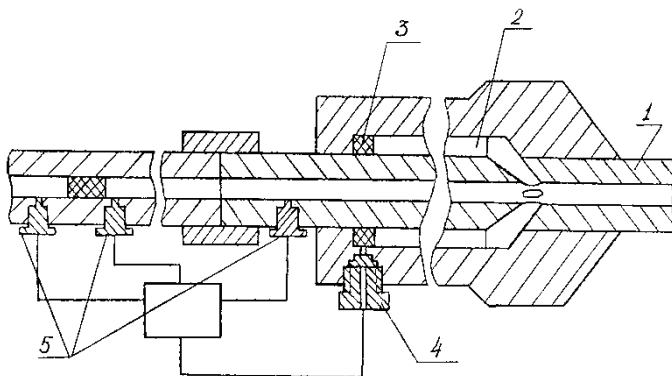


Рис. 1.19. Устройство для дополнительного подгона метаэлемента:
1 – ствол; 2 – камера подгона; 3 – заряд ВВ; 4 – детонатор; 5 – датчики
положения метаэлемента

Расчеты проводились для ЛГУ калибром 8 мм с камерой подгона длиной 0,8 м. Параметры заряжения были взяты следующими: масса МЭ – 0,5 г ($C_q = 1 \text{ г/см}^3$), масса заряда ВВ – 0,019 кг, начальное давление водорода – 1 МПа. На рис. 1.20 приведены результаты расчета вариантов с различной начальной скоростью МЭ. Сплошной линией – для начальной скорости 7 км/с, пунктирной линией – 5,6 км/с и штрихпунктирной – 2 км/с.

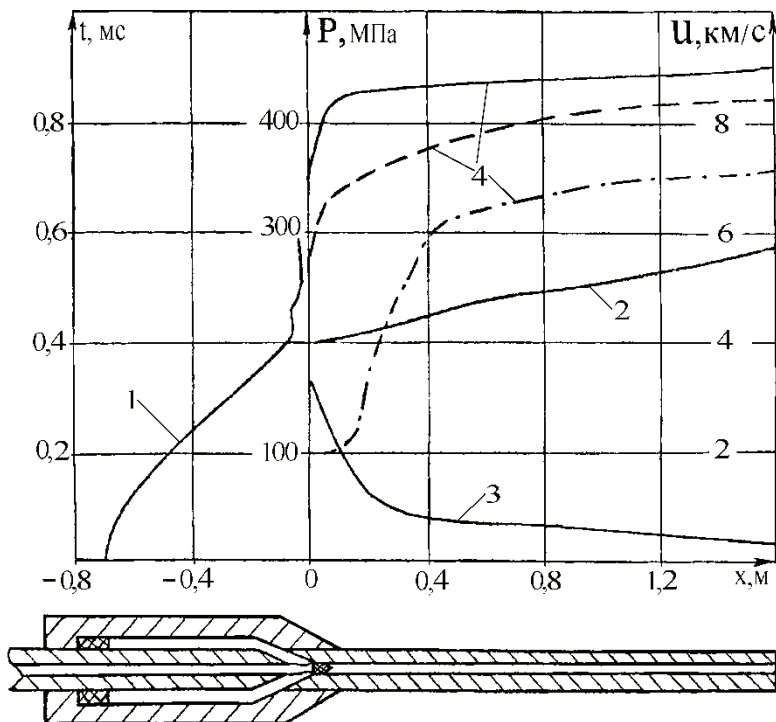


Рис. 1.20. Результаты расчета устройства для дополнительного подгона метаемого элемента: 1 – путь контактного разрыва $x_{кр}(t)$; 2 – путь МЭ $x_M(t)$; 3 – давление на МЭ $P_M(x_M)$; 4 – скорость МЭ $U_M(x_M)$

Из приведенных результатов видно, что эффективность подгона снижается при увеличении начальной скорости. Так, при начальной скорости снаряда 2 км/с прирост скорости составил 5,17 км/с, при на-

чальной скорости 5.6 км/с – 2.85 км/с и при начальной скорости 7 км/с – 2.23 км/с. Процесс сжатия легкого газа в камере подгона в такой установке происходит за 0.4 мс, что на порядок быстрее, чем сжатие поршнем. Это подтверждает возможность синхронизации процесса подрыва заряда ВВ от датчиков положения МЭ в основном стволе ЛГУ, так как даже при дульной скорости 6...8 км/с время разгона МЭ в основном стволе ЛГУ составляет порядка 1 мс.

Литература к главе 1

1. Техника гиперсверхзвуковых исследований. – М.: Мир, 1964.
2. Современная техника гиперсверхзвуковых исследований при гиперзвуковых скоростях / Под ред. А.М. Крилла. – М.: Мир, 1965.
3. Теоретические и экспериментальные исследования гиперзвуковых течений при обтекании тел и в следах: Сб. статей / Под ред. Г.Г. Черного, С.Ю. Чернявского. – М.: Изд-во Моск. гос. ун-та, 1979.
4. Физика быстротекущих процессов. – М.: Мир, 1971.
5. Высокоскоростные ударные явления. – М.: Мир, 1973.
6. *Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортков В.Е.* Ударно-волновые явления в конденсированных средах. – М.: Янус-К, 1996.
7. *Балеевский А.Г., Киселев Ю.Г., Могилев В.А. и др.* Высокоскоростное метание компактных элементов // Современные методы проектирования и обработки ракетно-артиллерийского вооружения. – Саров: ВНИИЭФ, 2000. – С. 244–248.
8. *Chhabildas L.C.* Hypervelocity impact phenomena // *Mettallurgical and Materials Applications of Shock-Wave and High-Strain-Rate Phenomena.* – Elsevier Sci. Publ, 1995. – P. 245–256.
9. *Жаровцев В.В., Синяев С.В.* Выстрел из легкогазовой установки с электродинамическим подгоном метаемого тела // Доклады Международ. семинара «Гидродинамика высоких плотностей энергии». – Новосибирск: Изд-во Ин-та гидродинамики СО РАН, 2004. – С. 349–357.
10. *Пилюгин Н.Н., Лишевский В.П.* Начинается пушечная космонавтика // Инженер. – 1997. – №9. – С. 12–14.
11. *Aviation Week and Space Technology.* – 1990. – Vol. 133, №4. – P. 78–79.
12. *Комаровский Л.В., Жаровцев В.В., Синяев С.В.* Легкогазовые баллистические системы для непосредственного вывода в космос капсул с радиоактивными отходами // Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 1998. – С. 195–196.
13. *Бетехтин С.А., Виноцкий А.М., Горохов М.С. и др.* Газодинамические основы внутренней баллистики. – М.: Оборонгиз, 1957.
14. *Горохов М.С., Комаровский Л.В.* Центрированный подгон модели в легкогазовой баллистической установке // Труды СФТИ. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 1967. – Вып. 55. – С. 12–15.
15. *Жаровцев В.В., Комаровский Л.В., Погорелов Е.И.* Математическое моделирование и оптимальное проектирование баллистических установок. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 1989.

16. Хоменко Ю.П., Ищенко А.Н., Касимов В.З. Математическое моделирование внутрибаллистических процессов в ствольных системах. – Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999. – 256 с.
17. Христенко Ю.Ф. Экспериментальные исследования основных внутрибаллистических процессов легкогазовых установок // Избранные доклады «Всесибирские чтения по математике и механике». – Томск: Изд-во Том. ун-та, 1997. – Т. 2. Механика. – С. 207–213.
18. Христенко Ю.Ф. Экспериментальные методы исследования внутрибаллистических процессов // Матер. 3-й Междунар. конф. «Внутрикамерные процессы и горение в установках на твердом топливе и в ствольных системах» (ИСОС-99), Ижевск, 06.07.99. – Ижевск: Изд-во УрО РАН, 2000. – Ч. 1. – С. 266–273.
19. Христенко Ю.Ф., Жаровцев В.В., Аблитаров Э.А. Экспериментально-теоретические исследования процессов высокоскоростного метания в легкогазовых установках // Современные методы проектирования и отработки ракетно-артиллерийского вооружения. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2003. – С. 211–212.
20. Христенко Ю.Ф. Исследование зависимости давления прорыва диафрагмы ЛГУ от динамики нагружения // Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 2000. – С. 173–174.
21. Леконт К. Высокоскоростное метание // Физика быстропротекающих процессов / Под ред. Н.А. Златина. – Т. 2. – М.: Мир. 1971.
22. Златин Н.А., Красильщиков А.П., Мишин Г.И., Попов Н.Н. Баллистические установки и их применение в экспериментальных исследованиях. – М.: Наука, 1974.
23. Иоселевич В.А., Пилюгин Н.Н., Чернявский С.Ю. О влиянии трения на движение поршня под действием продуктов горения // ПМТФ. – 1978. – №5. – С. 24–31.
24. Bogdanoff D.W., Miller R.J. New Higher-Order Godunov Code for Modelling Performance of Two-Stage Light Gas Guns. NASA TM-110363. – 1995. – 45 p.
25. Бобровников А.Г., Липичев Н.В. Исследование процесса раскрытия диафрагмы узла форсирования легкогазовой баллистической установки // Современные методы проектирования и отработки ракетно-артиллерийского вооружения. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2003. – С. 164–171.
26. Мансон Д.Е., Мей Р.П. // Ракетная техника и космонавтика. – 1976. – Т. 14, №2.
27. Бубенчиков А.М. Трение и теплообмен при неустановившемся турбулентном течении газа в канале // ЧММСС. – Новосибирск: Изд-во ВЦ СО АН СССР, 1986. – Т. 17, №5. – С. 10–24.
28. Бубенчиков А.М., Комаровский Л.В., Харламов С.Н. Математические модели течения и теплообмена во внутренних задачах динамики вязкого газа. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 1993. – 178 с.
29. Bogdanoff D.W. CFD Modelling of Bore Erosion in Two-Stage Gas Guns / NASA Ames Research Center Report TM-112236, Moffett Field, USA, August, 1998. – 35 p.

30. *Христенко Ю.Ф.* Проблема получения высоких скоростей ударников и моделей в лабораторных условиях // *Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики.* – Томск: Изд-во Том. ун-та, 1999. – С. 211–212.
31. *Чернявский С.Ю., Попов Н.Н., Сибилев В.Ю. и др.* Легкогазовая баллистическая установка // *Труды Ин-та механики МГУ.* – 1975. – №39. – С. 28–37.
32. *Христенко Ю.Ф.* К проблеме повышения живучести двухступенчатых баллистических установок // *ПМТФ.* – 2000. – Т. 41, №6. – С. 153–160.
33. *Христенко Ю.Ф.* Экспериментальные методы исследования горения зерновых порохов в широком диапазоне изменения параметров процесса // *ФГВ.* – 2001. – Т. 37, №1. – С. 82–88.
34. *Crozier W.D., Hume W.* High velocity light gas gun // *I. Applied Physics.* – 1957. – Vol. 28. – P. 892–894.
35. *Широкопад А.Б.* Энциклопедия отечественной артиллерии. – Минск: ХАРВЕСТ, 2000.
36. *Баулин Н.Н., Пилюгин Н.Н., Чернявский С.Ю.* Теоретические и экспериментальные исследования внутренней баллистики двухступенчатой поршневой легкогазовой установки: – Отчет ИМ МГУ. – №2184. – М.: О1979.
37. *Христенко Ю.Ф.* Двухступенчатая легкогазовая установка. Патент РФ №2251063. Оpubл. 27.04.2005г. Бюл. №12.
38. *Лахоткин Ю.В., Красовский А.И.* Вольфраморениевые покрытия. – М.: Наука, 1989.
39. *Андерсен Д.Е., Принц М.Д.* Конструкция пушек на легком газе для выстреливания моделей с гиперзвуковыми скоростями // *Современная техника гиперскоростных исследований при гиперзвуковых скоростях / Под ред. А.М. Крилла.* – М.: Мир, 1965.
40. *Swift H.F.* A study of electrically augmented gas guns // *Proc. of 7-th Hypervelocity Impact Symp. Tampa, Florida, November 1964.* – Vol. 1. – Florida, Martin Co., 1965. – P. 61–102.
41. *Bogdanoff D.W., Miller R.J.* Improving the performance of two-stage gas guns by adding a diaphragm in the pump tube // *Int. J. Impact Engng.* – 1995. – Vol. 17. – P. 81–92.
42. *Комаровский Л.В., Жаровцев В.В.* Математическое моделирование и проектирование ствольных систем с ударным подогревом легкого газа // *Современные методы проектирования ракетно-артиллерийского вооружения.* – Саров, ВНИИЭФ, 2000. – С. 112–116.
43. *Glenn L.A.* Optimization studies of three-stage light gas gun // *Shock Compression of Condensed Matter.* – 1997. – P. 963–966.

Глава 2

ОСОБЕННОСТИ ДЕФОРМИРОВАНИЯ И РАЗРУШЕНИЯ ВЫСОКОПРОЧНЫХ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ СОУДАРЕНИИ

Введение

Возможности традиционных высокопрочных сталей и различных сплавов для применения их в качестве эффективных средств защиты против высокоскоростных ударников, особенно из высокоплотных материалов, например из сплавов на основе вольфрама, урана, тантала и др., практически исчерпаны. Анализ прочностных свойств переходных металлов и их сплавов, полученных методами традиционной металлургии, показывает, что их прочностные свойства резко снижаются при повышенных температурах, и в интервале температур 1000...1200 К уменьшаются в несколько раз. В условиях повышенных термосиловых воздействий изделия из таких материалов катастрофически разрушаются [1]. По мере увеличения скорости взаимодействия в зоне контакта «ударник – преграда» реализуются условия повышенных температур вплоть до плавления и испарения отдельных компонентов [2–4]. При этих условиях соударения металлические однородные материалы в зоне контакта подвержены интенсивным пластическим деформациям и быстро срабатываются, а конструкции из них не выполняют основные защитные функции.

В последнее время в конструктивно-компоновочных схемах защитных конструкций, работающих в широком диапазоне ударных нагрузок, активно используются различные виды композиционных материалов комбинированного строения с усиленными прочностными характеристиками. Например, керамические материалы используются в качестве элементов слоисто-разнесенной защиты в бронезиловых, десантных бронетранспортерах, авиа- и космической технике и комбинированной броне танков [5–10]. Накопленные к настоящему времени данные об изменении фазово-структурных состояний в твердых телах при нетрадиционных методах получения открывают широкие возможности создания уникальных гетерогенных структур, в том числе слоисто-градиентных [11–13]. Перспективным в данном направлении является получение металлокерамических материалов комбинированного строения на основе тугоплавких соединений методом самораспространяющегося высокотемпературного синтеза (СВС-метод) [14, 15]. Среднюю плотность таких материалов можно варьировать в широком диапазоне в зависимости от их назначения [9, 15, 16]. Основной тенденцией получения СВС-материалов являются совершенствование их состава и структуры и повышение ударной стойкости элементов в составе комбинированных (экранированных, слоистых, слоисто-разнесенных) преград и конструкций.

Постоянно расширяется база данных по высокоскоростному соударению тел из однородных и композиционных материалов [3, 4, 9, 16–19]. Тем не менее не снимается проблема отбора эффективных композитов в составе сложных схем защитных конструкций и ударников. Наиболее приемлемым по достоверности методом оценки эффективности является физический эксперимент. Особое внимание уделяется выявлению особенностей функционирования ударников и преград в диапазоне скоростей взаимодействия 1.5...3.5 км/с, который характеризуется слабой пластической деформацией материалов и наибольшей вероятностью максимального проникания ударника в преграду [3, 4, 17, 18].

Данная глава посвящена исследованию влияния физико-механических характеристик композиционных материалов (керамик, металлокерамик, стеклопластиков) на противоударную стойкость комбинированной защиты в условиях ударного нагружения, выявлению особенностей разрушения и установлению корреляционных соотношений, связывающих параметры макроразрушения с их динамическими прочностными характеристиками материалов для их успешного применения в качестве защитных элементов в преградах и конструкциях.

2.1. Некоторые физико-механические свойства высокопрочных КМ

Резервы по повышению противоударной стойкости гомогенных материалов считаются исчерпанными. Усовершенствование вооружения и средств поражения (повышение скоростей метания ударников и использование высокоплотных материалов из сплавов на основе вольфрама, урана и др. для сердечников) выдвигает требования по созданию принципиально новых броневых защитных материалов. В основу противопульной комбинированной преграды заложено условие недеформируемости преграды. При данном условии перемещение системы «ударник – преграда» происходит за счет деформирования ударника. Основными требованиями, предъявляемыми к композиционным материалам, входящим в состав конструкции, являются:

- высокая прочность на сжатие (твердость);
- минимальная плотность;
- повышенные вязкопластические свойства.

Высокотвердые керамические материалы являются одним из основных элементов современных средств индивидуальной защиты и активно применяются в различных слоисто-разнесенных конструкциях, которые, помимо керамики, включают металлические и композиционные (пластики, углепластики) материалы. В широком смысле термин «керамика» означает все неорганические материалы, кроме металлов и металлических сплавов, и включает спектр материалов от плотных поликристаллических веществ до стекла. Характерным общим свойством керамик являются их хрупкость с линейной зависимостью напряжений от деформаций и значительно большая прочность на сжатие, чем на растяжение. В бронeballистике перспективен ряд керамик [5, 13, 16, 18, 20, 21], свойства которых приведены в табл. 2.1.

Свойства керамик значительно зависят от чистоты материала. Так, наиболее высокая чистота Al_2O_3 ведет к более высокому удельному объему ($\rho = 3.92 \text{ г/см}^3$), более высокому объемному модулю (250 ГПа) и пределу прочности (9.3 вместо 3.8 ГПа у АД35), а также значительно повышается скорость звука ($c_0 = 10 \text{ км/с}$ в сравнении с $c_0 = 4 \text{ км/с}$ для керамики АД85). Однако в баллистических экспериментах чистая окись алюминия Al_2O_3 не показывает преимущества перед керамикой АД85, в состав которой входят и другие вещества.

С целью улучшения технических характеристик бронированных конструкций разрабатываются облегченные системы противоударной защиты. Разработки керамических материалов привели к появлению более легких, чем карбид титана, таких как ВеВ, Ве₂В, основные свой-

ства которых приведены в табл. 2.1 [22, 23]. Сравнительные результаты баллистических испытаний керамик Be_4B , V_4C и Al_2O_3 в сочетании с алюминиевой пластиной, расположенной в контакте за керамической пластиной, представлены на рис. 2.1.

Таблица 2.1. Физико-механические характеристики широко применяемых композиционных материалов

Материал	ρ_0 , г/см ³	E , ГПа	H_M , ГПа	H_D , ГПа	σ_T , ГПа	c_0 , см/мкс	S
V_4C	2.50	475	38	42–49	64.5	0.93	1.44
TiB_2	4.50					0.90	0.75
Al_2O_3	3.80	407	18	20–25	59.3	0.88	1.94
SiC	3.00	330	27	25–30	55.9		
AlN	3.25			16–22			
BeB	1.94			15.7		1.27	
Be_2B	2.25			31.8		1.28	
$\text{TiB}_2+\text{V}_4\text{C}$	3.50			90 HRA		0.71	1.32

Примечание. В таблице обозначено: ρ_0 – плотность материала; E – модуль сжатия; H_M – микротвердость; H_D – динамическая твердость; σ_T – предел текучести; c_0 – объемная скорость звука; S – константа в линейной ударной адиабате.

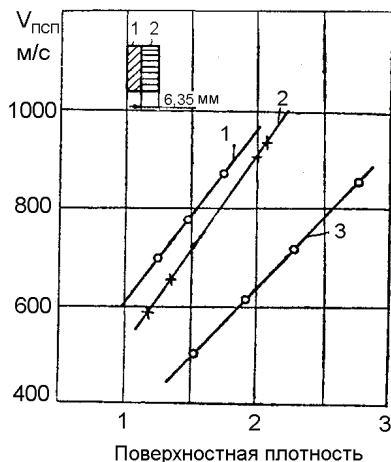


Рис. 2.1. Экспериментальный баллистический предел в зависимости от поверхностной плотности керамики в слоистой преграде «керамика + алюминий»
1 – V_4B ; 2 – V_4C ; 3 – Al_2O_3

Высокие прочностные и технологические свойства керамики – высокая прочность на сжатие и минимальная плотность – выступают основными факторами их широкого применения в защитных конструкциях против высокоскоростных ударников кинетического действия. Однако высокая хрупкость разрушения таких материалов не обеспечивает противоударной безопасности не только пластин, по которым сосредоточен удар, но и близко расположенных соседних, которые также разрушаются под действием волновых эффектов и вторичных осколков. Введение металлической связки делает материал керамики более пластичным, вязким, препятствует росту трещин при сжатии и особенно растяжении. При наличии хорошей адгезии даже незначительное количество связки резко увеличивает пластичность и вязкость разрушения керамического материала. Влияние содержания кобальтовой связки на пластичность и вязкость разрушения карбида вольфрама иллюстрирует рис. 2.2 [24, 25].

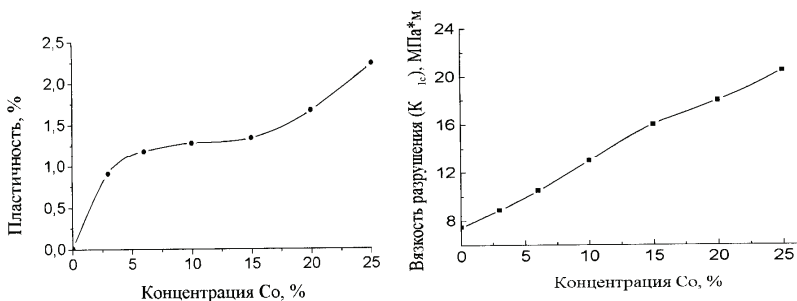


Рис. 2.2. Влияние кобальтовой связки на пластичность и вязкость композита на основе карбида вольфрама «WC-Co»

Кроме того, результаты испытаний металлокерамического материала системы TiC – (Ni, Mo) констатируют тот факт, что с введением пластичной металлической фазы противоударная стойкость увеличивается, достигая максимума при массовой доле металлической фазы около 10%. Экспериментальные данные представлены на рис. 2.3 [22, 23].

Одним из перспективных методов получения материалов комбинированного строения является самораспространяющийся высокотемпературный синтез. СВС-технологии позволяют получать принципиально новые материалы высокого качества с повышенными прочностными и специальными свойствами: высокопористые, слоистые, градиентные, градиентно-слоистые комбинированного строения и т.д., в том числе с высокотвердой керамической составляющей [1, 9, 15, 18, 24, 25]. Хотя физико-химические и технологические принципы получения таких материалов отработаны, для практической реализации в каждом конкрет-

ном случае необходима научная и технологическая проработка. С этой целью возникает задача установления закономерностей формирования микро- и макроструктуры металлокерамических композиционных материалов для основ управления их структурой в процессе СВС-технологии и получения композиционных материалов с заданной направленностью свойств.

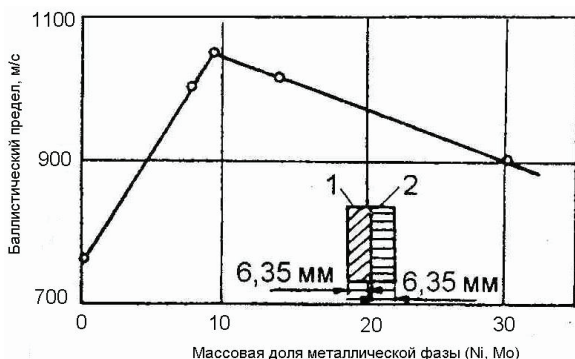


Рис. 2.3. Влияние массовой доли металлической фазы на баллистический предел металлокерамики TiC в слоистой преграде «TiC+Al»

СВС-синтез композиционных металлокерамических материалов осуществляется в экзотермических порошковых смесях типа «металл-неметалл», а в случае синтеза интерметаллидов – в порошковых смесях типа «металл-металл» [11, 14, 15]. Для установления уровня механических свойств синтезированных материалов на основе диборида титана, никелида титана и карбида бора были проведены испытания на изгиб как однородных композиционных материалов системы TiB₂–NiTi, так и двухслойной системы (TiB₂–NiTi)-металл при одноточечном и трехточечном изгибе. На рис. 2.4 приведены диаграммы напряженно-деформированного состояния образцов металлокерамик системы (TiB₂–NiTi)–Al и TiB₂–NiTi [1, 15, 24, 25]. Кривая 1 соответствует приложению одноточечной нагрузки, опорной со стороны алюминия; кривая 2 – одноточечная нагрузка со стороны алюминия, опорная со стороны металлокерамики; кривая 3 – однородная металлокерамика TiB₂–NiTi; кривая 4 – алюминий. Из анализа диаграмм разрушения материалов можно заключить, что композиционные материалы на основе TiB₂ со связкой NiTi имеют характерные признаки хрупкого разрушения (кривая 3). Для композиционного материала комбинированного строения характерно хрупко-вязкое разрушение с пилообразным упрочнением (кривая 1). Сравнение форм кривых нагружения композиционного

материала (кривая 3) и композиционного материала комбинированного строения (кривая 1) свидетельствует о том, что у последнего работа разрушения существенно выше.

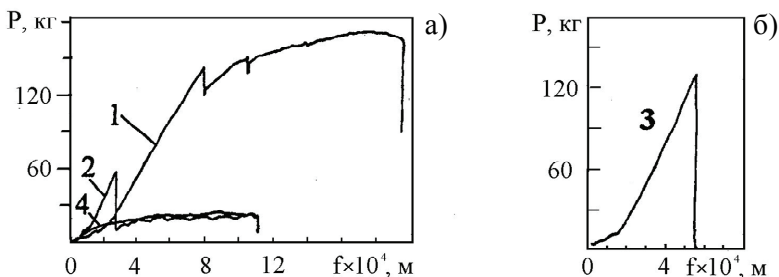


Рис. 2.4. Диаграммы испытаний композиционных материалов

Синтез металлокерамики комбинированного строения на основе диборида титана TiB_2 и карбида бора B_4C производился под давлением в специальной герметичной установке в лаборатории Сибирского физико-технического института Томского государственного университета [15]. Исследованы физико-механические характеристики данной металлокерамики в условиях ударного сжатия. Плотность таких материалов варьируется в диапазоне $3.2...17.5 \text{ г/см}^3$, поверхностная твердость по Роквеллу – до 95 ед. HRA [1, 15]. Данные металлокерамики обладают свойством фазово-структурного превращения при воздействии термосиловой нагрузки, что увеличивает вероятность применения их в качестве составных элементов слоисто-разнесенной защиты. Отличительной особенностью металлокерамики на основе TiB_2+B_4C является также повышенная трещиностойкость по сравнению с керамиками оксида алюминия, карбида кремния и карбида бора. Это достигается путем введения в состав шихты пластической металлической составляющей с высокой адгезионной способностью.

На рис. 2.5 приведена типичная осциллограмма записи изменения давления от времени в волне напряжения, распространяющейся вследствие удара цилиндрическим ударником из алюминиевого сплава Д16 по двухслойной преграде из металлокерамики на основе TiB_2+B_4C , между слоями которой находится манганиновый датчик [1, 26].

Условия опыта следующие: высота ударника 5 мм, толщина первого слоя 8 мм, второго – 10 мм, диаметр сборки 45 мм, скорость удара 520 м/с. Из-за разрушения металлокерамики в результате ударно-волновых эффектов зарегистрирован только передний фронт волны напряжения – участок нарастания давления в профиле волны на-

пряжения и максимальное давление, приведшее к разрушению материала и замыканию контактов манганинового датчика. В табл. 2.2 приведены некоторые физико-механические характеристики металлокерамики на основе TiB_2+V_4C в зависимости от их средней плотности материала [16, 18].

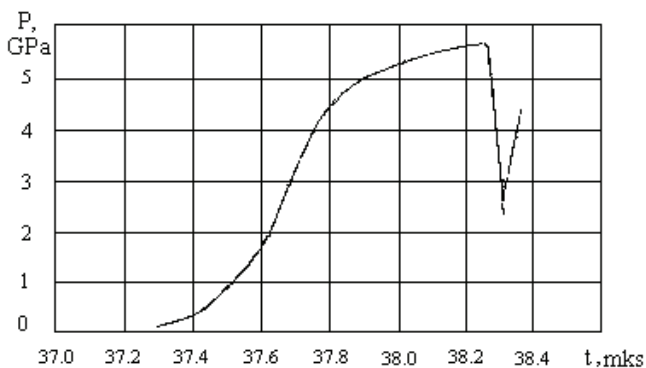


Рис. 2.5. Оциллограмма изменения давления от времени в металлокерамике TiB_2+V_4C , записанная манганиновым датчиком

Таблица 2.2. Физико-механические характеристики металлокерамики на основе TiB_2+V_4C

ρ , г/см ³	c_l , км/с	c_t , км/с	c_0 , км/с	K , ГПа	G , ГПа	ν
3.18	10.5	5.81	8.13	204	104	0.28
3.50	10.5	6.89	6.90	167	166	0.12
3.80	11.1	7.82	6.50	160	160	—

Примечание. В таблице обозначено: ρ – плотность материала; c_l , c_t , c_0 – скорости продольных, поперечных волн и объемная скорость звука соответственно; K – модуль объемного сжатия; G – модуль сдвига; ν – коэффициент Пуассона.

Высокопрочные и высокопористые композиционные материалы комбинированного строения могут быть использованы в виде наполнителя многослойных преград для ослабления прохождения ударной волны от высокоскоростного удара или взрыва. В то время как постоянно увеличивается база данных по высокоскоростному соударению металлов и сплавов, анализ сложных составных преград и ударников из новых материалов комбинированного строения требует проведения физического эксперимента.

2.2. Разрушение композиционных материалов при ударно-волновом нагружении

Экспериментальные исследования стойкости композиционных материалов к ударному нагружению проводились на образцах из оксида алюминия Al_2O_3 , карбида бора B_4C , карбида кремния SiC , стеклокерамик и металлокерамики на основе TiB_2+V_4C , которые представляли собой плоскопараллельные пластины толщиной 4...20 мм и линейным размером 100×100 мм с механическими характеристиками, приведенными в табл. 2.1. В качестве ударников использовались стержни удлинением от 1 до 10 калибров из титана Вt6, стали 60С2А и сплава ВНЖ плотностью 17.2...18.6 г/см³. Удар производился в направлении нормали к лицевой поверхности пластины.

При выявлении противоударной стойкости керамических материалов наиболее эффективны тесты на глубинное проникание, определение предельной скорости пробития либо остаточной скорости ударника за преградой. Преграды представляли собой полубесконечные керамические блоки или конфигурации слоев, где керамика размещается между пластинами из металлических сплавов. Многослойные преграды являются сложными системами для анализа, так как они содержат многочисленные внутренние контактные поверхности между различными материалами, и при исследовании необходимо учитывать ударно-волновые отражения от этих контактных поверхностей [6, 10, 21, 27, 28].

В процессе ударного нагружения керамические образцы разрушаются на фрагменты, и в большинстве случаев после опыта восстановлению не подлежат, и определить глубину проникания ударников оказывается невозможным. Эффективность образцов из керамических материалов определялась косвенным методом, в частности, по глубине проникания ударника в массивную металлическую плиту-свидетель, помещаемую в контакте за исследуемой керамикой, по схеме, представленной на рис. 2.6.

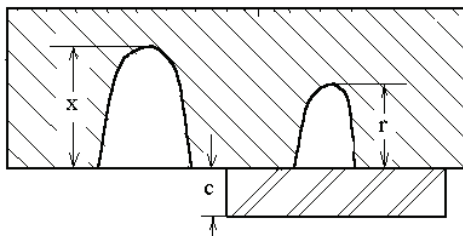


Рис. 2.6. Схема регистрации параметров в слоистой преграде

В опытах эффективность противоударной стойкости ε керамики определялась по глубине r и x кратеров в плите-свидетеле из сплава алюминия Д16М из уравнения [6]

$$\varepsilon = 1 - \frac{\rho_M r + \rho_K c}{\rho_M x}, \quad (2.1)$$

где r – глубина проникания в металлическую плиту с керамической пластиной на лицевой поверхности; x – глубина проникания в плиту при отсутствии керамики; c – толщина керамической пластины; ρ_M – плотность материала плиты; ρ_K – плотность керамики. Эффективность ε конструкции меньше или равна нулю, если пластина из композита не даёт выигрыша в массе на единицу площади преграды.

Экспериментальные данные по прониканию стальных ударников удлинением 3 калибра и массой 7 г при скорости удара 760 ± 5 м/с в керамические пластины SiC, Al₂O₃, B₄C, TiB₂+B₄C, а также в слоистые конструкции и величина эффективности ε , рассчитанная по соотношению (2.1), приведены в табл. 2.3.

Таблица 2.3. Экспериментальные данные глубины проникания стальных ударников в алюминиевую плиту в сочетании с различными керамическими пластинами

Материал, 1-й слой	c_1 , мм	Материал, 2-й слой	c_2 , мм	r , мм	ε
Сталь 60С2А	2.0			18.0	0.15
Al ₂ O ₃	2.0			19.0	0.22
Al ₂ O ₃	5.0			5.3	0.56
Al ₂ O ₃	5.0			4.5	0.59
Al ₂ O ₃	7.3			5.6	0.43
Порист. Al ₂ O ₃	7.6			14.6	0.10
B ₄ C	5.1			8.8	0.52
SiC	10.3			1.0	0.55
TiB ₂ +B ₄ C	9.3			3.7	0.57
TiB ₂ +B ₄ C	7.9			3.1	0.52
TiB ₂ +B ₄ C	6.4			1.6	0.95
Ti	2.0	Al ₂ O ₃	2.0	18.0	0.14
Ti	2.0	Al ₂ O ₃	5.0	4.2	0.48
Ti	2.0	Al ₂ O ₃	7.3	4.5	0.35

Усредненное значение глубины кратера в алюминиевой плите при отсутствии керамики при данных условиях удара по четырем опытам равно $x = 28.0$ мм [17].

Экспериментальные данные и оценка эффективности керамики Al_2O_3 по глубине проникания ударников в зависимости от скорости удара, исходя из критерия равного веса на единицу площади, представлены на рис. 2.7 [17]. Линия 1 отражает усредненное значение глубины кратера в алюминиевой плите, линия 2 – соответственно глубины кратера в плите с керамической пластиной, а кривая 3 характеризует эффективность керамики через коэффициент. Ход кривой 3 свидетельствует о том, что максимальная эффективность керамики соответствует скоростям удара до 1000 м/с, а с увеличением скорости соударения до 2000 м/с она существенно снижается.

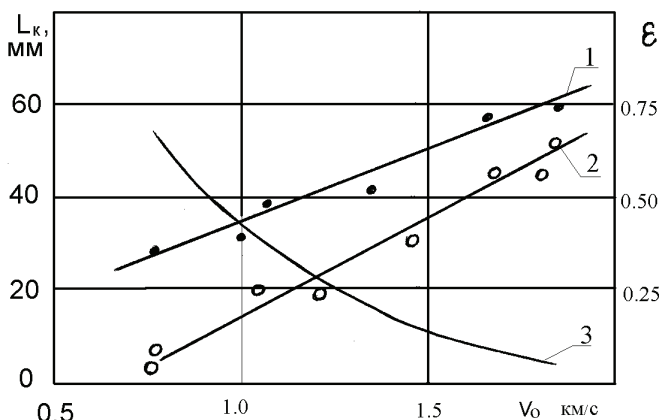


Рис. 2.7. Зависимость глубины проникания ударника в монолитную (1) и комбинированную конструкцию (2) от скорости удара и ее эффективности (3) противоударной стойкости керамики Al_2O_3

Сопротивление керамик высокоскоростному удару можно разделить на три скоростных режима [5, 6, 20, 29]: низкие скорости, $v_0 < 700$ м/с; средние скорости, $700 < v_0 < 3000$ м/с; высокоскоростной режим, $v_0 > 3000$ м/с. При низких скоростях взаимодействия процесс проникания ударника регулируется механическими свойствами керамики. При высокоскоростном режиме материалы во время проникания ведут себя подобно жидкостям или гидродинамически. Процесс проникания в режиме средних скоростей взаимодействия состоит из следующих стадий: 1 – начальная стадия удара с гидродинамическим течением ударника и керамики; 2 – разрушение керамики и высокоскоростное вымывание осколков керамики; 3 – широкомасштабное разрушение керамики и

проникание ударника в раздробленный материал (проникание в «песок») [17, 18, 30, 31]. В целом процесс проникания зависит от прочностных характеристик и плотности материалов ударника и преграды. Об этом также свидетельствуют проведенные экспериментальные исследования по прониканию стержневых ударников из сплава ВНЖ-90 в многослойные преграды с керамическими слоями [19, 32–35].

Исследованы особенности деформирования и разрушения металлокерамики на основе TiB_2+V_4C , а также установлена эффективность относительно широко применяемых в военной технике высокопрочных керамик Al_2O_3 , V_4C , SiC . Диапазон скоростей удара удлинёнными и компактными бойками плотностью $2.7...18.6 \text{ г/см}^3$ составил $0.5...2.5 \text{ км/с}$. В опытах выявлено существенное влияние формы ударника на эффективность защитных свойства композита. Для ударников компактной формы плотностью 18.6 г/см^3 в области скоростей удара $0.5...0.8 \text{ км/с}$ эффективность металлокерамики TiB_2+V_4C равна $0.2...0.25$, а для ударников удлинением $3...4$ калибра она соответствует значениям $0.5...0.6$. При повышении скорости удара до 2 км/с эффективность применения композитов, в соответствии с данной методикой, снижается приблизительно в три раза [9, 10, 16–18, 26, 28, 30, 31, 33].

На рис. 2.8 приведена условная принтограмма эффективности противоударной стойкости композиционных материалов, включая керамики, экспериментально полученная методом регистрации глубины проникания штатной пули в алюминиевую пластину [37] при использовании сборки «керамика – алюминий» по схеме рис. 2.6.

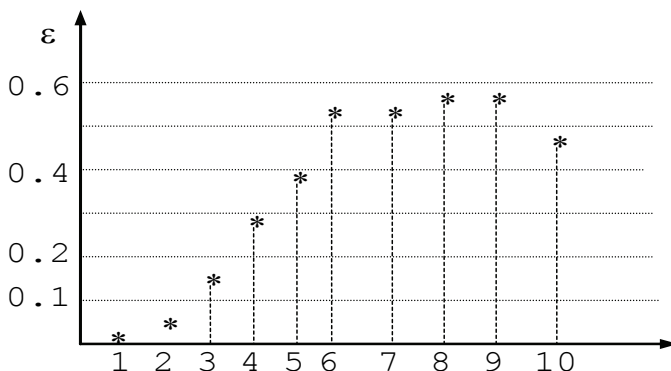


Рис. 2.8. Принтограмма противоударной эффективности композиционных материалов в составе слоистой защитной конструкции:
 1 – Al; 2 – текстолит; 3 – сталь; 4 – ситалл; 5 – $Ti+(TiB_2+V_4C)$;
 6 – TiB_2+V_4C ; 7 – V_4C ; 8 – SiC ; 9 – Al_2O_3 ; 10 – $Ti+Al_2O_3$

Полученные экспериментальные данные свидетельствуют об эффективности использования композиционных материалов на лицевой поверхности основных элементов конструкции. В этих условиях процесс разрушения керамики регулируют ее механические свойства. Защита тонкой металлической пластиной лицевой поверхности керамики снижает эффективность динамического сопротивления внедрению ударника, о чем свидетельствует увеличение относительной глубины проникновения ударника в конструкцию в целом. По результатам проведенных испытаний отобраны наиболее стойкие к ударно-волновому нагружению керамики: корунд Al_2O_3 ; карбид бора B_4C ; карбид кремния SiC и металлокерамика TiB_2+B_4C .

Взаимодействие проходящих и отраженных от контактных поверхностей ударных волн и волн разрежения переводят керамику в сыпучее состояние раньше, чем ее достигнет ударник. При высоких скоростях удара передача энергии через материалы и через контактные границы в слоистой преграде становится очень важной составляющей. Одним из параметров, характеризующих количественную способность передачи энергии, является импеданс материалов, который равен произведению плотности материала и скорости звука $I = \rho c_0$ либо квадратному корню от произведения плотности и модуля Юнга $I = (\rho E)^{1/2}$. Расчеты импедансов, представленные в табл. 2.4, свидетельствуют о том, что лучшие керамики имеют среднее значение подобно стали, в то время как наибольшее значение импеданса имеют вольфрам и уран, два важных материала, используемых в ударниках кинетического действия.

Таблица 2.4. Значения импеданс некоторых материалов

Материал	W	U	TiB_2	Al_2O_3	Сталь	SiC	B_4C	Al
I , МПа·с/м	722	536	490	400	396	358	344	126

Механические и упругие свойства керамик использованы для изучения возможности корреляции между квазистатическими механическими свойствами и баллистическими характеристиками. Керамики, используемые в защитных целях, должны быть прочными, относительно низкой плотности, с высокой скоростью звука и низким коэффициентом Пуассона.

Механизмы разрушения пластичных (металлы, сплавы) и хрупких (керамика, металлокерамика) материалов различны. На рис. 2.9 приведена рентгенограмма пробития алюминиевой пластины ударником с оживальной головной формой. Она свидетельствует о том, что разрушение пластины из пластичного материала в процессе внедрения удар-

ника происходит по типу прокола, и при этом сам ударник остается недеформированным (цельным).

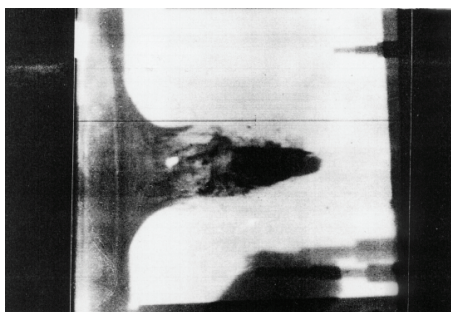


Рис. 2.9. Рентгенограмма пробития алюминиевой пластины штатной пулей

Экспериментально установлено, что при скоростях удара ниже 1000 м/с в силу высоких прочностных характеристик керамика оказывает значительное сопротивление внедрению ударника. На первой стадии взаимодействия это проявляется в значительной пластической деформации головной части ударника и в дроблении керамики в зоне контакта. Далее деформированный в головной части ударник проникает в раздробленный образец керамики. Это иллюстрирует рентгенограмма конфигурации ударника и фрагментов разрушенной керамической пластины Al_2O_3 при ударе со скоростью 760 м/с, приведенная на рис. 2.10.

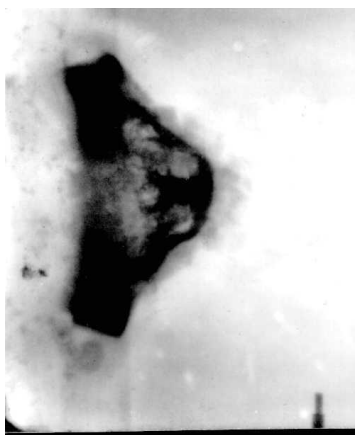


Рис. 2.10. Рентгенограмма разрушения керамики Al_2O_3 при ударе штатной пулей

Процесс разрушения керамики от микроразрушения за фронтом волны сжатия переходит к макроразрушению [17, 31, 33, 37]. В случае пробития пластичных металлических пластин ударник сохраняет свою начальную форму.

На рис. 2.11 представлены характерные рентгенограммы разрушения металлокерамики TiB_2+V_4C при ударе тем же ударником со скоростью 766 м/с.

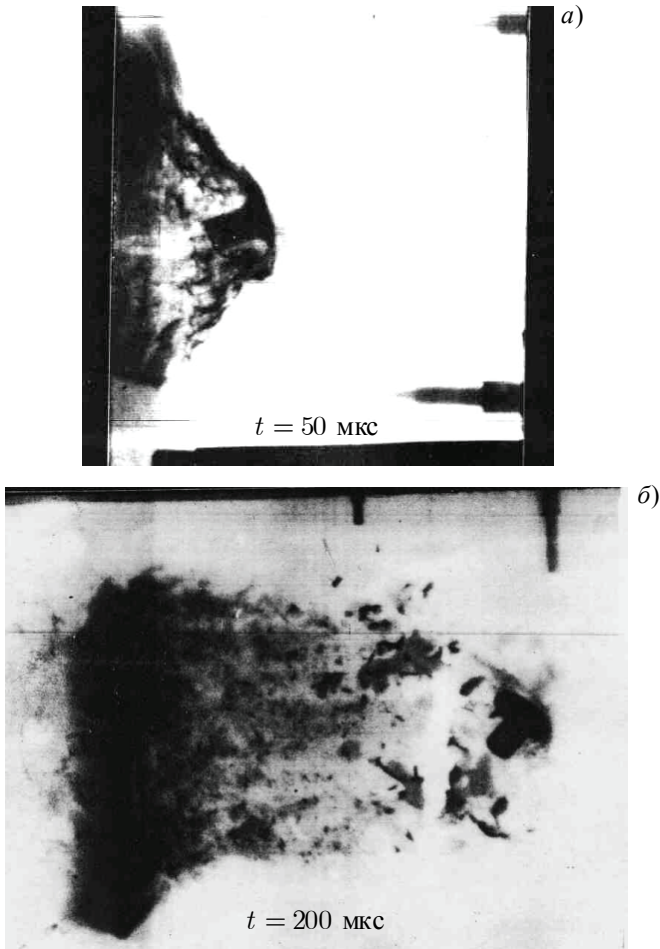


Рис. 2.11. Рентгенограммы пробития металлокерамики на основе TiB_2+V_4C

В момент времени 50 мкс от начала взаимодействия в месте контакта формируется полусферический купол разрушенного материала металлокерамики и еще сохраняется ее целостность вне зоны контакта (рис. 2.11, а). Ударник в головной части в процессе взаимодействия испытывает большие пластические деформации, и остаток приобретает грибообразную форму в результате радиального течения материала. Процесс разрушения пластины практически полностью заканчивается к моменту времени ~ 200 мкс, после чего отдельные фрагменты различной величины металлокерамики разлетаются свободно (рис. 2.11, б).

Несколько отличительный механизм разрушения наблюдается при пробитии пластин из высокопрочной керамики карбида бора B_4C . На рентгенограмме, приведенной на рис. 2.12, через 120 мкс после взаимодействия пули с керамикой в ней разрушение происходит в зоне контакта деформируемой головной части пули и пластины. За пулей движется поток мелких осколков, в то же время каркас керамической пластины не разрушен, сохраняет целостность. Можно констатировать тот факт, что после опыта керамическая пластина находится в раздробленном состоянии, причем осколки имеют крупные размеры.

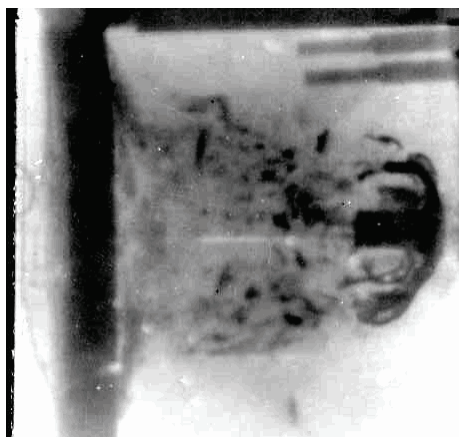


Рис. 2.12. Рентгенограмма пробития пластины из керамики B_4C

Разрушение хрупких тел при скоростях удара, не превышающих скорости распространения трещин, связано с наличием микродефектов в керамиках в исходном состоянии. Взаимодействие этих дефектов с упругими волнами, возникающими при ударе, приводит к разрушению материала путем зарождения и развития трещин. При этом за счет прохождения упругих волн, опережающих границу разрушения, весь объем

материала приходит в напряженное состояние, что и определяет ведущую роль дефектов в развитии процесса разрушения и диссипации энергии нагружения. При скоростях внедрения, равных или превышающих скорость звука в материале, фронт разрушения опережает трещины, весь объем материала не успевает перейти в напряженное состояние и в процесс разрушения в каждый момент времени вовлекается только граничащий с фронтом слой материала [1, 3, 21, 31]. Этим определяется локальный, квазимикроскопический и диссоциативный характер разрушения. В хрупких телах при напряжениях, превышающих предельные значения, должны наступить разрушение, диспергирование, однако вопрос о поведении хрупких тел при нагружении выше динамического предела упругости не ясен. Также не исследован важный для построения реалистической модели разрушения вопрос об изменении прочностных свойств керамики по мере внедрения в нее ударника. Для создания модели хрупкого разрушения керамических материалов в диапазоне артиллерийских скоростей целесообразным представляется использовать в модели константы, связанные как с поведением керамик при квазистатическом нагружении, так и константы, полученные в ударно-волновых экспериментах и высокоскоростном проникании [3, 5, 6, 16–22].

В случае дополнительной защиты керамики металлической пластиной с лицевой и тыльной стороны интенсивность дробления керамики в зоне контакта существенно возрастает, а прогиб металлических пластин происходит как в направлении удара, так и в направлении, противоположном вектору скорости ударника (рис. 2.13).

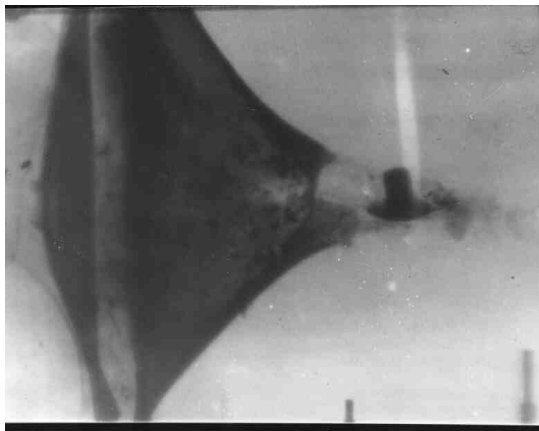


Рис. 2.13. Рентгенограмма пробития слоистой конструкции (Ti+B₄C+Ti)

По характеру деформирования ударника можно заключить, что пластины из композиционных материалов оказывают основное сопротивление прониканию ударника при взаимодействии.

Определяющие параметры сквозного пробивания высокопрочных композитов, а также характеристики осколочного потока за ними связаны с реализуемым механизмом разрушения материала. При переходе к слоистым конструкциям с керамическими составляющими, где на процесс взаимодействия оказывают влияние чередование и относительная толщина слоев, одним из основных регистрируемых кинематических параметров является скорость остатка ударника за преградой. Для приведения к обобщенной системе использована координата эквивалентной толщины $b_{\text{экв}}$, соответствующая весу слоистой преграды на единицу площади, с учетом удельной плотности входящих материалов, по следующему соотношению:

$$b_{\text{экв}} = \frac{\sum_{k=1}^n \rho_c b_c}{\rho_{M(\max)}}, \quad (2.2)$$

где ρ_c и b_c – плотность материала и толщина слоя керамики и металла, входящих в сборку; $\rho_{M(\max)}$ – максимальное значение плотности всех материалов, входящих в сборку. Эффективность сопротивления конструкции динамическому нагружению оценивалась функциональной зависимостью [37]:

$$\eta(b_{\text{экв}}) = F \left(\frac{V_0 - V_{\text{ост}}}{V_0} \right),$$

причем диапазон изменения η равен $0 \leq \eta \leq 1$, а $\eta = 1$ соответствует случаю отсутствия сквозного пробития преграды. В табл. 2.5 приведены экспериментальные данные остаточной скорости ударника после пробивания керамических пластин, а также слоистых конструкций с керамическим слоем.

Функциональная зависимость $\eta = \eta(b_{\text{экв}})$, построенная по экспериментальным данным, представлена на рис. 2.14.

Анализ приведенных экспериментальных исследований свидетельствует о том, что эффективность слоистой конструкции в сочетании со слоями из композиционных материалов определяется как прочностными свойствами композитов, так и их толщиной и местом расположения в сборке.

Таблица 2.5. Экспериментальные данные остаточной скорости ударника за слоистой преградой с керамическим слоем

Преграда	ρ_0 , г/см ³	b , мм	V_0 , м/с	V_c , м/с	ϵ_{Ti}
SiC	3.0	9	767	637	0.17
Al ₂ O ₃	3.8	7	755	578	0.23
B ₄ C	2.4	11	760	521	0.31
SiC+Ti		9+2	751	480	0.34
Al ₂ O ₃ +Ti		7+2	760	563	0.26
Ti+SiC+Ti		11+2	759	334	0.56

Примечание. В таблице: V_0 , V_c – начальная и остаточная скорость ударника; b – толщина керамики.

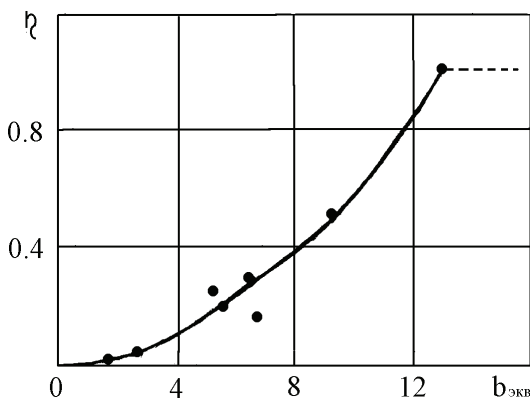


Рис. 2.14. Функциональная зависимость эффективности конструкции, определяемая по остаточной скорости ударника за преградой

2.3. Разрушение конструкций с керамическим слоем высокоплотными стержневыми ударниками

Для установления противоударной эффективности композиционных материалов проведены экспериментальные исследования по взаимодействию ударника из сплава ВНЖ-90 диаметром 6 мм и длиной 60 мм с комбинированной преградой, включающей слои из керамик [1, 33, 38–40]. В первом варианте преграда состояла из цилиндра диаметром и длиной 120 мм из стали 30. Во втором – на преграду с лицевой стороны приклеивалась керамическая пластинка из корунда Al₂O₃ толщиной

7.2 мм. В третьем – сборка второго варианта с лицевой стороны дополнена стальной пластиной толщиной 3.3 мм. В четвертом случае в сборке третьего варианта вместо керамики использовалась металлокерамика комбинированного строения на основе TiB_2 и V_4C . Экспериментальные данные, усредненные по нескольким опытам, представлены в табл. 2.6. Здесь: L_k – глубина проникания стержня в стальной блок; $L_{k_{\text{ЭКВ}}}$ – суммарная глубина проникания в эквиваленте стали на единицу площади. Приведенные данные свидетельствуют о повышенной противоударной стойкости металлокерамики.

Таблица 2.6. Параметры проникания стержней из ВНЖ-90 в слоистые преграды с керамическими составляющими

V_0 , м/с	Преграда	Толщина, мм			L_k , мм	$L_{k_{\text{ЭКВ}}}$, мм
		1	2	3		
1370	сталь 30	п/б			48	48.0
1381	Al_2O_3 +сталь 30	7.2	п/б		47	51.4
1393	сталь 3+ Al_2O_3 +сталь 30	3.3	7.2	п/б	42	48.7
1369	сталь 3+(TiB_2+V_4C)+ сталь 30	3.3	9.7	п/б	30	36.2

На рис. 2.15 приведены фотографии разреза кратеров в стальной преграде для рассмотренных вариантов [38].

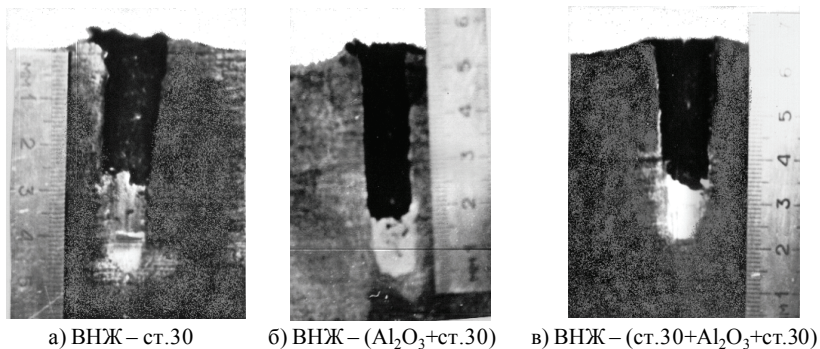


Рис. 2.15. Разрез кратеров в массивной стальной преграде при высокоскоростном ударе стержнями из сплава ВНЖ-90 по комбинированным сборкам

Характер проникания высокоплотного ударника в стальную массивную преграду фактически не меняется – формируется удлиненный кратер, на дне которого отчетливо виден остаток ударника. Можно от-

метить, что структура материала остатка ударника неоднородна. В зоне контакта ударник сильно деформированный, материал свободного тыльного конца по структуре близкий к первоначальной.

Выявлена динамика проникания высокоскоростных стержневых ударников в многослойные преграды с промежуточными керамическими слоями и рассмотрены механизмы разрушения взаимодействующих тел. Экспериментальные исследования высокоскоростного проникания ударников из сплава ВНЖ-90 и их запреградных характеристик проведены на слоистых преградах, содержащих керамический слой [33]. В первом варианте цилиндрический ударник диаметром $d_0 = 6$ мм и длиной $l_0 = 48$ мм с начальной скоростью $V_0 = 1345$ м/с взаимодействовал с конструкцией, которая состояла из лицевой стальной пластины толщиной 4 мм и пластины из керамики (карбид кремния) толщиной 15 мм. Во втором варианте преграда с тыльной стороны усилена стальной пластиной толщиной 15 мм. Исходные характеристики материалов приведены в табл. 2.1. В эксперименте фиксировались начальная скорость ударника, скорость его остатка за преградой и остаточная длина ударника. На рис. 2.16, *a* представлены рентгенограммы процесса деформирования и разрушения ударника и преграды, характерные для первого варианта. Наблюдается интенсивное дробление керамики. Во втором варианте характер разрушения резко меняется, за преградой наблюдается поток осколков раздробленной керамики, которые радиально смещаются под действием ударника и группируются в основном около ударника (рис. 2.16, *б*).

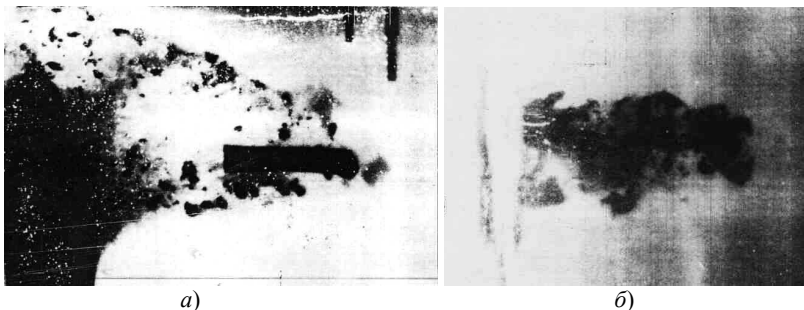


Рис. 2.16. Рентгенограммы пробития сборок с керамическими слоями:
a – сборка – «сталь + SiC»; *б* – сборка «сталь + SiC + сталь»

Напряженно-деформированное состояние и характер разрушения взаимодействующих тел установлены по результатам численного моде-

лирования, в основу которого заложена упругопластическая модель среды с учетом изменения пористости, служащей мерой поврежденности материала [33, 41]. Применен комбинированный подход к расчету разрушения [42], в котором учитывается два типа повреждаемости материала – отрывной и сдвиговой механизмы разрушения. Для численного решения задачи использована Эйлера методика расчета [43]. Начальная скорость удара $V_0 = 1357$ м/с.

На рис. 2.17 представлены хронограммы процесса взаимодействия и зависимости скорости заднего торца ударника (кривая 1) и скорости контактной поверхности (кривая 2) от времени для первого типа преграды. Кривая 3 характеризует силу осевого сопротивления преграды.

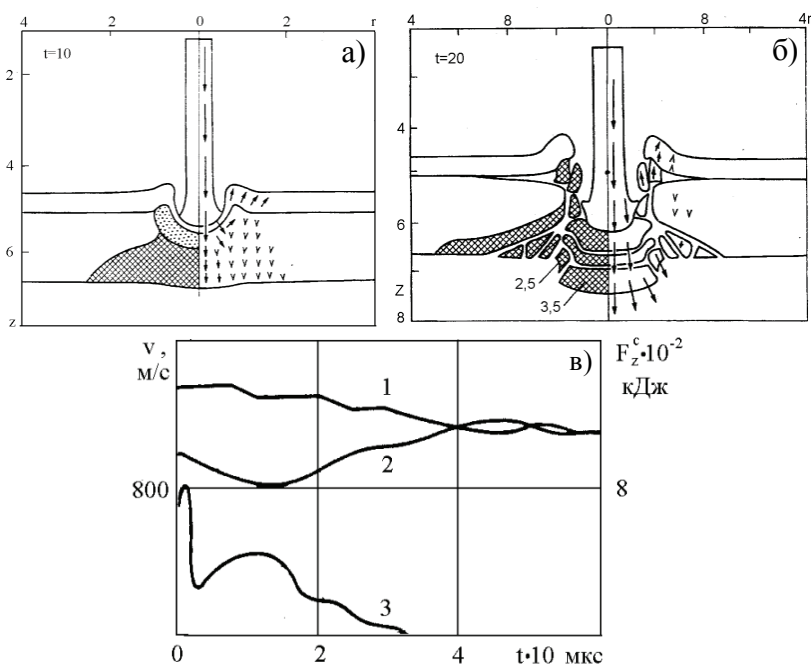


Рис. 2.17. Хронограммы и график изменения кинематических и энергетических характеристик процесса внедрения стержня в двухслойную преграду «сталь + керамика»

Ярко выраженные ступеньки на кривой 1 соответствуют отражениям упругих волн в стержне от его лицевого торца. К моменту времени 10 мкс (см. рис. 2.17, а) ударник практически прошел лицевой стальной слой и в керамике сформировалась область разрушения. В последую-

щие времена взаимодействия (см. рис. 2.17, б) наблюдается дробление керамического слоя в периферийных от оси зонах и разрушение откольного типа под ударником. Скорость разлета фрагментов различна по величине и направлению, а запреградное осколочное облако разрушенной керамики представляет собой множество осколков очень низкой пространственной плотности, практически облако пыли. Подобная картина наблюдается в эксперименте, представленном на рис. 2.16, а. Падение скорости контактной поверхности наблюдается до времени 13 мкс, а сила сопротивления достигает максимальной величины (см. рис. 2.17, в). С этого момента отмечается интенсивное разрушение керамического слоя, что объясняет увеличение скорости контактной поверхности и падение силы сопротивления в последующие моменты времени. Скорости в ударнике выравниваются к 40 мкс, а сила сопротивления падает до нулевого значения. В эксперименте скорость ударника после пробития двухслойной сборки за керамическим слоем составила $V_z / V_0 = 0.83$ (в расчетах $V_z / V_0 = 0.80$), а остаточная длина ударника — $l_z / l_0 = 0.77$ ($l_z / l_0 = 0.77$).

На рис. 2.18 представлены подобные зависимости для второго типа преграды. Зависимость скорости заднего конца стержня (кривая 1) на начальном участке идентична соответствующей зависимости предыдущего варианта, а в дальнейшем характеризуется более резким снижением из-за торможения в тыльном стальном слое. Можно отметить, что в момент времени 10 мкс (см. рис. 2.18, а) интенсивность разрушения керамического слоя в этом случае ниже, чем в предыдущем варианте, что объясняется его работой в условиях сжатия из-за стальной подложки с тыльной стороны. Ко времени 20 мкс (см. рис. 2.18, б) процесс разрушения керамического слоя почти идентичен в обоих вариантах, а отличие заключается в уплотнении керамики под ударником, в то время как в первом варианте наблюдается разлет осколков керамики. Заключительный этап взаимодействия (см. рис. 2.18, в) характерен тем, что тыльный стальной слой разрушается по типу сдвиговых пластических деформаций и фрагменты группируются вдоль траектории полета ударника.

Идентично растянуто во времени и падение скорости контактной поверхности. Сила осевого сопротивления имеет дополнительный максимум, соответствующий началу проникания ударника в тыльный стальной слой (момент времени 27 мкс), и объясняет усиление торможения переднего торца ударника (кривая 2). Выравнивание скоростей переднего и тыльного торцов ударника наблюдается к моменту времени 70 мкс, и процесс пробития преграды закончен. В эксперимен-

те скорость ударника за трехслойной преградой составила $V_z / V_0 = 0.65$ (в расчетах $V_z / V_0 = 0.57$), а остаточная длина ударника — $l_z / l_0 = 0.24$ ($l_z / l_0 = 0.26$).

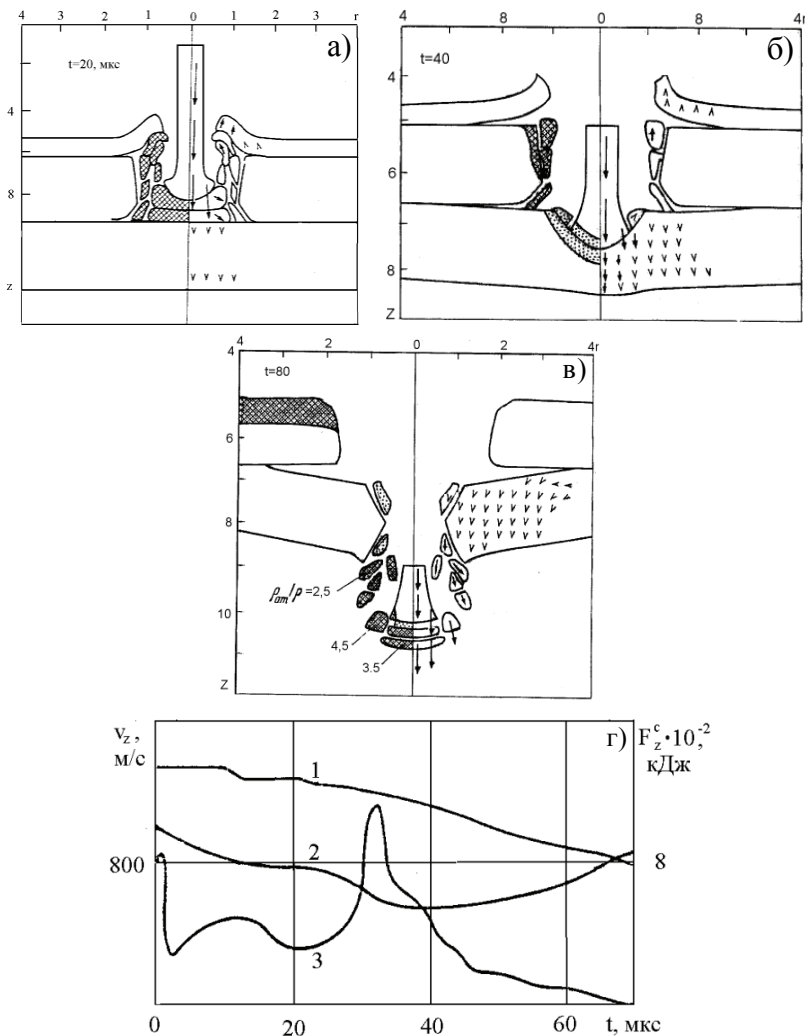


Рис. 2.18. Хронограммы и график изменения кинематических и энергетических характеристик процесса внедрения стержня в трехслойную преграду «сталь + керамика + сталь»

2.4. Исследования защитных свойств стеклопластиков

При конструировании защитных элементов для легкобронированной техники и личного состава широко используются высокопрочные керамики типа Al_2O_3 , B_4C , SiC , AlN и др. Однако одни из них обладают относительно большим удельным весом, другие требуют дорогостоящей технологии для изготовления. Экспериментальные исследования пробивной способности пуль стрелкового оружия и противоударной стойкости элементов бронежилетов выявили усиление защитных свойств конструкции из легких металлов и сплавов при дополнительном использовании накладок из стеклопластиков. На рис. 2.19 представлена зависимость изменения предельной скорости пробития штатной пули от толщины лицевого защитного покрытия, выполненного из стеклотекстолита марки СТЭК, КАСТ-В. Левая крайняя точка характеризует предельную начальную скорость пробития защитного устройства без лицевого пробития ($V_0 = 693 \pm 5$ м/с), а правая – с лицевой пластиной толщиной 3 мм ($V_0 = 750 \pm 5$ м/с) [46]. В результате проведенных опытов установлено, что нанесение защитного слоя из стеклопластика с высокими прочностными характеристиками на сжатие на лицевую поверхность металлической пластины с высокой твердостью (НВ 300–400) обеспечивает повышение противоударной стойкости за счет потери кинетической энергии на деформационные процессы самой пули и конструкции. При контакте пули с защитным стеклопластиком на начальной стадии взаимодействия происходит радиальное деформирование головной части пули, что приводит к увеличению площади контакта. Сила сопротивления при проникании пули в преграду пропорциональна давлению, являющемуся функцией скорости внедрения и площади контакта [47, 48].

Вследствие этого сила сопротивления внедрению со стороны металлической пластины увеличивается, что обеспечивает интенсивное затухание скорости внедрения пули. Фотография лицевой поверхности титановой пластины толщиной 6.7 мм (НВ 300) после воздействия пуль с скоростью 670 м/с представлена на рис. 2.20. В месте контакта пули с титановой пластиной без защитного слоя произошло ее сквозное пробитие по типу выбивания «пробки». В случае, когда титановая пластина защищена с лицевой стороны стеклотекстолитовым слоем толщиной 2 мм, вокруг места контакта наблюдаются сколы, сквозное пробитие отсутствует.

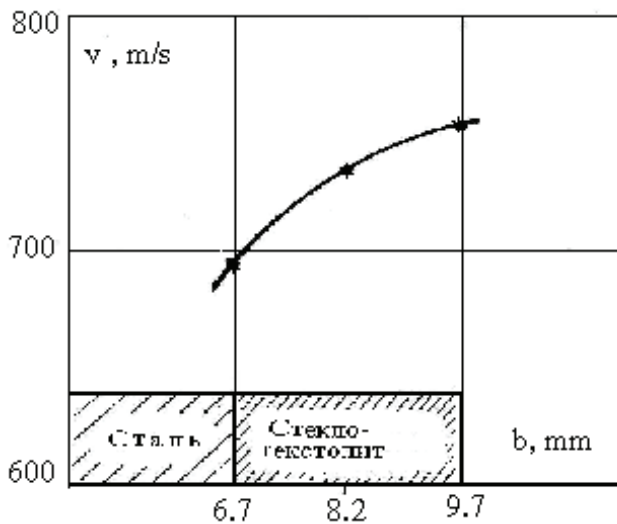


Рис. 2.19. Зависимость предельной скорости пробития сборки от толщины лицевого текстолитового слоя

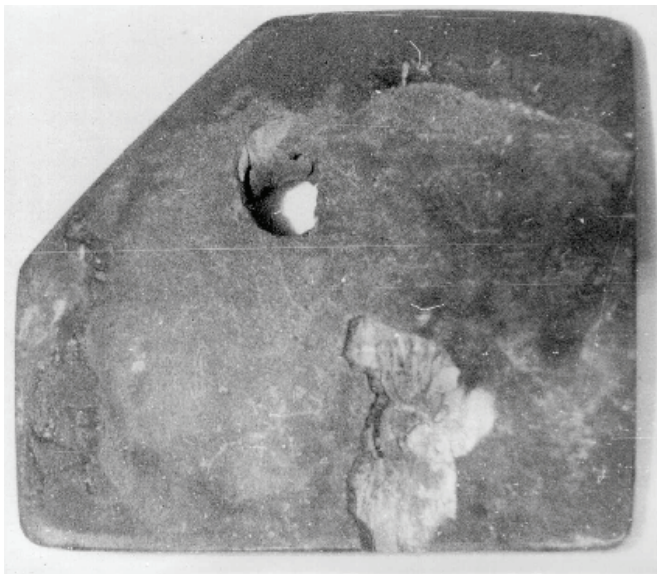


Рис. 2.20. Вид титанового элемента бронезилета без защитного слоя (отверстие вверх) и с защитным покрытием (скол вниз)

Экспериментально выявлена перспектива использования материалов на основе стеклообразующих окислов. Однако в связи со сложившимися стереотипами в производстве бронезащитных элементов до настоящего времени эти составляющие серьезно не рассматривались. На основе проведенных исследований в системах $MgO-MnO-Al_2O_3-SiO_2-TiO_2$, $Li_2O-Al_2O_3-SiO_2-TiO_2$ разработана стеклокерамика, по своим характеристикам удовлетворяющая возможности использования ее при проектировании защитных панелей [49]. Стеклокерамика устойчива к воздействию агрессивных факторов внешней среды, не требует особых условий хранения и транспортировки, поддается высокоточной механической обработке с использованием алмазного инструмента. Наиболее перспективными представляются кордиеритовая и сподуменовая стеклокерамики, механические свойства которых представлены в табл. 2.7.

Таблица 2.7. Физико-механические характеристики стеклокерамик

Характеристики, единицы измерения	Стеклокерамика	
	Кордиеритовая	Сподуменовая
Плотность, $кг/м^3$	2600...2700	2500...2600
Прочность при сжатии, МПа	1500...1600	1300...1400
Удельная ударная вязкость, $кДж/м^2$	12.0...15.0	35...40
Модуль упругости, ГПа	150	100

С целью оценки прочностных характеристик сподуменовой стеклокерамики на баллистическом стенде были проведены ее испытания. В качестве основной преграды выбрана алюминиевая плита, на лицевую поверхность которой помещались «стеклокерамические» пластинки. Ударник – штатная пуля калибром 7.62 мм. Результаты экспериментов представлены в табл. 2.8.

Таблица 2.8. Результаты тестовых испытаний стеклокерамики

Керамический образец	b , мм	ρ_0 , $г/см^3$	Результат испытания
Отсутствует	—	—	Кратер: $L_k = 36$ мм
Стеклокерамика	9.4	2.58	Кратер: $L_k = 6$ мм
Стеклокерамика	9.4	2.58	Кратер: $L_k = 8.5$ мм
Al_2O_3	7.2	1.47	$L_k = 1$ мм
Сборка: $V_4C + VT_4$	$V_4C-5.8$; VT_4-3	$V_4C-2.44$; $VT_4-4.5$	Вмятина: $D = 20$ мм, $L_k = 1$ мм

Анализ результатов экспериментов показывает, что в ударнике не возникает областей поврежденности в течение всего периода процесса взаимодействия. В пластинах стеклокерамики разрушения формируются непосредственно в области воздействия ударника. Кроме того, как и в других керамиках, также за счет волнового фактора формируются области поврежденности на тыльной поверхности стеклокерамики вблизи оси симметрии. В периферийной области с тыльной стороны пластин стеклокерамики также формируются зоны поврежденности и тыльный слой материала стеклокерамики интенсивнее разрушается с максимумами в области контакта с ярко выраженным максимумом деформации (материал разрушается до состояния «песка»). Со временем, с образованием локальных экстремумов, уровень поврежденности пластины увеличивается и наблюдается тенденция к полному макроразрушению под действием распространяющейся сети разветвленных трещин, что качественно соответствует конечному результату эксперимента, представленному на рис. 2.21.



Рис. 2.21. Фрагменты разрушенного образца стеклокерамики и закаленный стальной сердечник пули (в центре) после испытания

Представленные результаты баллистических экспериментов показывают преимущество защитных свойств композиционных материалов комбинированного строения перед традиционными металлическими и из различных сплавов. Это объясняется свойствами структуры материалов, проявляющихся при существенно ударно-волновом характере процессов, сопровождающих высокоскоростное взаимодействие.

2.5. Имитационная модель проникания стержневых ударников в керамику

Разработка микромеханических моделей разрушения керамических материалов при динамических нагрузках связана с большими трудностями физического и вычислительного плана. Эффективным методом является экспериментально-теоретический подход, основанный на анализе результатов численных расчетов и использовании аксиомных допущений, которые строятся на основе экспериментальных данных [1, 5, 6, 10, 17, 21, 31, 50].

Широкое распространение получили модели, рассматривающие керамику в процессе разрушения как упругопластическую среду с изменяющимся пределом текучести от начальных и текущих физико-механических свойств керамики (модуль упругости, плотность, температура, относительный объем трещин и др.) и от условий нагружения (давление, скорость деформации) [52, 53]. Другое направление – предел текучести керамики – рассматривается как величина, соответствующая двум предельным состояниям: исходному, когда разрушение отсутствует (цельная керамика), и конечному, когда она полностью разрушена (измельчена). Уровень разрушения характеризуется коэффициентом, который можно рассматривать как дополнительную характеристику состояния среды. Его величина определяется в зависимости от действующего давления, скорости деформаций и других параметров.

Оценка глубины проникания стержневых ударников в полубесконечные керамические преграды проводилась по имитационной модели, разработанной на основе модифицированной гидродинамической модели бронепробивания [54, 56, 57]. Основные соотношения, описывающие процесс высокоскоростного взаимодействия ударника с преградой, представлены системой соотношений [17, 54, 55]:

$$\begin{aligned} \frac{dv}{dt} &= -\frac{\sigma^d}{\rho_p l(t)}, \\ \frac{dl}{dt} &= -(v - u), \\ dL_k &= u dt, \\ \frac{1}{2} A \rho_p (v - u)^2 + \sigma^d &= \frac{1}{2} \rho_t u^2 + S_t, \end{aligned} \quad (2.3)$$

где ρ_p и ρ_t – плотность материала ударника и преграды соответственно; v , l – текущая скорость свободного конца стержня и его длина;

u – скорость контактной поверхности; L_k – глубина проникания; σ^d – динамический предел текучести ударника; S_t – прочностная характеристика материала преграды; A – степень динамического сжатия, определяемая из ударной адиабаты материала ударника $D = c_0 + s_0 u$. Значения констант c_0 и s_0 соответствовали величинам используемым в работах [58].

Возможность использования данного подхода для описания внедрения стержневых ударников в хрупкие керамические материалы в инженерном приближении ранее проведена в [16, 31, 58]. Задача рассматривалась при заданных начальных условиях: $V(0) = V_0$, $l(0) = l_0$, $L_k(0) = 0$.

В инженерных расчётах на прочность преград при динамических нагрузках основной характеристикой сопротивления материала высокоскоростному прониканию используется предел упругости Гюгонио σ_{HEL} и связанные с ним динамический предел текучести σ^d материала ударника и динамическая твёрдость H_D материала преграды [17, 29, 57]. Применение данных характеристик в качестве определяющих параметров для преград из керамик имеет особенности, связанные с многообразием процессов деформирования и разрушения хрупких материалов. В керамике разрушение может произойти в ударной волне, когда давления достигнут предела упругости Гюгонио. В этом случае могут возникнуть условия, когда ударник проникает в раздробленный материал преграды [1, 3, 16, 21, 31, 33].

Эксперименты по ударно-волновому нагружению керамик свидетельствуют о том, что разрушение керамики не является событием мгновенной потери сплошности материала при достижении критической нагрузки [1, 31]. Необходимо время, за которое микропараметры напряженного и деформированного состояния, достигшие предельного уровня, накапливают такие изменения, в результате которых материал дробится на фрагменты (разрыхляется), его несущая способность падает и, наконец, наступает разрушение [17, 29, 31, 53]. Это проявляется, например, в том, что на начальной стадии взаимодействия головная часть ударника интенсивно деформируется в радиальных направлениях, а керамическая пластина остается неповрежденной.

Со временем под действием интенсивной динамической нагрузки первоначально целостная керамика начинает разрушаться на фрагменты

различной величины. Образование фрагментов является следствием распространения в материале сети хаотически ориентированных трещин. Интенсивность фрагментации и скорость распространения фронта разрушения определяются двумя основными процессами. Во-первых, собственно скоростью распространения одиночных трещин, которая лежит в диапазоне примерно $(0.2 \dots 0.4)c_0$, где c_0 – скорость продольной упругой волны в целостной керамике [59]. Во-вторых, интенсивностью образования центров растрескивания, в которых трещины инициализируются, и скоростью, с которой область, охваченная центрами инициализации трещин, распространяется от места ударного нагружения. Эта скорость может значительно превышать скорость роста одиночных трещин и ограничивается лишь величиной c_0 [32, 35, 60].

Среда, образованная фрагментами раздробленной керамики, продолжает оказывать значительное сопротивление деформированию. Это сопротивление связано с тремя основными факторами: с продолжающимся упругим деформированием самих фрагментов, затратами энергии на их дальнейшее разрушение и преодолением трения, действующего между фрагментами. Через некоторый промежуток времени напряженно-деформированное состояние накапливает такие изменения, в результате которых керамика разрыхляется, ее сопротивление прониканию падает [1, 31]. Поведение керамических материалов, в отличие от металлов и сплавов, может быть смоделировано двумя предельными состояниями – неповрежденной (упругой) и полностью раздробленной (сыпучей) средой [32, 45, 61].

Модель разрушения керамики строится, исходя из предположения о том, что компоненты тензора напряжений могут быть выражены в виде линейной комбинации таких сочетаний, которые при тех же условиях деформирования возникали бы соответственно в упругой (σ_{ij}^e) и сыпучей (σ_{ij}^f) средах:

$$\psi_{ij} = \eta \sigma_{ij}^e + (1 - \eta) \sigma_{ij}^f, \quad i, j = 1, 2, 3 \quad (1.4), \quad (2.4)$$

где ψ – эмпирическая функция, зависящая от среднего размера фрагментов, степени неоднородности поля скоростей деформации и гидростатического давления. Коэффициент η характеризует степень разрушения, монотонно изменяется и в упругой и сыпучей средах принимает значения 0 и 1 соответственно. В общем случае прочностное сопротивление прониканию может быть определено через эти два состояния [17, 58]:

$$S = (1 - \eta)H_D + \eta R, \quad (2.5)$$

H_D – динамическая твердость неповрежденной (упругой) керамики, R – минимальное сопротивление раздробленного (сыпучего) материала. Оба состояния в рамках рассматриваемой модели являются идеализациями, поскольку в исходный момент времени ($\eta = 0$) всегда ограничено прочностными характеристиками (например, динамическим пределом упругости σ_{HEL}), а достижение идеальной раздробленности ($\eta = 1$) невозможно, т.к. требует бесконечно больших затрат энергии.

В общем виде коэффициент η зависит от статических и динамических характеристик керамики и параметров соударения: $\eta = f(P(t), u(t), \rho_t, S_t, d_0, \dots)$. Для определения коэффициента использована модель [32, 58], в которой учитывается распространение фронта разрушения внутри керамики через два состояния, описанных зонами a и b на рис. 2.22.

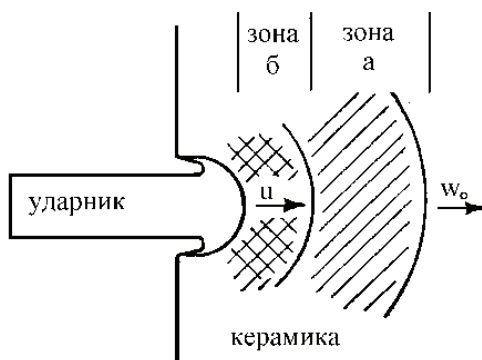


Рис. 2.22. Схема дробления керамики при ударно-волновом нагружении

В зоне a под действием волны сдвига зарождаются трещины, фронт разрушения распространяется со скоростью поверхностных волн Релея [32]. Процесс разрушения в зоне b – результат высокого давления в области неподвижного течения относительно контактной поверхности «ударник – преграда». Обе зоны в процессе внедрения ударника присутствуют одновременно впереди фронта контактной поверхности. Предполагается, что толщина зоны b постоянна и равна диаметру ударника. Высокоскоростной удар ассоциируется с зоной b , в которой определяется скорость проникания u ударника в преграду. Коэффициент η харак-

теризуется скоростью дробления материала в каждой рассмотренной зоне и оценивается через соотношение [58, 62]

$$\eta = \dot{n}_{oa} (\sigma_a - \sigma_o) \left[\frac{L_k - d_0}{u} - \frac{L_k}{w_o} \right] + \frac{1}{4} \dot{n}_{ob} \rho_t u, \quad (2.6)$$

где \dot{n}_{oa} и \dot{n}_{ob} – скорости изменения степени разрушения в каждой зоне соответственно; $\sigma_a = \rho_t D u$ – амплитуда ударной волны; L_k – глубина проникания; d_0 – диаметр стержня; ρ_t – плотность преграды; u – скорость проникания; w_o – скорость поверхностной волны Релея.

Анализ зависимости (2.6) показал, что без особого ущерба для конечного результата расчета глубины проникания, коэффициент η с достаточной степенью точности аппроксимируется соотношением

$$\eta = K_\eta (u_0 - u) \frac{t}{d_0}, \quad (2.7)$$

где $u_0 = v_0 / [1 - (\rho_t / \rho_p)^{1/2}]$; u – величина скорости проникания в неразрушенную керамику; K_η – коэффициент согласования, который подбирается эмпирическим путем. В частности, для керамик Al_2O_3 , SiC и $\text{В}_4\text{С}$ хорошо описывается зависимостью $K_\eta = 1 - \sigma_a / \sigma_{\text{HEL}}$. При согласовании коэффициента степени разрушения керамики по соотношениям (2.6) и (2.7) в последнем случае использованы следующие физические величины и константы: $\dot{n}_{oa} = 5 \cdot 10^{-4} \text{ Па}^{-1} \text{ с}^{-1}$ [61]; $\dot{n}_{ob} = 5 \cdot 10^{-6} \text{ Па}^{-1} \text{ с}^{-1}$ [29]; $\sigma_o = 100 \text{ МПа}$ [61]; $\sigma_a = 200 \text{ МПа}$ [61]; $w_o = 6000 \text{ м/с}$ [63]; $b = 0.10$ [61]; $\mu = 0.145$ [45]; $R = 200 \text{ МПа}$ и регулировалась так, чтобы расчетная глубина проникания была подобна данной эксперимента в одной выбранной точке.

При выполнении условия $\eta = 1$ керамический материал считался полностью раздробленным, нормальное напряжение при внедрении ударника в преграду приравнивается к давлению Бернулли при проникании в сыпучий материал, и скорость проникания ударника u понижается только за счет сопротивления среды, учитывающего коэффициент трения между фрагментами среды и гидростатическое давление:

$$S = R + \frac{1}{2} \mu \rho_t u^2(t), \quad (2.8)$$

где R – минимальное сопротивление раздробленного материала; μ – коэффициент трения в сыпучем материале. В этом случае правая часть соотношения (2.3) заменялась на выражение (2.8).

Изложенная выше модель деформирования и разрушения хрупких материалов при ударных нагрузках использована для решения задачи о нормальном соударении стержневых цилиндрических ударников с керамическими преградами. Данная задача возникает в связи с прогнозированием глубины проникания и эффектов разрушения монолитных и слоисто-разнесенных конструкций с керамическими слоями высокоскоростными стержневыми ударниками кинетического действия. Проведены расчеты глубины проникания вольфрамовых стержней удлинением 10 ($d_0 = 6$ мм, $l_0 = 60$ мм) в керамические преграды оксида алюминия Al_2O_3 , карбида кремния SiC , карбида бора B_4C и никелида титана $AlNi$ в зависимости от скорости соударения. Основные характеристики материалов, используемых при моделировании, представлены в табл. 2.1.

На рис. 2.23 представлены изменения во времени вычисленного коэффициента степени разрушения η , скорости проникания u , глубины проникания L_k и остаточной длины вольфрамового ударника в корундовую Al_2O_3 при скорости удара $V_0 = 2.0$ км/с – штриховые линии, и при скорости удара $V_0 = 4.0$ км/с – сплошные линии. Расчеты проведены при следующих физических величинах и константах: $\rho_p = 19$ г/см³, $\sigma_c = 1.2$ ГПа, $c_0 = 4030$ м/с, $b = 1.24$, $\rho_t = 3.5$ г/см³, $H_D = 22$ ГПа, $R = 3.6$ ГПа, $\mu = 0.3$ [17]. Расчеты свидетельствуют о том, что с увеличением скорости взаимодействия численное значение коэффициента η смещается вправо по временной шкале и достигает предельного значения $\eta = 1$ тем позже, чем выше скорость удара. В предложенной модели учитывается задержка по времени начала процесса проникания стержневого ударника в преграду, что также отражается на изменении скорости контактной поверхности «ударник – преграда» во времени. В дальнейшем глубина проникания линейно пропорциональна времени взаимодействия.

На рис. 2.24 представлены данные по глубине проникания вольфрамовых ударников в преграды из корундовой керамики Al_2O_3 в зависимости от скорости соударения. Результаты расчетов, приведенные на

рисунке в виде сплошной линии, хорошо согласуются с экспериментальными данными [29, 65], отмеченными точками. Штриховой линией на рисунке приведены расчетные данные, полученные по модифицированной гидродинамической модели [56, 57] без учета степени дробления η керамики в зоне контакта.

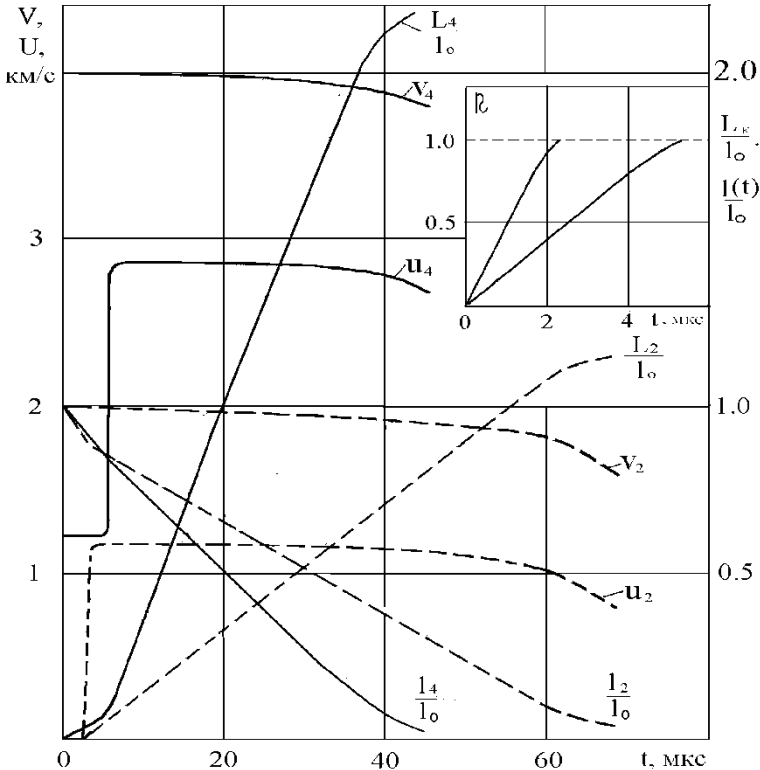


Рис. 2.23. Динамика изменения кинематических и геометрических параметров ударника и кратера в процессе взаимодействия вольфрамового стержня с преградой из корундовой керамики Al_2O_3 . Цифра (2) соответствует скорости соударения 2 км/с; Цифра (4) – соответственно 4 км/с

Представленные на рис. 2.24 зависимости свидетельствуют о том, что даже при тщательном подборе величины S_t в исследованном диапазоне скоростей взаимодействия в последнем случае не удастся получить удовлетворительного согласования по глубине проникания расчетных и экспериментальных данных. Так, например, при скорости удара

$v_0 = 2500$ м/с расчеты по данной модели без учета меры разрушения η дали значение $P/l_0 = 1.12$, в то время как с учетом η получено соответственно $P/l_0 = 1.51$.

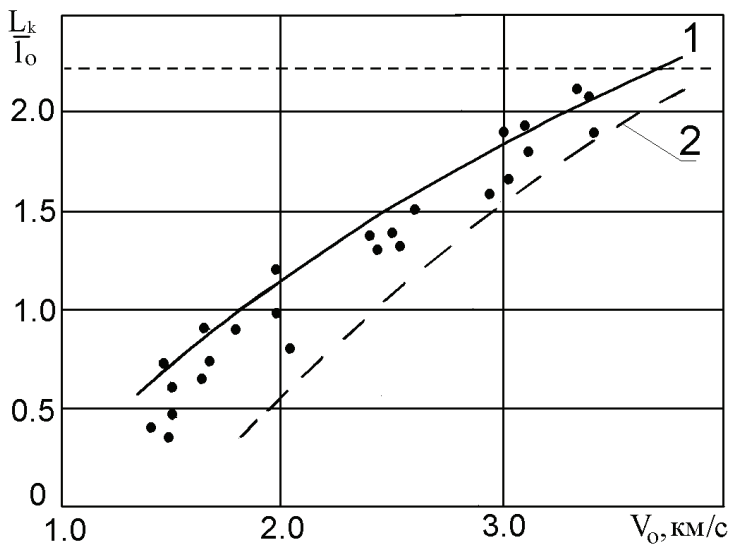


Рис. 2.24. Зависимость глубины проникания вольфрамовых стержней удлинением 10 калибров в преграды из корундовой керамики Al_2O_3

На рис. 2.25 приведены расчетные зависимости глубины проникания стержневых ударников из ВНЖ-90 в преграды из композита нитрид алюминия AlN (кривая 1) и карбида бора B_4C (кривая 2), где квадратиками отмечены экспериментальные данные для AlN [60]. Более высокие прочностные характеристики карбида бора B_4C способствуют повышению сопротивления внедрения ударников в материал: кривая 2 расположена ниже кривой 1. Во всем интервале изменения скорости удара, от 1 до 5 км/с, получено хорошее согласование расчетных значений и экспериментальных данных по глубине проникания ударников в композит. При расчете глубины внедрения по гидродинамической модели, без учета механизма разрушения композиционного материала, при скорости удара 2000 м/с получено значение относительной глубины проникания $P/l_0 = 0.6$ в то время как в экспериментах зафиксировано значение $P/l_0 = 1.25$.

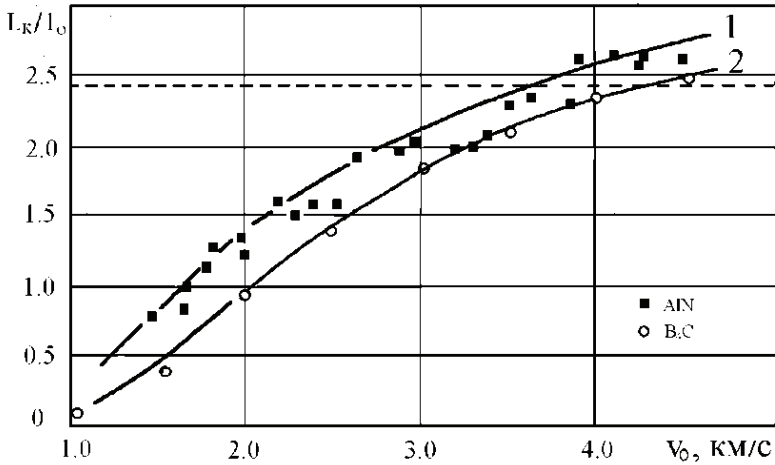


Рис. 2.25. Зависимость глубины проникания вольфрамовых стержней от скорости удара в нитрид алюминия AlN (1) и карбид бора B₄C (2)

По имитационной модели выполнены расчеты остаточной скорости и остаточной длины стальных ударников за керамическими пластинами. Ударник представлял собой цилиндр с оживальной головной формой и относительным удлинением 3 и массой 7 г. Тип и толщины керамик представлены в табл. 2.9, где также приведены полученные экспериментально и расчетные значения остаточной скорости и остаточной длины ударника за соответствующей керамической преградой.

Таблица 2.9. Значения остаточных параметров стального ударника за керамическими пластинами

Материал	ρ_0 , г/см ³	b , мм	V_0 , м/с	$V_{ост}$, м/с	$V_{ост, эксп}$, м/с	$l_{ост} / l_0$
SiC	3.0	9	767	637	661	0.77
Al ₂ O ₃	3.8	7	755	578	616	0.62
B ₄ C	2.8	11	760	—	$L_k = 1$ мм	

Резюмируя вышеизложенное, можно утверждать, что предложенная имитационная модель проникания стержневых ударников в керамические преграды удовлетворительно описывает глубину проникания и конечные параметры ударника за преградой конечной толщины при высокоскоростном взаимодействии. Основное ее достоинство заключается в том, что она требует небольшое число экспериментальных дан-

ных и алгоритм расчета довольно просто может быть реализован в достаточной степени для практики в инженерных задачах расчета разрушения элементов конструкций при ударном нагружении.

Литература к главе 2

1. Афанасьева С.А., Белов Н.Н., Коняев А.А. и др. Особенности деформирования и разрушения металлокерамических материалов при высокоскоростном соударении // РАН ИПМ. Механика композитных материалов и конструкций. – 2002. – Т. 8, №3. – С. 323–334.
2. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. – М.: Наука, 1966. – 686 с.
3. Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортвов В.Е. Ударно-волновые явления в конденсированных средах – М.: Янус-К, 1996. – 407 с.
4. Ударные волны и экстремальные состояния вещества / Под ред. акад. В.Е. Фортова, Л.В. Альтшулера, Р.Ф. Трунина, А.И. Фунтикова. – М.: Наука, 2000. – 518 с.
5. Viechnicki D.J., Slavin M.J., Kliman V.I. Development and current status of armor ceramics // Ceramic bulletin. – 1991. – Vol. 70, № 6. – P. 1035–1039.
6. Bless S.J., Rosenberg Z., Yoon S. Hypervelocity penetration of ceramics // Int. J. Impact Engng. – 1987. – № 5. – P. 165–171.
7. Соколов В.Я., Степанов В.В., Личкова В.А., Ерохин А.В. Концепция защиты танка XXI века за рубежом // Защита и безопасность. – 2000. – №4. – С. 11–13.
8. Радченко А.В., Фортвов В.А., Хорев И.Е. Физические особенности высокоскоростного взаимодействия удлиненных техногенных осколков // Докл. РАН. – 2005. – Т. 389, №1. – С. 49–54.
9. Англова Г.В., Афанасьева С.А., Белов Н.Н. и др. Исследование возможности применения композиционных металлокерамических материалов для ударников и преград // Актуальные проблемы защиты и безопасности: Матер. 3-й науч.-практ. конф. – СПб, 2000. – Ч. 1. – С. 97–100.
10. Толкачев В.Ф. Исследование разрушения керамик при высокоскоростном ударе // Моделирование процессов в синергетических системах. Труды Междунар. Конф. «Байкальские чтения-II по моделированию процессов в синергетических системах». – Томск: Изд-во Том. ун-та, 2002. – С. 140–143.
11. Мержанов А.Г. Физическая химия. Современные проблемы. – М.: Химия, 1983. – С. 6–47.
12. Сараев Ю.Н. Импульсные процессы сварки и наплавки. – Новосибирск: Наука. Сиб. отд-е, 1994. – 189 с.
13. Силантьев А.В., Ададунов Г.А. Модифицирование свойств и синтез ВТСП-керамик путем ударного сжатия // Сверхпроводимость: физ., хим., техн. – 1991. – Т. 4, №2. – С. 308–317.
14. Новиков Н.П., Боровская И.П., Мержанов А.Г. Термодинамический анализ реакции самораспространяющегося высокотемпературного синтеза // Процессы горения в химической технологии и металлургии. – Черногловка: 1975. – С. 174–188.

15. *Табаченко А.Н., Крючкова Г.Г.* Самораспространяющийся высокотемпературный синтез композиционных материалов тугоплавких соединений (TiC , TiB_2)-интерметаллиды, их структура и свойства // Инж.-физ. журнал АН Беларуси. – 1993. – Т. 65, №4. – С. 495.
16. *Белов Н.Н., Югов Н.Т., Афанасьева С.А. и др.* Расчетно-экспериментальный анализ поведения металлокерамики на основе диборида титана и карбида бора в условиях ударного нагружения // Теоретические основы химической технологии. – 2005. – Т. 39, №6. – С. 659–665.
17. *Коняев А.А., Толкачев В.Ф.* Экспериментальное моделирование проникания ударников в преграды из композиционных материалов // Механика композиционных материалов и конструкций. – 2004. – Т. 10, №4. – С. 466–476.
18. *Белов Н.Н., Югов Н.Т., Афанасьева С.А. и др.* Исследование процессов деформирования и разрушения хрупких материалов // Механика композиционных материалов и конструкций. – 2001. – Т. 7, №2. – С. 131–142.
19. *Белов Н.Н., Югов Н.Т., Копаница Д.Г. и др.* Динамика высокоскоростного удара и сопутствующих физических явлений // Northampton. – Томск: STT, 2005. – 365 с.
20. *Partom Y., Littlefield D.L.* Dependence of ceramic armor resistance on projectile velocity // 14th International Symposium on Ballistics. – Quebec. Canada, 1993.
21. *Кожушко А.А., Рыкова И.И., Синани А.Б.* Сопротивление керамик внедрению ударяющего тела при высоких скоростях взаимодействия // ФГВ. – 1992. – Т. 28, №1. – С. 89–93.
22. *Johnson P.* Tungsten versus depleted uranium for armor-piercing penetrators // International Defence Review. – 1983. – Vol. 16, №5. – P. 643.
23. *Tracked and Wheeled Armed Vehicled* // International Depence Review. Additional Supplement. – 1986. – Vol. 19, №8.
24. *Белов Н.Н., Югов Н.Т., Табаченко и др.* Математическое моделирование процессов деформирования и разрушения металлокерамики в условиях динамического нагружения // Известия вузов. Физика. – Томск, 2002. – Т. 44, вып. 8. – С. 54–62.
25. *Табаченко А.Н.* Комбинированные композиционные материалы на основе диборида титана // Труды XXX Урал. семинара: Неоднородные конструкции. – Екатеринбург, 2000. – С. 45–50.
26. *Коняев А.А., Толкачев В.Ф., Зорин А.Ф., Назаров А.Г.* Измерительно-вычислительный комплекс для регистрации динамических характеристик материалов // Математическое моделирование процессов в синергетических материалах: Сб. статей. – Улан-Удэ; Томск: Изд-во Том. ун-та, 1999. – С. 206–208.
27. *Gredy D.E.* Local inertial effects in dynamic fragmentation // J. Appl. Phys. – 1982. – Vol. 53, №1. – P. 322–325.
28. *Горельский В.А., Зелепугин С.А., Толкачев В.Ф.* Экспериментальное и численное исследование разрушения керамики при высокоскоростном ударе // Химическая физика. – 1999. – Т. 18. – С. 104–107.
29. *Grase F.I.* Long-rod penetration into targets of finite thickness at normal impact // Int. J. Impact Engng. – 1995. – №16. – P. 419–433.

30. Белов Н.Н., Хабибуллин М.В., Мельникова Н.А. и др. Численное исследование разрушения керамики АД-85 при ударно-волновом нагружении // Исследование по баллистике и смежным вопросам механики. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 1998. – С. 103–107.
31. Афанасьева С.А., Белов Н.Н., Толкачев В.Ф. и др. Особенности ударно-волнового деформирования пористой керамики Al_2O_3 // Докл. РАН. – 1999. – Т. 369, №4. – С. 477–479.
32. Rabst R.F., Steeb J., Claussen N. Microcracking in a process zone and its relation to continuum fracture mechanics // Fracture Mechanics of Ceramics. – 1978. – Vol. 4, №4. – P. 436–449.
33. Афанасьева С.А., Белобородько А., Григорян В.А. и др. Численное моделирование разрушения конструкций с керамическим слоем при динамическом нагружении удлиненными ударниками // Изв. РАН. МТТ. – 1996. – №1. – С. 114–123.
34. Orphal D.L., Frazen R.R., Piekutowski A.J., Forrestal M.J. Penetration of confiden aluminum nitride targets by tungsten long rods at 1,5 to 4,5 km/s // Int. J. Impact Engng. – 1996. – №18. – P. 335–368.
35. Subramanian R., Bless S.J. Penetration of semi-infinite AD995 alumina targets by tungsten long rod penetrators from 1,5 to 3,5 km/s // Int. J. Impact Engng. – 1995. – №17. – P. 807–816.
36. Скрипняк В.А., Каракулов В.В. Моделирование процессов разрушения металлокерамических композиционных материалов Al- Al_2O_3 и Al-SiC при нагружении ударными волнами с амплитудой до 15 ГПа // Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 2002. – С. 192–192.
37. Толкачев В.Ф., Назаров А.Г. Экспериментальное исследование разрушения конструкций с керамическим слоем // Математическое моделирование процессов в синергетических материалах: Сб. статей. – Улан-Удэ; Томск: Изд-во Том. ун-та, 1999. – С. 224–226.
38. Назаров А.Г., Платова Т.М., Толкачев В.Ф., Мельникова Н.А. Экспериментальное исследование влияния промежуточного керамического слоя на проникание удлиненных ударников // Механика летательных аппаратов и современные материалы: Докл. конф. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 1998. – С. 172–173.
39. Белов Н.Н., Югов Н.Т., Афанасьева С.А. и др. Исследование процессов деформирования и разрушения хрупких материалов в условиях высокоскоростного удара // Современные методы проектирования и отработки ракетно-артиллерийского вооружения. – Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2002. – С. 157–163.
40. Белов Н.Н., Югов Н.Т., Афанасьева С.А. и др. Исследование особенностей разрушения керамики и металлокерамики на основе дигорида титана и карбида бора в условиях высокоскоростного удара // ИПМ РАН. Механика композиционных материалов и конструкций. – 2005. – №11(1). – С. 113–126.
41. Carrol H.M., Holt A.C. Static and dynamic porocollapse relations of ductile porose materials // J. Appl. Phys. – 1972. – Vol. 43, №4. – P. 1626–1635.

42. Толкачев В.Ф., Трушков В.Г. Математическое моделирование сдвиговых и откольных разрушений при ударном взаимодействии упругопластических тел // Химическая физика. – 1993. – Т. 12, вып. 2. – С. 170–174.
43. Ефремова Л.В., Корнеев А.И., Трушков В.Г. Численное моделирование процесса деформации конической облицовки // ФГВ. – 1987. – Т. 23, №2. – С. 110–115.
44. Gorelskii V.A., Zelepugin S.A., Tolkahev V.F. Experimental and numerical study of ceramics destruction by high-velocity impact // Chem. Phys. Report. – 2000. – Vol. 18 (10–11). – P. 2211–2217.
45. Curran D.R., Seaman L., Cooper T., Shockey D.A. Micromechanical model for comminution and granular flow of brittle material under high strain rate application to penetration of ceramic targets // Int. J. Impact Engng. – 1993. – №13. – P. 53–83.
46. Толкачев В.Ф., Хорев И.Е., Коняев А.А. Противоударное защитное устройство: Патент на изобретение №2260766. РФ. – 2005. – С. 1–5.
47. Баллистические установки и их применение в экспериментальных исследованиях / Под ред. Н.А. Златина. – М.: Наука, 1974. – 344 с.
48. Сагомонян А.Я. Проникание. – М.: Наука, 1974. – 257 с.
49. Зелепугин С.А., Дорфман А., Райхель А. Комбинированный элемент бронезилов на основе кордиеритовой и сподуменовый стеклокерамики // Вещество, материалы и конструкции при интенсивных динамических воздействиях: Матер. Междунар. конф. – Саров: Изд-во РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2003. – С. 260–261.
50. Зелепугин С.А., Толкачев В.Ф., Семенцова М.А., Панькова Т.А. Экспериментальное и численное исследование разрушения стеклокерамики при ударноволновом нагружении // Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 2004. – С. 196–197.
51. Толкачев В.Ф., Назаров А.Г. Исследование разрушения комбинированных конструкций при ударе // Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны: Труды Междунар. конф. «III Харитоновские тематические научные чтения». – Саров: ВНИИЭФ, 2002. – С. 187–191.
52. Jach K., Mroczkowski M., Swierczynski R., Wlodarczyk E. Computer simulation of penetration of two-layered ceramic-metal target // 15th Int. Symp. on Ballistics. – Jerusalem, Israel, 21–25 May, 1995.
53. Walker J.D., Anderson C.E. An analytical model for ceramic-faced light armors // 16th Int. Symp. on Ballistics. – San Francisco, USA, 23–27 September, 1996.
54. Толкачев В.Ф. К теории высокоскоростного внедрения стержневых ударников в полубесконечные среды // Матер. Междунар. конф. «Всесибирские чтения по математике и механике». – Т. II. Механика. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 1997. – С. 107–113.
55. Толкачев В.Ф. Имитационная модель проникания стержневых ударников в преграду при высокоскоростном ударе // Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 2004. – С. 243–244.

56. *Алексеевский В.П.* К вопросу о проникании стержня в преграду с большой скоростью // ФГВ. – 1966. – №2. – С. 99–106.
57. *Тейт А.* Дальнейшие результаты в теории пенетрации удлиненных стержней // Механика: Сборник переводов. – М.: Мир, 1970. – № 4. – С. 125–134.
58. *Жерноклетов М.В., Зубарев В.Н., Трунин Р.Ф., Фортвов В.Е.* Экспериментальные данные по ударной сжимаемости и адиабатическому расширению конденсированных веществ при высоких плотностях энергии. – Черногловка, 1996. – 385 с.
59. Разрушение / Ред. Г. Либовиц. – Т. 7, Ч. 1: Пер. на русский язык. – М.: Мир, 1976.
60. *Orphal D.L., Frazen R.R., Piekutowski A.J., Forrestal M.J.* Penetration of confiden aluminum nitride targets by tungsten long rods at 1,5 to 4,5 km/s // Int. J. Impact Engng. – 1996. – №18. – P. 335–368.
61. *Cortez R., Navarro C., Martinez M.A. et al.* Numerical Modeling of normal impact on ceramic composite armors // Int. J. Impact Engng. – 1992. – №12. – P. 639–651.
62. *Grase F.I., Rupert N.L.* Analysis of long rods impacting ceramic targets at high velocity // Army Research Laboratory. – Report ARL-TR-1493. – 1997. – 21 p.
63. *McClintock F.A., Argon A.S.* Mechanical behavior of materials // Addison-Wesley Publishing Company, Reading, MA. – 1966. – 345 p.

Глава 3

ФИЗИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО СОУДАРЕНИЯ ТВЕРДЫХ ТЕЛ И СОПУТСТВУЮЩИХ ЯВЛЕНИЙ

В главе 3 приведены результаты физического моделирования параметров волн напряжений, сдвигового и отрывного разрушения в твердых телах при высокоскоростном соударении. Главной целью данной главы является нахождение обобщенных зависимостей, связывающих указанные параметры в безразмерном виде с краевыми условиями задачи и физико-механическими свойствами соударяющихся тел. Существование обобщенных зависимостей в механике высокоскоростного соударения содержит в своей основе некоторую объективную закономерность. Подобная закономерность может быть связана с действием законов сохранения, подобием энергетического баланса либо определенной стабилизацией нестационарного процесса. Для нахождения обобщенной зависимости необходимо установить минимальное работоспособное число критериев подобия и вид функции, связывающей эти критерии.

Результаты моделирования, приведенные в данной главе, основаны на экспериментах выполненных на пороховых и легкогазовых баллистических установках калибром 8...100 мм в диапазоне скоростей соударения 0.1...6 км/с. Исследуются обобщенные зависимости глубокого проникания компактных и удлиненных ударников в полубесконеч-

ные преграды, а также сквозного пробития однослойных, разнесенных и слоисто-разнесенных элементов конструкций. Анализируются обобщенные зависимости остаточной скорости ударника, затухания дивергентных волн напряжений в твердых телах и параметров неоднородного откольного разрушения.

В качестве исследуемых материалов ударников и преград в экспериментах использованы сплавы вольфрама, стали, алюминия, титана, меди, свинца, слоистые пластики а также сыпучие среды и хрупкие материалы – песок, керамика, металлокерамика, лед, бетон, железобетон.

Экспериментальное моделирование соударения твердых тел в настоящее время направлено на решение двух основных задач – создание моделей реальных конструкций на начальной стадии проектирования и поиск наиболее общих закономерностей, связывающих искомые параметры и критерии подобия с помощью методов обобщенного анализа [1, 2]. Нахождение системы критериев подобия, определяющих искомые параметры деформирования и разрушения при высокоскоростном ударе, и построение функциональных связей между ними является в настоящее время актуальной задачей, связанной с появлением новых материалов и конструктивно-компоновочных схем конструкций авиационной, ракетной и космической техники [3]. Актуальным является определение предельной пробивающей способности ударников кинетического действия, содержащих новые композиционные материалы и противоударной стойкости защитных конструкций с учетом возможных масштабных эффектов.

Наиболее приемлемым по достоверности методом оценки эффективности новых материалов и конструктивно-компоновочных схем ударников и преград является экспериментальное моделирование на баллистических стендах глубины проникания либо объема разрушенного материала соударяющихся твердых тел. В дальнейшем пересчет результатов эксперимента с модели на оригинал сводится к установлению определяющих параметров и критериев подобия. Последние оказываются наиболее эффективными, если удается показать существование инвариантной функциональной связи между ними в виде некоторого критериального соотношения. Следует отметить, что для нахождения структуры критериальных соотношений анализа размерностей недостаточно. Функциональная связь между критериями подобия должна отражать объективную закономерность, например записанную в безразмерном виде пропорциональность объема кратера кинетической энергии ударника. Экспериментальное моделирование дает возможность определить коэффициенты пропорциональности и показатели степеней в таких обобщенных зависимостях, найти границы изменения параметров задачи, внутри которых функциональное подобие сохраняется.

В данном разделе представлены результаты анализа высокоскоростного соударения твердых тел на основе применения Π - и F -теорем теории размерностей [4–6]. С точки зрения теории подобия два явления подобны, если в этих явлениях попарно равны каждый из установленных безразмерных критериев подобия. Если таких критериев n , то это означает «точечное подобие» в n -мерном пространстве, так как в совокупности n критериев определяют только одну точку в n -мерном пространстве. Но такое «точечное» подобие используется, как правило, для решения конкретных технических задач моделирования с фиксированными параметрами обычно на начальной стадии проектирования. В монографии ставилась и решалась экспериментальным путем задача моделирования в более широкой постановке, на основе разрабатываемого в последнее время функционального обобщения Π -теоремы. Ставилась цель выяснить существование некоторой функции, представляющей собой инвариантную связь между критериями подобия. Теоретические вопросы функционального подобия в последние годы развиваются в работах [5, 6].

В рамках монографии разработка концепции функционального подобия проводилась на основе экспериментального моделирования задач высокоскоростного соударения твердых тел. Разрабатывается подход, в котором параметры деформирования и разрушения твердых тел определяются величиной подводимой кинетической энергии ударника и энергопотерями, расходуемыми на сопутствующие прониканию явления. Специфика энергопотерь существенным образом зависит от краевых условий, в частности, от конструктивно-компоновочных схем ударника и преграды. Роль баллистического эксперимента заключается в получении необходимого набора частных решений, связывающих критерии подобия с параметрами кратера, сквозного разрушения пластины, остаточной скорости ударника за преградой, параметрами неоднородных волн напряжений и откольного разрушения в твердых телах. Параметрические исследования позволяют затем построить обобщенные закономерности деформирования и разрушения существующих и разрабатываемых конструктивно-компоновочных схем ударников и преград.

В данной главе энергетический подход анализируется как на этапе проникания снаряда в преграду, так и на стадии запреградного движения снаряда. Формулировка энергетического баланса для моделирования запреградной скорости проводилась исходя из начальной кинетической энергии ударника с учетом энергопотерь при сквозном пробитии преграды, зависящих от механизма деформирования и разрушения соударяемых тел. Результаты экспериментального исследования параметров сдвигового и отрывного макроразрушения конструкционных мате-

риалов при скоростях соударения 0.1...6 км/с используются для нахождения констант в обобщенных зависимостях для глубины проникания компактных и удлиненных ударников в преграды конечной толщины, а также сквозного пробития наиболее перспективных конструктивно-компоновочных схем несущих конструкций авиационной и ракетно-космической техники.

Высокоскоростное соударение сопровождается комбинированным воздействием сдвигового и отрывного разрушения материалов. В зависимости от скорости удара, физико-механических свойств и конструктивно-компоновочных схем ударника и преграды преобладает сдвиговой или отрывной механизм разрушения, который определяет некоторую интегральную величину прочностного сопротивления материала преграды, связанную с энергопотерями при проникании. Сопротивление материала прониканию в него твердого деформированного тела оказывается зависящим от того, разрушен материал на стадии ударного нагружения или находится в исходном состоянии.

Экспериментальное определение параметра прочностного сопротивления для металлов и композиционных материалов имеет большое практическое значение, так как позволяет в обобщенных переменных создать инженерный метод расчета новых типов защитных конструкций и ударников кинетического действия, предельные баллистические свойства которых еще не изучены. Параметр, характеризующий сопротивление материала прониканию в него твердого деформируемого тела, должен войти в систему критериев подобия и функциональных соотношений, связывающих эти критерии. Это потребовало установить корреляции параметров высокоскоростного деформирования и макроразрушения с основными механическими характеристиками, определяющими реакцию материалов на ударные нагрузки – объемной упругостью, динамическим пределом текучести, динамической твердостью, работой вытеснения единицы объема, откольной прочностью.

3.1. Экспериментальные критерии подобия параметров кратера в твердых телах при высокоскоростном ударе

В данном разделе рассматривается построение системы критериев подобия для глубины проникания ударника в преграду исходя из минимального работоспособного числа определяющих параметров. Минимальное число определяющих параметров устанавливалось на основе

экспериментальных исследований кратерообразования в хрупких и пластичных преградах, таких как лед, бетон, железобетон, керамика, композиты, металлы, при высокоскоростном ударе деформируемыми и недеформируемыми ударниками различного удлинения. Практическая реализация полученных в экспериментах критериев подобия оказалась доступной в рамках понятий приближенного и неполного подобия. Так, ограничивая рассмотрение процесса кратерообразования интегральными параметрами, оказалось возможным исключить время из системы критериев подобия [7].

Нетривиальным оказался вопрос о влиянии прочностных свойств ударника и преграды на интегральные параметры кратерообразования. Основная теорема теории размерностей (II-теорема) ограничивает число комплексов и симплексов в системе критериев подобия. Характеризуя материал преграды динамической прочностью и плотностью, получим один критерий-комплекс, содержащий прочностной параметр преграды. Включение прочностного параметра ударника добавит второй критерий-симплекс в виде отношения прочности ударника к прочности преграды. Из анализа модифицированной гидродинамической модели проникания длинных стержней [9] также следует, что прочностные свойства одного из соударяемых тел будут учитываться только через критерий-симплекс. Однако полученные в НИИ ПММ ТГУ экспериментальные данные показывают, что один критерий-комплекс и критерий-симплекс не описывают многообразие процессов деформирования и разрушения системы «ударник – преграда». Требуется включение двух моделирующих комплексов, содержащих прочностные характеристики соударяемых тел. Появление второго критерия-комплекса не противоречит основной теореме теории размерностей в том случае, если дважды выписать критерии подобия – отдельно для ударника и преграды, а затем объединить их для системы «ударник – преграда». Таким образом, деформирование и разрушение ударника и преграды при высокоскоростном соударении представляют собой взаимосвязанные, но относительно самостоятельные процессы [8].

Наиболее сложным и до конца нерешенным является вопрос о критерии катастрофического разрушения ударника при постепенном увеличении скорости соударения. Такое разрушение приводит к характерному провалу зависимости «глубина проникания – скорость удара» [9]. В грубом приближении критерий разрушения можно получить из модифицированной гидродинамической модели проникания [8].

Полный перечень параметров, определяющих высокоскоростное взаимодействие твердых тел, в настоящее время можно считать известным. Нерешенным является вопрос о сокращении числа определяющих

параметров до приемлемого уровня. В число определяющих параметров входят: геометрические характеристики ударника и преграды – длина, диаметр ударника, толщина пластины; кинематические характеристики – скорость соударения, время, динамические, механические и физические характеристики – модули упругости материалов ударника и преграды или соответствующие им скорости звука, динамический предел текучести ударника, динамическая прочность или динамическая твердость материалов ударника и преграды, работа вытеснения единицы объема, плотность ударника и преграды, скорость деформирования, температура. Кроме того, в систему параметров могут входить константы в уравнении ударной адиабаты, вязкость материала ударника и преграды, вязкость разрушения материала преграды. Минимальное число определяющих параметров можно установить, если экспериментально показано их определяющее влияние на параметры кратера в твердых телах и найдены диапазоны варьирования переменных, в которых критерии подобия обеспечивают приемлемую точность моделирования.

В зависимости от физико-механических свойств и конструктивно-компоновочных параметров соударяющихся тел деформирование и разрушение преграды может происходить по следующим механизмам: пластическое деформирование (прокол), адиабатический сдвиг (выбивание пробки), отрывное разрушение (откол). Наиболее вероятен смешанный механизм, при котором картину разрушения могут осложнять радиальное растрескивание или лепесткование, а также отслоение лицевых и тыльных слоев материала преграды сдвиговыми деформациями.

Пресный лёд вырезался блоками размером $400 \times 400 \times 1000$ мм из речного льда или замораживался послойной заливкой при температуре -25 °С. В опытах температура льда варьировалась в пределах $0 \dots -25$ °С. Мелкозернистый бетон имел состав: одна часть цемента марки 400, две части мелкого песка. Отношение вода/цемент составляло 0.44, время выдержки смеси 30 сут. Основным требованием при подборе толщины блоков из льда и бетона было отсутствие влияния тыльной поверхности на измеряемую глубину проникания. Образцы из сплавов стали, алюминия, меди имели диаметр 120 мм и толщину 150 мм.

В экспериментах в качестве ударников использованы компактные и удлиненные до 12 калибров стержни с плоским торцом и заострённые из сплава ВНЖ, стали 3, стали 60С2А, титана ВТ-6, алюминиевого сплава Д16М, свинца. Физико-механические характеристики материалов ударников и преград [10–13] приведены в табл. 3.1. Значения измеренных в опытах параметров кратеров в зависимости от условий динамического нагружения приведены в табл. 3.2.

Таблица 3.1. Физико-механические характеристики материалов

Материал	ρ , г/см ³	C_v , км/с	HB , ГПа	H_d , ГПа
Медь М2	8.90	3.92	0.45	0.80
Д16М	2.78	5.20	0.42	0.50
Свинец	11.40	2.03	0.05	0.08
Сталь 3	7.83	4.63	1.50	2.30
Сталь HRC66	7.83	4.63	6.80	5.50
Титан BT-6	4.45	5.11		2.80
ВНЖ-90	17.20	3.95	3.00	3.00
Бетон	2.20	3.05		0.18
Лёд 0 °С	0.90	3.60		0.02
Лёд -10 °С	0.90	3.60		0.06
Лёд -15 °С	0.90	3.60		0.07
Лёд -25 °С	0.90	3.60		0.09

Примечание. В таблице обозначено: ρ – плотность; C_v – объемная скорость звука; HB – твердость по Бринеллю; H_d – динамическая твердость.

Таблица 3.2. Экспериментальные значения глубины кратера

Условия нагружения	l_c , мм	d_c , мм	V_0 , км/с	L_k / l_c
Сталь – бетон	22.8	7.6	0.106	0.16
Сталь – бетон	22.8	7.6	0.202	0.58
Сталь – бетон	22.8	7.6	0.403	1.51
Алюминий – бетон	30.4	7.6	0.315	0.345
Титан – бетон	30.4	7.6	0.372	0.625
ВНЖ – бетон	6.5	6.5	0.379	4.88
Сталь – лёд	22.8	7.6	0.120	1.12
Алюминий – лёд	28.9	7.6	0.130	0.59
Титан – лёд	28.9	7.6	0.125	0.79
Алюминий – лёд	28.9	7.6	0.130	0.75
Сталь – лёд	22.8	7.6	0.121	1.77
Сталь – сталь	8.0	8.0	2.877	1.47
Сталь – сталь	8.0	8.0	1.810	0.95
Сталь – медь	8.0	8.0	3.254	2.40
Сталь – медь	8.0	8.0	2.509	1.95
Медь – сталь	8.0	8.0	2.460	1.36
Медь – сталь	8.0	8.0	1.162	0.59

Примечание. В таблице обозначено: l_c , d_c – длина и диаметр цилиндрического ударника; V_0 – скорость удара; L_k / l_c – относительная глубина проникания.

Интервал скоростей соударения составил $0.08 \dots 0.8$ км/с в опытах с бетоном и льдом, и $1.0 \dots 3.5$ км/с в экспериментах со стальными, алюминиевыми и медными преградами. Измерения параметров кратера после опыта на разрезанных образцах проводились оптическим методом, а на неразрезанных – механическим устройством с погрешностью нониуса 0.1 мм. Схема эксперимента по измерению глубины проникания стального стержня в сыпучую среду – сухой речной песок – приведена на рис. 3.1. Цифрами обозначены: 1 – ударник в виде стержня (сталь 3) длиной 22.8 мм, диаметром 7.6 мм; 2 – 4 – листы ватмана для крепления песка и регистрации вращения стержня; 5 – демпфер. В данной постановке эксперимента стержень при проникании в песок не вращается. При скорости удара 401 м/с глубина проникания в песок составила 73 мм, а при скорости 678 м/с – 195 мм. Остаточная длина стержня при скорости 678 м/с равна 22.6 мм, а диаметр головной части – 7.9 мм.

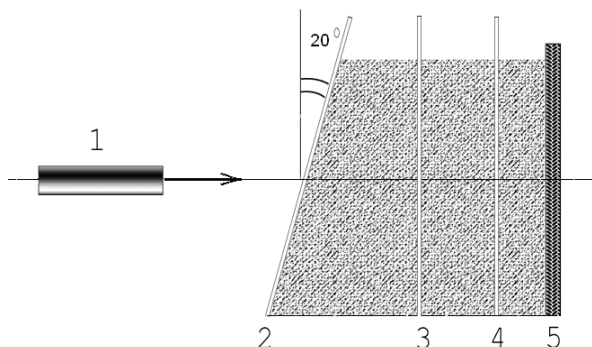


Рис. 3.1. Схема эксперимента по измерению глубины проникания стального стержня в песок

Кратерообразование в хрупких материалах, таких как лёд и бетон, сопровождается значительным по объёму отколом лицевой поверхности преграды. Объём конусообразной зоны отколовшегося материала сопоставим с объёмом кратера или превышает его. Для хрупких преград, для которых форма кратера вуалируется лицевым откольным разрушением, потребовалось определение динамической прочностной характеристики для согласования расчетной и измеренной глубины проникания. Были проведены эксперименты для определения работы вытеснения единицы объёма при глубоком проникании в него недеформируемого стержня. При скоростях соударения $V_0 < 0.1$ км/с площадь поперечного сечения недеформируемого ударника совпадает с площадью попе-

речного сечения цилиндрического кратера. В этих условиях его объём V_k , как и при более высоких скоростях соударения, пропорционален подводимой кинетической энергии:

$$V_k = \frac{m_c V_0^2}{2a}, \quad (3.1)$$

где m_c – масса стержня; a – работа вытеснения единицы объёма материала преграды.

Для такой схемы проникания относительная глубина кратера, как это следует из (3.1), равна

$$\frac{L_k}{l_c} = \frac{\rho_c V_0^2}{2a}. \quad (3.2)$$

Подставляя в (3.2) экспериментальные значения L_k / l_c , ρ_c , V_0 , получаем величину работы вытеснения единицы объёма. На рис. 3.2 приведены результаты оценки работы вытеснения единицы объёма для пресного речного льда при начальной температуре от 0 до -25 °С. При скоростях удара $V_0 = 0.1$ км/с достигаемое в экспериментах время действия нагрузки составляет 10^{-5} с. Цифрой 1 обозначена зависимость динамической твёрдости льда от температуры по известным литературным данным [13] при времени действия нагрузки 10^{-4} с. Видна корреляция в пределах доверительных интервалов для вероятности 0.95 работы вытеснения единицы объёма с динамической твёрдостью льда при временах действия нагрузки $10^{-4} \dots 10^{-5}$ с. Из приведенных на рис. 3.2 экспериментальных данных следует, что с ростом температуры льда работа вытеснения единицы объёма уменьшается. Это приводит к увеличению относительной глубины проникания недеформируемого стержня в лед в соответствии с (3.2).

Для тех же значений скорости удара и времени действия нагрузки работа вытеснения единицы объёма в бетоне составила 0.18...0.20 ГПа. Предел прочности бетона при сжатии варьировался в пределах 13.6...34.6 МПа [12].

Полученные результаты по глубине проникания в хрупкие (бетон, лед, керамика) и пластичные (металлы и сплавы) преграды дали возможность установить систему параметров и соответствующие критерийные соотношения для этих материалов. В зависимости от условий взаимодействия – скорости соударения и прочностных свойств мате-

риалов – ударник интенсивно деформируется или разрушается либо остаётся практически недеформированным. В соответствии с этим будет изменяться структура критериальных соотношений и величина эмпирических коэффициентов, входящих в эти соотношения. Структура критериальных соотношений для глубины проникания недеформируемых и деформируемых металлических ударников соответствовала эмпирически установленной зависимости параметров кратера от кинетической энергии ударника [8].

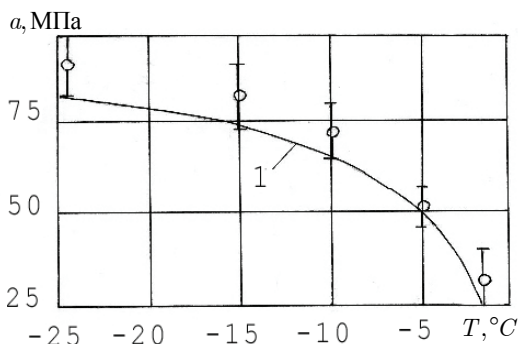


Рис. 3.2. Экспериментальные оценки работы вытеснения единицы объёма для пресного речного льда при начальной температуре от 0 до -25°C . 1 – зависимость динамической твёрдости льда от температуры [13]

Работоспособная минимальная система параметров, определяющих глубину кратера L_k в хрупких материалах, включает: l_c , d_c – длину и диаметр стержня; V_0 – скорость удара; ρ_c , ρ_{Π} – начальные плотности стержня и преграды; σ_c , σ_{Π} – динамические прочностные характеристики стержня и материала преграды; $C_{\text{вп}}$ – объёмную скорость звука материала преграды.

Согласно основной теореме теории размерностей система из девяти определяющих параметров даёт шесть критериев подобия:

$$\begin{aligned}
 \Pi_1 &= \frac{L_k}{l_c}; & \Pi_2 &= \frac{\rho_{\Pi} C_{\text{вп}}^2}{\sigma_{\Pi}}; & \Pi_3 &= \frac{l_c}{d_c}; \\
 \Pi_4 &= \frac{\rho_c}{\rho_{\Pi}}; & \Pi_5 &= \frac{\sigma_c}{\sigma_{\Pi}}; & \Pi_6 &= \frac{V_0}{C_{\text{вп}}}.
 \end{aligned}
 \tag{3.3}$$

Поскольку комбинации критериев подобия являются также критериями подобия, то система (3.3) формально может иметь различные эквивалентные с точки зрения подобия варианты записи Π -критериев. Соответственно этому будут иметь разную форму записи и критериальные уравнения, выражающие критериальную связь между критериями подобия. Однако для нахождения адекватной структуры критериальных соотношений, связывающих критерии подобия, анализа размерностей недостаточно. Необходимо включение некоторой объективной закономерности, например пропорциональности объема кратера кинетической энергии ударника. Отправной точкой при построении функциональной связи является система критериев (3.3). В таком случае соотношение, выражающее в безразмерном виде пропорциональность объема кратера кинетической энергии ударника, для бетона и льда имеет вид произведения критериев

$$\frac{L_k}{l_c} = K \left(\frac{\rho_c}{\rho_{\Pi}} \right)^a \left(\frac{d_c}{l_c} \right)^b \left(\frac{V_0}{C_{\text{ВП}}} \right)^c \left(\frac{\sigma_c}{\sigma_{\Pi}} \right)^d \left(\frac{\rho_{\Pi} C_{\text{ВП}}^2}{\sigma_{\Pi}} \right)^m, \quad (3.4)$$

где $K = k_v k_{\rho} k_c$ – эмпирический коэффициент, учитывающий влияние плотности и прочности соударяемых тел на форму кратера. Коэффициент k_v – учитывает влияние скорости удара на форму кратера и является функцией критерия Π_6 ; k_{ρ} – учитывает влияние относительной плотности взаимодействующих тел и является функцией критерия Π_2 , k_c – зависит от параметра, равного отношению акустических импедансов материалов ударника и преграды.

Критерий-комплекс, содержащий прочность ударника, входит в (3.4) неявно, через показатель степени d . Второй и четвертый сомножители в правой части соотношения (3.4) являются эмпирическими поправками, учитывающими отклонение формы реального кратера от полусферической из-за удлинения ударника и различия прочностных свойств ударника и преграды.

Экспериментальные данные по глубине проникания в пластичные и хрупкие среды позволили определить численные значения показателей степени: $a = 0.50$, $b = 0.33$, $c = 0.66$, $m = 0.25$. Показатель d – переменная величина, являющаяся функцией комплекса $\rho_{\Pi} V_0^2 / \sigma_c$ – комбинации критериев Π_2 , Π_5 и Π_6 . При $V_0 < 1$ км/с $d = 0.5$, коэффи-

циент $k = k_v k_p$, где $k_v = k_v(V_0 / C_{\text{вп}})$ – учитывает изменение формы кратера с ростом относительной скорости удара; $k_p = 0.9 \dots 1.1$ – коэффициент, учитывающий различие в плотностях ударника и преграды; $\sigma_c, \sigma_{\text{п}}$ – динамическая твёрдость материалов стержня и преграды [8].

Глубина проникания недеформируемых ударников в хрупкие и пластичные преграды нарастает со скоростью удара значительно быстрее, чем для деформируемых снарядов. В соответствии с этим будут отличаться эмпирические корреляционные соотношения, связывающие глубину проникания со скоростью соударения и другими определяющими параметрами ударного нагружения. В зависимости от скорости проникания и отношения прочностных свойств соударяющихся твёрдых тел ударник интенсивно деформируется и разрушается или остаётся практически недеформированным. Деформацией стержня твёрдостью $1 \dots 3$ ГПа можно пренебречь в области сравнительно низких скоростей удара, не превышающих $0.5 \dots 0.8$ км/с.

Зависимость коэффициента k_v от критерия Π_6 приведена на рис. 3.3. Сплошными линиями представлены зависимости, полученные из усреднения экспериментальных данных. Кривая 1 соответствует режиму проникания, при котором ударник практически не деформируется. Нижняя кривая соответствует режиму внедрения деформируемых ударников.

С ростом скорости встречи ударник деформируется и разрушается. Интенсивные деформации ударника высокой твердости соответствуют переходу экспериментальных точек с кривой 1 на кривую 2. Этот режим на рис. 3.3 не показан. Если прочность ударника превышает прочность преграды, то при малых $V_0 / C_{\text{вп}}$ глубина кратера нарастает по кривой 1, а затем, достигнув критического значения $V_0 / C_{\text{вп}}$, следует зависимости 2.

Для оценки глубины проникания по критериальному соотношению (3.4) необходимо установить – деформируется ударник или остаётся практически недеформированным. Зависимость показателя степени d от критерия $\rho_{\text{п}} V_0^2 / H_{\text{дс}}$ представлена на рис. 3.4. Здесь $H_{\text{дс}}$ – динамическая твердость материала ударника. Экспериментальные данные соответствуют обозначениям рис. 3.3. Видно, что с ростом скорости соударения влияние критерия Π_5 , учитывающего относительную прочность ударника, ослабевает. При скорости удара меньше 1 км/с величина показателя d равна 0.5.

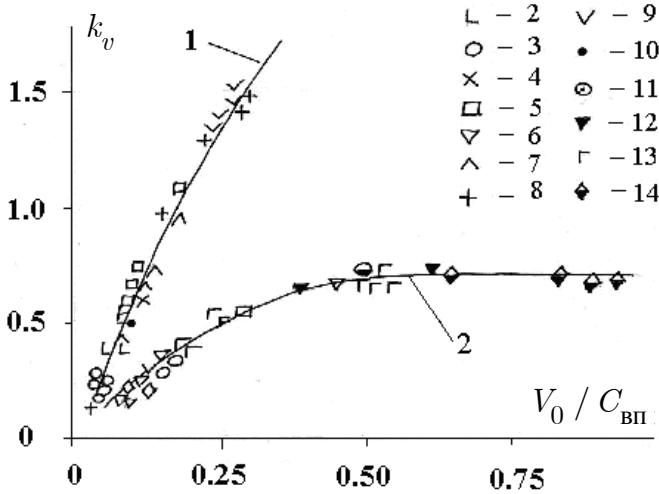


Рис. 3.3. Зависимость коэффициента k_v от критерия Π_4 в соотношении (3.4). Обозначения экспериментальных точек соответствуют: 2 – сталь – бетон, удлинение стержня $\lambda = 3$; 3 – Al – лёд, $\lambda = 3.8$, $T = 0$ °C; 4 – сталь – лёд, $\lambda = 12$, $T = -60$ °C; 5 – Al – лёд, $\lambda = 6.1$, $T = -6$ °C; 6 – Ti – лёд, $\lambda = 3.8$, $T = -10$ °C; 7 – сталь – лёд, $\lambda = 3$, $T = 0$ °C; 8 – ВНЖ – бетон, $\lambda = 1$; 9 – сталь – сталь, $\lambda = 3$, $H_{ДС} = 5.5$ ГПа, $H_{ДП} = 4.0$ ГПа; 10 – сталь – сталь, $\lambda = 3$, $H_{ДС} = 5.5$ ГПа, $H_{ДП} = 2.4$ ГПа; 11 – сталь – сталь, $\lambda = 3$, $H_{ДС} = 5.5$ ГПа, $H_{ДП} = 3.2$ ГПа; 12 – сталь – сталь, $\lambda = 1$; 13 – медь – сталь, $\lambda = 1$; 14 – сталь – медь, $\lambda = 1$

Коэффициент k_p , учитывающий различие в плотностях материала ударника и преграды, варьирует в пределах 0.9...1.1. Коэффициент k_c отражает влияние скорости звука на глубину проникания и является функцией критериев Π_2 и Π_7 . Зависимость k_c от отношения импедансов соударяемых тел приведена на рис. 3.5. В исследованном диапазоне условий взаимодействия различие в скоростях звука ударника и преграды оказывает слабое влияние на глубину проникания по сравнению с влиянием критериев Π_5 и Π_6 , учитывающих прочность взаимодействующих материалов.

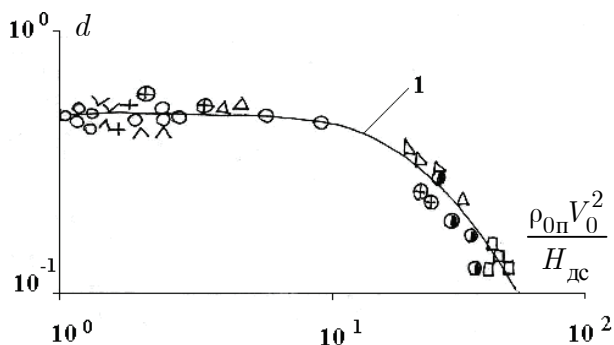


Рис. 3.4. Зависимость показателя степени d от критерия $\rho_p V_0^2 / H_{dc}$ в соотношении (3.4)

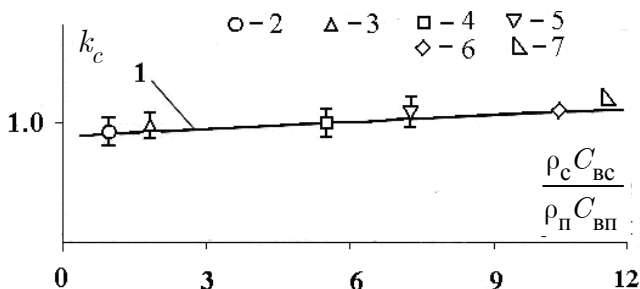


Рис. 3.5. Коэффициент k_c в моделирующем соотношении (3.4).

Цифрами обозначены: 1 – аппроксимация экспериментальных точек; 2 – сталь – сталь; 3 – ВНЖ – сталь; 4 – сталь – бетон; 5 – титан – лёд; 6 – ВНЖ – бетон; 7 – сталь – лёд

Границы применимости соотношения (3.4) определяются диапазоном изменения численных значений критериев подобия, охваченных экспериментальными данными. Отношение плотности ударника к плотности преграды в экспериментах составило $1 \dots 10$, величина удлинения ударника равна $1 \dots 10$, отношение скорости ударника к объемной скорости звука материала преграды менялось в пределах $0.1 \dots 0.9$. Величина коэффициента корреляции, отражающая степень согласия рассчитанных по формуле (3.4) и экспериментальных значений глубины проникания, варьирует в пределах $0.68 \dots 0.98$ для указанных диапазонов изменения критериев подобия [8, 11].

Физико-механические свойства материалов, определяющие процесс деформирования и разрушения, зависят от конструктивно-

компоновочных схем ударника и преграды. Работа вытеснения единицы объема в приповерхностных слоях близка к динамической твердости материалов, но возрастает по мере проникания ударника вглубь преграды [9]. Волновые процессы, опережающие ударник в процессе проникания в хрупкие материалы, такие как керамика и композиты, могут радикально изменить механические свойства и в итоге прочностное сопротивление преграды. Таким образом, прочностное сопротивление материала преграды и скорость звука, входящие в соотношение (3.4), в общем случае не являются постоянными величинами. Модельный баллистический эксперимент требуется для того, чтобы установить эффективное значение физико-механических характеристик и их корреляции с краевыми условиями задачи.

Анализ экспериментальных данных по глубине проникания показывает, что при ударе в диапазоне скоростей до 3...6 км/с прочностное сопротивление металлов коррелирует с исходной динамической твердостью. Эффективное прочностное сопротивление керамик составляет 0.1...0.2 от исходной величины микротвердости. Полученные данные согласуются с выводами работы [14] о природе реализации прочностных свойств хрупких и пластичных материалов. С точки зрения сопротивления прониканию композиты отличаются от металлов количественно, обладая почти на порядок большей исходной динамической твердостью. При относительно низких скоростях соударения фронт разрушения движется впереди поверхности контакта ударник – преграда и эффективное прочностное сопротивление керамик падает. В этом случае исходная величина динамической твердости композита не может служить определяющим параметром в системе критериев подобия. Найденные экспериментально по глубине проникания параметры прочностного сопротивления в диапазоне скоростей удара до 3.5 км/с равны соответственно 8.5...9 ; 2.6...3.6 ; 6 ГПа для керамик V_4C , Al_2O_3 , SiC.

Сравнение рассчитанной по формуле (3.4) и экспериментальной [15] глубины проникания в Al_2O_3 (Al995) стержня из вольфрама удлинением 10 приведено на рис. 3.6. Кривая 1 соответствует величине прочностного сопротивления Al_2O_3 равной 2.6 ГПа. Видно удовлетворительное совпадение расчета с экспериментальными точками в диапазоне скоростей удара 1.5...3.5 км/с.

Проверка применимости моделирующего соотношения (3.4) приведена для хрупких и пластичных материалов на рис. 3.7–3.10. На рис. 3.7, а представлена зависимость глубины проникания в свинцовую преграду от скорости удара.

Диаметр сферического ударника 5.6 мм, материал ударника – свинец. Цифрами обозначены: 1 – расчет по формуле (3.4), 2 – эксперимен-

тальные точки [16]. На рис. 3.7, б приведена зависимость глубины проникания ударника в медную преграду от скорости удара. Материал ударника – свинец. Видно удовлетворительное совпадение расчета с экспериментальными данными, при использовании в соотношении (3.4) в качестве $\sigma_{\text{п}}$ динамической твердости материала $H_{\text{Д}}$ из табл. 3.1. Низкая твердость свинца позволяет в диапазоне скоростей удара 0.5...2.5 км/с использовать кривую 2 на рис. 3.3.

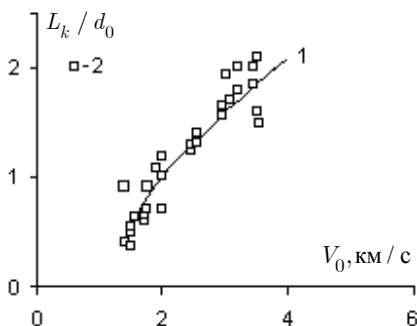


Рис. 3.6. Зависимость глубины проникания в керамику Al_2O_3 от скорости удара. Материал ударника – вольфрам. 1 – расчет по формуле (3.4); 2 – экспериментальные точки [15]

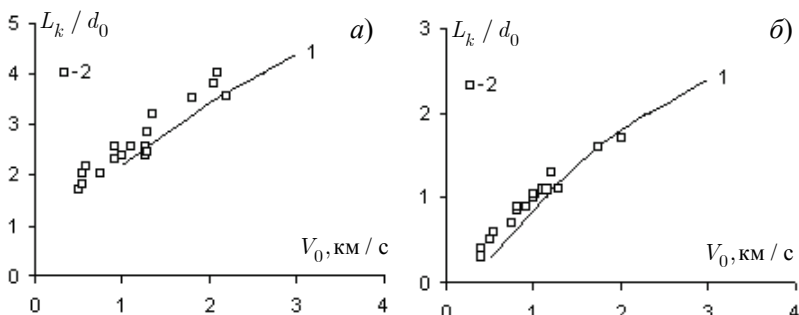


Рис. 3.7. Глубина проникания в свинцовую и медную преграды от скорости удара

На рис. 3.8, а представлена зависимость глубины проникания титанового ударника в бетон от скорости удара. Удлинение ударника равно 4. 1 – расчет по формуле (3.4); 2 – полученные экспериментальные точки. На рис. 3.8, б приведена глубина проникания в бетон от скорости удара стальным ударником. Параметры материалов взяты из табл. 3.1.

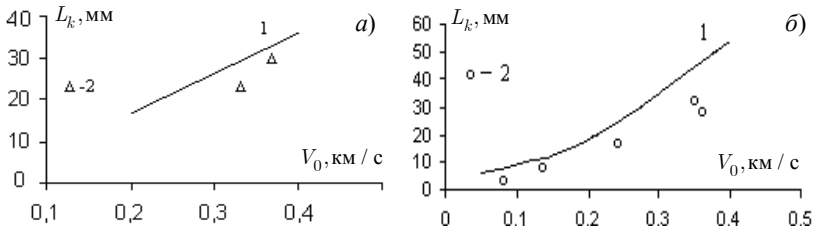


Рис. 3.8. Глубина проникания в бетон от скорости удара. Диаметр ударника 7.6 мм. 1 – расчет по формуле (3.4); 2 – экспериментальные точки; а – материал ударника – титан; б – материал ударника – сталь

Сравнение рассчитанной и экспериментальной глубины проникания недеформированных ударников из различных металлов в пресный речной лед приведена на рис. 3.9, 3.10. На рис. 3.9 приведена зависимость глубины проникания ударника в лед при температуре 0 и -10 °С. Диаметр ударника 7.6 мм. 1, 2 – расчет по формуле (3.4); 3, 4 – соответствующие этим температурам экспериментальные точки. Удлинение ударников равно 1. В качестве прочностного параметра в соотношении (3.4) принята динамическая твердость льда из табл. 3.1 с учетом зависимости H_d от температуры [13]. Глубина проникания стальных ударников в лед от скорости удара представлена рис. 3.10, где обозначено: 1, 2 – расчет по формуле (3.4); 3, 4 – экспериментальные точки. При скоростях удара менее 1 км/с высокопрочный ударник часто можно считать практически недеформируемым. Критерий перехода от недеформируемого к деформируемому ударнику пока не удается сформулировать и находится экспериментальным путем.

Сравнение экспериментальных данных и рассчитанных по (3.4) зависимостей для глубины проникания в лед, бетон, металлы, представленных на рис. 3.6...3.10 дает коэффициенты корреляции в диапазоне 0.8...0.97. Таким образом, формула (3.4), отражающая пропорциональность объема кратера кинетической энергии ударника с учетом энергопотерь, дает возможность на основе динамического прочностного параметра материала рассчитать глубину проникания недеформируемых и деформируемых ударников различного удлинения, плотности и твердости в металлы, бетон, лёд и керамику.

Направление, связанное с разработкой критериев подобия глубины проникания в полубесконечные преграды и сквозного пробития преград конечной толщины ранее получило развитие в работах Н.А. Златина, В.М. Титова, Т.М. Платовой [9, 11, 26], где на основе теорем теории размерностей и экспериментальных данных получены некоторые част-

ные решения для ударника наиболее простой – компактной формы в диапазоне скоростей удара 2...8 км/с. Нерешенными оставались вопросы о виде экспериментальных моделирующих зависимостей для ударников и преград более сложных конструктивно-компоновочных схем, в частности удлиненных ударников разнесенных и слоисто-разнесенных конструкций.

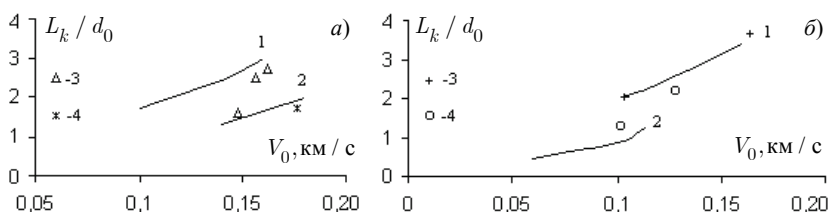


Рис. 3.9. Глубина проникания в лед от скорости удара. Диаметр ударника 7.6 мм. 1, 2 – расчет по формуле (3.4) соответственно для температуры льда 0 и -10°C ; 3, 4 – соответствующие этим температурам экспериментальные точки; а – материал ударника – титан; б – материал ударника – алюминий

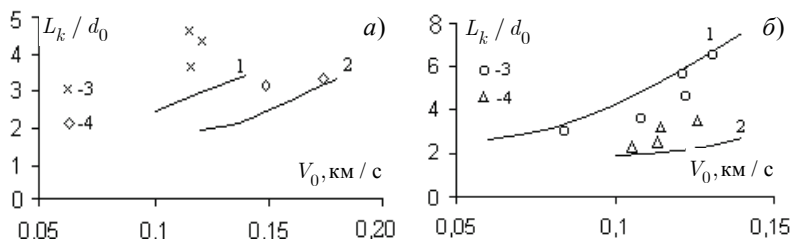


Рис. 3.10. Глубина проникания в лед от скорости удара. Диаметр ударника 7.6 мм. 1, 2 – расчет по формуле (3.4) соответственно для температуры льда -25°C и -10°C . а – материал ударника – сталь, удлинение 3.9 и 2.0; точки 3, 4 соответствуют температуре льда -25°C и -10°C ; б – материал ударника – сталь; точки 3, 4 соответствуют температуре льда 0 и -25°C

В работах Динса, Уолша, Холсэппла, Шмидта [7], выполненных в США на основе результатов компьютерных расчетов соударения по упругопластической модели в осесимметричной постановке, с учетом плавления и испарения в диапазоне скоростей 4...80 км/с, развит несколько отличный от отечественного направления подход к моделированию параметров кратера. Этот подход получил название эквивалентности на поздней стадии, или метода связующего параметра. При ра-

венстве произведения $d_0 \rho_c^\nu V_0^\mu$ – связующего параметра для компактных ударников с различными диаметрами d_0 , плотностью ρ_c и скоростью V_0 – абсолютная величина глубины кратера оказывается одинаковой на поздней стадии, хотя подобие начальной стадии отсутствует. В предположении точечного источника $\nu = 1/3$, $\mu = 2/3$ – соответствует моделированию по кинетической энергии, а $\nu = 1/3$, $\mu = 1/3$ – моделированию по импульсу ударника. Величина показателей степени ν , μ выбирается соответствующей результатам компьютерных расчетов. Для согласования глубины кратера в компьютерных расчетах потребовалось приписать μ некоторое промежуточное значение, равное 0.58. Таким образом, согласно [7], моделирование по одинаковой кинетической энергии ударника не дает постоянную глубину кратера.

Экспериментальные результаты, полученные в НИИ ПММ ТГУ, показали, однако, что единственной меры – кинетической энергии ударника – недостаточно для моделирования высокоскоростного удара. Необходимо включение параметра, характеризующего энергопотери. Такой параметр K включен в данной монографии в соотношении (3.4). Можно показать, что связующий параметр $d_0 \rho_c^\nu V_0^\mu$ содержится в соотношении (3.4) как частный случай. Действительно, если задать материал преграды, т.е. положить $\rho_{\Pi} = \text{const}$, $C_{\text{вп}} = \text{const}$, $\sigma_{\Pi} = \text{const}$ и пренебречь прочностью ударника, то (3.4) примет вид

$$L_k = K d_0 \rho_c^\nu V_0^\mu. \quad (3.5)$$

Только в случае если параметр K , характеризующий энергопотери, сохраняет постоянную величину для кратера полусферической формы, то из (3.5) получим связующий параметр в виде $d_0 \rho_c^\nu V_0^\mu$, где $\nu = 1/3$, $\mu = 2/3$. В случае если параметр, характеризующий энергопотери, зависит от условий высокоскоростного соударения, его изменение необходимо учитывать при моделировании. Моделирование высокоскоростного соударения по кинетической энергии ударника с учетом энергопотерь на явления, сопутствующие прониканию, не предполагает произвольного варьирования показателя степени μ при скорости удара V_0 и имеет ясный физический смысл.

3.2. Критерии подобия предельной скорости сквозного пробития элементов конструкций

Нахождение критериев подобия, определяющих проникание ударника в разнесенные преграды, и построение функциональных связей между ними является в настоящее время актуальной задачей, связанной с появлением новых материалов и конструктивно-компоновочных схем конструкций авиационно-космической техники. В данном разделе монографии ставилась цель построения на основе баллистических экспериментов полуэмпирических критериальных соотношений для предельных условий сквозного пробития однородных преград ограниченной толщины и пакета разнесенных металлических пластин при нагружении ударником кинетического действия.

Пробитие ударником преграды ограниченной толщины и элементов разнесенной конструкции сопровождается комбинированным воздействием сдвигового и отрывного разрушения материалов. Преобладающий механизм разрушения определяется скоростью соударения, физико-механическими свойствами и конструктивно-компоновочными схемами ударника и разнесенной преграды. Эти же параметры определяют и величину энергопотерь на сопутствующие прониканию явления: деформации в радиальном направлении, разрушение ударника и преграды, разлет осколков. Оценку величины энергопотерь можно получить косвенным путем, сравнивая в экспериментах глубину проникания ударников разной массы и скорости в разнесенные преграды. Анализ экспериментальных параметрических исследований позволил установить структуру обобщенных полуэмпирических формул для расчета глубины проникания ударников в разнесенные преграды [18]. Эмпирические коэффициенты в формулах, связывающие критерии подобия для глубины проникания, косвенно связаны с величиной энергопотерь.

Специфика задач высокоскоростного пробития ударником элементов разнесенной конструкции связана с многообразием нестационарных и неоднородных процессов высокоскоростного деформирования и разрушения, протекающих в трех пространственных координатах в милли- и микросекундных интервалах времени. Вследствие этого существующие технические средства измерений позволяют в модельных экспериментах регистрировать лишь параметры кинематической обстановки деформирования и разрушения конструкций, в то время как необходимые динамические характеристики материалов – компоненты тензора напряжений в виде функции от времени и координат – остаются недоступными измерению. К регистрируемым кинематическим параметрам относятся: поле массовых скоростей в ударнике и преграде, траектории и углы разлета частиц в запреградных потоках. В число регистрируемых

интегральных величин, характеризующих завершённое макроразрушение, входят: динамическая твердость, работа вытеснения единицы объема, глубина проникания, предельная скорость сквозного пробития, предельно пробиваемая толщина листа, характерные размеры кратеров, отверстий, областей откольного разрушения.

Динамические испытания материалов в составе конструктивно-компоновочных схем разнесенных конструкций выполнялись на баллистическом стенде НИИ ПММ ТГУ, оснащённом пороховыми и легкогазовыми метательными установками калибром 8...50 мм. Образцы, имитирующие элементы конструкций, представляют собой плоскопараллельные пластины толщиной 2...100 мм. Масса компактных ударников из сплавов стали, алюминия, меди, сплава ВНЖ (вольфрам – никель – железо) в зависимости от поставленной задачи изменяется в пределах 1...1000 г, диапазон скоростей метания составил 0.1...6 км/с.

Экспериментальные закономерности параметров сдвигового и отрывного макроразрушения материалов исследовались на актуальных конструктивно-компоновочных схемах элементов конструкций авиационной и ракетно-космической техники. В качестве модельных материалов использовались сплавы стали, алюминия, титана, свинца, стеклопластики, оргстекло.

На рис. 3.11 представлены фотографии образцов разнесенных преград из сплава Д16 после пробития ударником в форме шара из сплава ВНЖ. Скорость удара 1.7 км/с соответствует механизму разрушения преград компактным ядром – остатком ударника. Представляло практический интерес установить влияние дробления ударника на пригодность обобщенных эмпирических формул для расчета глубины проникания в разнесенные преграды.

Фотографии образцов на рис. 3.11 показывают характерную особенность проникающего действия высокоплотного ударника в форме шара – сосредоточенный удар без существенного разлета осколков по последовательно расположенным пластинам в пакете. С ростом скорости соударения возрастает влияние импульсного воздействия потока осколков на пластины в разнесенной конструкции. На рис. 3.12 представлена фотография тыльной стороны второй преграды слоисто-разнесенной конструкции. Толщина алюминиевой преграды 3.5 мм. После пробития первой преграды формируется поток вторичных частиц, оказывающий импульсное воздействие на вторую преграду.

Разрушение пластины, показанное на рис. 3.12, связано с импульсным воздействием потока вторичных частиц. Для того чтобы получить систему критериев подобия для предельных условий пробития разнесенной конструкции, необходимо исследовать критерии подобия для однородных пластин конечной толщины.

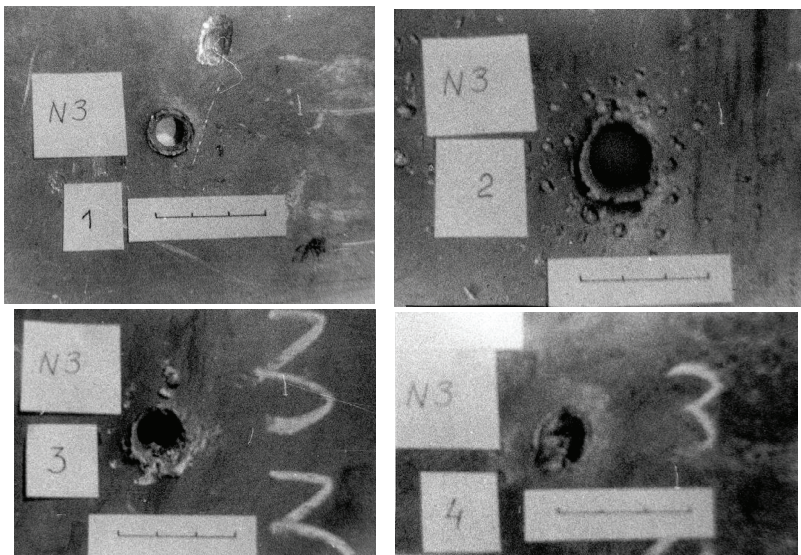


Рис. 3.11. Фотографии образцов разнесенных преград из сплава Д16 (HV 0.4 ГПа). Толщина первой пластины 6 мм, последующих – 16 мм. Величина разнесения 50 мм, скорость удара 1.7 км/с. Ударник в форме шара из сплава ВНЖ диаметром 6.4 мм

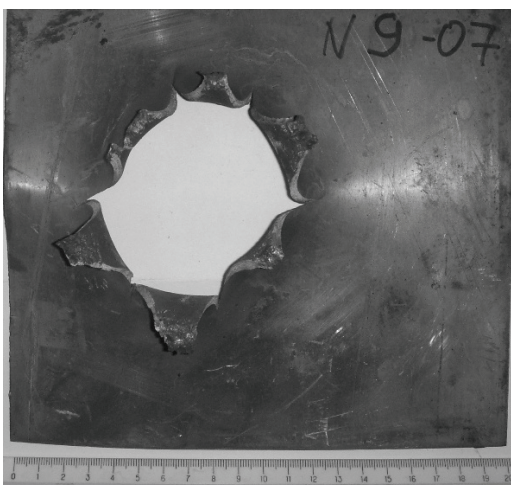


Рис. 3.12. Тыльная сторона второй преграды в пакете разнесенной конструкции. Скорость удара 7.8 км/с. Диаметр стального ударника в форме шара 4.8 мм

Если характеризовать материалы преграды и ударника в форме шара плотностью и динамической твердостью, относительная предельно пробиваемая толщина однородной преграды сохраняет подобие при попарном равенстве следующих критериев подобия:

$$\frac{\rho_{\text{п}} V_0^2}{H_{\text{дп}}}; \quad \frac{\rho_c}{\rho_{\text{п}}}; \quad \frac{H_{\text{дс}}}{H_{\text{дп}}}; \quad \frac{l_c}{d_c}. \quad (3.6)$$

Полученные в НИИ ПММ ТГУ экспериментальные результаты [11] показали, что данная система критериев подобия требует уточнения. Действительно, основной моделирующий комплекс будет сохранять постоянную величину даже в том случае, если одновременно варьировать в широких пределах плотность и скорость соударения. Подобие относительной глубины проникания или предельно пробиваемой толщины при этом должно сохраняться. Однако это справедливо лишь для ограниченного диапазона варьирования скорости соударения, поскольку в разных областях скорости удара проявляются новые закономерности, например разрушение ударника или интенсивный лицевой выброс материала преграды. Включение в систему (3.6) числа Маха вносит ограничение на произвольное варьирование скорости удара. Функциональная связь между критериями подобия для пробития пластин конечной толщины, как и для глубины кратера в полубесконечных преградах, должна отражать некоторую объективную закономерность. Такой закономерностью может служить пропорциональность деформированного объема пластины кинетической энергии ударника. На пределе сквозного пробития деформированный объем можно принять пропорциональным кубу толщины пластины. Тогда по аналогии с глубиной кратера можно записать функциональную связь между критериями подобия, отражающую в безразмерном виде пропорциональность деформированного объема кинетической энергии ударника.

Баллистический эксперимент дает возможность определить коэффициент пропорциональности в критериальном соотношении

$$\frac{b_{\text{псп}}}{d_c} = g \left(\frac{\rho_c}{\rho_{\text{п}}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{l_c}{d_c} \right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{V_0}{C_{\text{вп}}} \right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{\rho_{\text{п}} C_{\text{вп}}^2}{H_{\text{дп}}} \right)^{0,24}. \quad (3.7)$$

На рис. 3.13 представлена зависимость коэффициента g в формуле (3.7) от параметра $V_0 / C_{\text{вп}}$ для стальной пластины ограниченной толщины.

Из сравнения результатов, представленных на рис. 3.13, следует, что в пределах постоянной величины удлинения ударника соотношение (3.7) обеспечивает обобщенное описание экспериментальных точек.

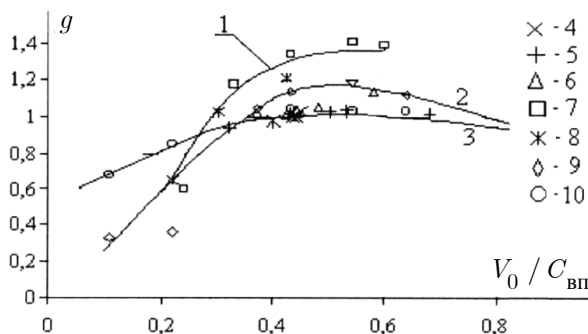


Рис. 3.13. Зависимость коэффициента g от моделирующего параметра в соотношении (3.7). 1...3 – аппроксимация экспериментальных точек для удлинения $\lambda = 20$, $\lambda = 10$, $\lambda = 1$ соответственно; 4...6 – экспериментальные точки НИИ ПММ для удлинения $\lambda = 1$, $\lambda = 2$, $\lambda = 4$ соответственно для стального ударника и преграды; 7, 8 – удлинение $\lambda = 20$, $\lambda = 27$ соответственно для ударника из вольфрама и преграды из стали; 9, 10 – точки [17] для удлинения $\lambda = 10$, $\lambda = 1$ соответственно для стального ударника и преграды

На рис. 3.14 приведена зависимость предельной толщины пробития преграды ограниченной толщины от скорости удара. Использовались материалы: ударник – медь, преграда – сталь. Скорость ударника варьировалась в пределах 1.8...3.2 км/с.

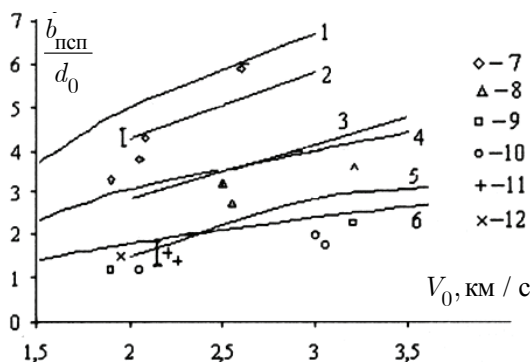


Рис. 3.14. Зависимость предельной толщины пробития от скорости удара. Ударник – медь, преграда – сталь. 1, 4, 6 – расчет в рамках модели (3.6) для удлинения $\lambda = 4$, $\lambda = 2$, $\lambda = 1$ соответственно; 2, 3, 5 – расчет по формуле (3.7) для удлинения $\lambda = 4$, $\lambda = 2$, $\lambda = 1$ соответственно; 7...12 – экспериментальные данные для медных ударников удлинением 1...4

Из сопоставления результатов, приведенных на рис. 3.13 и 3.14, видно, что при варьировании параметра $V_0 / C_{\text{вп}}$ коэффициент g в обобщенном соотношении (3.7) меняется существенно. Особенно это заметно с ростом удлинения ударника и при снижении скорости удара менее 2 км/с. Необходимо установить диапазон варьирования параметра $V_0 / C_{\text{вп}}$, в котором g можно принять постоянным. Тогда в данном диапазоне скоростей удара скорость звука можно не включать в систему определяющих параметров.

Результаты, приведенные на рис. 3.14, показывают, что расчет по формуле (3.7), включающей число Маха, дает существенно лучшее описание экспериментальных данных в области скоростей соударения, меньших 2 км/с, по сравнению с расчетами в рамках модели (3.6).

Система определяющих параметров для глубины проникания в разнесенные преграды из одинаковых материалов с равномерной схемой разнесения и равной толщиной пластин в пакете содержит: L_k , мм – глубину проникания; d_0 , мм – диаметр ударника; S , мм – разнесение; b , мм – толщину пластины; V_0 , км/с – скорость удара; ρ_c , $\rho_{\text{п}}$, г/см³ – плотность ударника и преграды; $H_{\text{дс}}$, $H_{\text{дп}}$, ГПа – динамическую твердость ударника и преграды; $C_{\text{бп}}$, км/с – объемную скорость звука материала преграды. Согласно основной теореме теории размерностей из десяти размерных параметров при трех независимых размерностях получим семь критериев подобия для глубины проникания в разнесенные преграды.

$$\frac{\sum b_i + L_k}{d_0}; \quad \frac{S}{d_0}; \quad \frac{b}{d_0}; \quad \frac{V_0}{C_{\text{вп}}}; \quad \frac{\rho_c V_0^2}{H_{\text{дп}}}; \quad \frac{\rho_c}{\rho_{\text{п}}}; \quad \frac{H_{\text{дс}}}{H_{\text{дп}}}. \quad (3.8)$$

Из системы (3.8) следует эквивалентная система критериев в виде

$$\frac{\sum b_i + L_k}{d_0}; \quad \frac{S}{d_0}; \quad \frac{b}{d_0}; \quad \frac{V_0}{C_{\text{вп}}}; \quad \frac{\rho_{\text{п}} C_{\text{вп}}^2}{H_{\text{дп}}}; \quad \frac{\rho_c}{\rho_{\text{п}}}; \quad \frac{H_{\text{дс}}}{H_{\text{дп}}}. \quad (3.9)$$

Если величина разнесения и толщина пластин не влияют заметно на глубину проникания, то система (3.9) упрощается и становится той же, что и для монолитных пластин:

$$\frac{\sum b_i + L_k}{d_0}; \quad \frac{V_0}{C_{\text{вп}}}; \quad \frac{\rho_{\text{п}} C_{\text{вп}}^2}{H_{\text{дп}}}; \quad \frac{\rho_c}{\rho_{\text{п}}}; \quad \frac{H_{\text{дс}}}{H_{\text{дп}}}. \quad (3.10)$$

Глубину проникания в разнесенные конструкции можно записать исходя из пропорциональности объема вытесненного материала кинетической энергии ударника в виде

$$\frac{\sum b_i + L_k}{d_0} = G \left(\frac{\rho_c}{\rho_{\text{п}}} \right)^{1/3} \left(\frac{V_0}{C_{\text{вп}}} \right)^{2/3} \left(\frac{\rho_{\text{п}} C_{\text{вп}}^2}{H_{\text{дп}}} \right)^{1/3}, \quad (3.11)$$

где G – эмпирический коэффициент, учитывающий специфику энергопотерь при проникании в разнесенные преграды:

$$G = g \left(\frac{\rho_c}{\rho_{\text{п}}} \right)^{0.167} \left(\frac{\rho_{\text{п}} C_{\text{вп}}^2}{H_{\text{дп}}} \right)^{-0.08} \left(\frac{H_{\text{дс}}}{H_{\text{дп}}} \right)^d, \quad (3.12)$$

где $g = \Phi(V_0 / C_{\text{вп}})$.

С учетом (3.12) критериальное соотношение для предельной глубины проникания в однородные разнесенные преграды имеет вид

$$\frac{\sum b_i + L_k}{d_0} = g \left(\frac{\rho_c}{\rho_{\text{п}}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{V_0}{C_{\text{вп}}} \right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{\rho_{\text{п}} C_{\text{вп}}^2}{H_{\text{дп}}} \right)^{0.24} \left(\frac{H_{\text{дс}}}{H_{\text{дп}}} \right)^d. \quad (3.13)$$

Моделирующее соотношение (3.13) применимо как для недеформируемых ударников, так и для деформируемых. Отличия касаются величины коэффициента g и показателя степени d , определяющих эффективность проникания ударника вглубь материала преграды. Левая часть данного уравнения определяется из экспериментов на разнесенных преградах, в правую подставляем константы исследуемых материалов ударника и преграды.

На рис. 3.15 представлена зависимость коэффициента в уравнении (3.13) для монолитных полубесконечных (кривые 1 и 2) и разнесенных (точки 1...9) преград, где 1 – недеформируемые ударники; 2 – деформируемые ударники. Точки на рис. 3.15 соответствуют: 1, 2 – ударник из сплава ВНЖ, преграды из сплава Д16, толщиной 6 и 4 мм соответственно, разнесение 30 мм; 3, 4 – толщиной 2 и 5 мм, разнесение 30 мм; 5 – ударник – ВНЖ, преграды из сплава Д16, толщиной 6 и 16 мм, разнесение 50 мм; 6, 8 – ударник – сталь ШХ–15, материалы преград сталь и сплав Д16; 7 – ударник – ВНЖ, преграда полубесконечная из сплава Д16; 9 – ударник – сталь (ШХ-15), разнесение 50 мм, преграды из стали и алюминия толщиной 2...4 мм, масса ударника 0.87...0.45 г.

При низких скоростях соударения ($V_0 / C_{\text{ВП}} \leq 0.2$) точки для разнесенных преград идут выше кривой 1 на рис. 3.15, соответствующей прониканию недеформируемых ударников в полубесконечные преграды. Это означает согласно (3.13), что суммарная глубина проникания в разнесенную конструкцию несколько больше глубины проникания в полубесконечную преграду при данных скоростях удара и при прочих равных условиях. С ростом скорости соударения ($V_0 / C_{\text{ВП}} > 0.2 \dots 0.3$) точки переходят на кривую 2, соответствующую прониканию деформируемых ударников в полубесконечные преграды, а затем, при $V_0 / C_{\text{ВП}} \approx 0.6 \dots 1.2$, коэффициент \bar{g} в соотношении (3.13) для разнесенных конструкций становится меньше аналогичного коэффициента для полубесконечных преград. Это означает, что в данной области скоростей разнесенные преграды становятся эффективнее полубесконечных. Рост эффективности разнесенных конструкций связан с ударно-волновым дроблением ударника и разлетом его осколков на большую площадь.

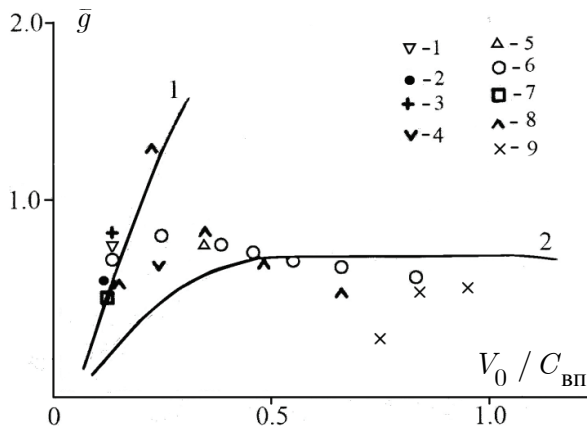


Рис. 3.15. Эмпирический коэффициент в уравнении (3.13) для монолитных (кривые 1, 2) и разнесенных (точки 1...9) преград. 1, 2 – монолитные полубесконечные преграды (1 – недеформируемые ударники, 2 – деформируемые ударники). Точки 1...9 – разнесенные преграды

Из результатов, представленных на рис. 3.15, видно, что в рамках соотношения (3.13) имеет место сгущение экспериментальных точек для разнесенных преград как для недеформируемых ударников, так и в области скоростей соударения, где наблюдается разрушение ударника. Обобщенное описание экспериментальных данных по предельной тол-

вине сквозного пробития разнесенных преград на основе соотношения (3.13) получено в [18] для пакета разнесенных пластин из сплавов Д16Т и ВТ-14 при соударении по нормали и под углом 45° .

Зависимость предельной толщины сквозного пробития алюминиевой (Д16) пластины ограниченной толщины от скорости удара приведена на рис. 3.16, сплошная кривая – расчет по формуле (3.7). Эксперимент показывает применимость подхода на основе пропорциональности деформированного объема кинетической энергии ударника для расчета предельной толщины сквозного пробития.

Из сравнения рассчитанных и экспериментальных результатов следует, что разработанные обобщенные зависимости для предельного пробития преград ограниченной толщины и разнесенных преград, основанные на пропорциональности предельной толщины пробития кинетической энергии ударника, описывают результаты баллистического эксперимента.

Следует отметить, что данный вывод сохраняется и в области скоростей свыше 2.5 км/с , т.е. превышающих критические скорости начала волнового дробления ударника. Вероятностный характер дробления ударника увеличивает разброс экспериментальных точек, но ход зависимости сохраняется.

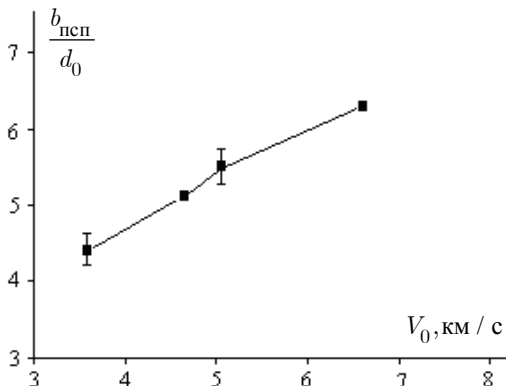


Рис. 3.16. Зависимость относительной предельной пробиваемой толщины алюминиевой пластины от скорости удара. Масса стальных (ШХ-15) ударников $0.87 \dots 0.45 \text{ г}$, преграда – алюминий (Д16)

Основные результаты раздела сводятся к следующему. В диапазоне скоростей $1 \dots 6 \text{ км/с}$ экспериментально исследованы параметры сдвигового и отрывного макроразрушения конструкционных материалов (сплавы стали, алюминия, титана, свинца) в пакете разнесенных пре-

град. Показано, что в данном диапазоне скоростей возможно экспериментальное определение некоторой интегральной характеристики, связанной с величиной энергопотерь для данного типа разнесенной преграды, соответствующей определенному механизму деформирования и разрушения конструкции. Найдена количественная связь предельной глубины проникания в разнесенные конструкции с кинетической энергией ударника. Определены величины эмпирических коэффициентов, связанных с энергопотерями при проникании ударника в пакет разнесенных пластин. Установлены критерии подобия и предложены критериальные соотношения, связывающие критерии подобия с предельной толщиной сквозного пробития преград ограниченной толщины и разнесенных преград.

3.3. Подобие остаточной скорости ударника

В данном разделе приведены результаты экспериментальных исследований остаточной скорости ударника в виде стержня и компактного элемента за однородными и неоднородными преградами ограниченной толщины. К однородным относятся металлические, а к неоднородным – двухслойные пластины стеклотекстолит – сплав алюминия и железобетонные плиты. Полученные результаты являются основой для разработки энергетической модели остаточной скорости ударника исходя из величины подводимой энергии и эмпирических коэффициентов, учитывающих специфику энергопотерь при пробитии данной конструктивно-компоновочной схемы защитной конструкции. Получена формула для запреградной скорости ударника, учитывающая энергопотери при сквозном проникании для различных механизмов деформирования и разрушения преград. Энергия, которая затрачивается при соударении на деформацию и переход в тепло, равна разности кинетических энергий до и после свободного неупругого удара. В реальных условиях пробития преграды происходит дополнительная затрата энергии вследствие появления зоны сдвиговых деформаций и отрывного разрушения на границе между выбиваемой пробкой и остальной преградой.

Для построения алгоритма переноса результатов экспериментально-го моделирования на оригинал и его экспериментальной проверки требуется установить систему критериев подобия и закономерностей, связывающих параметры потока вторичных частиц с условиями нагружения, механизмом разрушения и физико-механическими характеристиками материалов ударника и конструкции. К наиболее важным параметрам низкоскоростного сквозного пробития относятся максимальная

запреградная скорость и масса наиболее крупной частицы. При импульсном механизме воздействия, характерном для скорости удара свыше 3...5 км/с, существенными становятся величина угла разлета, полная масса потока и распределение импульса по углу разлета.

На рис. 3.17 приведены теньевые ортогональные рентгенограммы процесса сквозного пробивания дюралюминиевой (Д16) пластины стальным (ШХ-15, HV 1 ГПа) сферическим ударником диаметром 8 мм. Направление движения ударника сверху вниз. Толщина пластины 6 мм. Теневая реперная система, смонтированная по периметру преграды, служила для определения координат и углов разлета вторичных частиц. Для ударников в форме шара характерным является выделение в запреградном потоке компактного ядра. На рентгенограмме видно движение деформированного ударника в направлении вектора скорости за тыльным срезом преграды. Наиболее крупный осколок деформированного ударника лидирует в запреградном потоке.

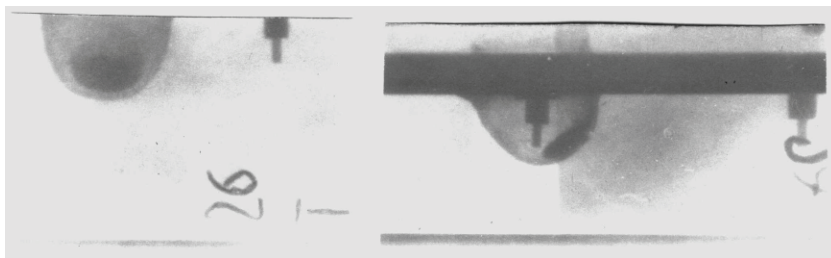


Рис. 3.17. Две теньевые ортогональные рентгенограммы процесса соударения под углом 30° от нормали. Скорость удара 3.6 км/с

Существующие способы интегральных оценок запреградной скорости основаны на применении соотношений, полученных из законов сохранения импульса и энергии. Для тонких гомогенных пластин и ударников компактной формы найдено [19], что в диапазоне скоростей соударения 3...9 км/с запреградная скорость $V_{\text{ост}}$ соответствует закону сохранения импульса, если ввести поправочный эмпирический коэффициент:

$$\frac{V_{\text{ост}}}{V_0} = k \frac{1}{1 + \eta}, \quad (3.14)$$

где V_0 – скорость ударника; $\eta = (b/l_c)(\rho_{\text{п}}/\rho_c)$ – отношение масс единицы площади ударника и пластины; b , l_c – толщина преграды и характерный размер ударника в направлении вектора скорости; $\rho_{\text{п}}$, ρ_c –

начальные плотности материалов пластины и ударника; $k = 0.9$ – эмпирический коэффициент, учитывающий неидеальность явления.

В случае пробивания гомогенной пластины высокотвердым ударником по механизму адиабатического сдвига из уравнения баланса энергии при $V_0 < 1.3$ км/с следует [20]:

$$V_{\text{ост}} = \frac{\sqrt{V_0^2 - V_{\text{псп}}^2}}{1 + \eta}, \quad (3.15)$$

где $V_{\text{псп}}$ – предельная скорость сквозного пробития.

Оценки запреградной скорости по (3.14) и (3.15) дают расхождение, достигающее до ста и более процентов. Целью данного раздела была разработка энергетической модели запреградной скорости для однородных и неоднородных преград при скоростях соударения в диапазоне 0.1...4 км/с, где существенны различия в прочностных характеристиках ударников и материалов преград. Рассматриваются удар по нормали и под углом. В качестве материалов исследуемых преград использовалась сталь различной исходной твердости, алюминиевые сплавы марок Д16, Д16Т, АМг6, текстолит, стеклотекстолит марок КАСТ-В, СТКТ-НА, железобетон.

В первом приближении баланс энергии можно записать без учета потери энергии на тепло:

$$E_0 = \frac{m_0 V_0^2}{2} = \frac{m_{\text{ост}} V_{\text{ост1}}^2}{2} + \frac{m_0 V_{\text{псп}}^2}{2}, \quad (3.16)$$

откуда:

$$E_{\text{ост}} = E_0 - E_{\text{псп}}. \quad (3.17)$$

В соотношении (3.17) E_0 , $E_{\text{псп}}$, $E_{\text{ост}}$ – соответственно начальная кинетическая энергия ударника, энергия, идущая на предельное пробитие, остаточная энергия запреградного потока.

Остаточная скорость в данном приближении имеет вид:

$$V_{\text{ост1}} = \frac{\left(V_0^2 - V_{\text{псп}}^2\right)^{\frac{1}{2}}}{\left(1 + \frac{m_{\text{ост}}}{m_0}\right)^{\frac{1}{2}}}, \quad (3.18)$$

где $m_{\text{ост}} = S\rho_{\text{п}}b$ – масса запреградного потока в случае адиабатического сдвига; $m_0 = S\rho_c l_c$ – масса ударника; S – площадь поперечного сечения ударника.

С учетом расхода энергии на деформации и тепло [19] получим:

$$V_{\text{ост}2} = \frac{\left(V_0^2 - V_{\text{псп}}^2\right)^{\frac{1}{2}}}{1 + \frac{m_{\text{ост}}}{m_0}}. \quad (3.19)$$

Таким образом, учет расхода на тепло и деформации даёт вклад в виде множителя в правой части следующего выражения, где данный расход оказывается зависящим от параметра $m_{\text{ост}} / m_0$:

$$V_{\text{ост}2} = \frac{V_{\text{ост}1}}{\left(1 + \frac{m_{\text{ост}}}{m_0}\right)^{\frac{1}{2}}}. \quad (3.20)$$

Соотношение (3.20) переходит в (3.15) если механизм разрушения преграды соответствует адиабатическому сдвигу. В таком случае площадь выбитой части преграды равна площади мишеля ударника. В данной работе, однако, показано, что в случае более сложного, комбинированного механизма разрушения сдвигом и отрывом параметра $m_{\text{ост}} / m_0$ недостаточно для моделирования расхода энергии на деформации и тепло и, в конечном счете, для расчета остаточной скорости. Предложено ввести эмпирический коэффициент, зависящий от механизма деформирования и разрушения ударника и преграды, в знаменатель выражения (3.21):

$$V_{\text{ост}} = \frac{\left(V_0^2 - V_{\text{псп}}^2\right)^{\frac{1}{2}}}{1 + G \frac{m_{\text{ост}}}{m_0}}. \quad (3.21)$$

Величина безразмерного коэффициента G в соотношении (3.21) зависит от параметра $m_{\text{ост}} / m_0$. Если масса ударника m_0 сохраняется за преградой, то его количество движения и энергия после пробития будут

равны соответственно $m_0 V_{\text{ост}}$ и $m_0 V_{\text{ост}}^2 / 2$. Сложность в том, что для достаточно толстых преград (25...40 мм) остаточная масса ударников может уменьшаться в процессе пробивания и составить менее половины начальной. Чтобы учесть этот эффект, вводится эмпирическая зависимость G от толщины пластины, скорости соударения и динамического предела текучести ударника.

График зависимости остаточной скорости от скорости удара для железобетонной плиты толщиной 24 мм, рассчитанный по формуле (3.21) при $G = 0.74$, приведен на рис. 3.18. Отличие данной зависимости от аналогичной для стальных плит [20] заключается в величине эмпирического коэффициента G .

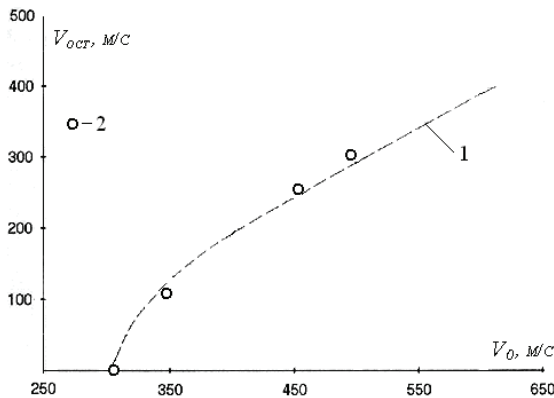


Рис. 3.18. Зависимость остаточной скорости от скорости удара. Ударник из стали: $d_c = 7.6$ мм, $l_c = 22.8$ мм. Преграда – железобетон со степенью армирования 2 – 3%. 1 – расчет; 2 – эксперимент

При начальной скорости, равной 343 м/с, остаточная скорость, полученная экспериментально, равна 118 м/с, расчетная – 120 м/с. При начальной скорости 458 м/с остаточная экспериментальная скорость равна 256 м/с, расчетная – 258 м/с. Таким образом, отклонение расчета от эксперимента на начальном участке кривой составляет 2%.

Полученные данные позволяют построить систему параметров приближенного подобию запреградной скорости. Если влияние прочности преграды характеризовать неявным образом через величину предельной скорости сквозного пробития $v_{\text{псп}}$, то в систему определяющих параметров войдут V_0 , $V_{\text{псп}}$, $V_{\text{ост}}$, ρ_c , $\rho_{\text{п}}$, b , l_c , d_c , G , где V_0 – скорость

удара; $V_{\text{псп}}$ – предельная скорость сквозного пробития; $V_{\text{ост}}$ – запреградная скорость ударника; ρ_c , $\rho_{\text{п}}$ – плотности ударника и преграды; G – безразмерный коэффициент, связанный с энергопотерями при сквозном проникании и учитывающий отличие реального механизма разрушения от идеальной схемы адиабатического сдвига. Из девяти параметров согласно основной теореме теории размерностей получаем 6 критериев подобия, которые можно представить в виде

$$\frac{V_{\text{ост}}}{V_0} = \Phi \left(\frac{\rho_{\text{п}}}{\rho_c}; \frac{V_0}{V_{\text{псп}}}; \frac{b}{l_c}; \frac{l_c}{d_c}; G \right). \quad (3.22)$$

Предельная скорость сквозного пробития $V_{\text{псп}}$ связана в свою очередь с критериями подобия в виде: $V_{\text{псп}} / C_{\text{вп}}$, $b_{\text{псп}} / d_c$, $\rho_{\text{п}} / \rho_c$, l_c / d_c , $\rho_{\text{п}} V_0^2 / \sigma_{\text{п}}$, $\sigma_c / \sigma_{\text{п}}$, G , где σ_c , $\sigma_{\text{п}}$ – динамические прочностные характеристики ударника и преграды; G – коэффициент, связанный с энергопотерями на пределе сквозного пробития. Присутствие в системе параметров числа Маха не противоречит комплексу $\rho_{\text{п}} V_0^2 / \sigma_{\text{п}}$, поскольку энергопотери на сопутствующее явление существенным образом меняются с изменением $V_{\text{псп}} / C_{\text{вп}}$. Необходимо сначала выбрать диапазон переменных, где решение не зависит от $V_{\text{псп}} / C_{\text{вп}}$, а затем использовать комплекс $\rho_{\text{п}} V_0^2 / \sigma_{\text{п}}$ в пределах выбранного диапазона, где коэффициент энергопотерь G сохраняет постоянную величину.

На рис. 3.19 представлена зависимость остаточной скорости ударника в форме шара от скорости соударения. Пунктирная линия – расчет по предложенному энергетическому соотношению (3.21); 3 – полученные экспериментальные точки. Видно, что экспериментальные точки и пунктирная кривая пересекают зависимость l , рассчитанную по закону сохранения импульса (3.14). Таким образом, закон сохранения импульса не может служить оценкой сверху для запреградной скорости. Оценкой снизу может служить расчет по формуле (3.15), если использовать экспериментальное значение $V_{\text{псп}}$.

На рис. 3.20 представлены результаты по моделированию остаточной скорости ударника за однородными и неоднородными преградами исходя из энергетической модели (3.21) с коэффициентом G , связанным с энергопотерями при пробитии.

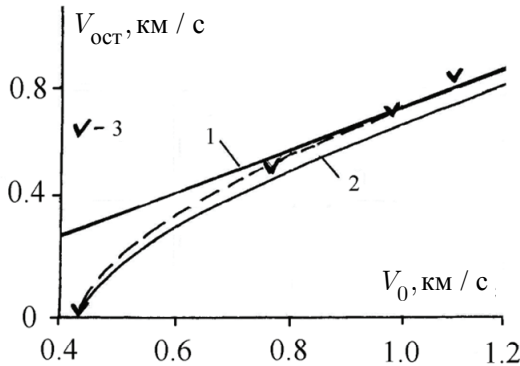


Рис. 3.19. Остаточная скорость ударника для двухслойной пластины СТКТ-НА+АМг6 толщиной 13.0 (8.0 + 5.0) мм при ударе под углом 30° от нормали. Диаметр ударника из стали ШХ-15, отожженной до HV 1ГПа составил 12.65 мм. 1, 2 – расчет соответственно по законам сохранения импульса (3.14) и энергии (3.15)

Из представленных на рис. 3.20 рассчитанных и экспериментальных данных видно, что оценкой сверху запреградной скорости для однородных и неоднородных преград является энергетическая модель с корректировочным коэффициентом G в соотношении (3.21), равным нулю, а оценкой снизу – расчет по энергетическому соотношению (3.21) с коэффициентом, равным единице. Данный коэффициент зависит от прочностных свойств системы «преграда – ударник». В экспериментах НИИ ПММ ТГУ [21] показано, что для фиксированной пары «ударник – преграда» при постоянной скорости соударения величина корректировочного коэффициента G зависит от отношения массы на единицу площади ударника и преграды, скорости удара. Сравнение остаточной скорости показывает, что определяющий параметр – масса на единицу площади двухслойной преграды – в области скоростей удара до 1 км/с может быть аппроксимирован суммой масс на единицу площади каждого из слоев, составляющих двухслойный элемент конструкции. При ударе под углом [21], масса на единицу площади однородной либо неоднородной преграды представляет собой массу на единицу площади в направлении вектора скорости ударника. Формула для расчета запреградной скорости (3.21), учитывающая специфику энергопотерь при смене механизма разрушения от сдвигового до отрывного и их комбинаций, имеет ясный физический смысл и не требует произвольного варьирования показателя степени при скорости удара для согласования с экспериментом, как предлагается Ламбертом в [34].

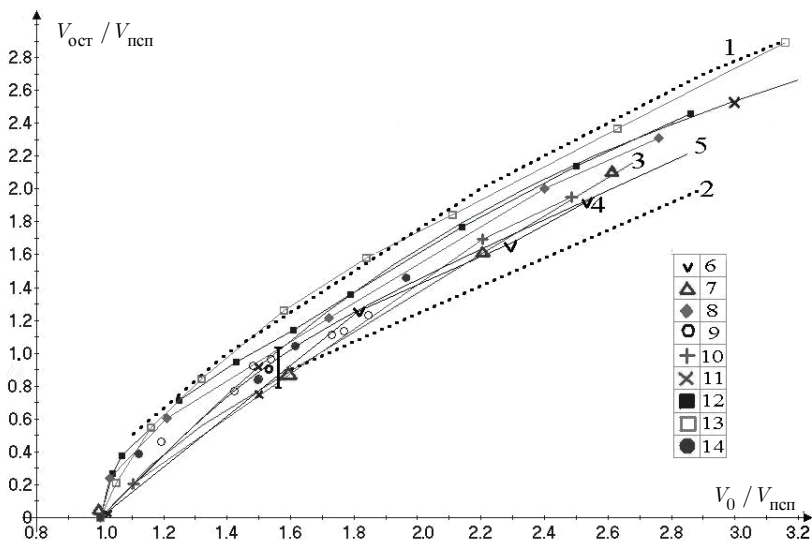


Рис. 3.20. Моделирование остаточной скорости ударника. Расчет по энергетическому соотношению (3.21): 1 – зависимость относительной запреградной скорости от относительной начальной скорости при корректировочном коэффициенте G в энергетической модели (3.21), равном нулю; 2 – то же с коэффициентом, равным единице; 3, 4 – рассчитанная по энергетической модели зависимость для стеклотекстолита; 5 – расчет для двухслойной преграды текстолит – алюминий. Экспериментальные точки: 6, 7 – стеклотекстолитовые пластины толщиной 10 мм; 8 – две разнесенные алюминиевые пластины по 3.3 мм каждая; 9, 10 – двухслойные преграды стеклотекстолит – алюминий; 11 – однородная алюминиевая пластина; 12 – алюминиевая пластина толщиной 6.6 мм; 13 – алюминиевая пластина толщиной 3.3 мм; 14 – железобетонная преграда толщиной 24 мм

При расчете остаточной скорости ударника для неоднородных преград определяются эффективные физико-механические характеристики эквивалентной гомогенной среды, моделирующей неоднородную преграду. В случае тонких железобетонных плит слой бетона с арматурой можно заменить гомогенной смесью материалов стали и бетона, начальная плотность которой равна

$$\rho_{жб} = \nu_1 \rho_c + \nu_2 \rho_b, \quad (3.23)$$

где ν_1 , ν_2 , ρ_c , ρ_b – соответственно начальные объемные концентрации, плотность стали и бетона.

Объемные концентрации определяются через площади, занятые сталью и бетоном в сечении, перпендикулярном направлению арматурного прутка. Эквивалентная величина предела текучести σ определяется по формуле

$$\sigma = m_1\sigma_1 + m_2\sigma_2, \quad (3.24)$$

где m_1, m_2 – массовые концентрации стали и бетона в армированном слое бетона; σ_1, σ_2 – соответственно пределы текучести компонентов железобетона.

Эффективные физико-механические характеристики эквивалентной гомогенной среды определяются экспериментально в рамках разработанного эмпирического подхода к моделированию остаточной скорости ударника за неоднородными преградами. Определение средней плотности плиты из железобетона проводилось путем взвешивания образцов известных размеров. Нахождение эффективного прочностного параметра неоднородной среды проводилось на основе результатов экспериментов по пробитию железобетона и отдельно его компонентов – стали и бетона.

Таким образом, для однородных и неоднородных преград получены в обобщенных переменных закономерности, связывающие запреградную скорость с условиями нагружения и физико-механическими характеристиками материалов ударника и конструкции для различных механизмов разрушения. Предложена экспериментальная формула для остаточной скорости ударника за железобетонной плитой. Экспериментально показана возможность введения для двухслойных стеклотекстолит – алюминий и железобетонных плит эквивалентной гомогенной среды с усредненной величиной плотности и прочностного сопротивления. Найдены предельные оценки сверху и снизу остаточной скорости при различных механизмах разрушения однородных и неоднородных преград. Получены и проверены критерии подобия на основе динамической твердости и построены соответствующие критериальные уравнения. Исследована структура критериев подобия и критериальных уравнений, связывающих критерии и исследуемые параметры задач соударения. Полученные зависимости могут быть использованы при прогнозировании эффективности неоднородных защитных конструкций со сложной внутренней структурой.

3.4. Затухание дивергентных волн напряжений в твердых телах. Подobie откольного разрушения

Распространение в преграде неоднородной и нестационарной волны напряжений представляет практический интерес с точки зрения изучения механизма передачи высоких импульсных давлений на значительные расстояния и инициирования вторичных процессов, например динамического разрушения, детонации ВВ. Затухание ударных волн, наиболее сильное в материалах с большей сжимаемостью, определяется тремя основными причинами: взаимодействием фронта волны с догоняющими волнами разгрузки, геометрическим расхождением волн и релаксационными процессами. Закономерности затухания волн напряжений в твердых телах, кроме указанных причин, зависят в сильной степени от формы ударника. В данном разделе монографии приведены критерии подобия для ударников в форме удлиненных цилиндров, компактных тел и пластинок, анализируется изменение закономерностей затухания при переходе от плоского к сосредоточенному ударному нагружению.

Параметры динамического разрушения – толщина откола и средний диаметр области макроразрушения в однородных металлических пластинах из сплавов стали, алюминия, титана – определялись в экспериментах на баллистическом стенде в диапазоне скоростей соударения 2...4 км/с и массы ударников 1...1000 г. Моделирование параметров тыльного макроразрушения пластин ограниченной толщины при сквозном пробитии проводилось следующим образом. Для нахождения амплитуды волны сжатия при ударе под углом воспользуемся критериями подобия и моделирующими зависимостями затухания осесимметричной волны напряжений, полученными на основе экспериментов методом искусственного откола и данных компьютерного моделирования, выполненных в НИИ ПММ ТГУ [22, 24]. В систему определяющих параметров войдет величина начальной массовой скорости U_{0z} , соответствующая нормальной составляющей скорости удара V_z . Из экспериментально установленных параметров, определяющих затухание амплитуды массовой скорости U_z , U_{0z} , ρ_{0c} , $\rho_{0п}$, $K_{0п}$, d_0 , z , можно составить по аналогии с ударом по нормали четыре безразмерные комбинации, функциональная связь между которыми описывает затухание пиковой величины U_z . Здесь U_z – текущая амплитуда массовой скорости при несимметричном ударе; U_{0z} – начальная массовая скорость при ударе по нормали со скоростью V_{0z} ; ρ_{0c} , $\rho_{0п}$ – начальные плотности мате-

риалов ударника и преграды; $K_{0п}$ – модуль объемного сжатия материала преграды; d_0 – диаметр сферического ударника; z – координата вдоль оси, нормальной к лицевой поверхности преграды.

Соотношение, связывающее безразмерные комбинации, определяющие затухание амплитуды U_z при движении в направлении оси z в случае несимметричного удара, будет иметь вид

$$\frac{U_z}{U_{0z}} = f \left(\frac{\rho_{0п} U_{0z}^2}{K_{0п}}; \frac{z}{d_0}; \frac{\rho_{0с}}{\rho_{0п}} \right). \quad (3.25)$$

При ударе по нормали вид функции (3.25) установлен для одноплотных и разнотных пар в диапазоне скоростей 2...6 км/с.

Существование при сосредоточенном ударе функционального подобия обнаруживается в виде зависимости затухания относительной массовой скорости от относительного расстояния, если ввести энергетический параметр – характерную длину

$$R_0 = d_0 \left(\rho_{0п} U_0^2 / K_{0п} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (3.26)$$

где $\rho_{0п}$, $K_{0п}$ – плотность и модуль объемного сжатия материала преграды. Массы ударников компактной формы, материалы преград и диапазон начальной массовой скорости U_0 соответствуют экспериментальным данным [22–24]. На основе регрессионного анализа в интервале $z / R_0 = 1.5 \dots 10$ получена аппроксимация в виде

$$\frac{U_z}{U_0} = A \left(\frac{z}{R_0} \right)^{-n}, \quad (3.27)$$

где $A = 0.81$, $n = 1.27$, величина остаточной дисперсии равна 0.01. В первом приближении в интервале $z / R_0 = 1.5 \dots 20$ можно принять $A = 1.0$, $n = 1.4$.

Обработка экспериментальных данных по затуханию ударных волн в твердых телах приведена на рис. 3.21, где цифра 1 соответствует расчету по формуле (3.27) при $A = 1.0$, $n = 1.4$. Моделирующая зависимость затухания дивергентных ударных волн (3.27) сравнивалась с данными экспериментов [25, 26] указанными в подписи к рис. 3.21.

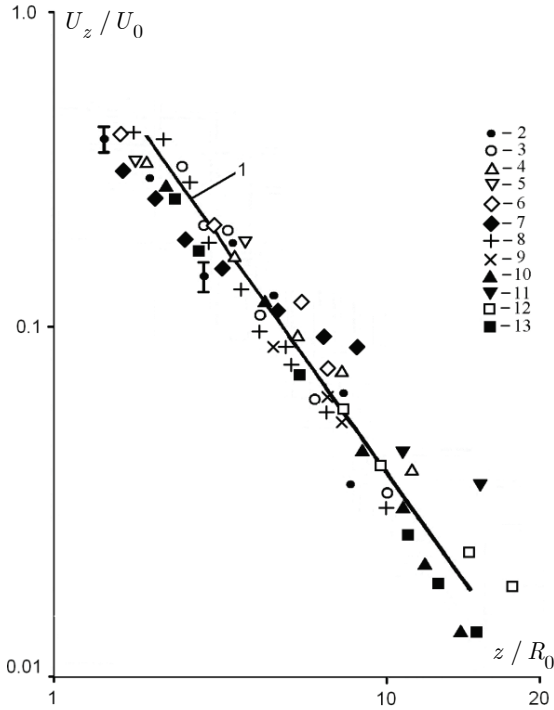


Рис. 3.21. Моделирующая зависимость затухания: 1 – аппроксимация экспериментальных данных (3.27). Эксперимент: 2 – алюминий по алюминию, скорость удара $V_0 = 7.63$ км/с, диаметр сферического бойка

$d_0 = 6.35$ мм [25]; 3 – алюминий по алюминию, $V_0 = 7.32$ км/с,

$d_0 = 4.76$ мм; 4 – алюминий по алюминию, $V_0 = 4.42$ км/с,

$d_0 = 6.35$ мм [25]; 5 – алюминий по алюминию, $V_0 = 1.52$ км/с,

$d_0 = 6.35$ мм; 6 – медь по меди, $d_0 = 6.10$ мм, $d_0 = 4.76$ мм [25];

7 – сталь по оргстеклу, $V_0 = 4.6$ км/с, $d_0 = 3.54$ мм; 8 – сталь по стали,

$V_0 = 3.8$ км/с, $d_0 = 8.0$ мм; 9 – сталь по стали, $V_0 = 3.8$ км/с,

$d_0 = 4.0$ мм [26]; 10 – алюминий по алюминию, $V_0 = 7.0$ км/с,

$d_0 = 6.25$ мм [23]; 11 – сталь по стали, $V_0 = 3.0$ км/с, $d_0 = 8.0$ мм;

12 – сталь по стали, $V_0 = 2.4$ км/с, $d_0 = 8.0$ мм [22]; 13 – алюминий по

алюминию, $V_0 = 7.32$ км/с, $d_0 = 4.8$ мм [23]

Зависимость I описывает данные экспериментов и компьютерных расчетов по затуханию дивергентных упругопластических волн напряжений, возникающих при соударении как одноплотных, так и разноплотных пар «ударник – преграда» [23]. Отношение плотности ударника к плотности преграды варьирует в пределах 1...3. Разброс точек в нижней части графика связан с последовательной трансформацией ударной волны в упругопластическую и упругую волну напряжений.

Экспериментальные данные, приведенные на рис. 3.21, показывают, что аппроксимация экспериментальных точек (3.27) на основе энергетического параметра (3.26) описывает соударение как одноплотных, так и разноплотных пар материалов. Зависимость относительной массовой скорости в дивергентной волне напряжений от моделирующего параметра для различных толщин металлических пластин приведена на рис. 3.22.

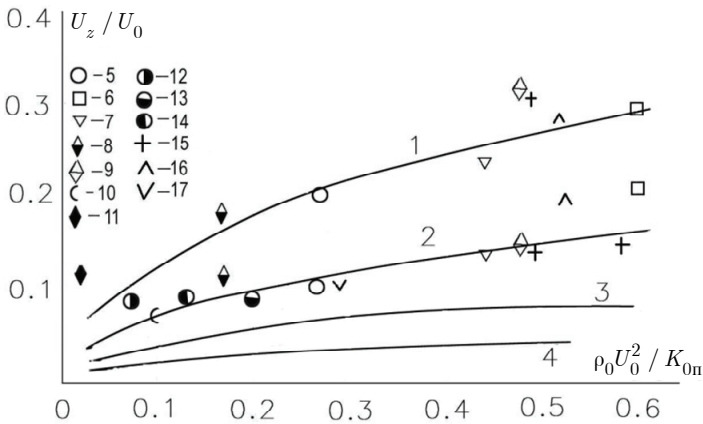


Рис. 3.22. Зависимость относительной массовой скорости в дивергентной волне напряжений от моделирующего параметра для различных толщин металлических пластин: 1...4 – расчет по моделирующей зависимости

(3.27) соответственно для толщины пластины 1 – $b/d_0 = 2$; 2 – $b/d_0 = 3$; 3 – $b/d_0 = 5$; 4 – $b/d_0 = 7$. Обозначение экспериментальных точек соответствует обозначениям рис. 3.21. Сравнение с экспериментом приведено для значений $b/d_0 = 2$ и $b/d_0 = 3$

При ударе пластиной по преграде в последней генерируется плоская ударная волна. Затухание такой волны начинается при $z/x = 1$, где x – координата догона фронта ударной волны волнами разгрузки от свободной поверхности ударника, зависящая от плотностей соударяю-

щихся тел, скоростей ударных волн и скоростей звука в них. Поэтому условие геометрического подобия в случае затухания плоских ударных волн в твердых телах вместо характерного размера ударника должно содержать координату догона x . Обобщенная зависимость затухания относительной массовой скорости в плоской ударной волне от относительного расстояния в преградах из алюминиевых сплавов, стали, меди, свинца представлена на рис. 3.23. Точками обозначены экспериментальные данные [27]. Толщина пластинчатых ударников из железа, алюминия варьировалась в пределах 1.5...3.2 мм, скорость соударения составила 1.3...5.9 км/с.

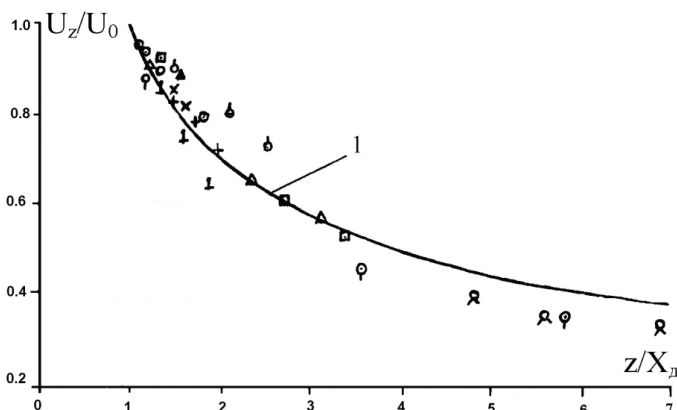


Рис. 3.23. Обобщенная зависимость затухания плоских ударных волн в твердых телах при ударе пластиной

Цифрой 1 на рис. 3.23 отмечена полученная аппроксимация в виде

$$\frac{U_z}{U_0} = \left(\frac{z}{x} \right)^{-0.5} \quad (3.28)$$

Координата догона, x , входящая в (3.28), связана с параметрами пластинчатого ударника и преграды соотношением

$$\frac{x}{h} = \left(\frac{1}{D_c} + \frac{\rho_{0c}}{\rho_c c_{Гс}} \right) \left(\frac{1}{D_n} - \frac{\rho_{0n}}{\rho_n c_{ГП}} \right)^{-1}, \quad (3.29)$$

где h – толщина пластинчатого ударника; ρ_{0n} , ρ_{0c} – начальные плотности материала преграды и ударника; ρ_n , ρ_c – плотности материалов

преграды и ударника в состоянии сжатия; $c_{ГС}$, $c_{ГП}$ – объемные скорости звука в ударно-сжатом веществе преграды и ударника, определяемые из эмпирических соотношений по известным ударным адиабатам материалов; D_n , D_c – скорости ударной волны в преграде и ударнике, определяемые из известных $D-U$ соотношений для материалов [10].

При переходе к ударнику в виде удлиненного стержня на кривых затухания появляется горизонтальный участок приблизительно постоянного давления, соответствующий стационарной стадии внедрения. Определяющим затухание геометрическим параметром в случае удлиненных стержней, входящим в (3.25) и (3.26), является диаметр головной части стержня. Этот вывод следует из полученных экспериментальных данных по затуханию [24], а также при сравнении относительной толщины и среднего диаметра тыльного откола. Сравнение экспериментальных и рассчитанных кривых затухания показывает, что при ударе пластинчатым стальным ударником удлинением 0.2 затухание амплитуды ударной волны происходит не по кривой для плоских ударных волн, а по зависимости, характерной для осесимметричных расходящихся волн напряжений [24]. Таким образом, определяющим геометрическим параметром для ударника в форме стержня является диаметр его головной части, а для пластинчатого ударника – отношение его толщины к диаметру. Последняя величина задает преобладающее воздействие на фронт ударной волны догоняющих либо боковых волн разгрузки и тем самым определяет закон затухания.

Разрезанные и обработанные шлифовкой и травлением образцы преград использовались для измерения координат откольных макротрещин. Расчет максимальных растягивающих напряжений на координате остановки откольной трещины проводился путем совмещения полей напряжений полученных из компьютерных расчетов задачи об ударе в осесимметричной постановке по модели упругопластической среды [21, 23]. Постановка экспериментов соответствовала в данном случае начальным и граничным условиям задачи. Полученные в результате совмещения оценки максимальных растягивающих напряжений коррелируют с экспериментальными данными по откольной прочности металлов Г.И. Канеля, С.В. Разоренова в случае нагружения пластин плоскими ударными волнами [10]. Диапазон скоростей деформирования в дивергентных волнах составляет $10^4 \dots 10^5 \text{ с}^{-1}$.

Слабая зависимость откольной прочности металлов при изменении скорости деформирования на один порядок позволяет принять эту характеристику металлов в качестве предельной характеристики прочности материала и использовать в виде константы при моделировании па-

раметров неоднородного откола в достаточно узких диапазонах варьирования скоростей деформации.

Средний диаметр области симметричного откола в случае откольного механизма повреждения в преградах толщиной 8...100 мм в состоянии поставки из стали 3 НВ 1 ГПа, Д16, АМг6, ВТ1-0, меди М2 аппроксимируются в виде функции от безразмерного параметра $\sigma_z \eta / \sigma_{\text{отк}}$, где η – отношение толщины преграды к диаметру ударника; σ_z – амплитуда дивергентной волны напряжений; $\sigma_{\text{отк}}$ – откольная прочность материала. Откольная прочность стали 3, алюминия, Д16, титана, ВТ1-0 в диапазоне давлений ударного сжатия 2...20 ГПа бралась постоянной, равной соответственно 1.6, 0.7, 1.8 ГПа.

Экспериментальные данные по диаметру и толщине осесимметричного откола аппроксимированы в виде

$$\frac{d_{\text{отк}}}{d_0} = a_1 + a_2 \frac{\sigma_z \eta}{\sigma_{\text{отк}}}, \quad (3.30)$$

$$\frac{h_{\text{отк}}}{b} = b_1 + b_2 \frac{\sigma_z \eta}{\sigma_{\text{отк}}}, \quad (3.31)$$

где $d_{\text{отк}}$, $h_{\text{отк}}$ – диаметр и толщина откола; d_0 – диаметр ударника в форме шара эквивалентной массы; b – толщина преграды; $b_1 = 0.076$, $b_2 = 0.016$ – экспериментальные константы.

Безразмерные константы в соотношении (3.30) приведены в табл. 3.3. Для однородных преград при $\eta > 1.7...2.0$ относительный диаметр тыльного откола не зависит от параметра b/d_0 [21]. В случае тонких пластин, при $\eta < 1.7$, существенно влияние отношения толщины преграды к характерному размеру ударника.

Таблица 3.3. Эмпирические коэффициенты в соотношении (3.30), характеризующем параметры откола в металлических пластинах

Отношение толщины преграды к диаметру ударника	a_1	a_2
1.7...2.0	0.86	0.28
1.5	1.45	0.20
1.3	1.45	0.17
1.1	1.71	0.12
0.75	2.27	0.03

Начальный волновой параметр рассчитывается по величине нормальной составляющей скорости соударения и плотности материалов ударника и преграды. Задавая диаметр ударника d_0 , плотность и объемный модуль упругости материала преграды, находим связующий параметр R_0 в соответствии с (3.26) и амплитуду массовой скорости U_z на координате z тыльной поверхности преграды в соответствии с (3.27). Амплитуда волны напряжений σ_z определяется по величине U_z и известным ударным адиабатам исследуемых материалов. Относительный диаметр и толщина отколовшегося слоя находятся в соответствии с (3.30), (3.31) и табличными данными коэффициентов.

Наличие масштабного эффекта при разрушении отколом проверялось по t -критерию Стьюдента для заданного отношения η при фиксированном параметре $\sigma_z / \sigma_{\text{отк}}$ и изменяющихся абсолютных размерах ударника и преграды. При увеличении абсолютных размеров ударника от 9.1 до 62.3 мм влияние изменения масштаба на относительный диаметр откола для уровня значимости 0.05 не обнаруживается. Средняя относительная толщина откола возрастает при этом на 25%, однако различие средних величин $h_{\text{отк}} / b$ не значимо.

Полученные в работе экспериментальные данные по диаметру и глубине откола аппроксимированы в виде обобщенных зависимостей. Для преград относительной толщиной $\eta > 1.7$ относительный диаметр откола не зависит от параметра η и определяется отношением $\sigma_z / \sigma_{\text{отк}}$. При $\eta < 1.7$ отношение толщины преграды к характерному размеру ударника является определяющим параметром.

Моделирующая зависимость относительного диаметра тыльного откола в металлических пластинах приведена на рис. 3.24. Скорость удара варьирует в пределах 1.6...4 км/с. Сплошные кривые – аппроксимация экспериментальных точек для различной относительной толщины пластины к диаметру ударника. Условия экспериментов указаны в подписи к рис. 3.24. Таким образом, для заданной пары «ударник – преграда», при постоянной скорости соударения, зависимость относительного диаметра тыльного откола от толщины преграды имеет экстремум, связанный со спецификой волн разгрузки с тонких и толстых преград, ослабляющих волну напряжений.

Основным выводом из результатов, приведенных на рис. 3.24, является достижение в выбранных критериях подобия обобщенного описания экспериментальных параметров осесимметричного откола при

варьировании условий нагружения, материала преграды и геометрии системы «ударник – преграда».

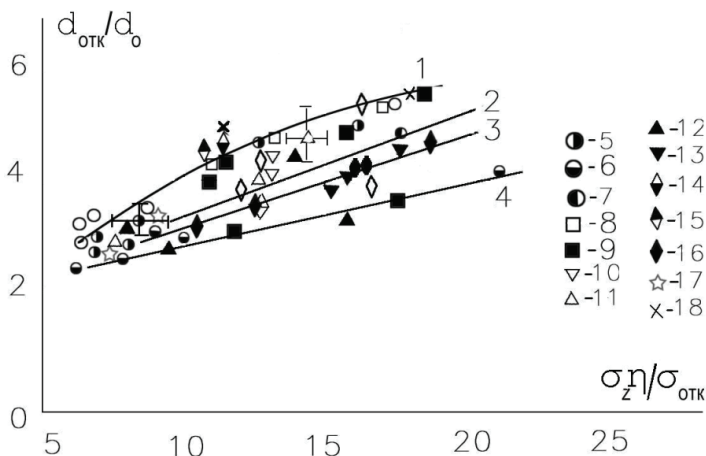


Рис. 3.24. Моделирующая зависимость относительного диаметра тыльного откола в металлических пластинах. Скорость удара варьирует в пределах 1.6...4 км/с; сплошные кривые 1...4 – аппроксимация экспериментальных точек для различной относительной толщины пластины к диаметру ударника: 1 – $b/d_0 > 1.7...2.0$; 2 – $b/d_0 = 1.5$;

3 – $b/d_0 = 1.3$; 4 – $b/d_0 = 1.1$. Ударник – стальной (сталь 3) компактный цилиндр 8×8 мм массой 3...13 г. Сталь по алюминию:

5 – толщина пластины $b = 8$ мм; 6 – $b = 10$ мм; 7 – $b = 15$ мм;

8 – $b = 20$ мм. Сталь по стали: 9 – $b = 10$ мм; 10 – $b = 15$ мм;

11 – $b = 20$ мм; 12 – $b = 25$ мм. Сталь по титану: 13 – $b = 10$ мм;

14 – $b = 15$ мм; 15 – $b = 20$ мм. Сталь по алюминию: 16 – $b = 10$ мм,

$d_0 = 8$ мм. Сталь по стали: 17 – $b = 17$ мм, $d_0 = 8$ мм. Ударник – мед-

ный стержень, преграда – сталь НВ 3.3 ГПа: 18 – $b = 11$ мм,

$m_0 = 10.8$ г; удлинение $\lambda = 4$

Применение обобщенных соотношений (3.30) и (3.31) для диаметра и толщины осесимметричного откола предполагает знание параметров напряженно-деформированного состояния материала преграды. Однако для преград со сложной внутренней структурой адекватный расчет напряженно-деформированного состояния встречает значительные трудности. Это относится к неоднородным хрупким преградам, в частности к железобетону.

Представляет интерес разработка эмпирических критериев завершения откольного разрушения неоднородных преград на основе удельных энергетических характеристик ударного воздействия, полученных в эксперименте.

На пороховом баллистическом стенде калибром 50 мм проведено экспериментальное моделирование откольного разрушения железобетонных плит толщиной 200 мм, размером 800×800 мм при высокоскоростном ударе компактными ударниками. В первом варианте на глубине 40 мм от свободной поверхности плиты располагалась сетка из стальной проволоки толщиной 1.5 мм, со стороны, равной 6.5 мм. Во втором варианте использовалась решетка из сварной стальной арматуры диаметром 10 мм, со стороны 60 мм. Нагружение производилось бойками из алюминиевого сплава Д16 цилиндрической формы диаметром 50 и высотой 40 мм (фото на рис. 3.25).

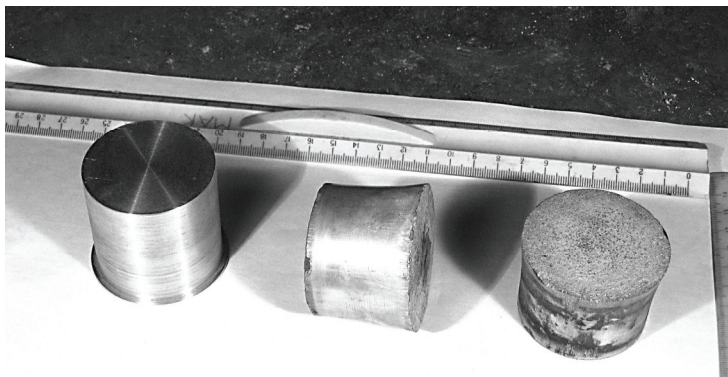


Рис. 3.25. Алюминиевые (Д16) ударники калибром 50 мм. Слева – недеформированный ударник, справа – ударник деформированный после соударения с железобетонной плитой со скоростью 510 м/с

Удар осуществлялся в нормаль к поверхности бетонных плит. Расстояние от дульного среза баллистической установки до плит составило 600 мм, что позволило избежать перекоса ударника в момент контакта с преградой. В процессе взаимодействия передняя часть ударника деформировалась, в то время как тыльная его часть оставалась практически недеформированной.

На рис. 3.26 представлена фотография железобетонной плиты после взаимодействия с алюминиевым (Д16) ударником при скорости 520 м/с. Плита нагружалась со стороны арматуры. Конструкция не пробита, тыльная сторона плиты повреждена откольным разрушением.

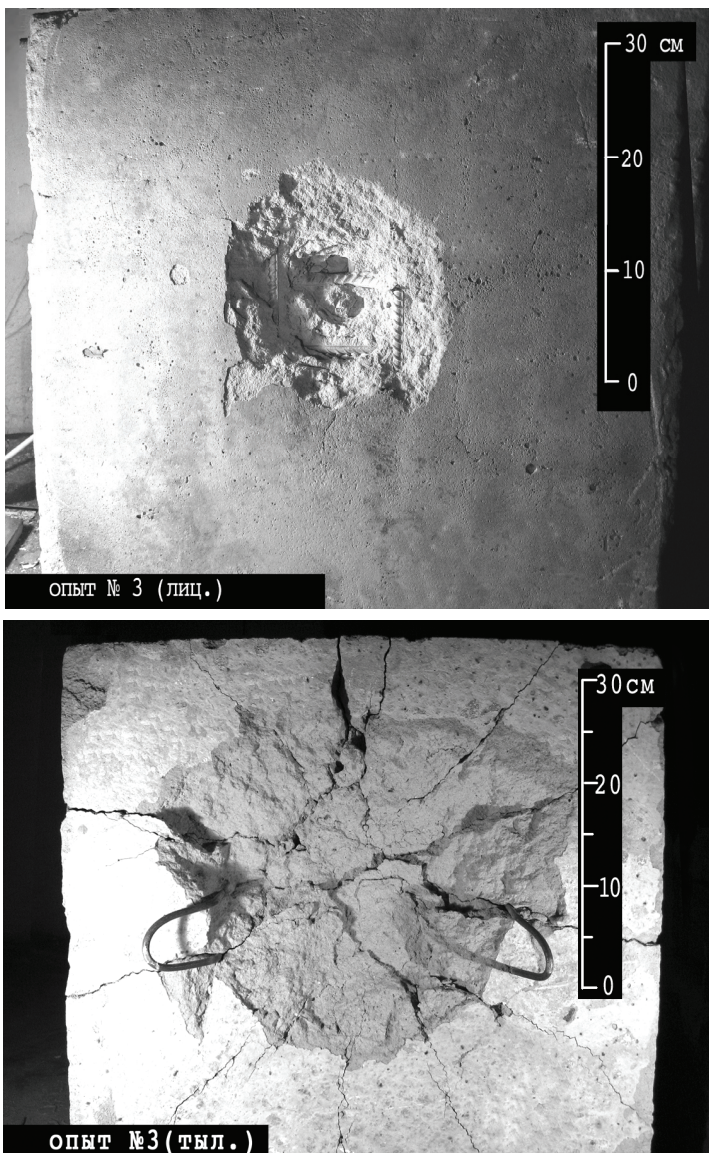


Рис. 3.26. Завершенное откольное разрушение железобетонной плиты толщиной 200 мм при ударе алюминиевым бойком калибром 50 мм. Верхнее фото – лицевая сторона плиты. Нижнее фото – тыльная сторона плиты. Скорость удара 520 м/с

На рис. 3.27 приведены экспериментальные зависимости удельных на единицу объема энергетических характеристик завершеного откольного разрушения в железобетонных плитах при ударе стальными стержнями [28] и алюминиевыми ударниками (фото на рис. 3.25).

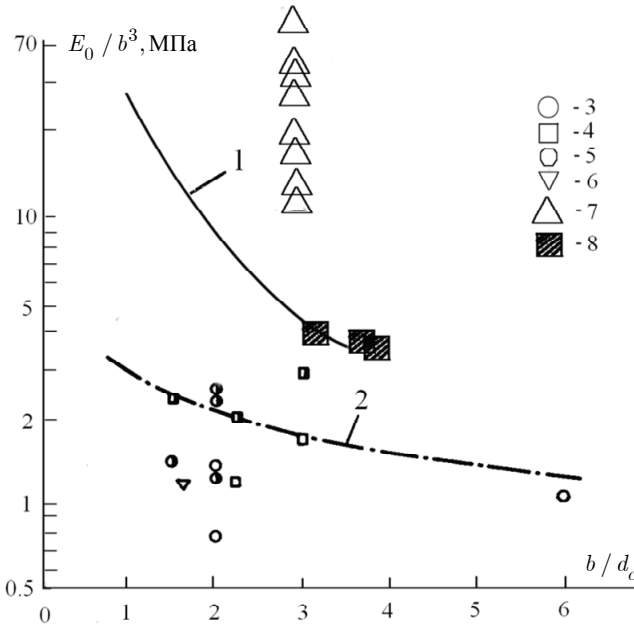


Рис. 3.27. Границы возникновения откола в железобетонных плитах. 1, 2 – аппроксимация данных по отколу в железобетонных плитах (степень армирования 1...3%); 3 – данные [28]; степень армирования 0.32...0.86%; 4 – степень армирования 0.4...0.6%; 5 – степень армирования 0.24...0.37%; 6 – степень армирования 1.0...2.46%; 7 – оригинальные данные для толщины железобетонной плиты $b = 24$ мм, $d_c = 7.6$ мм, $l_c = 22.8$ мм; 8 – для толщины железобетонной плиты $b = 200$ мм, $d_c = 50$ мм, $l_c = 55$ мм

На рис. 3.27 обозначены границы возникновения откола соответственно для высокой степени армирования плит (свыше 1%) и слабой степени армирования (0.2...0.8%); приведены экспериментальные данные [28] и данные настоящей работы. По оси абсцисс отложено отношение толщины плиты к диаметру ударника, по оси ординат – отношение кинетической энергии ударника к кубу толщины железобетонной

плиты. Сравнение полученных экспериментальных данных, приведенных на рис. 3.27 (точки 7 и 8) для железобетонных плит толщиной соответственно 24 и 200 мм, показывает некоторое различие в удельных энергетических характеристиках завершеного откола, что свидетельствует о возможном проявлении масштабного эффекта. По-видимому, для плиты толщиной 200 мм требуется меньшая удельная на единицу объема кинетическая энергия ударника для возникновения тыльного откола.

Результаты раздела состоят в следующем. На основе параметра объемной сжимаемости получено обобщенное описание затухания дивергентных волн напряжений в твердых телах. Найдены критерии подобия и экспериментально установлены функциональные связи между ними. Показано, что параметр, моделирующий относительный диаметр и толщину осесимметричного откола, включает откольную прочность материала преграды, определяемую из экспериментов с плоскими ударными волнами. Для однородных преград применение обобщенных соотношений, моделирующих диаметр и толщину откола, предполагает знание напряженно-деформированного состояния материала. В случае неоднородных преград, таких как железобетон, представляют интерес эмпирические критерии откола на основе удельных энергетических характеристик ударного воздействия.

3.5. Масштабный эффект при высокоскоростном соударении твердых тел в килоджоульном и мегаджоульном диапазонах энергии

Объектом исследований, обсуждаемых в данном разделе, является масштабная инвариантность функциональных зависимостей, связывающих критерии подобия с параметрами кратерообразования, получаемых в результате экспериментального моделирования высокоскоростного удара на баллистических установках. Цель исследований – определить величину масштабного эффекта (МЭ) при изменении абсолютных размеров ударника и преграды и включить масштабный эффект в моделирующие соотношения. Необходимо было проверить применимость моделирующих соотношений, связывающих критерии подобия при переходе от массы ударников 1 г к массам 1 кг, т.е. в диапазоне скоростей удара 2...4 км/с от килоджоульного к мегаджоульному уровню энергии. Использовался экспериментальный метод исследования на базе пороховых и легкогазовых баллистических установок и регистрирующего комплекса с привлечением анализа размерностей и методов

теории подобия. Критериальное соотношение, учитывающее масштабный эффект, должно отражать объективную закономерность, например пропорциональность объема кратера кинетической энергии ударника, записанную в безразмерном виде. Баллистический эксперимент позволяет определить коэффициенты пропорциональности и величину масштабного эффекта в критериальных соотношениях, а также границы области, внутри которой подобие с поправкой на МЭ сохраняется.

Увеличение абсолютных размеров ударника и преграды при сохранении геометрического подобия приводит к уменьшению скорости деформации. При этом абсолютное число дефектов в образце возрастает. Увеличение размеров соударяемых тел может привести также к неоднородности прочностных свойств по толщине образца. Возможной причиной МЭ может служить то, что на больших образцах время роста пор и прорастания трещин может быть существенно большим, чем для малых образцов. Другой возможной причиной МЭ является непостоянство отношения объема образца к его площади с ростом абсолютных размеров [29–33].

Под масштабным эффектом понимается нарушение подобия интегральных параметров сквозного пробития пластины конечной толщины при сохранении геометрического подобия системы «ударник – преграда». Причиной МЭ может служить нарушение подобия процессов деформирования и разрушения или физико-механических характеристик системы «ударник – преграда» при варьировании абсолютных размеров. Проверяемый на масштабный эффект диапазон условий соударения можно существенно расширить, если известна достаточно полная и работоспособная система критериев подобия. Наличие МЭ тогда будет означать, что безразмерные искомые функции не одинаковы в модельном и натурном испытаниях при попарно одинаковых значениях других критериев или подобии функциональной зависимости, связывающей эти критерии. Получаемые в экспериментах функциональные связи между критериями подобия оказываются зависящими от того, деформируется или разрушается ударник или остается практически недеформируемым. В конечном итоге это связано с перераспределением начальной кинетической энергии ударника в процессе его проникания в преграду и изменением величины энергопотерь.

Масштабирование разработанных критериев подобия позволяет провести перерасчет определяемых параметров ударного процесса с модели на натурные условия. Нахождение величины МЭ и определение ее зависимости от условий нагружения необходимо для создания адекватной системы критериев подобия и установления функциональных связей между критериями. Величина масштабного эффекта находилась на основе модельных экспериментов, в которых исследуемые материа-

лы, скорости удара и геометрическое подобие сохраняются. В качестве параметров деформирования и разрушения преград взяты: глубина проникания ударника, диаметр кратера или диаметр сквозного отверстия в пластине, предельная толщина сквозного пробития.

Схема эксперимента для нахождения величины масштабного эффекта приведена на рис. 3.28. Баллистический стенд позволил варьировать масштабный коэффициент в пределах 1...10.

Фотографии образцов из листовой стали 3 и фрагменты завершенного тыльного откола приведены на рис. 3.29.

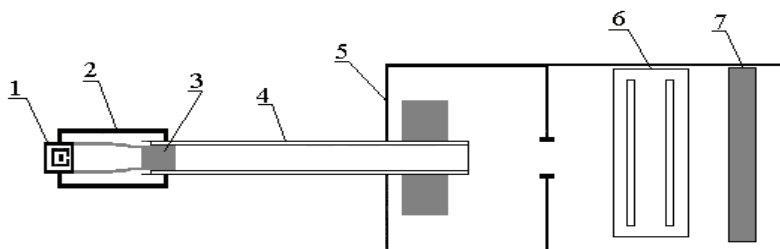


Рис. 3.28. Схема баллистического стенда калибром 8...50 мм:
1 – электроконтактный воспламенитель; 2 – камера высокого давления;
3 – ударник; 4 – ствол; 5 – вакуумная камера; 6 – блок регистрации скорости удара; 7 – преграда – исследуемый образец

Величину МЭ можно оценить, если взять геометрически подобные образцы ударников и преград и сравнить характерные размеры повреждений при одинаковой скорости соударения. Ускорение компактных цилиндрических и сферических ударников производилось на легкогазовых и пороховых установках баллистического стенда калибром 8...50 мм. Ударники массой 1...3 г ускорялись до скоростей 1.8...3.8 км/с, а цилиндры массой 1 кг – до скоростей 1.9...2.3 км/с. Использовались ударники компактной формы – сферические и цилиндрические диаметром 6...54 мм, массой 1...1000 г, стальные (сталь 3, сталь ШХ-15 – отожженные до HV 1...1.3 ГПа) и медные (М2). Скорость удара регистрировалась электроконтактным методом с точностью 1...2%. Измерения параметров кратера на разрезанных металлических образцах проводилось оптическим методом, а на неразрезанных – механическим устройством с погрешностью прибора 0.1 мм.

На рис. 3.30 представлены фотографии образцов из стали 3 и стали 10, HV 1...1.3 ГПа, толщиной 60 и 2 мм. Скорость удара соответствует 1.929 и 3.401 км/с для ударников из стали 3 (52.3 × 52.3 мм) массой 1 кг и из стали ШХ-15, отожженных до HV 1 ГПа, диаметром

8.0 мм, массой 2 г. Диаметр отверстия в пластине соответственно равен 125 и 13.3 мм.

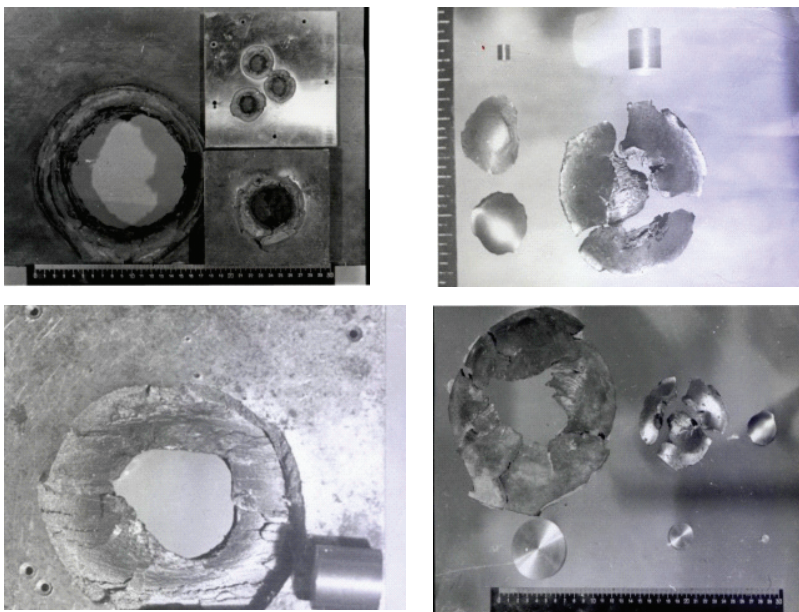


Рис. 3.29. Фотографии образцов из листовой стали 3 и фрагменты откола. Масса ударника варьирует в пределах 3...1000 г

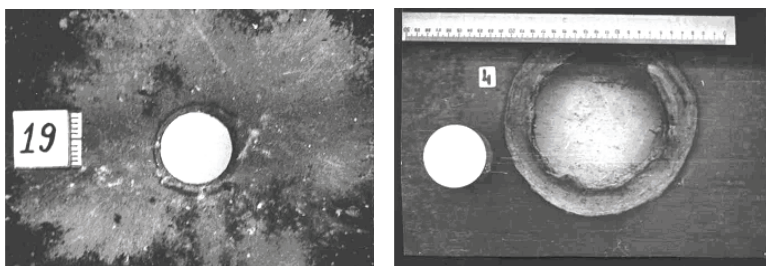


Рис. 3.30. Фотографии образцов из стали 3 и стали 10, HV 1...1.3 ГПа, толщиной 60 и 2 мм. Скорость удара 1.929 и 3.401 км/с для ударников из стали 3 массой 1 кг и из стали ШХ-15 массой 2 г

Величина обнаруженного масштабного эффекта при сквозном пробитии стальных пластин (сталь 3) иллюстрируется экспериментальными данными рис. 3.31, где приведено сравнение относительных диаметров

отверстия в стальной (сталь 3) пластине после пробития стальным компактным ударником массой 1, 3, 1000 г.

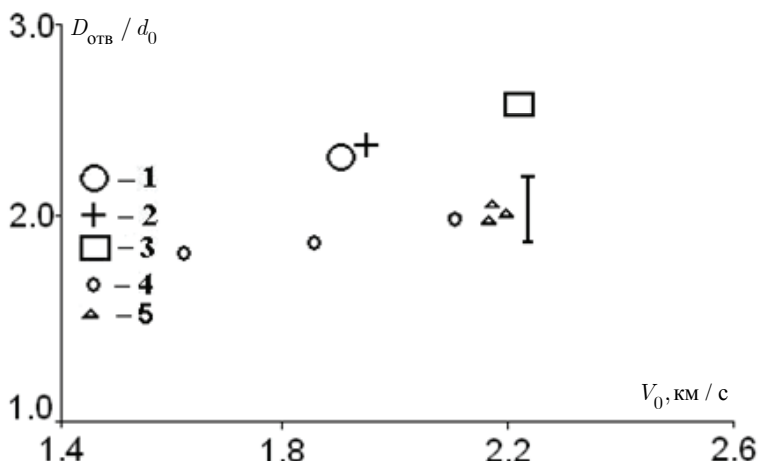


Рис. 3.31. Диаметр отверстия в стальной пластине. Ударник компактной формы из стали 3 массой 1, 3, 1000 г. Цифрами обозначены: 1 – V_0 – скорость соударения, равна 1923 м/с, толщина пластины b равна 90 мм, $d_0 = 54.5$ мм, $l_c = 54.5$ мм; 2 – $V_0 = 1929$ м/с, $b = 60$ мм, $d_0 = 52.3$ мм, $l_c = 52.3$ мм; 3 – $V_0 = 2.280$ м/с, $b = 90$ мм, $d_0 = 52.3$ мм, $l_c = 52.3$ мм; 4, 5 – точки для ударников массой 1 и 3 г

Геометрическое подобие в виде отношения толщины пластины к диаметру ударника сохранялось постоянным. Видно, что относительный диаметр отверстия в пластине толщиной 90 и 60 мм для ударника массой в 1 кг выше на 15...17% относительного диаметра для ударника массой в 1...3 г и выходит за границы доверительного интервала. На рис. 3.32 показаны те же относительные диаметры с введенным размерным множителем $d_0^{0.06}$, компенсирующим величину МЭ, где d_0 – диаметр ударника в форме шара, в сантиметрах. Видно, что с введенным множителем точки ложатся практически на одну зависимость.

Система параметров, определяющих кратерообразование в полубесконечных преградах и преградах конечной толщины, а также критерии подобия и связывающие их критериальные соотношения приведены в разд. 3.1 и 3.4. Если скорости соударения таковы, что прочностью ударника можно пренебречь (при скорости удара свыше 2.5...3 км/с), то в

систему параметров можно не включать прочностные характеристики ударника. Прочность материала полубесконечной преграды, однако, должна учитываться при любых скоростях, поскольку всегда будет проявляться на последних стадиях кратерообразования.

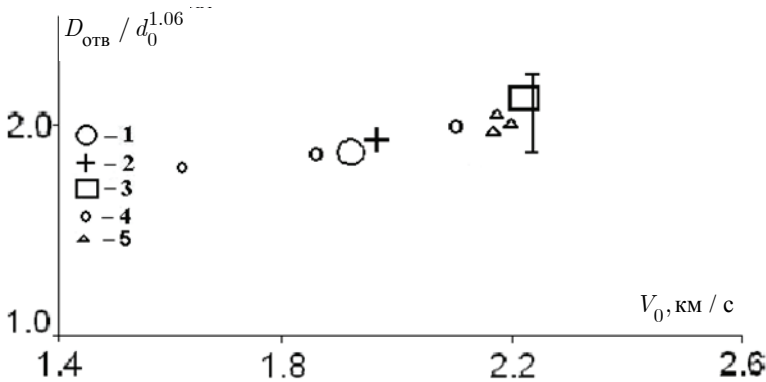


Рис. 3.32. Диаметр отверстия в стальной пластине с учетом поправочно-го коэффициента d_0 в степени 0.06. Обозначения точек соответствуют рис. 3.31. Показаны те же значения относительного диаметра отверстия, но с введенным поправочным множителем $d_0^{0.06}$

Моделирующие соотношения для глубины и диаметра кратера предельной толщины сквозного пробития с учетом величины МЭ, выраженной через диаметр ударника (в сантиметрах) в степени 0.06, можно представить в виде функциональных связей между критериями подобия на основе динамической твердости материала преграды.

$$\frac{L_k}{d_c^{1.06}} = g_1 \left(\frac{\rho_c}{\rho_p} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{V_0}{C_{вп}} \right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{l_c}{d_c} \right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{\rho_p C_{вп}^2}{H_{дп}} \right)^{0.24}, \quad (3.32)$$

$$\frac{D_k}{d_0^{1.06}} = g_2 \left(\frac{\rho_c}{\rho_p} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{V_0}{C_{вп}} \right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{\rho_p C_{вп}^2}{H_{дп}} \right)^{0.24}, \quad (3.33)$$

$$\frac{D_{отв}}{d_c^{1.06}} = 1.15 \left(\frac{\rho_c}{\rho_p} \right)^{0.2} \left(\frac{V_0}{C_{вп}} \right)^{0.2} \left(\frac{b}{d_c} \right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{\rho_p C_{вп}^2}{H_{дп}} \right)^{0.01} + 1, \quad (3.34)$$

$$\frac{b_{\text{псп}}}{d_c^{1.06}} = g_3 \left(\frac{\rho_c}{\rho_{\text{п}}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{V_0}{C_{\text{вп}}} \right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{l_c}{d_c} \right)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{\rho_{\text{п}} C_{\text{вп}}^2}{H_{\text{лп}}} \right)^{0.24} \quad (3.35)$$

Зависимость коэффициента пропорциональности в соотношениях (3.32) и (3.33) от числа Маха приведена на рис. 3.33.

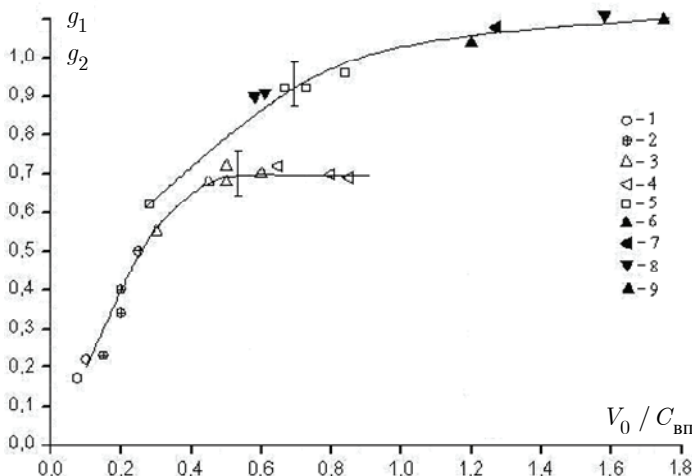


Рис. 3.33. Зависимость коэффициента пропорциональности в соотношениях (3.32), (3.33) от числа Маха. Сплошные линии – аппроксимация точек по методу наименьших квадратов. Верхняя кривая – диаметр кратера. Нижняя кривая – глубина кратера. λ – удлинение стержня. Точки соответствуют: 1 – ВНЖ по алюминию, $\lambda = 1$; 2 – медь по стали, $\lambda = 1$; 3 – сталь по стали $d_0 = 8$ мм; 4 – сталь по меди, $\lambda = 1$; 5 – сталь по алюминию (HB 0,34 ГПа); 6 – сталь по алюминию (HB 0,5 ГПа); $d_0 = 10$ мм; 7 – сталь по алюминию (HB 0,34 ГПа); $d_0 = 6.1$ мм; 8 – сталь по свинцу (HB 0,05 ГПа), $d_0 = 8.0$ мм; 9 – сталь по свинцу (HB 0,05 ГПа), $d_0 = 23.0$ мм

Соотношение (3.32) описывает глубину кратера в полубесконечной металлической плите для ударников компактной формы либо стержней массой 1...1000 г. Диаметр кратера и диаметр отверстия в стальных, титановых и алюминиевых пластинах конечной толщины описывается соотношениями (3.33), (3.34). В формулу для диаметра отверстия (3.34)

входят критерии подобия, содержащиеся в соотношении (3.33) для диаметра кратера. Добавлен геометрический параметр – отношение толщины пластины к диаметру ударника в пределах $0.2 \dots 2.0$. Предельная толщина сквозного пробития однородных преград ограниченной толщины с учетом МЭ описывается соотношением (3.35).

Из представленных на рис. 3.33 результатов видно, что с учетом МЭ коэффициенты пропорциональности в критериальных соотношениях (3.32), (3.33) зависят от числа Маха в диапазоне численных значений данного критерия $0.1 \dots 1.8$. Соотношения (3.32) и (3.33), учитывающие величину МЭ, описывают экспериментальные данные по глубине и диаметру кратера в полубесконечных преградах.

Диаметр отверстия и диаметр кратера в алюминиевых пластинах в виде зависимостей от скорости удара приведены на рис. 3.34. Скорость удара составляет 3.2 км/с .

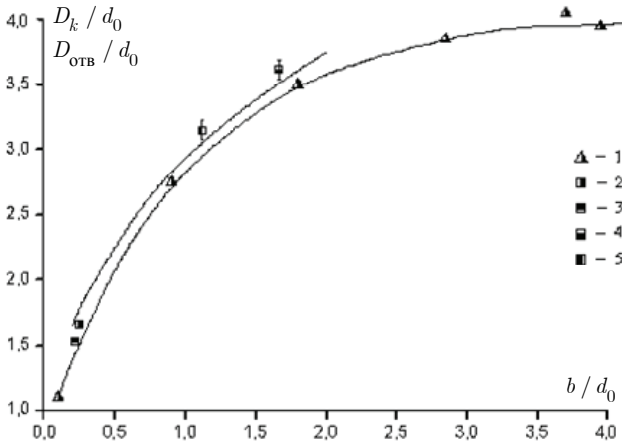


Рис. 3.34. Зависимость относительного диаметра отверстия и диаметра кратера в алюминиевых пластинах толщиной $0.2 \dots 1.5 \text{ мм}$. Ударник из стали ШХ-15 выполнен в форме шара. Твердость материала преграды

HB 0.4 ГПа . Точки соответствуют: 1 – $d_0 = 1.8 \text{ мм}$; 2 – $d_0 = 8.0 \text{ мм}$,

$b = 2 \text{ мм}$; 3 – $d_0 = 9.16 \text{ мм}$, $b = 2 \text{ мм}$; 4 – $d_0 = 9.16 \text{ мм}$, $b = 15 \text{ мм}$; 5 –

$d_0 = 9.16 \text{ мм}$, $b = 10 \text{ мм}$. Верхняя кривая – расчет по моделирующей для

$d_0 = 8.0 \text{ мм}$. Нижняя кривая – среднее по точкам 1

Полученные критериальные соотношения (3.33), (3.34) для диаметра кратера и отверстия в пластине, с учетом поправки на МЭ в виде

размерного множителя $d_0^{0.06}$, удовлетворительно описывают параметры кратерообразования в стальных и дюралюминиевых пластинах различной исходной твердости при изменении массы ударника на три порядка в пределах 1...1000 г.

Результат моделирования глубины кратера в стали твердостью НВ 2.7 ГПа, НВ 3 ГПа для ударников в виде стержней из сплава ВНЖ удлинением 10 и 20, с учетом величины МЭ, приведены на рис. 3.35. На этом рисунке точки соответствуют данным [29]. Видно, что соотношение (3.32) дает обобщенное описание экспериментальных точек для стержней массой 34...1900 г.

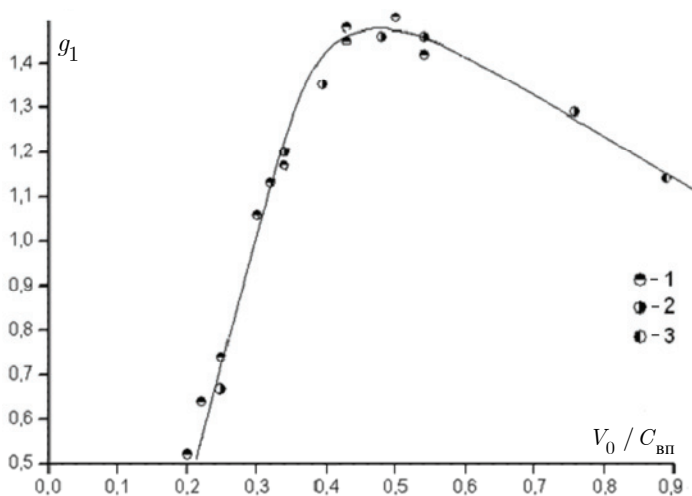


Рис. 3.35. Зависимость коэффициента пропорциональности в уравнении для глубины кратера (3.31) для стержней из сплава ВНЖ (удлинением 10 и 20), массой 30 г... 1.9 кг. Точки соответствуют:

1 – ВНЖ по стали (HB 2.7 ГПа), $\lambda = 20$, $d_c = 19$ мм, $l_c = 380$ мм, масса – 1.9 кг;

2 – ВНЖ по стали (HB 2.7 ГПа), $\lambda = 20$, $d_c = 5$ мм, $l_c = 100$ мм,

масса – 34 г; 3 – ВНЖ по стали (HB 3 ГПа), $\lambda = 10$, $d_c = 6$ мм,

$l_c = 60$ мм. Точки 1...3 – данные [29]

Результаты моделирования предельной толщины сквозного пробития приведены на рис. 3.36, где сплошная линия – аппроксимация точек по методу наименьших квадратов. Материал ударников – медь М2, преграды – сталь.

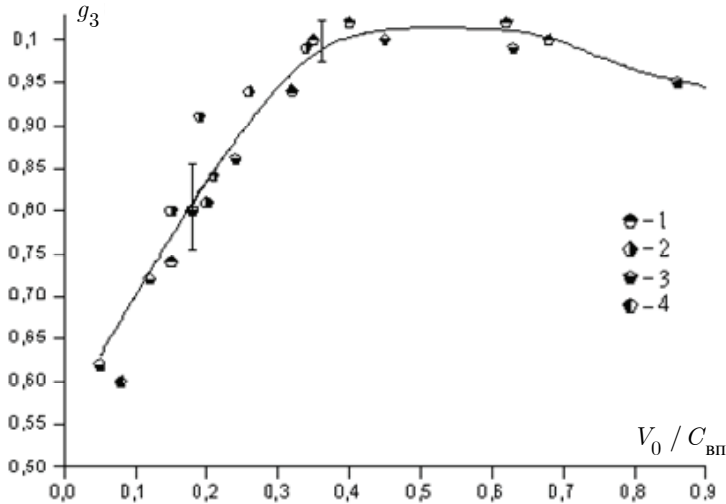


Рис. 3.36. Зависимость коэффициента пропорциональности в соотношении (3.35) от числа Маха. Сплошная линия – аппроксимация точек по методу наименьших квадратов. Точки соответствуют: 1 – полученные экспериментальные данные для соударения медного ударника по стали (HB 3 ГПа), масса ударника 10,8 г, удлинение $\lambda = 1$; 2 – ВНЖ по стали (HB 3 ГПа), $\lambda = 3$; 3 – сталь по стали (HB 2,2 ГПа), $\lambda = 1$; 4 – сталь по алюминию (HB 1,5 ГПа), $\lambda = 1$, диаметр шара 12,7 мм

Видно, что с учетом МЭ коэффициент пропорциональности в критериальном соотношении (3.35) существенно зависит от числа Маха. Найденная структура соотношения (3.35), учитывающая величину МЭ, позволяет описать экспериментальные точки 1...4 для компактных ударников удлинием $\lambda = 1...3$.

Таким образом, на основе полученных экспериментальных данных для стальных компактных ударников массой 1...1000 г в диапазоне скоростей удара 1,8...2,3 км/с показано существование масштабного эффекта, т.е. увеличение относительных параметров кратера в стальных и алюминиевых преградах с ростом абсолютных размеров при сохранении геометрического подобия ударника и преграды. Величина масштабного эффекта по диаметру отверстия достигает 15% при масштабном коэффициенте 6,5 для стальных пластин в диапазоне скоростей удара 1,8...2,3 км/с. Масштабный эффект по диаметру отверстия на алюминиевых листах достигает 13% для стальных ударников массой от 3 до 150 г. Величина МЭ для предельной скорости сквозного пробития алюминиевых листов составляет 15% при изменении масштабного ко-

эфициента в 8 раз. Величина масштабного эффекта для глубины кратера составляет 7...10% при переходе от килоджоульного на мегаджоульный уровень энергии. Масштабный эффект аппроксимирован размерной величиной, равной диаметру ударника в степени 0.06. Предложена структура учитывающих масштабный эффект критериальных соотношений для параметров кратера – глубины кратера и диаметра кратера, предельной толщины сквозного пробития, диаметра пробиваемого отверстия в пластине. Созданные алгоритмы удовлетворительно описывают параметры кратера в полубесконечных преградах и пластинах конечной толщины при изменении массы ударника на три порядка (от 1 г до 1 кг), то есть при переходе от килоджоульного на мегоджоульный уровень энергии.

Литература к главе 3

1. *Гухман А.А.* Итоги работ в области развития и применения методов обобщенного анализа // Инженерно-физический журнал. – 1987. – Т. 53, №5. – С. 717–725.
2. *Баланкин А.С., Любомудров А.А., Севрюков И.Т.* Масштабные эффекты в кинетике ударного разрушения и взрыва твердых тел и проблема моделирования сильно неравновесных процессов // Журнал технической физики. – 1989. – Т. 59, вып. 12. – С. 102–105.
3. *Мог А.* Оптимизация конструкции защиты космического аппарата // Аэрокосмическая техника. – 1991. – №12. – С. 39–48.
4. *Седов Л.И.* Методы подобия и размерности в механике. – М.: Наука, 1977. – 438 с.
5. *Ширков Д.В.* Функциональное обобщение Пи-теоремы // Тезисы докладов 5-й Междунар. конф. «Лаврентьевские чтения по математике, механике и физике», 18–22 сентября 2000 г. – Новосибирск, 2000. – С. 31–32.
6. *Ширков Д.В.* Ренормализационная группа, принцип инвариантности и функциональная автомодельность // Доклады АН СССР. – 1982. – Т. 263, №1. – С. 64–67.
7. *Holsapple A.K.* The scaling of impact phenomena // Int. J. Impact Engng. – 1987. – Vol. 5. – P. 343–355.
8. *Коняев А.А., Толкачев В.Ф.* Экспериментальное моделирование проникания ударников в преграды из композиционных материалов // Механика композиционных материалов и конструкций. – М.: ИПРИМ РАН, 2004. – Т. 10, №4. – С. 466–476.
9. Баллистические установки / Под ред. Н.А. Златина и Г.И. Мишина. – М.: Наука, 1974. – 344 с.
10. *Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортвов В.Е.* Ударно-волновые явления в конденсированных средах. – М.: Янус-К, 1996. – 408 с.
11. *Аманатов И.А., Коняев А.А., Платова Т.М., Ягницин А.М.* Моделирующие соотношения для глубины проникания в твердые преграды деформируемых тел при высокоскоростном ударе // Фундаментальные и прикладные

- проблемы современной механики. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 2002. – С. 124–125.
12. *Баженов Ю.М.* Бетон при динамическом нагружении. – М.: Изд-во лит-ры по строительству, 1970. – 272 с.
 13. *Богородский В.В., Гаврило В.П.* Лёд. Физические свойства. Современные методы гляциологии. – Л., 1980. – 383 с.
 14. *Кожушко А.А., Рыкова И.И., Синани А.Б.* Сопротивление керамик внедрению ударяющего тела при высоких скоростях взаимодействия // ФГВ. – 1992. – Т. 28, №1. – С. 89–93.
 15. *Subramanian R., Bless S.J.* Penetration of semi-infinite AD995 alumina targets by tungsten long rods penetrators from 1.5 to 3.5 km/s. // Int. J. Impact Engng, 1995. – №17. – P. 807–816.
 16. *Ezra A.A., Donahue J.D., Holston A.A.* Effect of Material Properties On the Penetration of Targets by Projectiles // AIAA Sum Meet. 1963. – Vol. 194, №63. – P. 1–24.
 17. *Hohler V., Stilp A.J.* Hypervelocity Impact of Rod Projectiles with L/D from 1 to 32 // Int.J.Impact Engng. – 1987. – Vol. 5. – P. 323–331.
 18. *Коняев А.А., Федосов О.Ю., Платова Т.М., Егоров Г.А.* Структура обобщенных полуэмпирических формул для расчета глубины проникания ударников в разнесенные преграды // Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 2006. – С. 274–275.
 19. *Мержиевский Л.А.* О скорости осколков, проникающих за экран при высокоскоростном ударе // Физика горения и взрыва. – М.: Высш. шк., 1981. – №2. – С. 133–137.
 20. *Сагомоян А.Я.* Проникание. – М.: Наука, 1974. – 257 с.
 21. *Коняев А.А., Платова Т.М., Назаров А.Г., Елгашев А.А.* Экспериментальное моделирование сквозного пробивания преград под углом // Механика летательных аппаратов и современные материалы. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 2000. – С. 162–164.
 22. *Козлов В.П., Хорев И.Е., Бельский В.В., Коняев А.А.* К оценке затухания ударных волн в металлах при метеоритном ударе // ФГВ. – 1977. – №2. – С. 255–257.
 23. *Коняев А.А., Хорев И.Е., Чернышев С.А.* Анализ подобия затухания пространственных волн напряжений в твердых телах при импульсных нагрузках // Доклады 4-го Всесоюз. совещания по детонации. – Т. 2, 22–24 нояб. 1988, Телави. – Изд-во ОИХФ АН СССР. – С. 166–169.
 24. *Коняев А.А.* Влияние формы ударника на моделирующие зависимости затухания волн напряжений в твердых телах // Математическое моделирование в синергетических системах: Сборник статей. – Улан-Удэ; Томск: Изд-во Том. ун-та, 1999. – С. 193–195.
 25. *Billingsley J.P.* Comparison of Experimental and Predicted Axial Pressure Variation for Semi-infinite metallic targets // AIAA paper. N.Y. – 1969. – №69. – 361. – P. 10–28.
 26. *Титов В.М., Фадеенко Ю.И.* Сквозное пробивание при метеоритном ударе // Космические исследования. – 1972. – Т. 10, вып. 4. – С. 589–595.

27. *Альтиулер Л.В.* Применение ударных волн в физике высоких давлений // *Успехи физических наук.* – 1965. – Т. 82, вып. 2. – С. 197–258.
28. Взрывные явления. Оценка и последствия: Пер. с англ. / Под ред. Я.Б. Зельдовича. – М.: Мир, 1986. – Т. 2. – 386 с.
29. *Leeming D.W., Rigby M.* An analysis of the penetration performance of long rod projectiles with various sleeving materials // 20th International Symposium on Ballistics Orlando, FL, 23–27 September 2002. – P. 1206–1223.
30. *O'Connor E.J., Yateau J.D., Dzwilewski P.T. et al.* Size scaling in ballistic limit velocities for small fragments perforating thin plates // 19th International Symposium of Ballistics, 7–11 May 2001, Interlaken, Switzerland. – P. 1107–1114.
31. *Rubin M.B., Yarin A.L.* A generalized formula for the penetration depth of a deformable projectile // *Int. J. of Impact Engng.* – 2002. – Vol. 27. – P. 387–398.
32. *Коняев А.А., Струков Ю.С.* Экспериментальное исследование масштабного эффекта при сквозном пробитии пластин конечной толщины // *Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики.* – Томск: Изд-во Том. ун-та, 2004. – С. 200–201.
33. *Хорев И.Е., Зеленугин С.А., Коняев А.А. и др.* Разрушение преград группой высокоскоростных тел // *Доклады Академии наук.* – 1999. – Т. 369, №4. – С. 481–485.
34. *Динамика удара:* Пер. с англ. / Под ред. С.С. Григоряна. – М.: Мир, 1985. – 296 с.

Глава 4

ВЕРОЯТНОСТНЫЙ ПОДХОД К ЧИСЛЕННОМУ МОДЕЛИРОВАНИЮ УДАРНОГО И ВЗРЫВНОГО ДРОБЛЕНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ КОНСТРУКЦИЙ

Введение

Высокоскоростное ударное и взрывное нагружения твердых тел находят широкое применение в технике, промышленности, военном деле [1–4]. При рассмотрении этих процессов исследователей интересует не только напряженно-деформированное состояние тела, но и в гораздо большей степени разрушение и фрагментация твердых тел. Для этого необходимо определить уровень повреждений, достигнутый в ходе нагружения, чтобы по нему спрогнозировать, возможно или нет разрушение элемента конструкции. В случае, когда поврежденность превысила критическое значение, необходимо определить место и характер разрушения, форму разрушенных частей, а в задачах дробления – получить информацию о форме осколков, их скорости и распределении по массе. В связи с этим для научного обеспечения конструкторских и инженерных разработок, создание новых и совершенствование существующих методик расчета разрушения и фрагментации твердых тел при интенсивном динамическом нагружении является весьма актуальным.

Численный метод, используемый для расчета фрагментации твердых тел, должен учитывать распределение начальных неоднородностей по объему тела, описывать накопление поврежденности в процессе де-

формирования, возникновение, рост и слияние трещин. При этом возникает ряд ограничений, накладываемых на выбор численной схемы, вида расчетных ячеек, механизма раздвоения сеток (при образовании трещин), модели роста повреждений, критерия разрушения (КР) и способа описания контактного взаимодействия образовавшихся осколков. Для решения задач фрагментации наиболее приемлем лагранжев подход к описанию движения разрушаемой среды. По сравнению с эйлеровым подходом он значительно упрощает отслеживание свободных и контактных границ.

В большинстве задач о разрушении характер фрагментации детерминирован и определяется условиями нагружения и формой взаимодействующих тел (например, срез, разрушение тел с подрезами, выбивание пробки ударником и т.д.) и может быть предсказан заранее. Однако в некоторых задачах характер фрагментации является вероятностным процессом и определяется исключительно наличием внутренних неоднородностей (вызванных дефектами структуры). В задачах взрывного дробления характер фрагментации, как правило, заранее неизвестен, и поэтому важно исследовать процесс разрушения при случайном распределении начальных дефектов. С этой точки зрения, разрушение осесимметричной цилиндрической оболочки под действием продуктов детонации (ПД) взрывчатых веществ (ВВ) – методологически наиболее удобная задача, на которой можно отрабатывать методы, модели и критерии, используемые при численном моделировании вероятностного разрушения.

Задачи о взрывном расширении и разрушении толстостенных оболочек, являются актуальными для ряда важных технологических приложений и продолжают привлекать внимание достаточно широкого круга исследователей. Систематическое исследование процессов взрывного нагружения оболочек началось в 40-х годах как результат повышенного внимания к военно-прикладным задачам (взрывам бомб и снарядов). Впоследствии область применения данных процессов довольно расширилась, и исследования приобрели более широкую направленность как с прикладной, так и с теоретической точки зрения. Экспериментальному исследованию процессов взрывного разрушения цилиндрических оболочек посвящено большое количество работ [3–30] отечественных и зарубежных авторов. Данные эксперименты позволяют осуществить наблюдаемый оптически процесс развития больших деформаций при скоростях деформаций до 10^6 с^{-1} , т.е. в диапазоне, практически не доступном для других видов импульсной нагрузки. При этом вследствие высоких линейных скоростей расширения оболочек реализуется равномерное распределение деформаций по всему объему обо-

лочки, что позволяет устранить искажающее влияние сильных локальных деформаций образца («шеек»). Как наиболее характерные и сформировавшиеся направления изучения морфологии разрушения можно выделить определение порога зарождения микротрещин, изучение формы осколков, выяснение преобладающего механизма разрушения (сдвиг, отрыв), места зарождения и направление дальнейшего распространения магистральных трещин, построение осколочных спектров, исследование влияния зон разрушения друг на друга. Эксперименты по торможению оболочек [5, 6] позволяют выяснить последовательность формирования зон с различным типом разрушения и порог зарождения поврежденностей, что помогает улучшить наши знания о деструктивных процессах в материале и необходимо при создании моделей роста поврежденностей.

Как показывают изучение фрагментов цилиндров и результаты экспериментов по торможению оболочек, в общем случае возможно наличие 2 зон разрушения. Как правило, разрушение зоны, прилегающей к внешней поверхности, происходит путем распространения трещин отрыва и зоны, прилегающей к внутренней поверхности, – путем развития полос сдвига, причем ветвления радиальных трещин отрыва не наблюдается. В зависимости от конкретных свойств материала и условий эксперимента может доминировать тот или иной механизм разрушения. До настоящего времени не вполне ясно значение волновых процессов в формировании этих зон и разрушения оболочки в целом. В хрупких сталях в средней по толщине зоне фрагментов выявляется также область внутренних разрывов (отколочно-разрывная зона), включающая в себя большое количество микропор и более хрупких трещин, образовавшихся в отраженных от внешней поверхности цилиндра сильных волнах разряжений. Однако откола (в данном случае кольцевого) в общепринятом смысле этого слова обычно не происходит, что объясняется относительно низкой амплитудой УВ (особенно при скользящей детонации) и медленным спадом давления ПД в оболочке, и поэтому в пластичных металлах эта зона, как правило, развита слабо, а в тонких оболочках полностью отсутствует. Вместе с тем при определенных условиях возможно образование под действием указанных факторов зоны внутренних разрывов (как радиальных, так и кольцевых).

Наиболее полные по возможным типам приложения нагрузки экспериментальные работы [3, 12, 14] исследуют связь роста поврежденности (микропор) и возможного откола с интенсивностью спада давления на контактной поверхности между продуктами детонации и цилиндром. Показано, что в пластичных металлах (малоуглеродистая сталь, медь) отколные явления возникают только при достаточно резком спаде дав-

ления на контактной поверхности, что достигается применением полых (кольцевых) зарядов, но даже в том случае, если откол произошел, разделение материала идет, как правило, по межзеренным границам, что говорит об относительно малой величине импульса растяжения. Экспериментальные данные по отколу в цилиндрах при метании на них тонкостенных медных оболочек-лайнеров приведены в работах [11, 13], где показано, что в подобных ситуациях довольно резкий спад давления за фронтом ударной волны в оболочке приводит к формированию импульса растяжения, достаточного для возникновения гладкого (фазового) откола.

В настоящее время нет полной ясности в вопросе о последовательности формирования зон с различным типом разрушения и их взаимном влиянии. Одна из первых гипотез по этому поводу была высказана Тейлором [31]. Он показал, что в оболочке возникают две зоны: в зоне, прилегающей к внешней поверхности, реализуется смешанное напряженное состояние ($\sigma_r < 0$, $\sigma_\theta > 0$), во внутренней зоне – состояние всестороннего неравномерного сжатия, где σ_r , σ_θ – радиальное и окружное напряжения. По мере расширения граница зон $\sigma_\theta = 0$ перемещается к внутренней поверхности. Согласно Тейлору, разрушение сплошной оболочки происходит путем развития радиальных трещин отрыва и заканчивается в тот момент, когда внешняя зона распространяется на всю толщину оболочки. Однако на самом деле картина разрушения совсем иная. Откольно-разрывная зона характеризуется наличием множественных микроповреждений (пор), слияние которых (коалесценция), по-видимому, приводит к образованию магистральных трещин. Эксперименты, приведенные в работах [5–6] по остановке (торможению) толстых оболочек на различных этапах расширения, и дальнейший металлографический анализ поперечных сечений позволили обнаружить на месте откольно-разрывной зоны срединные радиальные трещины, не выходящие ни на одну из поверхностей. Это дало возможность некоторым авторам [20] сделать предположение о том, что откольно-разрывные эффекты, как первые по времени явления разрушения, оказывают определяющее влияние на весь процесс фрагментации. При этом трещины зарождаются внутри стенки цилиндра и затем распространяются сложным путем к наружной и внутренней поверхностям. Согласно гипотезе [32] разрушение начинается с возникновения малых радиальных трещин на внешней растянутой поверхности оболочки. Развитие этих трещин приводит к концентрации касательных напряжений на определенных плоскостях внутренней сжатой области, по которым и происходит в дальнейшем сдвиговое разрушение. Гипоте-

за первичности трещин разрыва на внешней поверхности в какой-то степени опровергается тем фактом, что при определенных условиях взрывного нагружения радиальные трещины вообще не возникают, а сдвиговые поверхности распространяются на всю оболочку. Как показывают данные экспериментов [27], остающаяся неповрежденной в некоторых случаях довольно широкая зона между трещинами сдвига и разрыва свидетельствует, скорее всего, о том, что эти два типа разрушения возникают как две совершенно независимые системы и начинают взаимодействовать лишь на последнем этапе разрушения оболочки, при слиянии магистральных трещин.

Перед механикой деформируемого твердого тела всегда остро стоял вопрос о надежности расчетов на прочность, о представительности и достаточности используемых характеристик материалов, о разработке принципов переноса результатов испытаний образцов материала или малых моделей конструкций на натуральный объект. Однако для этого существует ряд препятствий, например так называемый масштабный эффект [7]: в технике известно явление уменьшения прочности и пластичности (увеличение склонности к хрупкому разрушению) объекта при увеличении его характерных размеров. Как правило, называют два фактора, вызывающих масштабный эффект: масштабный эффект статистической природы и масштабный эффект энергетической природы. С точки зрения статистического подхода среднее значение напряжения разрушения определяется величиной местного напряжения в той точке объекта, где имеется наиболее опасный дефект материала. Чем больше объем объекта, тем больше вероятность появления более опасного дефекта, то есть меньше прочность объекта. Энергетический подход основан на том факте, что при полном геометрическом подобии объектов с характерным размером L и одинаковым характере нагружения запасы упругой энергии пропорциональны L^3 , а энергия, затрачиваемая на продвижение трещины, пропорциональна L^2 .

Подавление хрупкого разрушения в образцах малого размера есть следствие недостаточного запаса упругой энергии, необходимого для продвижения трещины, и в случае взрывного разрушения оболочек именно влиянием масштабного эффекта, по мнению [7, 9], вызван тот факт, что с увеличением характерного размера оболочки уменьшается доля пластического (сдвигового) разрушения по сравнению с хрупким (отрывным).

В последнее время значительное влияние уделяется построению статистических моделей распределения фрагментов, т.е. изучению иерархической структуры осколочных спектров и влияния масштабного фактора на распределение осколков по массе. Как показано в работах

[33–35], при взрывном дроблении горных пород и бетона распределение раздробленного материала по размеру кусков взорванной породы является полимодальным, в них присутствуют 3...5 максимумов. При крупномасштабных взрывах в горных породах не выявлено отличий в распределении размеров кусков от типа взрыва (ядерный, химический), его энергии и глубины заложения заряда, т.е. полностью отсутствует масштабный эффект [34]. Это, скорее всего, объясняется следующим: известно, что большинство массивов крепких горных пород трещиноваты, имеют блочное строение, с ярко выраженной иерархической структурой. При взрыве крупного заряда в такой среде образуется зона разрушения, в центре которой (зона дробления) естественные блоки дробятся взрывом на более мелкие куски с четко выраженным масштабным эффектом [33], а в ее периферийной части материал практически не дробится, но разделяется на блоки по имеющимся в массиве трещинам, отражающим иерархическую структуру породы. Поскольку объем периферийной части зоны разрушения значительно больше объема зоны дробления, в распределениях размеров кусков преобладают закономерности структуры породы.

В случае разрушения оболочек ситуация прямо противоположная, так как зона интенсивного дробления охватывает весь образец. Законы распределения фрагментов в координатах «суммарная масса осколков данного размера – масса (размер) осколка» («масса по массе»), полученных при разрушении металлических цилиндров взрывом, в общем случае являются бимодальными [15–19, 36], что обусловлено наличием двух морфологических совокупностей фрагментов. Первый максимум вызван наличием большого числа мелких осколков, большинство из которых образуется, судя по всему, при взаимодействии пересекающихся трещин сдвига во внутренней зоне разрушения. В отличие от него, второй максимум обязан своим происхождением наличием у оболочки характерного числа крупных осколков по окружной координате, образующихся с помощью радиальных трещин отрыва. Наиболее ярко выраженные бимодальные спектры имеют место при дроблении цилиндров, изготовленных из вязких низкоуглеродистых сталей и наполненных ВВ с небольшой скоростью детонации D ($D < 7000$ м/с), например тринитротолуолом, так как при этом оба механизма разрушения (отрыв, сдвиг) играют одинаково главную роль. При увеличении содержания углерода в стали и повышении скорости детонации ВВ разрушение становится более хрупким и отрывной механизм начинает преобладать над сдвиговым, что приводит к сглаживанию мод, и распределение приближается к унимодальному.

Кроме характеристик материала оболочки и ВВ, на характер оско-

лочного спектра может влиять большое число параметров, например характер нагружения и масштабный эффект. В случае схемы нагружения с тонкостенной трубкой-лайнером, заполненной ВВ и вставленной с некоторым зазором в оболочку [11, 13], в формировании осколочного спектра большую роль играют осколки отделившегося откольного слоя. Отлетающий слой разрушается хрупкими радиальными трещинами вдоль оболочки с образованием очень длинных («саблевидных») осколков-полосок. Причиной этого, по мнению [11], являются более однородное нагружение, чем в случае с монолитным зарядом, и отсутствие влияния сдвигового разрушения на дробление откольного слоя. При этом интенсивность дробления внутреннего слоя слабее по сравнению с монолитным зарядом, скорее всего, из-за уменьшившейся вместе с массой ВВ энергией взрыва.

При увеличении размеров оболочки, вследствие влияния масштабного эффекта, отрывной механизм начинает преобладать над сдвиговым, что изменяет осколочный спектр, приближая его к унимодальному. Тем не менее, как показано в [7, 8], проявление масштабного эффекта можно практически исключить, используя в качестве материала оболочки ориентированные волокнистые композиты, так как характерным размером, определяющим прочность, в этом случае становится не толщина оболочки, ее радиус и т.п., а диаметр нитей, используемых в качестве несущего силового элемента.

Численному моделированию процесса расширения упруго-пластических цилиндрических оболочек и тонких металлических колец и анализу происходящих при этом явлений посвящено большое количество работ разных авторов [37–45]. На первом этапе исследований основное внимание уделялось кинематике оболочки, главным образом, определению ее конечной скорости. Рассмотрение проводилось в одномерной постановке, прочность не учитывалась (модель несжимаемой тонкой жидкой оболочки), что, однако, позволяло получить детальное описание газодинамических процессов в оболочке [42–45]. Впоследствии, по мере развития ЭВМ и усложнения прикладных задач, численное моделирование [37–41] стало проводиться в двумерной постановке, с учетом волновых процессов и сжимаемости и прочности материала оболочки. В случае наличия некоторых упрощающих предположений аналитически может быть описан процесс расширения оболочки [46, 47] и даже получены некоторые характеристики зон разрушения [48, 49]. Среди задач близкой тематики можно назвать работы, посвященные численному моделированию разрушения ослабленных оболочек, например оболочек переменной толщины [50] и оболочек с различного рода подрезами [51, 52].

При разработке конструкций, предназначенных для эксплуатации в условиях импульсного нагружения, часто возникает необходимость оценки количества образующихся при разрушении фрагментов, их формы и размеров. Реализация такого прогноза связана с решением проблемы определения пространственно-временного распределения очагов разрушения (трещин, пор), возникающих в процессе деформирования материала, что возможно только при использовании численного моделирования процесса нагружения. Вопросам численного моделирования процессов разрушения оболочек [36, 53–68] посвящено не меньшее число работ, чем решению задач определения кинематических характеристик и параметров напряженно-деформированного состояния в них, однако весьма сложный характер процесса взаимодействия ПД с оболочкой, образования и роста повреждений, формирования магистральных трещин и разлета фрагментов оболочки ограничивает модельные представления, используемые в данных работах, и разрушение описывается, как правило, в упрощенном виде.

Значительное число работ [54–59] посвящено теоретическому исследованию и численному моделированию процесса формирования откольно-разрывной зоны и условий, необходимых для реализации откола. Рассматривая частные варианты нагружения толстостенных цилиндров, авторы подтверждают экспериментальные данные о сильном влиянии интенсивности спада давления ПД на контактной поверхности на формирование откольно-разрывной зоны. Как показано в этих работах, уровень поврежденности в откольно-разрывной зоне в большинстве случаев явно недостаточен для образования откольной трещины, и для реализации откола требуются дополнительные условия, например: полый заряд, кольцевой ударный элемент или пара высокобризантийный ВВ – хрупкий материал оболочки.

Среди работ, посвященных численному моделированию разрушения, можно выделить труды, посвященные динамике роста трещин в нагружаемом теле. В случае цилиндрической оболочки можно отметить работы А.Е. Колобановой [51, 52]. В плоской двумерной постановке в статье [52] исследуется процесс роста радиальных трещин от внешней поверхности, причем начальное состояние трещины моделируется полуплоскостью. Рост трещины осуществляется при превышении тангенциальным напряжением σ_{θ} критического значения на некотором расстоянии от вершины трещины. В работе [51], в плоской постановке, в логарифмической системе координат (что само по себе представляет большой интерес), исследовалось поведение полос адиабатического сдвига, зародившихся на внутренней поверхности, причем полосы адиабатического сдвига моделировались слоем ячеек с пониженной прочностью. Обе

работы представляют несомненный интерес с точки зрения моделирования динамики распространения трещин, однако подобный подход не позволяет предсказать характер фрагментации, так как сделанные предположения о типе трещин определяют полученные результаты.

Прочность материала при статическом нагружении определяется поведением наиболее опасного дефекта. При динамическом нагружении и, в частности, при взрыве в любом конечном объеме твердого тела развивается большое количество трещин, приводящее к образованию осколков самых разнообразных размеров и форм, различающихся даже для геометрически одинаковых объектов, изготовленных из одного и того же материала. Отсюда следует, что формирование сдвиговых и отрывных трещин, в отличие от образования откольно-разрывной зоны, носит вероятностный характер и адекватное описание осколочного (дробящего) действия взрыва должно быть основано на теоретико-вероятностных представлениях.

Для практики представляет определенный интерес численное моделирование образования отрывных и сдвиговых трещин при случайном распределении начальных отклонений прочностных свойств от номинального значения. Для преодоления данной проблемы в работах [69, 70] введена плотность вероятности наступления разрушения при заданной деформации и аналитически решались задачи о разрушении тонкого металлического кольца. По мнению [70], «способность материала к множественному разрушению» зависит от степени однородности его свойств и, подобно стандартным механическим характеристикам, должна определяться по результатам специальных испытаний. Однако при аналитическом рассмотрении невозможно в полной мере отследить влияние процессов разгрузки на поведение близко расположенных трещин в силу нелинейности задачи и сложности происходящих при этом процессов.

Уравнения, описывающие движение оболочки, являются осесимметричными. Следовательно, для того, чтобы численно моделируемый процесс разрушения отражал реальную картину поведения оболочек, полученную в экспериментах, необходимо внести определенные возмущения в физико-механические характеристики материала оболочки (моделирование начальных дефектных структур). Это позволяет внести в расчет асимметрию, присущую реальному процессу разрушения. В связи с этим несомненный интерес представляет работа [60], в которой, исходя из экспериментально-статистических данных о характере структуры материала, численно моделируется процесс дробления металлического кольца. Используя функцию плотности вероятности разрушения при данной деформации (определяемой экспериментально) и получен-

ную каким-либо образом (экспериментально, численно или аналитически) зависимость деформации ячейки от времени $\varepsilon^i(t)$, для каждой ячейки находятся характерные времена разрушения t_c^i . Произвольная ячейка под номером i в кольце считается разрушенной, если к моменту t_c^i до нее не дошла разгрузка от уже образовавшихся трещин. Ориентация сдвиговых трещин определяется при их зарождении, причем из двух эквивалентных направлений случайным образом определяется одно, и дальнейшее распространение трещины идет без ветвления. Показано, что при предположении разрушения отрывом осколочный спектр в координатах «масса по массе» имеет ярко выраженный максимум, определяемый числом фрагментов по окружной координате. Если же предположить, что разрушение происходит путем сдвига, осколочный спектр в подобных координатах показывает резкое преобладание мелких осколков в раздробленном материале. В реальных процессах дробления свой вклад в разрушение вносят как отрывной, так и сдвиговой механизмы, в результате чего как раз и получается бимодальный спектр. В работе показано, что падение скорости деформации оболочки приводит к расширению интервала времен t_c^i возможного образования микротрещин и возрастает роль процесса разгрузки материала и, как следствие, спектры смещаются в сторону увеличения размера осколка.

Из приведенного обзора видно, что проблемы взрывного разрушения оболочек достаточно актуальны и их экспериментальному и теоретическому исследованию посвящено большое количество литературы. Работы, посвященные численному моделированию подобных задач при различных схемах нагружения, выполнялись в основном в упрощенной постановке, без учета различных аспектов, характерных для процессов фрагментации.

4.1. Система уравнений, описывающая движение сплошной среды

При численном моделировании интенсивных ударных и взрывных нагружений часто используется модель идеальной упругопластической среды.

Система уравнений, описывающая движение сплошной среды, базируется на фундаментальных законах сохранения массы, импульса и энергии и имеет следующий общий вид [1]:

уравнение неразрывности

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + \frac{\partial V_i}{\partial x_i} = 0, \quad (4.1)$$

уравнения движения

$$\frac{dV_i}{dt} = F_i + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j}, \quad (4.2)$$

уравнение энергии

$$\rho \frac{dE}{dt} = s_{ij} \dot{e}_{ij} + \frac{p}{\rho} \frac{d\rho}{dt}. \quad (4.3)$$

Физические соотношения используются в форме Прандтля – Рейсса

$$2\mu \dot{e}_{ij} = \frac{Ds_{ij}}{Dt} + \lambda s_{ij} \quad (4.4)$$

при условии текучести Мизеса

$$s_{ij} s_{ij} = \frac{2}{3} \sigma_T^2, \quad (4.5)$$

$$\frac{Ds_{ij}}{Dt} = \frac{ds_{ij}}{dt} - s_{ik} \omega_{jk} - s_{jk} \omega_{ik}. \quad (4.6)$$

Ямановская производная по времени (4.6) позволяет учесть поворот элемента тела как жесткого целого относительно исходной системы координат. Множитель λ положителен при пластических деформациях сдвига и тождественно равен нулю при упругом сдвиге. При $\lambda = 0$ получаются уравнения Гука в дифференциальной форме. Параметр λ можно определить, используя условие пластичности (4.5). В численных расчетах применялась процедура приведения напряжений к кругу текучести, что, как показано в [71], эквивалентно решению полных уравнений Прандтля – Рейсса.

Тензор скоростей деформации

$$\dot{e}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j}{\partial x_i} \right). \quad (4.7)$$

Тензор скоростей вращения

$$\omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial V_i}{\partial x_j} - \frac{\partial V_j}{\partial x_i} \right). \quad (4.8)$$

Здесь ρ_0 – начальная плотность; ρ – текущая плотность; p – давление; σ_{ij} – компоненты тензора напряжений; $s_{ij} = \sigma_{ij} + p\delta_{ij}$ – компоненты девиатора напряжений; δ_{ij} – символ Кронекера; V_x, V_y, V_z – компоненты вектора скорости; $\dot{\theta} = \dot{\epsilon}_{xx} + \dot{\epsilon}_{yy} + \dot{\epsilon}_{zz}$ – скорость относительной объемной деформации; $\dot{e}_{ij} = \dot{\epsilon}_{ij} - \dot{\theta}\delta_{ij} / 3$ – компоненты девиатора скоростей деформации; $\dot{\epsilon}_{ij}^p$ – компоненты тензора скоростей пластической деформации; ϵ_{ij} – компоненты тензора деформаций; e_{ij} – компоненты девиатора деформаций; E – удельная (на единицу массы) внутренняя энергия; T – температура; μ – модуль сдвига; ν – коэффициент Пуассона; σ_T – предел текучести; σ_B – динамический предел прочности на растяжение; ψ – относительное сужение материала в шейке; F_i – компоненты вектора массовых сил.

Уравнение состояния для сплошной компоненты [1]

$$p = A \left[\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^m - 1 \right], \quad (4.9)$$

где A, m – константы материала.

В работах [75–77] показано, что μ и σ_T в общем случае являются функциями давления P и температуры T , причем действие этих факторов различно. При увеличении давления μ и σ_T увеличиваются, а при увеличении температуры – уменьшаются. Если в соотношении (4.5) полагается $\sigma_T = \text{const}$, то оно называется условием Мизеса, если $\sigma_T = \sigma_T(P)$, то (4.5) становится условием типа Мизеса – Шлейхера. При практических расчетах часто полагают μ и σ_T постоянными, что

дает вполне удовлетворительное совпадение с экспериментальными данными [1, 39, 106, 71, 78].

Для постановки задачи механики сплошной среды и ее решения необходимо записать полную замкнутую систему уравнений, включающую в себя уравнение неразрывности, уравнения движения, уравнение баланса энергии, соотношения Коши, уравнение состояния (описывающее шаровую часть тензора напряжений) и определяющие уравнения (показывающие связь между девиаторами напряжений и деформаций). Данная система должна быть замкнута соотношениями, определяющими изменения величин, входящих в основные уравнения в качестве параметров.

В дальнейшем рассматриваются совместные контактные задачи о взаимодействии продуктов детонации с толстостенными упругопластическими оболочками. Продукты детонации моделируются невязким нетеплопроводным газом. Система уравнений, описывающая движение газа, получается аналогично уравнениям для сжимаемого прочного тела из общих законов сохранения массы, количества движения, энергии, если положить равными нулю параметры, определяющие прочностные свойства ($\sigma_T = 0$, $\mu = 0$, $s_{ij} = 0$), и замыкается уравнением состояния, конкретизирующим рассчитываемый газ. Уравнение состояния для продуктов детонации обычно берется в виде политропы Ландау – Станюковича [1]

$$p = A_0 \rho^3, \quad (4.10)$$

где $A_0 = 27D^2 / (256\rho_{\text{ВВ}}^2)$ – константа ВВ, зависящая от его начальной плотности $\rho_{\text{ВВ}}$ и скорости детонации D и определяемая из условия равенства параметров на фронте детонационной волны, параметрам в точке Чепмена – Жуге (характеризуемой плотностью $\rho_{\text{н}} = 4\rho_{\text{ВВ}} / 3$ и давлением $p_{\text{н}} = \rho_{\text{ВВ}} D^2 / 4$).

В некоторых случаях применяется двухчленное выражение [54] $p = A_1 \rho^n + A_2 \rho^{\gamma+1}$, использование которого позволяет более точно определить скорость ПД при разлете в вакуум.

Корректность решения задачи зависит от правильности задания начальных и граничных условий и, как правило, расчет кинематических параметров на контактных и свободных поверхностях является наиболее сложной и трудоемкой операцией. В силу того что некоторые пара-

метры терпят разрыв на границе раздела двух сред, сохранение порядка точности при численном решении задач с учетом контактных взаимодействий требует дополнительного согласования размеров ячеек в соответствующих областях.

На неконтактирующих поверхностях твердых и жидких сред, а также на фронте разлета газа (продуктов детонации) в пустоту ставятся следующие условия свободной поверхности:

$$\sigma_n = \tau_n = 0, \quad (4.11)$$

где σ_n , τ_n – нормальная и тангенциальная компоненты тензора напряжения.

На границе раздела двух сред при наличии контакта всегда выполняются условия равенства нормальных напряжений и непротекания по нормали:

$$\sigma_{n1} = \sigma_{n2}, \quad V_{n1} = V_{n2}.$$

При контакте твердого тела с вязкой жидкостью или вязким газом, а также при выполнении условия прилипания к условиям контакта добавляются условия равенства скоростей в точке контакта:

$$\sigma_{n1} = \sigma_{n2}, \quad V_{n1} = V_{n2}, \quad \tau_{n1} = \tau_{n2}, \quad V_{\tau 1} = V_{\tau 2}. \quad (4.12)$$

При жестком закреплении вместо условия прилипания (4.12) для решения задачи достаточно поставить условия

$$V_{n1} = V_{n2}, \quad V_{\tau 1} = V_{\tau 2}. \quad (4.13)$$

В случае когда при взаимодействии твердых тел можно пренебречь силой трения, а также когда твердое тело контактирует с невязким газом или невязкой жидкостью, вместе с условием контакта ставится условие идеального скольжения

$$\sigma_{n1} = \sigma_{n2}, \quad V_{n1} = V_{n2}, \quad \tau_{n1} = \tau_{n2} = 0. \quad (4.14)$$

Если сила трения в задаче играет важную роль, то граничное условие скольжения с трением записывается в виде

$$\sigma_{n1} = \sigma_{n2} = \sigma_n, \quad V_{n1} = V_{n2}, \quad \tau_{n1} = \tau_{n2} = k\sigma_n, \quad (4.15)$$

где k – коэффициент трения; V_n , V_τ – нормальная и касательная к поверхности контакта компоненты вектора скорости.

4.2. Моделирование разрушения твердых тел

Одним из важных моментов при решении задач разрушения является выбор критерия разрушения. Как показано в работах [27, 51, 52, 60], при аналитическом рассмотрении изменение исходных предположений о характере трещин и механизме разрушения кардинально меняет картину разрушения, особенно для оболочек. На сегодня в механике разрушения принято разделять критерии роста трещины и критерии ее зарождения. При аналитическом рассмотрении задач разрушения классический подход заключается в том, что критерий роста трещины берется в виде коэффициентов интенсивности K_I , K_{II} , K_{III} в вершине трещины, что не позволяет предсказать изменение направления трещины и тем более описать ее разветвление. С 60-х годов стал развиваться более общий подход [79–82], в котором направление развития трещины определяется из максимума некоторой комбинации напряжений в окрестностях вершины трещины. Например, в работе [79] полярный угол роста трещины φ определяется из условия максимума на данном направлении эквивалентного напряжения σ_φ , вычисляемого по формуле

$$\sigma_\varphi = \sqrt{(1 - k^2)\sigma_1^2 + k^2\sigma_i^2}$$
, где $k = \sigma_p / \sigma_c$ – отношение пределов прочности (текучести) при растяжении и сжатии; σ_i – интенсивность напряжений; σ_1 – наибольшее растягивающее напряжение. Использование данных подходов требует аналитического представления $\sigma_{ij}(r, \varphi)$

и, следовательно, практически нереализуемо в задачах численного моделирования. При использовании метода раздвоения узлов направление дальнейшего роста трещины, как правило [83], определяется по лучу, наиболее близкому к плоскости максимальных напряжений, а при использовании метода локальной перестройки разностной сетки [61, 84] направление роста совпадает с направлением на разрушенную ячейку.

Практически все критерии *зарождения* трещины основаны на том, что ячейка считается разрушенной при достижении ее поврежденностью критического значения. Как справедливо сказано в [85], поврежденность – понятие неопределенное и в качестве нее можно брать все, что угодно. С точки зрения классификации моделей накопления повреждений их можно условно разделить на две группы:

деформационные вида

$$dD = f(p, \sigma_{ij}, T, \dots) d\varphi(\varepsilon_{ij}^p)$$

и эволюционные (временные) вида

$$dD = f(D, p, \sigma_{ij}, T, \dots) dt.$$

Здесь D – параметр поврежденности; f и φ – некоторые функции. Деформационные модели [48, 53, 69, 70, 85–90] основаны на предположении о том, что поврежденность пропорциональна некоторой функции от пластических деформаций, предельное значение параметра поврежденности при этом определяется из экспериментов на одноосное растяжение – сжатие и результаты экстраполируются на трехосное НДС. Как наиболее характерные, здесь можно назвать КР в виде работы пластических деформаций $dD = \sigma_{ij} d\varepsilon_{ij}^p$ [89–90] и КР в виде эквивалентной пластической деформации $dD = \sqrt{d\varepsilon_{ij}^p d\varepsilon_{ij}^p}$ [96].

В основу эволюционных моделей [91, 92, 72–74, 93–95] положено предположение о том, что на уровень поврежденности влияет не только нагрузка, но и время действия этой нагрузки. Кинетика изменения поврежденностей в моделях эволюционного типа определяется аналитически или полуэмпирически, исходя из сделанных предположений. Из этой группы наиболее широко используются модель Джонсона роста сферических пор [72–74] и модель NAG-FRAG Д. Куррана [91–92].

В обзорных работах [96, 105] на основании обширных экспериментальных данных был сделан вывод о том, что при растяжении динамический предел текучести всегда больше статического; в то же время *при одинаковых условиях нагружения* предельные деформации практически одинаковы во всем диапазоне скоростей деформации. Однако это утверждение справедливо лишь при простом активном нагружении (т.е. растяжении) и распространение подобных выводов на сложное нагружение следует производить с некоторой осторожностью. Тем не менее для задач взрывного разрушения оболочек в работах [4, 9, 49, 53] отмечается удовлетворительное совпадение экспериментальных данных с расчетными при использовании деформационных критериев.

Ориентация микротрещины при срабатывании критерия разрушения определяется следующим образом:

– считается, что в областях, в которых реализуется состояние неравномерного сжатия ($p > 0$), разрушение происходит путем сдвига; при этом, вследствие симметричности тензоров напряжений и деформаций, максимальные усилия реализуются на двух взаимно перпендикулярных площадках. Полагается, что эти две ориентации равновероятны и случайным образом выбирается одна из них [60];

– считается, что в областях, в которых реализуется состояние неравномерного растяжения ($p < 0$), разрушение происходит путем разрыва по площадке с максимальными нормальными напряжениями.

Для расчета возможного разрушения материала использовался также критерий разрушения, базирующийся на понятии работы пластических деформаций [90].

Как известно [106], приращение работы пластических деформаций на единицу массы среды может быть записано в виде

$$dA^p = \frac{1}{\rho} \sigma_{ij} d\varepsilon_{ij}^p = \frac{1}{\rho} (s_{ij} - p\delta_{ij}) d\varepsilon_{ij}^p = \frac{1}{\rho} s_{ij} d\varepsilon_{ij}^p.$$

В случае если произошел выход за пределы круга текучести, при использовании процедуры сноса на круг текучести данные выражения можно записать в виде $dA^p = s_{ij} d\varepsilon_{ij}^p / \rho = s_{ij} (e_{ij}^* - e_{ij}) / \rho$, где e_{ij}^* – неоткорректированные, а e_{ij} – откорректированные компоненты девиатора упругих деформаций. Заменяя $e_{ij}^* = e_{ij} \sqrt{6\mu} \sqrt{e_{ij}^* e_{ij}^*} / \sigma_T$, получим

$$dA^p = s_{ij} e_{ij} \sqrt{6\mu} \left(\sqrt{e_{ij}^* e_{ij}^*} - \sigma_T / \sqrt{6\mu} \right) / (\rho \sigma_T). \text{ Полагая } s_{ij} = 2\mu e_{ij}, \text{ при условии (4.5), получим } dA^p = \sqrt{2/3} \sigma_T \left(\sqrt{e_{ij}^* e_{ij}^*} - \sigma_T / \sqrt{6\mu} \right) / \rho.$$

Весьма важным с точки зрения исследования процесса высокоскоростного разрушения и для правильного определения ориентации трещины является вопрос о том, какая трещина реализовалась – отрывная или сдвиговая, и если сдвиговая, то как определить ее ориентацию (ведь максимальные касательные напряжения равны на взаимно перпендикулярных площадках). Особенно это важно при зарождении микротрещины, так как при уже существующей трещине вектор дальнейшего ее роста можно взять как направление на разрушенную ячейку в окрестностях вершины трещины. К сожалению, даже в тех немногих работах, где эта проблема упоминается, например в [96], авторы лишь отмечают ее сложность и оставляют на уровне постановки задачи.

Ориентацию сдвиговой трещины можно узнать, только определив направление преимущественного скольжения, однако, исходя из симметричности тензоров напряжений и деформаций, можно сделать вывод о том, что определить тип и ориентацию трещины не представляется возможным в рамках линейного подхода к описанию деформирования

изотропных тел. Бесконечно малый сдвиг $\partial u_x / \partial y = \alpha$ по плоскостям, параллельным оси X (рис. 4.1, *a*), вместе с жестким поворотом на угол α против часовой стрелки (рис. 4.1, *б*) отличается от бесконечно малого сдвига $\partial u_y / \partial x = \alpha$ вдоль оси Y (рис. 4.1, *в*) на бесконечно малые второго порядка (рис. 4.1, *г*) и в линейном приближении они тождественно совпадают.

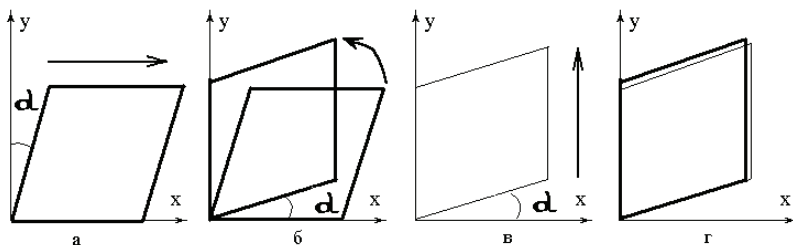


Рис. 4.1. Направление преимущественного скольжения

Таким образом, даже использование в качестве поврежденности тензорной величины, как предлагает ряд авторов [97–100], и, соответственно, тензорного КР, не дает достоверной информации о характере трещины. Более того, кроме геометрической нелинейности, в процессе деформирования и, особенно перед моментом разрушения, материал приобретает анизотропность, вызванную преимущественным направлением деформаций [101–104]. Неучет того, что физико-механические и прочностные характеристики ($\sigma_T, \sigma_\epsilon, \mu, \nu, \dots$) при этом становятся тензорными величинами, также в значительной степени ослабляет достоверность получаемой информации.

4.2.1. Вероятностный механизм разрушения.

Моделирование начальных неоднородностей

При динамическом нагружении и, в частности, при взрыве в любом конечном объеме твердого тела развивается большое количество трещин, приводящее к образованию осколков самых разнообразных размеров и форм, различающихся даже для геометрически одинаковых объектов, изготовленных из одного и того же материала. Поэтому при попытке моделировать естественное дробление твердых тел возникают проблемы, связанные с тем, что на картину фрагментации существенное влияние оказывает наличие внутренних неоднородностей и микроповреждений. В процессе нагружения твердого тела происходит локализа-

ция деформаций на дефектах структуры, тем самым появляется вероятностный фактор, во многих случаях играющий преобладающую роль и определяющий характер фрагментации. В связи с этим при моделировании задач дробления возникает необходимость учета начальных неоднородностей, в противном случае деформации будут распределены равномерно и картина разрушения будет искажена – особенно критично это для задач, геометрически осесимметричных, например при разрушении оболочек вращения.

В реальных материалах процесс разрушения всегда определяется внутренней структурой среды, наличием неоднородностей, как правило, вызванных различной ориентацией зерен в поликристаллическом материале или неоднородностями в составе композиционных материалов, различием в микропрочности внутри зерна и на межзеренной или межфазной границе. Анизотропность свойств каждого зерна (различие упругих модулей компонентом в композиционном материале) вызывает концентрацию напряжений и неоднородность деформации на микроуровне, что, по мере нагружения, приводит к локализации разрушения. В связи с этим для повышения степени соответствия численно моделируемого процесса с экспериментальными данными необходимо внести определенные возмущения в физико-механические характеристики разрушаемой среды, причем представляет определенный интерес случайное распределение факторов, определяющих прочностные свойства материала. При такой постановке задачи процесс разрушения приобретает вероятностный характер, что соответствует теоретическим представлениям и экспериментальным данным.

Введение в методику расчета сведений о поликристаллической структуре материала требует большого количества экспериментальных данных и повышенных требований к мощностям вычислительной техники, что ограничивает возможности реализации и применения подобного подхода. В связи с этим предлагается упрощенный вариант моделирования вероятностного механизма разрушения.

Физико-механические характеристики среды, отвечающие за прочность, считаются распределенными случайным образом по объему материала. Плотность вероятности распределения данных параметров берется в виде различных законов распределения, в общем случае зависящих от табличного (среднего) значения распределяемого параметра, варьируемой дисперсии распределения данного параметра и прочих характеристик среды.

Такие характеристики, как плотность, модуль сдвига, модуль объемного сжатия, для безградиентного однофазного материала практически не зависят от числа дефектов, и при распределении по объему эти величины

можно считать постоянными. В то же время такие параметры, как предел текучести, предел прочности, максимальные деформации и прочие константы, определяющие момент наступления разрушения в различных теориях прочности и критериях разрушения, напрямую зависят от числа и размера дефектов и должны быть распределены по объему случайным образом, с дисперсией, зависящей от однородности материала.

Численные эксперименты с подрывом толстостенных цилиндрических оболочек показывают, что на формирование осколочного спектра дисперсия начального распределения прочностных свойств влияет гораздо сильнее, чем его форма, что снижает требования, предъявляемые при выборе закона распределения и позволяет в аналитических и численных расчетах использовать практически любой унимодальный закон.

Как правило, в статистической механике принято считать различные величины распределенными унимодально. Вопрос выбора закона распределения сам по себе вызывает жаркую дискуссию [107–109], однако большинство специалистов склоняется к мысли о том, что выбор нормального распределения более обоснован теоретически и экспериментально. Разброс какой-либо величины описывается нормальным гауссовским распределением в том случае, когда на данную величину влияет большое количество случайных независимых параметров – это, фактически, является определением нормального закона распределения в теории вероятности. Большинство случайных величин в природе удовлетворяют этому требованию и, как правило, в аналитических и численных расчетах могут быть с достаточной степенью точности считаться распределенными нормально. Кроме того, существует большое число экспериментальных работ, где подтверждается нормальный закон отклонения физико-механических характеристик (ФМХ) от номинального значения. Несмотря на то, что существуют работы, где делается вывод о несимметричном законе распределения для ФМХ на макроуровне, это не противоречит их распределению по нормальному закону на микроуровне.

В численных расчетах для моделирования начальных неоднородностей применяется следующий подход. Некоторый параметр или параметры – как правило, коэффициент разрушения или предел текучести, распределяется по ячейкам или узлам (в зависимости от выбранного подхода к описанию разрушения) расчетной области по нормальному закону распределения. Под коэффициентом разрушения здесь понимается отношение критического значения параметра поврежденности в данной ячейке (узле) к номинальному значению, например, при использовании деформационных критериев – отношение критического значения эквивалентной пластической деформации к максимальной деформации. При отсутствии привязки к эксперименту, используется, как

правило, дисперсия 10-процентного отклонения (96% значений случайной величины попадают в интервал $\pm 10\%$ от номинального значения). Распределение осуществляется с помощью модифицированного генератора случайных чисел, выдающего величину, подчиняющуюся указанному закону распределения.

Вопрос корреляции распределяемых величин достаточно важен, однако он фактически предполагает моделирование вполне определенной структуры, что в свою очередь, требует большого количества экспериментальных данных и создания модели среды с наличием такой структуры (применительно к численному моделированию на дискретной сетке). Ввиду сложности данного вопроса при распределении различных параметров их можно считать независимыми (если используемая модель накопления и роста поврежденности не предполагает явной связи между ними). Например, максимальное значение эквивалентной пластической деформации (при использовании деформационных критериев) и предел текучести, с точки зрения микроуровня, независимы: дефекты на межзеренной границе могут препятствовать пластическим деформациям, но в то же время приводить к более раннему образованию микротрещины.

Поскольку гауссовское распределение определено на всем пространстве от минус бесконечности, до плюс бесконечности в практических приложениях требуется ограничить интервал, исключив области, вероятность попадания в которые близка к нулю. В силу этого на практике, как правило, для распределения случайных величин по нормальному закону используют отрезок (в зависимости от дисперсии распределения), например, 10%-го отклонения от номинального значения, что позволяет исключить нефизические значения распределяемых параметров.

Данные численных экспериментов по подрыву толстостенных оболочек показывают [123], что увеличение дисперсии коэффициента разрушения приводит к увеличению в спектре относительной доли средних и крупных осколков и к уменьшению максимума, вызванного осколками мелкой фракции, в связи с чем средний размер осколка увеличивается. Максимальный размер осколка также имеет тенденцию к увеличению, что приводит к возрастанию числа осколков, содержащих в себе участки обеих начальных поверхностей (внутренней и внешней). Это объясняется тем, что с увеличением дисперсии увеличивается число крупных дефектов, которые реализуются в микротрещины на начальных этапах разрушения, причем разгрузка от вновь образованных поверхностей уменьшает опасность реализации более мелких дефектов.

В то же время влияние разброса предела текучести на окончательное распределение осколков по размеру гораздо меньше, чем влияние

разброса коэффициента разрушения. Это объясняется скорее всего тем, что вследствие высоких скоростей деформации искажающее влияние ослабления материала не приводит на начальном этапе разрушения к существенной локализации деформаций в данной точке. При этом срабатывание условия разрушения происходит более равномерно, чем при распределении с такой же дисперсией критического значения коэффициента разрушения.

Фактически описываемый подход для моделирования внутренней структуры среды (неоднородностей, дефектов и в итоге вероятностного разрушения) предполагает введение в модель материала всего *одного* дополнительного параметра – дисперсии распределения прочностных свойств, что, как показывают численные эксперименты, позволяет в определенной степени влиять на характер дробления и результирующий осколочный спектр. Здесь надо понимать, что данный параметр влияет только на вероятностный фактор разрушения, сам характер разрушения и предельные нагрузки определяются непосредственно моделью материала, в первую очередь описанием накопления поврежденности и критерием разрушения.

Стоит отметить, что в реальных ситуациях, помимо дефектов структуры, большое влияние на характер трещинообразования играют остаточные внутренние напряжения в материале. Их наличие может быть вызвано, как правило, особенностями кристаллизации для металлов, отливки и усадки для пластмасс, затвердевания при химических реакциях. При наличии внутренних напряжений энергия, необходимая для образования микротрещины и ее роста, может быть гораздо меньше значений, рассчитанных по классической механике трещин. То есть даже при отсутствии каких-либо явных внутренних дефектов, незначительное нагружение может привести к образованию трещины, а иногда и разрушению или фрагментации всего образца. Подход к вероятностному разрушению, описанный выше, можно применить и для таких ситуаций, моделируя внутренние напряжения распределением какого-либо параметра, однако потребуется значительное усложнение используемой модели материала и критерия разрушения.

4.3. Численное моделирование фрагментации твердых тел

В численном моделировании при выполнении в ячейке или узле условия разрушения считается, что в данной точке образовалась микротрещина и возникает необходимость учесть факт локального разруше-

ния в разностной схеме. В зависимости от требований, предъявляемых к задаче, можно использовать различные подходы к моделированию (описанию и расчету) разрушенной зоны. В свою очередь выбранный подход предъявляет определенные требования к критерию разрушения. В некоторых расчетах (как правило, в задачах взрывного дробления хрупких материалов – бетон, горные породы), при которых взаимное перемещение разрушенных частей незначительно, а взаимодействие осколков не представляет интереса, микротрещины можно считать независимыми. Это позволяет не вводить поверхность разрушения, а при выполнении критерия разрушения просто считать, что материал в этой точке более не сопротивляется сдвиговым и растягивающим объемным усилиям, но продолжает работать на сжатие [110–111]. Такой подход позволяет приблизительно оценить расположение и размеры зон разрушения (интенсивного дробления, состоящих из относительно крупных осколков, зоны с отдельными трещинами). Среди классических моделей, использующих данный подход, как наиболее характерные можно назвать метод «Тензор» Майнчена – Сака [106] и модель NAG-FRAG Д. Куррана [91–92].

Если в расчете представляет интерес поле скоростей осколков, их разлет, взаимодействие их друг с другом (например, скольжение при сдвиговых трещинах) и с другими телами, т.е. нельзя пренебречь взаимным перемещением разрушенных частей, то необходимо вводить поверхность разрушения. Сделать это можно также несколькими способами. В качестве самого простого способа широко используется эрозионный подход – при выполнении в ячейке критерия разрушения она выкидывается из расчета, соответственно появляются новые контактные поверхности, по которым идет взаимодействие. В такой постановке точность расчета может быть очень низкой, потеря массы может превышать 50%, поэтому развиваются методы, позволяющие как-то снизить эту погрешность, в частности, разрушенные ячейки могут не просто выкидываться, а заменяться некими частицами, имеющими массу и скорость и обменивающимися импульсом с контактными поверхностями.

Эрозионное образование поверхности разрушения позволяет смоделировать трещину лишь приблизительно, но вполне приемлемо в задачах с разрушением на единичные крупные части или в расчетах, когда мелкими осколками можно пренебречь. Кроме того, не требуется определять ориентацию возникающей микротрещины, поверхность разрушения определяется гранями разрушенной ячейки. Но при более тщательном подходе, например для того, чтобы учесть влияние разгрузки от близкорасположенных трещин, обеспечить скольжение при сколе и в сдвиговых трещинах, требуется более точное определение поверхности

разрушения. Это возможно только при адаптации расчетной сетки к вычисляемой поверхности трещины (при росте этой самой трещины).

В настоящее время в задачах, когда характер разрушения заранее неизвестен, для реализации механизма раздвоения сеток в основном используют два подхода для численного расчета фрагментации (для двумерных задач, использующих треугольную сетку, они более подробно описанные ниже). Первый [83, 110, 112] состоит в том, что узел сетки раздваивается при выполнении в его окрестности некоторого критерия разрушения и трещина распространяется по узлам разностной сетки. Второй подход ([84, 113] для случая четырехугольных ячеек, [61] для случая треугольных) заключается в том, что при выполнении в ячейке выбранного критерия разрушения происходит локальная перестройка разностной сетки. В этом случае параметры, характеризующие состояние среды, пересчитываются для новой ячейки как сумма по входящим в нее старым ячейкам, пропорционально их массовой доле [114].

При использовании метода локальной перестройки сетки более корректно определяются поверхности разрушения, однако при частом перестроении сетки может накапливаться вычислительная погрешность. Этот метод довольно критичен к выбору КР, так как использование скалярного критерия в *принципе некорректно*, более того, КР обязательно должен включать в себя некоторое условие по напряжениям для исключения повторного срабатывания КР в уже обработанной области, на берегах трещины. Еще один недостаток данного подхода состоит в том, что при перестройке сетки, значительно деформированной к моменту разрушения, автоматическая триангуляция может быть неустойчивой (из-за сильной неравномерности отрезков на границе триангулируемой области) и требуется значительное усложнение алгоритма перестроения сетки.

4.4 Метод решения

4.4.1. Разбивка расчетной области произвольной формы на ячейки

Существует несколько способов триангуляции расчетной области для методов, использующих конечно-разностный или конечно-элементный подходы к численному моделированию расчетного процесса:

1. Методы теории функций комплексного переменного (применение конформных отображений) [115].

2. Алгебраические методы [116–118].
3. Методы, основанные на решении дифференциальных уравнений [116, 119].
4. Представление области в виде нескольких геометрически простых подобластей (прямоугольники, треугольники, сектора круга и т.п.) с заданными алгоритмами их разбивки на ячейки.
5. Автоматическая триангуляция при заданной границе области [83, 120–123].

Первые три метода довольно сложны, применяются в основном для разбивки на четырехугольные ячейки и для эффективного применения, как правило, требуют аналитического представления границ области. Четвертый метод весьма прост и удобен, однако практически неприменим, если нам заранее неизвестна форма области или ее граница является сильно криволинейной. Автоматическая триангуляция, таким образом, является наиболее простым и устойчивым методом разбиения сетки на ячейки [123].

4.4.2. Метод раздвоения разностной сетки по узлам

Метод раздвоения узлов более прост, однако имеет ряд серьезных ограничений. В качестве критерия дальнейшего распространения трещины используются несколько подходов, наиболее распространенным из которых является следующий [83]: в узле определяется (как среднее по окружающим ячейкам) некоторый параметр, взятый в качестве поврежденности, и сравнивается с критическим значением данного параметра. Осреднение по ячейкам значительно ослабляет влияние начальных неоднородностей и увеличивает время, необходимое для срабатывания критерия разрушения. Если среда обладает большой пластичностью, то перед разрывом в предельно растянутом материале ячейки вытянуты перпендикулярно направлению роста трещины и при ветвлении по узлам невозможно обеспечить более-менее гладкую поверхность трещины и соответствие ориентации плоскости трещины максимальным напряжениям. Это приводит к тому, что становится невозможной полная и своевременная разгрузка на вновь образовавшихся поверхностях, что очень важно при высоких скоростях деформации. Если релаксация не происходит, то концентрации напряжений в вершине трещины практически не наблюдается, и трещина распространяется не прямолинейно, что приводит к значительному ветвлению и более сильному дроблению. Расчет сдвиговых трещин при непрямолинейности трещины также затруднителен из-за невозможности скольжения берегов трещины друг по другу.

Среди достоинств данного метода, кроме простоты, следует отме-

тить слабую критичность к выбору критерия разрушения, хотя при использовании скалярного условия вероятность повторного срабатывания критерия разрушения на берегах образовавшейся трещины гораздо выше, что также приводит к значительному ветвлению трещины и избыточному дроблению. В связи с этим при использовании метода раздвоения узлов со скалярным критерием в задачах высокоскоростного разрушения магистральная трещина представляется в виде полосы разрушения толщиной в одну – две ячейки. При расчете процессов дробления это приводит к тому, что характер трещин и форма осколков не соответствуют действительности и осколочный спектр сдвинут в область более мелких осколков. Несмотря на то, что использование метода раздвоения по узлам увеличивает число осколков мелкой фракции, описанный подход вполне может быть применен для предсказания числа крупных фрагментов, а также для определения поля скоростей осколков. Аналогично, в задачах разрушения массивных упругопластических тел, когда размеры области разрушения малы по сравнению с размерами осколков, а положение трещин в значительной степени определяется геометрией нагружения, это не играет особой роли и использование метода раздвоения узлов не вызывает возражения.

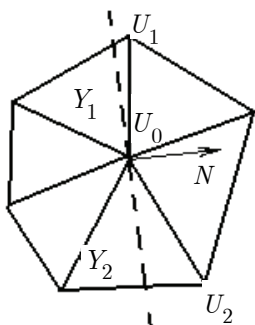


Рис. 4.2. Плоскость микротрещины

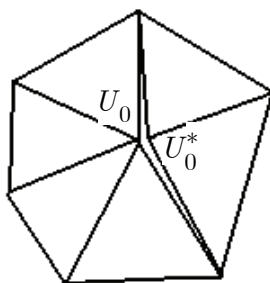


Рис. 4.3. Расщепление сетки

В процессе расчета в окрестности каждого узла проверяется критерий разрушения (например, как среднее значение выбранного параметра поврежденности по окружающим ячейкам). При срабатывании критерия разрушения определяется плоскость микротрещины, как площадка с максимальным нормальным напряжением. В окрестности узла находятся ячейки Y_1 и Y_2 (рис. 4.2), через которые проходит плоскость трещины, и в них определяются грани U_0U_1 , и U_0U_2 , составляющие наименьший угол с плоскостью трещины. Создается новый узел U_0^* , коор-

динаты и скорость которого совпадают с параметрами узла U_0 , и производится расщепление сетки по линии $U_1U_0U_2$ (рис. 4.3).

4.4.3. Метод локальной перестройки разностной сетки

При использовании метода локальной перестройки сетки поверхности разрушения определяются более корректно, однако при частом перестроении сетки может накапливаться вычислительная погрешность. Этот метод довольно критичен к выбору критерия разрушения, так как использование скалярного критерия *в принципе некорректно*. Более того, критерий обязательно должен включать в себя некоторое условие по напряжениям для исключения повторного срабатывания в уже обработанной области на берегах трещины. Еще один недостаток данного подхода состоит в том, что при перестройке сетки, значительно деформированной к моменту разрушения, из-за сильной неравномерности отрезков на границе перестраиваемой области требуется значительное усложнение алгоритма перестроения сетки.

Если в процессе расчета в произвольной ячейке $i1$ (рис. 4.4) выполнен выбранный критерий разрушения, то считается, что образовалась микротрещина с плоскостью, совпадающей с плоскостью максимальных нормальных напряжений. Положение макротрещины относительно разрушенной ячейки выбирается исходя из условия максимальной регулярности сетки с трещиной.

Определяется угол $j3$, принадлежащий ячейке $i1$, внутри которого лежит плоскость микротрещины и поверхность разрушения привязывается к середине противоположной стороны (к точке A , рис. 4.4). Из т. A проводится луч, совпадающий с плоскостью микротрещины и определяется точка его пересечения со стороной $j1 - j3$ (точка B). Узлы $j1$ и $j2$ последовательно переносятся в т. A , узел $j3$ сносится в т. B и добавляется соответствующий ему узел $J3$. На рис. 4.5 показан результат локальной перестройки разностной сетки при инициировании трещины в ячейке $i1$.

Дальнейшее распространение трещины возможно как из узла $j1 - j2$, так и из узла $j3 - J3$. Рассмотрим дальнейший рост трещины. Допустим, выполнен критерий разрушения в ячейке $i4$. Определяем т. C как точку пересечения плоскости микротрещины со стороной ячейки $i4$. Пусть т. C делит сторону $j6 - j5$ в отношении $q : (1 - q)$ (рис. 4.6). Если $q < 0.25$ то узел $j6$ переносится в т. C , в противном случае узлы стягиваются в т. C .

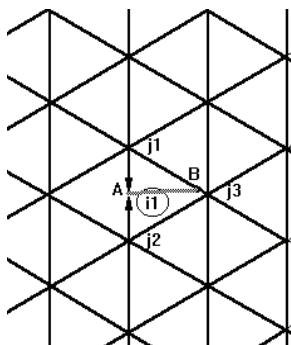


Рис. 4.4. Ориентация микротрещины

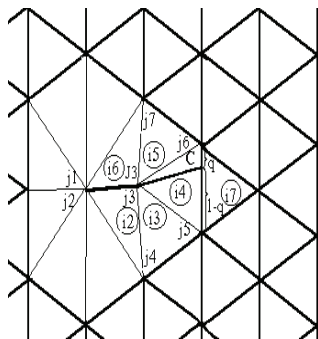


Рис. 4.5. Перестроенная сетка

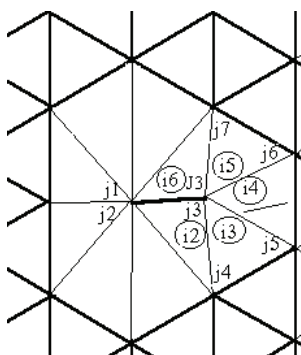
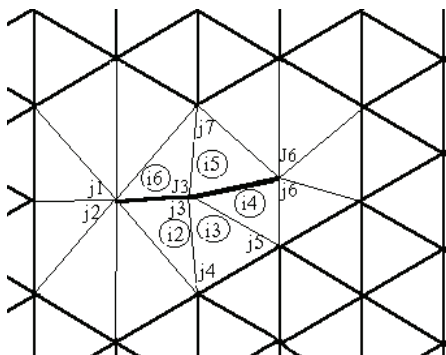
Рис. 4.6. Направление
роста трещины

Рис. 4.7. Перестроение с переносом узла

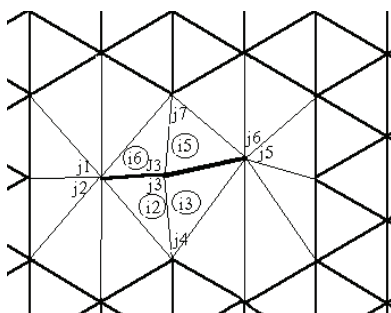


Рис. 4.8. Перестроение со схлопыванием узлов

На рис. 4.7, 4.8 представлены соответствующие этим случаям варианты локальной перестройки расчетной сетки при росте трещины. По-

сле каждого акта перестроения сетки параметры, характеризующие состояние вновь созданной ячейки, определяются как сумма по аналогичным параметрам входящих в нее старых ячеек пропорционально их массовой доле.

4.4.4. Локальная перестройка разностной сетки с использованием автоматической триангуляции

Описанный выше алгоритм локальной перестройки вполне неплохо работает на равномерной сетке, однако если в процессе расчета произошло значительное деформирование расчетных ячеек, «перетягивание» отдельных узлов по данному алгоритму может привести к «перехлесту» и образованию ячеек с отрицательной площадью. Этот недостаток можно исправить, только используя алгоритм автоматической триангуляции, основывающейся на принципах построения равномерной сетки.

Если в процессе расчета в ячейке $i1$ (см. рис. 4.4) образовалась микротрещина, то область, подлежащая автоматической триангуляции, определяется как часть сетки, включающая в себя все ячейки, имеющие в своем составе принадлежащие разрушенной ячейке узлы $j1, j2, j3$. Кроме этого, на триангулируемую область накладывается ограничение в виде линии внутреннего разрыва $A_C1_B_C2$ (рис. 4.9), описывающей трещину. Плоскость разрыва совпадает с плоскостью микротрещины, а точки $C1$ и $C2$ соответствуют центру разрушенной ячейки (на рисунке точки $C1$ и $C2$ разведены для большей наглядности).

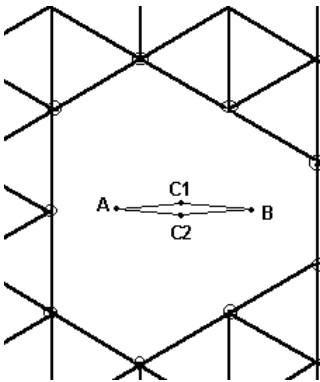


Рис. 4.9. Зона перестроения

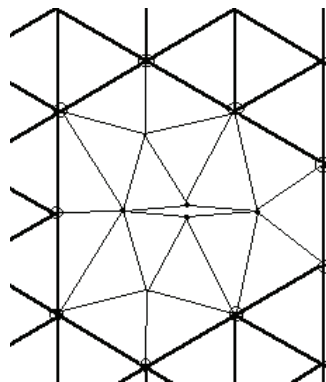


Рис. 4.10. Перестроенная сетка

Лучи CA и CB , исходящие из центра ячейки, имеют длину, соот-

ветствующую средней длине отрезка на границе области перестроения. В связи с этим на значительно деформированной сетке они могут выйти далеко за пределы разрушенной ячейки – в этом случае область перестроения соответственно увеличивается – для каждого отрезка, который пересекает луч, к области перестроения добавляется окружение обоих узлов, принадлежащих отрезку. При выходе луча на границу линия $A_C1_B_C2$ объединяется с границей – разрыв уже не внутренний, а поверхностный.

После запуска процедуры автоматической триангуляции области происходит локальная перестройка сетки (рис. 4.10) и параметры вновь образованных ячеек определяются, как описано выше.

4.4.5. Численная схема

В данной работе для расчета упругопластических течений использовалась методика, реализованная на 3-угольных ячейках и базирующаяся на совместном использовании метода Уилкинса [71] для расчета внутренних точек тела и метода Джонсона [124] для расчета контактных взаимодействий.

Расчетная область разбивается на треугольные ячейки и в каждой ячейке определяется ее масса, не изменяющаяся в процессе деформирования. Кинематические величины (скорости и перемещения) определены в узлах расчетной сетки, а все остальные – в центрах ячеек. В пределах треугольной ячейки предполагается линейное распределение скоростей и перемещений, таким образом, напряжения и деформации считаются постоянными внутри ячейки. Скорости деформации находятся с помощью контурного интеграла по граням ячейки, что для случая треугольника обеспечивает второй порядок точности по пространственным переменным. Таким образом, определив V_{xi} , V_{yi} как компоненты скорости

в соответствующем узле, находим компоненты девиатора скоростей деформации. Вначале все деформации считаются упругими и девиатор деформации находится с помощью интегрирования на шаг по времени (с учетом ямановской поправки на вращение). В качестве условия пластичности используется условие Мизеса.

При выводе уравнений движения можно воспользоваться как конечно-элементным, так и конечно-разностным подходом, что дает одинаковые формулы при одинаковых исходных предположениях о порядке аппроксимации.

С точки зрения конечно-элементного подхода в каждом узле сосредоточена масса $m = \sum_{\alpha=1}^k M_{\alpha} / 3$, на которую со стороны k ячеек,

окружающих узел, действует сила F , находящаяся из условия равновесия сил в центрах ячеек. Скорость находится как $d\vec{V} = \vec{F}dt / m$.

$$V_x^{n+1/2} = V_x^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{2m} \sum_{\alpha=1}^k \left(\sigma_{xx\alpha}^n (y_{\alpha+1} - y_{\alpha}) - \sigma_{xy\alpha}^n (x_{\alpha+1} - x_{\alpha}) \right),$$

$$V_y^{n+1/2} = V_y^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{2m} \sum_{\alpha=1}^k \left(\sigma_{xy\alpha}^n (y_{\alpha+1} - y_{\alpha}) - \sigma_{yy\alpha}^n (x_{\alpha+1} - x_{\alpha}) \right).$$

Здесь (x_a, y_a) и (x_{a+1}, y_{a+1}) – координаты двух узлов, дополняющих вместе с центральным узлом ячейку под номером α , нумерация осуществляется против часовой стрелки.

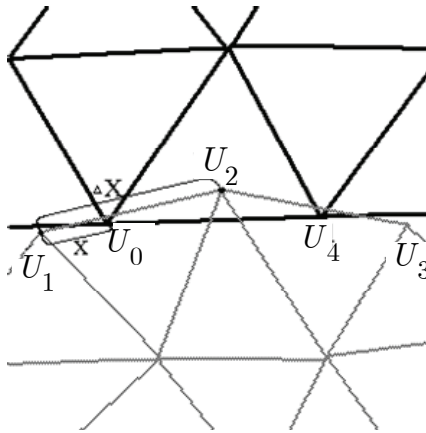


Рис. 4.11. Контакт расчетных областей

Основное преимущество данного подхода состоит в том, что формулы и алгоритмы расчета скорости для внутренних узлов и узлов на свободной поверхности совпадают. Для узлов на контактных поверхностях, при выполнении условия контакта, требуется производить дополнительные действия, согласующие скорости и перемещения.

При численном моделировании задач интенсивного взрывного и ударного нагружения для определения скоростей и координат узлов, находящихся на границе раздела двух сред, используется несколько подходов.

Метод сквозного счета является наиболее простым и в то же время корректным методом. При данном подходе узлы расчетных сеток на контактной границе совпадают, и определение скоростей проводится,

как для обычных внутренних узлов. Однако область применения метода сквозного счета сильно ограничена по ряду причин: 1) необходимость совпадения узлов требует совпадения размеров ячеек контактирующих тел и не позволяет рассчитывать скольжение одного материала по другому; 2) метод работает только при гарантированном контакте, что делает его практически неприменимым в задачах соударения, где возможен отскок, и в задачах фрагментации.

Метод зеркальных ячеек не требует совпадения узлов контактирующих сред и отличается от метода сквозного счета введением слоя фиктивных «зеркальных» ячеек. При этом возможно рассчитывать скольжение расчетных сеток друг по другу, отскок при ударе, однако трудоемкость определения напряжений в «зеркальных» ячейках и неприменимость метода для расчета узлов острых осколков не позволяют использовать его для задач фрагментации.

Подход Master – Slave [125] основан на том, что для сильно разнородных сред массой менее плотной среды (например, газа) можно пренебречь, учитывая только ее давление на более плотную среду, снося при этом по нормали граничные узлы газа (Slave-линия) на поверхность более плотного материала (Master-линия). Если плотности контактирующих сред близки, то можно на каждом шаге по времени менять Master на Slave и наоборот, однако в задачах фрагментации, при сильно развитой поверхности разрушения, невозможно разделить контактные границы на Master и Slave, так как они зачастую являются продолжением друг друга.

Наиболее приемлемым для задач фрагментации (характерной особенностью которых является наличие большого числа граничных узлов, которые могут вступать в контакт, а могут выходить из зацепления) является метод Джонсона [124], в котором для этого предусмотрена процедура, обеспечивающая условие непротекания и соблюдение закона сохранения импульса.

На первом этапе все узлы на контактных поверхностях считаются не контактирующими, и их скорость определяется согласно стандартному алгоритму. Затем проверяется условие контакта, в качестве которого принимается факт захождения узла в противоположащую область. Если условие контакта выполнено (для узлов U_0 , U_2 , U_4 на рис. 4.11), контактирующий узел, например U_0 , обменивается импульсами с двумя узлами U_1 и U_2 , принадлежащими противоположащей поверхности. Компоненты скорости, нормальные к границе раздела, находятся из системы, состоящей из трех уравнений:

закон сохранения импульса

$$m_0 \Delta V_{0n} + m_1 \Delta V_{1n} + m_2 \Delta V_{2n} = 0,$$

закон сохранения момента импульса

$$m_0 x \Delta V_{0n} + m_2 \Delta x \Delta V_{2n} = 0, \quad (4.16)$$

условие равенства скоростей в точке контакта

$$V_{0n} = x V_{1n} + (1 - x) V_{2n}.$$

Корректнее всего данная процедура расчета скоростей на контактных поверхностях работает в том случае, если узлы расчетных сеток совпадают друг с другом, в этом случае система (4.16) вырождается в два уравнения, описывающие скорости двух узлов. В случаях когда контактные границы весьма сложной формы (например, при развитой поверхности разрушения) или при взаимодействии острых осколков несколько неопределенным становится понятие нормали к контактной поверхности.

В случае если используется условие идеального скольжения, тангенциальные компоненты скоростей остаются без изменения, а в случае условия прилипания для них решается система уравнений, аналогичная системе (4.16). Если используется скольжение с трением, вначале, предполагая прилипание, определяется $\Delta V_{0\tau}$. Если $|\Delta V_{0\tau}| < k F_n dt / m_0$, то скольжение отсутствует и условие прилипания остается в силе. Здесь F_n – нормальная составляющая силы, действующей на узел U_0 , k – коэффициент трения. В случае если $|\Delta V_{0\tau}| > k F_n dt / m_0$ (силы трения не хватает, чтобы полностью затормозить узел), для определения тангенциальных скоростей используется система (4.18), в которой, по сравнению с системой (4.17), условие равенства скоростей в точке контакта заменено уравнением, определяющим тормозящее действие силы трения:

закон сохранения импульса

$$m_0 \Delta V_{0\tau} + m_1 \Delta V_{1\tau} + m_2 \Delta V_{2\tau} = 0,$$

закон сохранения момента импульса

$$m_0 x \Delta V_{0\tau} + m_2 \Delta x \Delta V_{2\tau} = 0, \quad (4.17)$$

тормозящее действие силы трения

$$\Delta V_{0\tau} = \pm \frac{kF_n}{m_0} dt,$$

если сила трения действует в положительном направлении, то в правой части последнего уравнения ставится знак «плюс», в противном случае – знак «минус».

Для выполнения условия устойчивости Куранта шаг по времени берется как $\Delta t = \left(h / (3a) \right) \Big|_{\min}$ по всем ячейкам, где h – минимальная высота

в ячейке, $a = \sqrt{dp / d\rho}$ – местная скорость звука.

4.5. Фрагментация толстостенных упругопластических цилиндрических оболочек при взрывном нагружении. 2D подход

Взрывное разрушение толстостенной цилиндрической оболочки является хорошей модельной задачей для демонстрации возможностей вероятностного подхода к проблеме дробления твердых тел. Поэтому в плоской двумерной постановке был проведен [126–127] анализ фрагментации толстостенной упругопластической цилиндрической оболочки под действием продуктов детонации ВВ при осевой детонации и исследовано влияние параметров эксперимента на формирование осколочного спектра. Задача решалась с использованием лагранжевого подхода к описанию сплошной среды, что удобно для отслеживания контактных границ.

Для придания процессу разрушения вероятностного характера, соответствующего экспериментальным данным, необходимо внести определенные возмущения в физико-механические характеристики материала оболочки. В данных расчетах начальные неоднородности моделировались тем, что такие прочностные характеристики материала, как предел текучести и критическое значение эквивалентной пластической деформации, распределялись по ячейкам оболочки с помощью модифицированного генератора случайных чисел, выдающего случайную величину, подчиняющуюся выбранному закону распределения. Плотности вероятности случайных величин брались в виде различных законов распределения со средним арифметическим x_0 , равным табличному значению и варьируемой дисперсией σ^2 :

1) нормальное гауссовское распределение

$$\frac{dp}{dx} = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}}, \quad -\infty \leq x \leq \infty; \quad (4.18)$$

2) экспоненциальное распределение

$$\frac{dp}{dx} = \frac{\sqrt{2}}{\sigma} e^{-\frac{\sqrt{2}(x-x_0)}{\sigma}}, \quad x_0 \leq x \leq \infty; \quad (4.19)$$

3) трехпараметрическое распределение Вейбулла

$$\frac{dp}{dx} = \frac{\lambda}{m_0} \left(\frac{x}{m_0} \right)^{\lambda-1} e^{-\left(\frac{x}{m_0} \right)^\lambda}, \quad (4.20)$$

которое при параметре $\lambda = 1/2$ называется законом Мотта, при $\lambda = 1$ превращается в экспоненциальный закон, при $\lambda = 2$ называется законом Релея, а при $\lambda = 3.57$ (когда среднее арифметическое и медиана равны) хорошо аппроксимирует нормальное распределение.

Исходным бралось невозмущенное состояние оболочки и автомодельное распределение параметров за фронтом расходящейся цилиндрической детонационной волны в газе, образующейся при осевом инициировании ВВ. Материал оболочки подчиняется соотношениям Прандтля – Рейсса (4.4) при условии текучести Мизеса (4.5) и уравнению состояния типа Тета (4.9).

Продукты детонации моделируются невязким нетеплопроводным газом. Уравнение состояния для продуктов детонации бралось в виде политропы Ландау – Станюковича (4.10).

Для системы уравнений, описывающей плоское движение невязкого нетеплопроводного газа и упругопластической оболочки (4.1)...(4.10) ставились следующие начальные и граничные условия. В качестве начальных данных для оболочки используется невозмущенное состояние материала:

$$\sigma_{ij} = s_{ij} = p = \varepsilon_{ij} = e_{ij} = V_i = T = 0, \quad \rho = \rho_0.$$

В момент времени $T = 0$ взрывчатое вещество считается полностью продетонировавшим и в качестве начальных данных для ПД принимается автомодельное распределение параметров. Для случая цилиндрической детонационной волны распределение давления и скорости за

ее фронтом на расстоянии r от оси инициирования записывается в виде функции от относительного радиуса r / Ri [1]:

при $r / Ri \leq 0.472$ скорость ПД равна нулю, давление остается постоянным

$$V = 0, \quad p = 0.249p_n,$$

при $r / Ri > 0.472$ скорость и давление распределяются следующим образом:

$$V = D \left(0.25 - 0.3002 \sqrt{\frac{r}{Ri} - 1} + 0.0163 \left(\left(\frac{r}{Ri} \right)^{2.18} - 1 \right) \right),$$

$$p = p_n \left(1 - 1.294 \sqrt{\frac{r}{Ri} - 1} + 0.703 \left(\left(\frac{r}{Ri} \right)^{0.84} - 1 \right) \right).$$

Здесь Ri – радиус положения детонационного фронта, в данном случае – внутренний радиус оболочки; p_n – давление на фронте детонационной волны в точке Чепмена – Жуге; D – скорость детонационной волны.

На внешней поверхности оболочки ставились условия свободной поверхности (4.11). На внутренней поверхности (зона контакта ПД с оболочкой) ставилось условие непротекания по нормали и идеального скольжения (4.14). По мере возникновения в процессе расчета трещин и, как следствие, новых контактных границ, на них также ставились условия непротекания по нормали и идеального скольжения (4.14).

Численное решение поставленных задач проводилось по явной конечно-разностной схеме второго порядка точности, описанной выше.

Размеры оболочки брались следующими: внутренний радиус = 2 см, внешний радиус = 3 см. В представленных вариантах расчета использовалась сетка, изображенная на рис. 4.12 (10 ячеек по толщине оболочки и порядка 15 – вдоль радиуса в продуктах детонации).

С целью оценки достоверности численного алгоритма рассчитан ряд тестовых задач. Были проведены сравнения значений давлений при распаде разрыва при нормальном падении детонационной волны на внутреннюю поверхность оболочки. Аналитическое решение этой задачи приведено в [1]. Численное решение проводилось для меди и гексогена. Различие в результатах, полученных аналитическим $p = 45$ ГПа и чис-

ленным $p = 42.1$ ГПа путем, составило около 6%, что объясняется относительно грубой сеткой в ПД, недостаточно хорошо описывающей большие градиенты давления и скорости вблизи фронта детонационной волны.

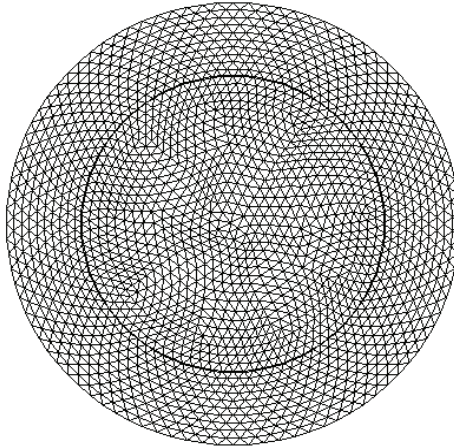


Рис. 4.12. Расчетная сетка

Проводилось сравнение радиусов разрушения, определенных экспериментально в работе [49] и полученных из численных расчетов. Для оболочки с внутренним радиусом 10 мм и внешним радиусом 13.5 мм, изготовленной из Ст. 60 с различными видами термообработки и наполненной ТГ50/50, были получены следующие результаты:

Таблица 4.1. Параметры разрушения оболочек из Ст. 60

№ п/п	σ_T , МПа	ψ	Относительный внешний радиус появления трещин на внешней поверхности	
			эксперимент	численный расчет
1	700	0.25	1.26	1.28
2	550	0.40	1.40	1.47

Как видно из табл. 4.1, расхождение экспериментальных и расчетных данных лежит в пределах погрешности эксперимента (15%) и является удовлетворительной для данного класса задач [49].

Проводилось сравнение численных расчетов и экспериментальных данных, приведенных в [5]. Толстостенная цилиндрическая оболочка с внутренним радиусом 2.54 см и толщиной стенки 10.16 см из ста-

ли 1020 нагружалась взрывом изнутри. В качестве ВВ использовался состав СЗ. После нагружения внутренний радиус увеличился на 77%. К сожалению, в [5] не указаны параметры данных материалов. Численный расчет, характеристики для которого были взяты из [1], показал увеличение внутреннего радиуса на 70%. Подобное расхождение можно объяснить возможной ошибкой в параметрах материалов (различные виды термообработки для одной и той же стали приводят к изменению ее σ_T более чем в полтора раза).

При проведении расчетов выяснилось, что откольные эффекты при данных параметрах нагружения из-за недостаточно резкого спада давления в продуктах детонации играют незначительную роль, что подтверждается данными экспериментов [3, 12, 14] и расчетами других авторов [54–59]. В силу этого для экономии машинного времени при расчете влияние пористости в уравнениях (4.1)–(4.9) не учитывалось.

4.5.1. Формирование осколочного спектра при взрывном нагружении цилиндрической оболочки

Для исследования динамики разрушения оболочки и процесса формирования осколочного спектра был сделан ряд расчетов для пары медь (оболочка) – гексоген (ВВ). В численных расчетах принимались следующие характеристики материала оболочки

$$\rho_0 = 8900 \text{ кг/м}^3, \mu = 46 \text{ ГПа}, \sigma_T = 200 \text{ МПа};$$

$$p = A \left(\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{4.8} - 1 \right), \text{ где } A = 30.2 \text{ ГПа.}$$

и параметры ВВ

$$\rho_{\text{ВВ}} = 1650 \text{ кг/м}^3, D = 8310 \text{ м/с.}$$

Для определения момента образования трещины использовался критерий разрушения по эквивалентной пластической деформации, описанный выше. Критические значения $\varepsilon_{\text{max}}^{\text{ЭКВ}}$ распределялись по ячейкам расчетной области по нормальному закону распределения со средним арифметическим $x_0 = 0.563$ и дисперсией $\sigma = 0.02$. Как будет показано ниже, данная дисперсия приводит к распределению, при котором около 99% случайных значений $\varepsilon_{\text{max}}^{\text{ЭКВ}}$ попадает в интервал десяти-

процентного отклонения ($x_0 - 0.1x_0$; $x_0 + 0.1x_0$).

На рис. 4.13...4.22 представлены результаты расчетов, для описания разрушения в которых использовалась локальная перестройка разностной сетки.

Дисбаланс энергии к моменту начала разрушения составил около 5%, к моменту окончательного сформирования осколочного спектра – около 8%.

Как видно из представленных рисунков, разрушение начинается с внутренней поверхности путем зарождения многочисленных трещин сдвига (рис. 4.13), затем зона дробления распространяется вглубь оболочки (рис. 4.14) и на заключительном этапе происходит разрушение слоя, прилегающего к внешней поверхности, путем образования радиальных трещин отрыва (рис. 4.15). Из рис. 4.18...4.22, представляющих осколочные спектры в различные моменты времени, видно, что в начальный период разрушения процессы дробления ведут к наращиванию мелкой фракции осколков и лишь с момента возникновения сквозных радиальных трещин происходит образование крупной фракции. С момента времени $t \simeq 32$ мкс формирование осколочного спектра практически закончено и продолжается свободный разгон осколков. На рис. 4.22 представлен окончательно сформировавшийся осколочный спектр, который качественно подтверждает экспериментальные данные о бимодальности (в координатах «масса по массе») распределения фрагментов оболочки. Спектр в координатах «число осколков – размер осколка» (рис. 4.23) также качественно согласуется с экспериментальными данными.

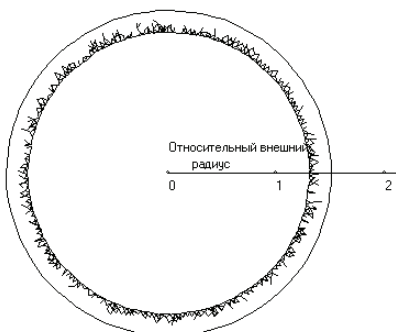


Рис. 4.13. Время $t = 22$ мкс

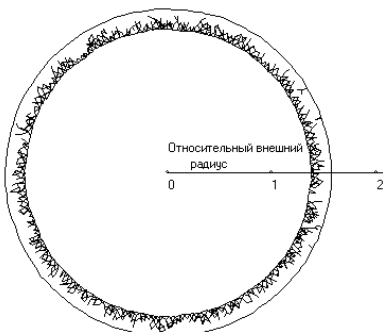
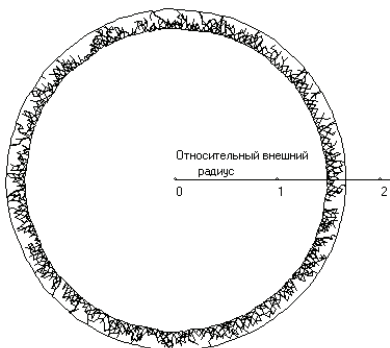
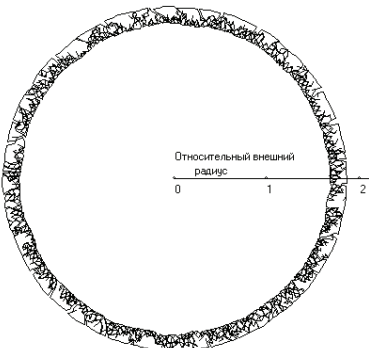
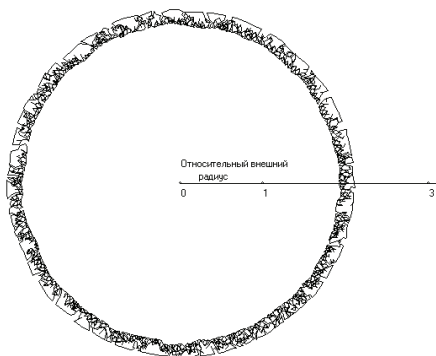
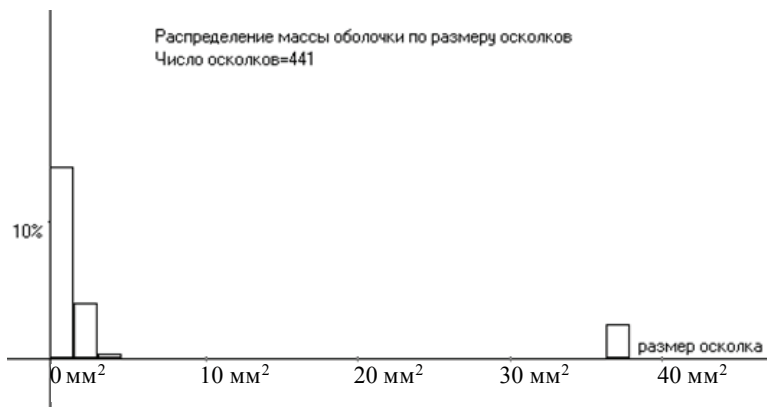
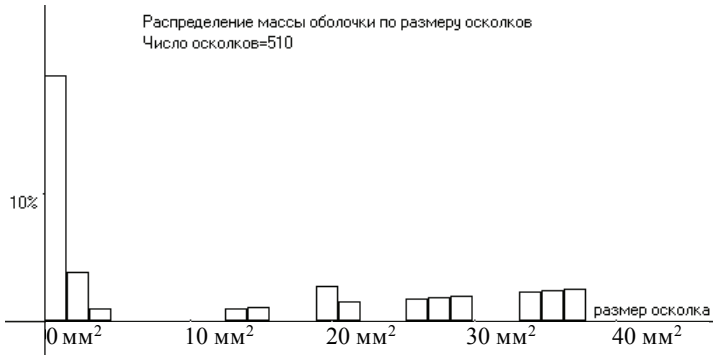
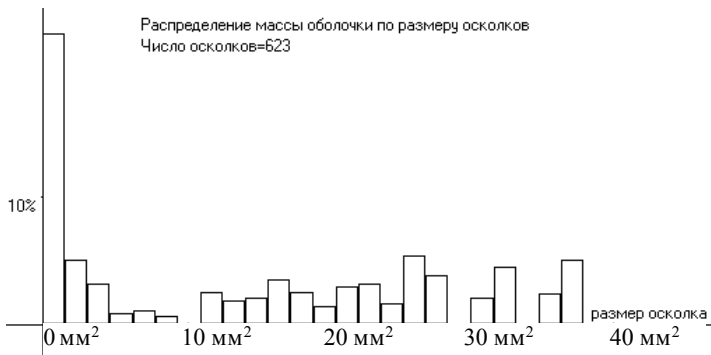
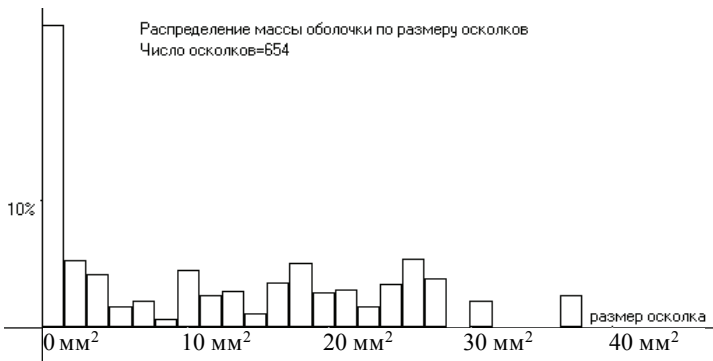


Рис. 4.14. Время $t = 24$ мкс

Рис. 4.15. Время $t = 27$ мксРис. 4.16. Время $t = 33$ мксРис. 4.17. Время $t = 40$ мксРис. 4.18. Осколочный спектр. Время $t = 25$ мкс

Рис. 4.19. Осколочный спектр. Время $t = 26$ мксРис. 4.20. Осколочный спектр. Время $t = 28$ мксРис. 4.21. Осколочный спектр. Время $t = 30$ мкс

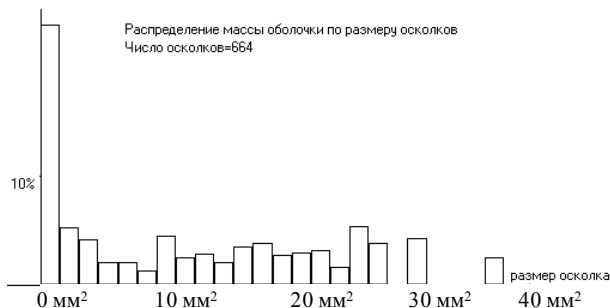


Рис. 4.22. Окончательно сформировавшийся осколочный спектр. Время $t = 40$ мкс

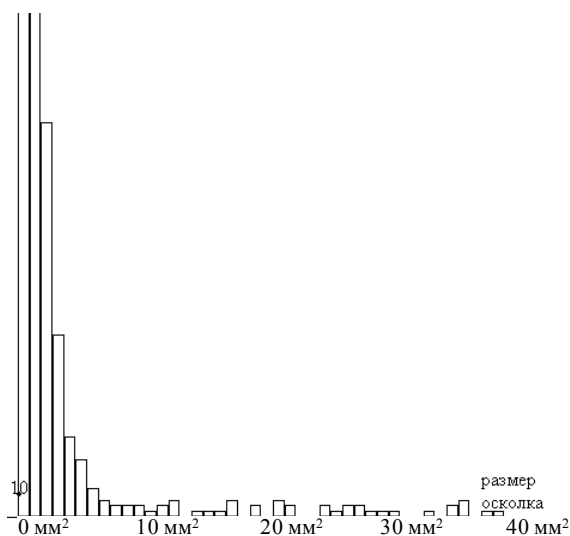


Рис. 4.23. Осколочный спектр в координатах «число осколков – размер осколка». Время $t = 40$ мкс

К моменту $t = 40$ мкс разгон осколков практически завершен (оставшаяся потенциальная энергия составляет около 1.5%). Окончательная скорость осколков составляет порядка 900...1000 м/с. На рис. 4.24 представлено поле скоростей в фрагменте разлетающегося осколочного облака. Таким образом, даже для геометрически симметричных задач использование данного подхода для внесения начальных неоднородностей в физико-механические свойства материала приводит к вероятностному разрушению и приближению к естественной форме дробления.

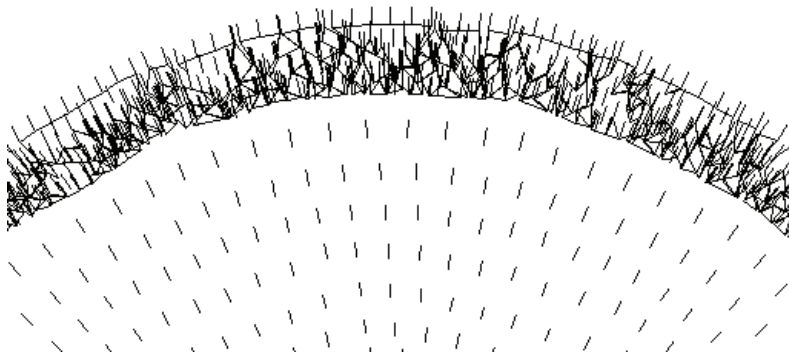


Рис. 4.24. Поле скоростей. Время $t = 35$ мкс

Для сравнения результатов, полученных с использованием различных подходов к описанию разрушения, задача с теми же самыми параметрами нагружения, начальными условиями и распределением прочностных свойств решалась с применением метода раздвоения разностной сетки по узлам [123]. Формирование осколочного спектра в этом случае проходит аналогично и бимодальность сохраняется, хотя следует отметить уменьшение максимума, связанного с мелкой фракцией, и увеличение среднего размера осколка. Значительно деформировавшаяся к началу разрушения расчетная сетка и осреднение по окружающим ячейкам при проверке критерия разрушения не позволяют при ветвлении по узлам обеспечить полноценную разгрузку, вследствие чего наблюдаемая морфология разрушения (ориентация трещин, форма осколков) не соответствует экспериментальным данным. Принимая во внимание результаты, описанные ранее в этой главе, можно сделать вывод, что для получения адекватных результатов при использовании метода раздвоения сетки по узлам требуется как минимум существенная адаптация сетки к особенностям разрушения.

4.5.2. Влияние дисперсии начального разброса прочностных свойств на осколочный спектр

Разброс какой-либо величины описывается нормальным гауссовским распределением в том случае, когда на данную величину влияет большое количество случайных независимых параметров. Большинство случайных величин в природе удовлетворяют этому требованию и, как правило, в аналитических и численных расчетах могут быть с достаточной степенью точности считаться распределенными нормально [112–114].

Нормальный закон распределения

$$\frac{dp}{dx} = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}}$$

характеризуется математическим ожиданием x_0 и дисперсией σ . Однако в ряде случаев бывает удобно записывать этот закон в другом виде:

$$\frac{dp}{dx} = \frac{\rho}{E\sqrt{\pi}} e^{-\frac{\rho^2(x-x_0)^2}{E^2}},$$

где $E = \rho\sqrt{2\sigma}$, $\rho \approx 0.477 = \text{const}$. В отрезок $[x_0 - E; x_0 + E]$ попадает 50% случайных величин, в отрезок $[x_0 - 2E; x_0 + 2E]$ – около 82%, в отрезок $[x_0 - 3E; x_0 + 3E]$ – около 96%, в отрезок $[x_0 - 4E; x_0 + 4E]$ – более 99%. Поскольку гауссовское распределение определено на $(-\infty, \infty)$, в практических приложениях требуется ограничить интервал, исключив области, вероятность попадания в которые близка к нулю. В силу этого на практике, как правило, для распределения случайных величин по нормальному закону используют отрезок $[x_0 - 4E; x_0 + 4E]$. Это позволяет экономить на численных расчетах и исключить нефизические значения случайных величин.

Для оценки влияния дисперсии нормального закона распределения различных параметров на распределение осколков по размеру был решен ряд задач, в которых величина $\varepsilon_{\max}^{\text{эКВ}}$ распределялась в интервалах $4E = 5\%x_0$, $4E = 10\%x_0$, $4E = 15\%x_0$, $4E = 20\%x_0$. На рис. 4.25...4.32 представлена картина разрушения медной оболочки, заполненной гексогеном, полученная исходя из критерия разрушения по эквивалентной пластической деформации, с использованием метода локальной перестройки разностной сетки. Данные расчетов показывают, что увеличение дисперсии $\varepsilon_{\max}^{\text{эКВ}}$ приводит к увеличению в спектре относительной доли средних и крупных осколков и к уменьшению максимума, вызванного осколками мелкой фракции, в связи с чем средний размер осколка увеличивается. Максимальный размер осколка также

имеет тенденцию к увеличению, что приводит к возрастанию числа осколков, содержащих в себе участки обеих начальных поверхностей (внутренней и внешней). Это объясняется тем, что с увеличением дисперсии увеличивается число крупных дефектов, которые реализуются в микротрещины на начальных этапах разрушения, причем разгрузка от вновь образованных поверхностей уменьшает опасность реализации более мелких дефектов.

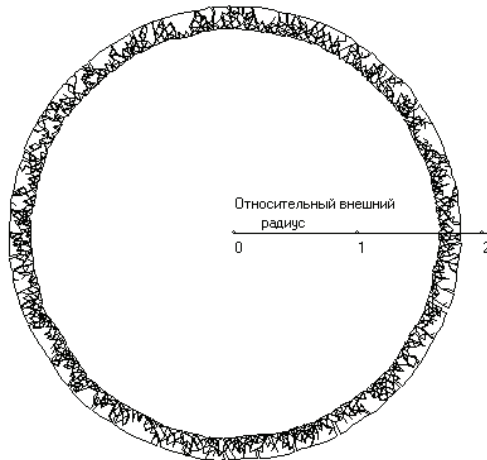


Рис. 4.25. Распределение $\varepsilon_{\max}^{\text{эКВ}}$ по нормальному закону в интервале

$$4E = 5\%x_0. \text{ Время } t = 32 \text{ мкс}$$

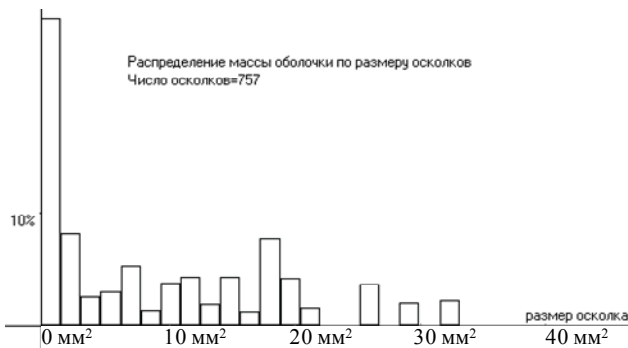


Рис. 4.26. Осколочный спектр. Распределение $\varepsilon_{\max}^{\text{эКВ}}$ по нормальному за-

$$\text{кону в интервале } 4E = 5\%x_0. \text{ Время } t = 32 \text{ мкс}$$

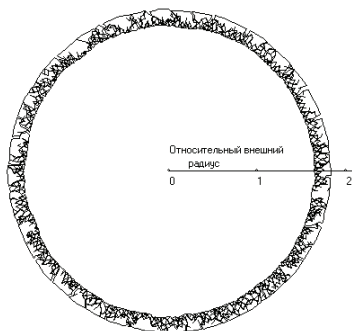


Рис. 4.27. Распределение $\epsilon_{\text{шах}}^{\text{ЭКВ}}$ по нормальному закону в интервале $4E = 10\%x_0$. Время $t = 32$ мкс

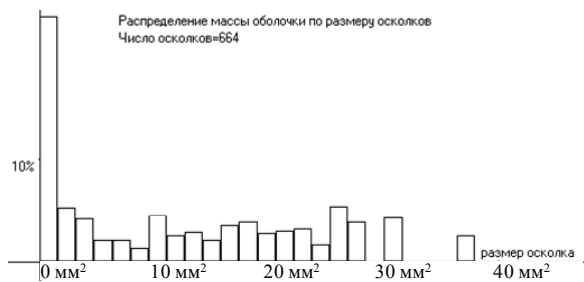


Рис. 4.28. Осколочный спектр. Распределение $\epsilon_{\text{шах}}^{\text{ЭКВ}}$ по нормальному закону в интервале $4E = 10\%x_0$. Время $t = 32$ мкс

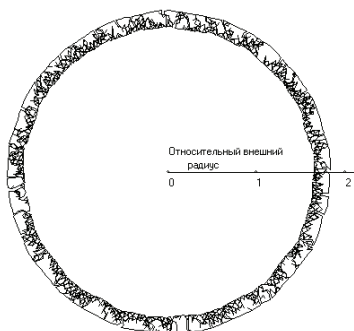


Рис. 4.29. Распределение $\epsilon_{\text{шах}}^{\text{ЭКВ}}$ по нормальному закону в интервале $4E = 15\%x_0$. Время $t = 32$ мкс

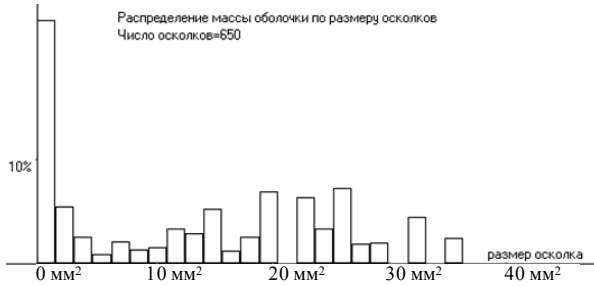


Рис. 4.30. Осколочный спектр. Распределение $\epsilon_{\text{мах}}^{\text{ЭКВ}}$ по нормальному закону в интервале $4E = 15\%x_0$. Время $t = 32$ мкс



Рис. 4.31. Распределение $\epsilon_{\text{мах}}^{\text{ЭКВ}}$ по нормальному закону в интервале $4E = 20\%x_0$. Время $t = 32$ мкс

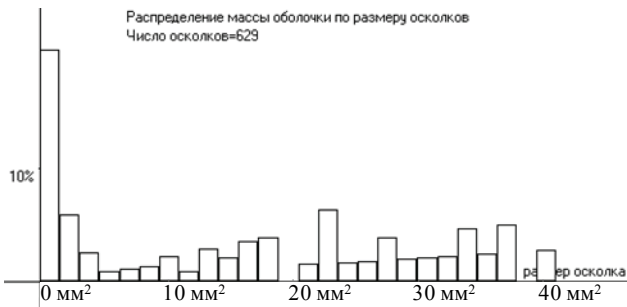


Рис. 4.32. Осколочный спектр. Распределение $\epsilon_{\text{мах}}^{\text{ЭКВ}}$ по нормальному закону в интервале $4E = 20\%x_0$. Время $t = 32$ мкс

Аналогичные расчеты были проведены для различной дисперсии распределения предела текучести σ_T [123], исходя из критерия разрушения по эквивалентной пластической деформации, с использованием метода локальной перестройки разностной сетки.

Из приведенных результатов [123] видно, что влияние разброса σ_T на окончательное распределение осколков по размеру гораздо меньше, чем влияние разброса $\varepsilon_{\max}^{\text{ЭКВ}}$. Это объясняется, скорее всего, тем, что вследствие высоких линейных скоростей расширения оболочки искажающее влияние ослабления материала не приводит на начальном этапе разрушения к существенной локализации деформаций в данной точке. При этом срабатывание КР по эквивалентной пластической деформации происходит более равномерно, чем при распределении с такой же дисперсией критического значения $\varepsilon_{\max}^{\text{ЭКВ}}$.

Наряду с нормальным распределением для распределения по ячейкам области критического значения деформации были использованы экспоненциальный закон (4.20) и вейбулловское распределение (4.21) при параметре $\lambda = 2$ (распределение Релея), что в переменных x_0 и σ^2 дает

$$\frac{dp}{dx} = \frac{2(x - x_0 + c_2)}{\sigma^2 c_1} e^{-\frac{(x - x_0 + c_2)^2}{\sigma^2 c_1}}, \quad (x_0 - c_2 \leq x \leq \infty), \quad (4.21)$$

где $c_1 = 4 / (4 - \pi)$; $c_2 = \sigma \sqrt{\pi c_1} / 2$.

Распределение Вейбулла не является симметричным, поэтому представление его в аналитическом виде через математическое ожидание и дисперсию не всегда возможно, что вызывает определенные неудобства при аналитических расчетах. Распределение Релея (4.21), являясь частным случаем распределения Вейбулла, представляет собой нечто среднее между нормальным и экспоненциальным законом и напоминает распределение F Снедкора. Применение (4.21) к распределению $\varepsilon_{\max}^{\text{ЭКВ}}$ по ячейкам области (с дисперсией десятипроцентного отклонения) приводит к результатам (рис. 4.33...4.34), близким к полученным при использовании нормального закона с аналогичной дисперсией.

Экспоненциальное распределение (4.19), в силу его выраженной асимметрии, в основном применяют для распределений, в которых

в качестве параметра выступает время. Тем не менее применение его для начального распределения $\epsilon_{\max}^{\text{ЭКВ}}$ дало картину (рис. 4.35...4.36), качественно совпадающую со спектром, образующимся при нормальном распределении.

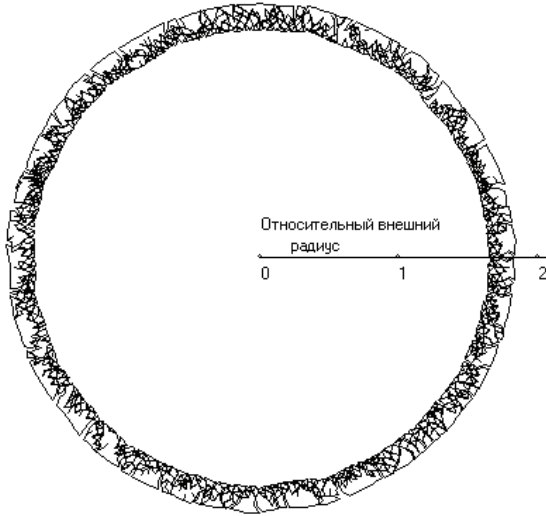


Рис. 4.33. Распределение $\epsilon_{\max}^{\text{ЭКВ}}$ по вейбулловскому закону. Время $t = 32$ мкс

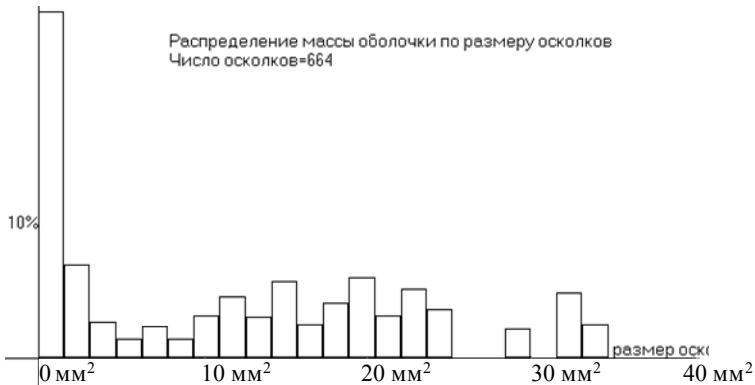


Рис. 4.34. Осколочный спектр. Распределение $\epsilon_{\max}^{\text{ЭКВ}}$ по вейбулловскому закону. Время $t = 32$ мкс

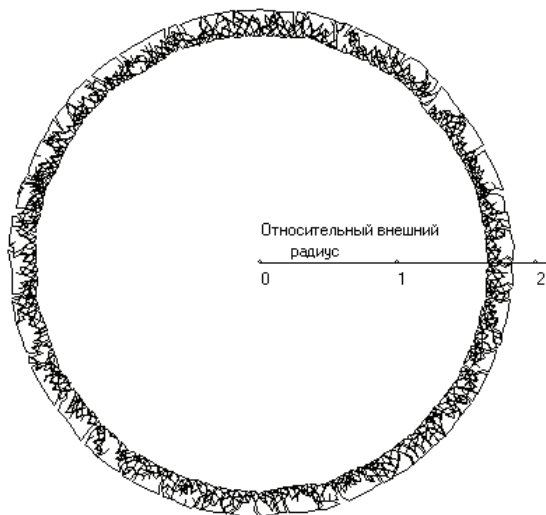


Рис. 4.35. Распределение $\varepsilon_{\max}^{\text{экв}}$ по экспоненциальному закону. Время $t = 32$ мкс

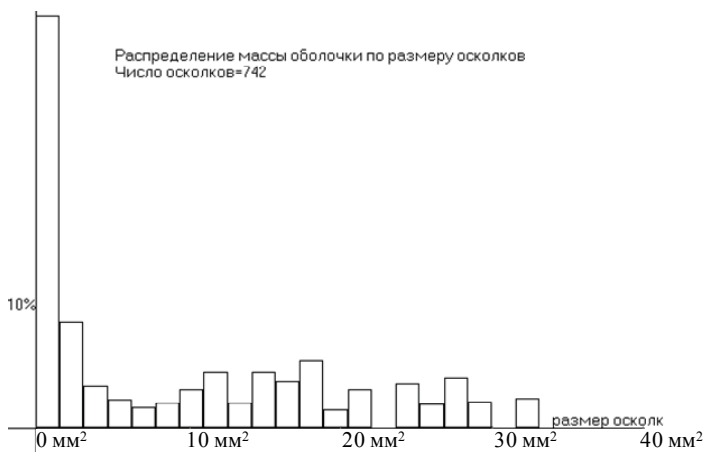


Рис. 4.36. Осколочный спектр. Распределение $\varepsilon_{\max}^{\text{экв}}$ по экспоненциальному закону. Время $t = 32$ мкс

Для каждого из трех законов было проведено усреднение по реализации. Количество численных экспериментов, используемых при усреднении, было равно 5. Полученные результаты показали, что в смысле

метрики среднеквадратичного отклонения, различие между усредненными спектрами гораздо меньше, чем между результатами одного эксперимента и его усреднением.

Разница между усреднением по реализации для нормального и вейбулловского законов составило

$$\sigma_{\text{вейб}} = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\bar{f}_{i,\text{вейб}} - \bar{f}_{i,\text{норм}})^2} = 1.5\%$$

от массы оболочки.

Разница между усреднением по реализации для нормального и экспоненциального законов составило

$$\sigma_{\text{эксп}} = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\bar{f}_{i,\text{эксп}} - \bar{f}_{i,\text{норм}})^2} = 1.8\%$$

от массы оболочки.

Среднее различие между результатами одного эксперимента и его усреднением составило

$$\bar{\sigma}_{\text{норм}} = \frac{1}{m} \sum_{j=1}^m \left(\sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (f_{i,\text{норм}}^j - \bar{f}_{i,\text{норм}})^2} \right) = 2.3$$

от массы оболочки.

Здесь $n = 30$ – число интервалов, на который разбит осколочный спектр; $m = 5$ – число экспериментов, использующихся для усреднения по реализации; $\bar{f}_i = \frac{1}{m} \sum_{j=1}^m f_i^j$ – значение усредненной функции спектра (в координатах «масса по массе») в i -м интервале; f_i^j – значение в i -м интервале функции спектра, полученной в j -м эксперименте.

Из приведенных результатов видно, что $\bar{\sigma}_{\text{норм}}$ гораздо больше, чем $\sigma_{\text{вейб}}$ и $\sigma_{\text{экспон}}$, что позволяет нам сделать вывод о том, что осколочные спектры, получаемые с использованием различных законов распределения начальных неоднородностей, совпадают при одинаковой дисперсии начального распределения с точностью до вероятностного фактора. Стоит отметить, что при изменении числа интервалов, на который разбивается осколочный спектр, значения $\bar{\sigma}_{\text{норм}}$, $\sigma_{\text{вейб}}$, $\sigma_{\text{экспон}}$ изменяются в силу того, что они являются дискретными величинами, однако при этом всегда остается справедливым соотношение

$\bar{\sigma}_{\text{норм}} > \sigma_{\text{вейб}}, \sigma_{\text{экспон}}$, что является свидетельством корректности сделанных выводов.

4.5.3. Влияние параметров нагружения на осколочные спектры

Для оценки влияния параметров ВВ и материала оболочки на процесс разрушения были проведены численные расчеты для пары «сталь SAE 1022 – гексоген» и для пары «сталь SAE 1022 – октоген». Характеристики материала оболочки брались следующими:

$$\rho_0 = 7840 \text{ кг/м}^3, \mu = 81 \text{ ГПа}, \sigma_T = 940 \text{ МПа},$$
$$p = A \left[\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{5.5} - 1 \right], \text{ где } A = 21.5 \text{ ГПа}.$$

Разрушение в случае такого хрупкого материала, как сталь ($\varepsilon_{\text{max}}^{\text{КВ}} = 0.06$), происходит совершенно иначе, чем в случае пластичной меди. Разрушение начинается с внутренней поверхности еще при первом проходе волны сжатия по оболочке, причем материал в зоне разрушения дробится равномерно и весьма интенсивно. Зона дробления имеет достаточно четкую границу (рис. 4.37, 4.42), которая постепенно распространяется по направлению к внешней поверхности. Из-за высокой линейной скорости расширения оболочки (по сравнению с малым значением $\varepsilon_{\text{max}}^{\text{КВ}}$) влияния разгрузки от вновь образующихся поверхностей разрушения на процесс дробления практически не наблюдается. При встрече фронта разрушения с волной разрежения (образующейся при отражении волны сжатия от внешней поверхности) характер процесса разрушения резко меняется (рис. 4.38, 4.43). От зоны раздробленного материала по направлению к внешней поверхности начинают распространяться отдельные радиальные трещины. Уже к 12 мкс осколочный спектр практически сформировался и продолжается свободный разлет осколков. Осколочный спектр в случае, когда в роли ВВ выступает гексоген (рис. 4.41), показывает значительную долю полностью раздробленного материала (порядка 70%) в общей массе осколков.

Казалось бы, применение в качестве ВВ октогена ($\rho_0 = 1891 \text{ кг/м}^3$, $D = 9110 \text{ м/с}$) увеличит скорость расширения оболочки, что, согласно [60], уменьшает роль процесса разгрузки материала, и осколочный спектр сместится в сторону уменьшения размера осколка. И действи-

тельно, данные численных расчетов показывают, что в случае октогена увеличиваются размеры первоначально формирующейся зоны дробления, так как за счет более высокой скорости расширения и, как следствие, более высокой скорости продвижения фронта разрушения его встреча с отраженной волной разрежения происходит ближе к внешней поверхности оболочки. Однако, как ни странно, дробление зоны, прилегающей к внешней поверхности, идет менее интенсивно, что приводит даже к увеличению (по сравнению с гексогеном) числа относительно крупных осколков. Скорее всего, это можно объяснить следующим: применение в качестве ВВ октогена уменьшает толщину неразрушенного (при первом проходе волны сжатия) слоя, прилегающего к внешней поверхности. В связи с этим данный слой в большей степени успевает разделиться на части в период прохода волны разрежения. Дальнейшее расширение и нагружение фрагментов оболочки не приводит к существенному увеличению степени дробления в связи с малым размером оставшихся фрагментов. В случае гексогена относительно крупные фрагменты, образованные при разрушении внешнего слоя, успевают сохранить целостность до прохода второй волны сжатия, во время чего в основном и происходит их окончательное дробление.

Таким образом, можно сделать вывод о том, что характер разрушения зависит от очень многих параметров, что делает незаменимым численный расчет при оценке их влияния на формирование осколочного спектра и в ситуации, когда необходимо предсказать особенности фрагментации при изменении одного из этих параметров.

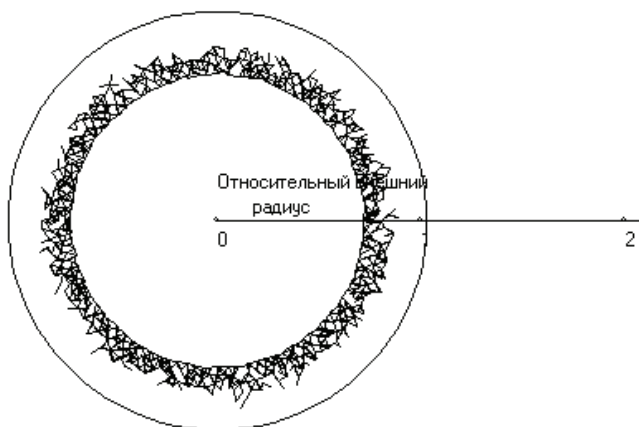
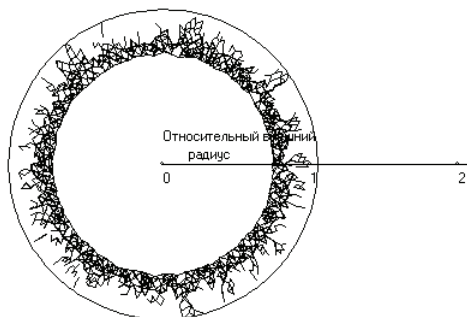
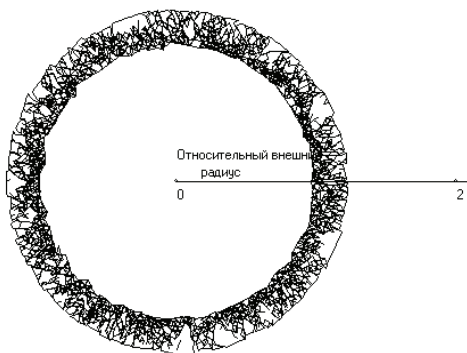
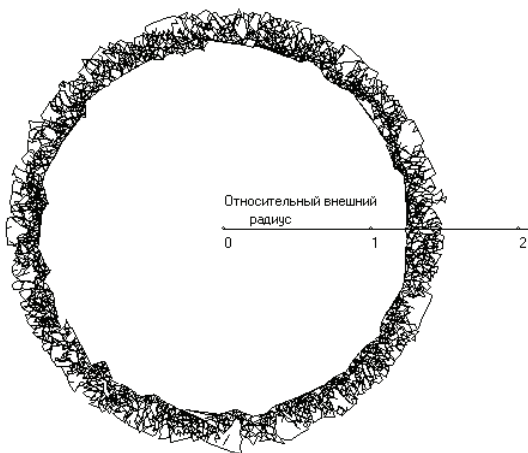
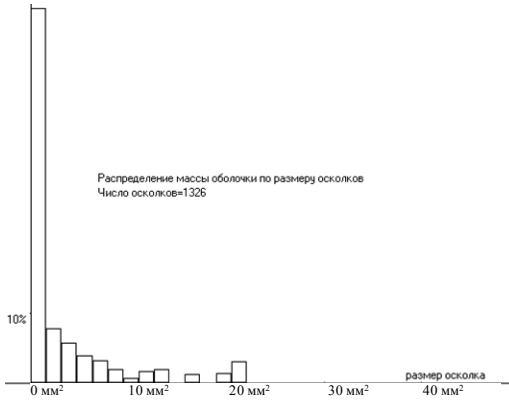
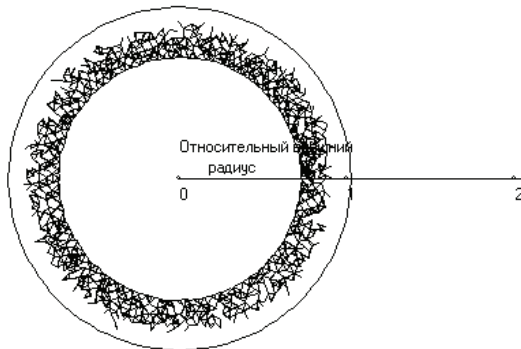
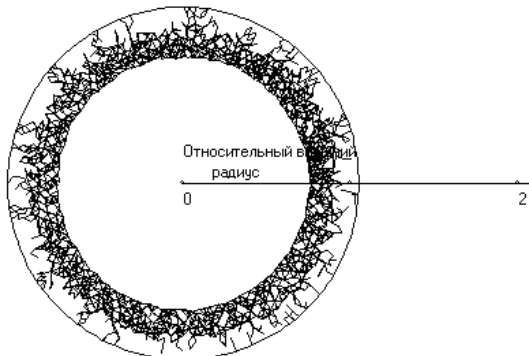
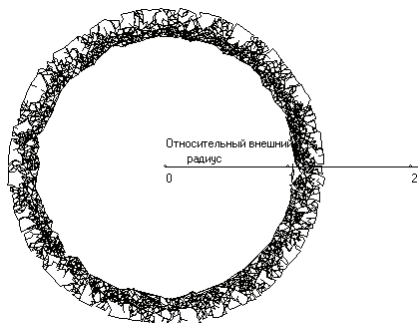
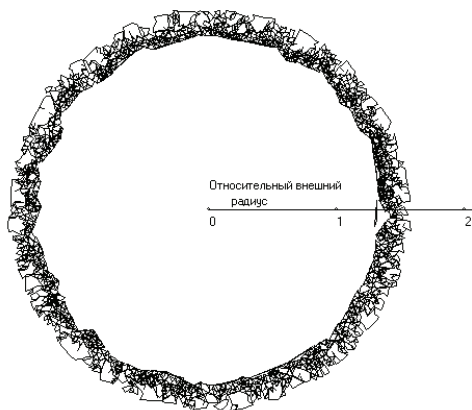
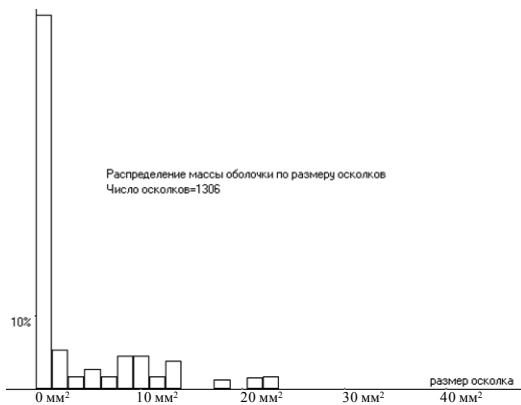


Рис. 4.37. Сталь – гексоген. Время $t = 3.1$ мкс

Рис. 4.38. Сталь – гексоген. Время $t = 4.5$ мксРис. 4.39. Сталь – гексоген. Время $t = 12$ мксРис. 4.40. Сталь – гексоген. Время $t = 20$ мкс

Рис. 4.41. Сталь – гексоген. Осколочный спектр. Время $t = 20$ мксРис. 4.42. Сталь – октоген. Время $t = 2.6$ мксРис. 4.43. Сталь – октоген. Время $t = 4$ мкс

Рис. 4.44. Сталь – октоген. Время $t = 12 \mu\text{с}$ Рис. 4.45. Сталь – октоген. Время $t = 20 \mu\text{с}$ Рис. 4.46. Сталь – октоген. Осколочный спектр. Время $t = 20 \mu\text{с}$

4.5.4. Разрушение оболочек с подрезкой

Для оценки влияния технологических ослаблений на характер фрагментации был решен ряд задач о разрушении оболочек, ослабленных системой подрезок на внешней поверхности. Подрезка (рис. 4.47) выполнялась на глубину 30 и 50% от толщины оболочки.

Сравнивая рис. 4.40 и 4.48, можно сделать вывод, что для довольно хрупких материалов подрезка не играет существенной роли в силу того, что материал большей частью дробится в волне сжатия. В то же время для медной оболочки (рис. 4.49...4.52) подрезка очень сильно влияет на формирующийся осколочный спектр, так как местное ослабление вызывает вокруг себя резкое изменение характера фрагментации. На рис. 4.49 видно, что, несмотря на подобное изменение характера фрагментации, 30-процентной подрезки явно недостаточно для того, чтобы линии ослабления стали основой радиальных макротрещин.

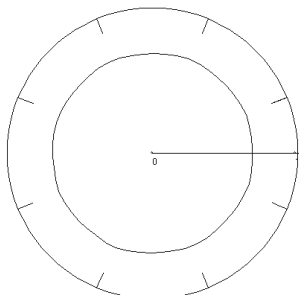


Рис. 4.47. Схема задачи о разрушении оболочки с подрезкой

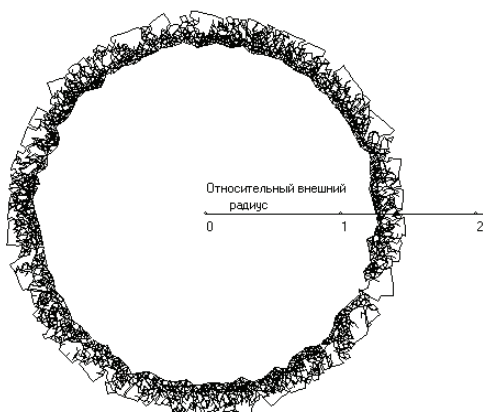


Рис. 4.48. Стальная оболочка, подрезка на 30%. Время $t = 20$ мкс

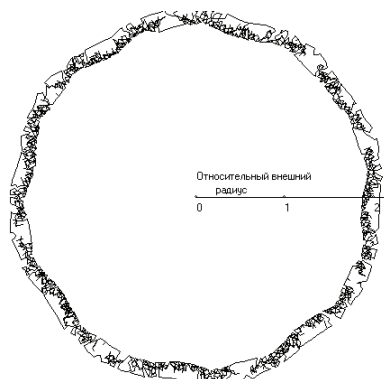


Рис. 4.49. Медная оболочка, подрезка на 30%. Время $t = 40$ мкс

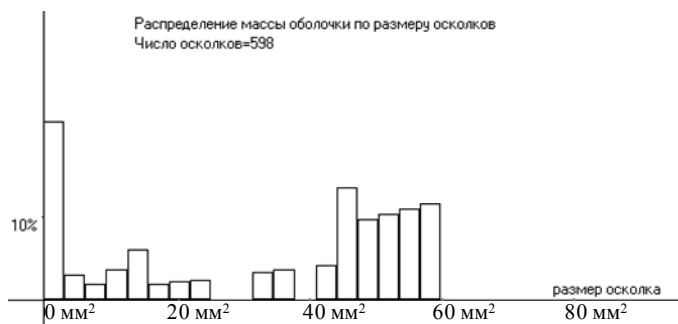


Рис. 4.50. Спектр: медная оболочка, подрезка на 30%.

Время $t = 40$ мкс

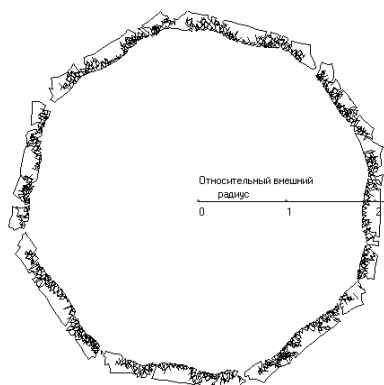


Рис. 4.51. Медная оболочка, подрезка на 50%. Время $t = 40$ мкс

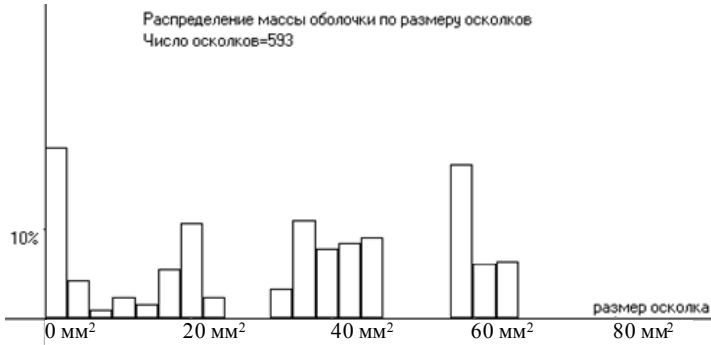


Рис. 4.52. Спектр: медная оболочка, подрезка на 50%.

Время $t = 40$ мкс

В то же время осколочный спектр (рис. 4.50) показывает значительное увеличение числа крупных осколков. Увеличение глубины подрезки до 50% (рис. 4.51...4.52) оказывается достаточным для того, чтобы вершины линии подрезки стали центрами зарождения радиальных магистральных трещин, при этом осколочный спектр еще больше смещается в сторону увеличения размера осколка.

Таким образом, варьированием глубины подрезки можно влиять на характер фрагментации и управлять такими параметрами, как средний и максимальный размер осколка.

4.6. Примеры 3D расчетов с использованием вероятностного подхода

В ходе решения трехмерных задач в качестве тестового расчета было проведено численное моделирование задачи о разрушении кольца, одетого на металлическую трубку, заполненную ВВ [128]. Подобные эксперименты называются «exploding cylinder tests» и позволяют снизить влияние неизбежных нарушений симметрии в геометрических параметрах и параметрах нагружения. На рис. 4.53 представлена схема опыта по взрывному расширению цилиндра [128].

Медная трубка длиной 20 см заполнена ВВ. Внутренний радиус трубки 1.150 см, внешний – 1.698 см. В качестве ВВ использовался тротил. На середину трубки надето кольцо с внутренним диаметром, равным диаметру трубки, и внешним радиусом 2.5 см. Высота кольца составляла 1.0 см. Расчетная сетка, используемая в данном расчете, со-

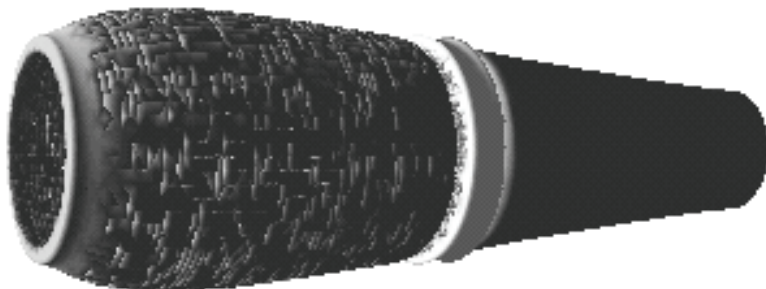
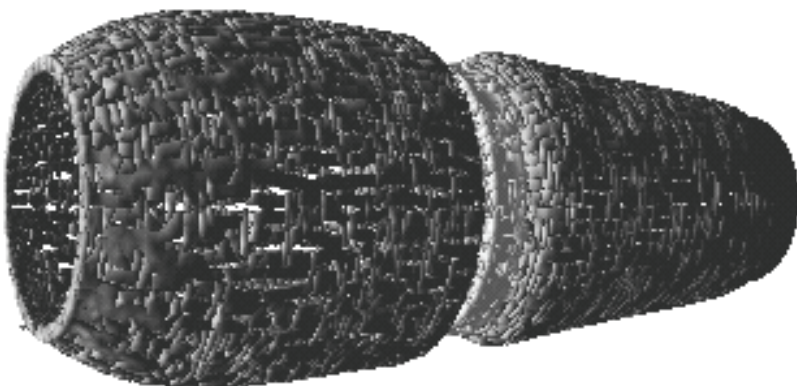
ставляла около 500 тысяч тетраэдрических ячеек. Для описания разрушения использовался метод раздвоения по узлам – при выполнении в окрестности узла критерия разрушения (в качестве которого был принят критерий по эквивалентной пластической деформации) происходит расщепление узлов и образование поверхности разрушения.



Рис. 4.53. Схема эксперимента

В начальный момент времени происходит срабатывание детонатора на одном из торцов трубки и детонационная волна начинает распространяться вдоль оси медной оболочки. В момент, когда взрывная волна доходит до середины оболочки, где расположено кольцо, характер процесса начинает меняться. Кольцо начинает играть роль дополнительного ребра жесткости и тормозит расширение оболочки, происходящее под действием давления продуктов детонации. Одновременно с этим начинается разгон самого кольца. Эволюция оболочки и кольца в процессе расширения представлена на рис. 4.54, 4.55 (продукты детонации не показаны). Схема эксперимента обеспечивает уменьшение влияния различных геометрических неоднородностей и особенностей сборки заряда ВВ, поэтому кольцо имеет достаточно равномерную радиальную скорость по всей окружности. В связи с тем, что скорость деформации практически одинакова для всех точек кольца, основную роль в процессе зарождения трещин начинают играть начальные неоднородности.

Предельное значение эквивалентной пластической деформации определялось по ячейкам расчетной области по нормальному закону распределения с дисперсией десятипроцентного отклонения. Распределение осуществлялось с помощью модифицированного генератора случайных чисел, выдающего величину, подчиняющуюся указанному закону распределения.

Рис. 4.54. Время $t = 30$ мксРис. 4.55. Время $t = 45$ мкс

Внесение начальных неоднородностей в физико-механические свойства материала приводит к более раннему срабатыванию критерия разрушения на дефектах структуры и последующей разгрузке материала на образовавшейся при этом поверхности разрушения. По мере расширения кольца можно наблюдать локализацию деформаций в вершинах радиальных трещин, образовавшихся на начальных неоднородностях, и формирование достаточно крупных осколков (рис. 4.56). На осколочном спектре в координатах «масса осколка / номер осколка» (рис. 4.57) (кружки – эксперимент, крестики – численный расчет) можно наблюдать 21 относительно крупный осколок, что вполне удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными [128]. На графике виден характерный излом кривой между крупными осколками, образованными радиальными трещинами, и более мелкими, образованными в ре-

зультате взаимодействия трещин. Несмотря на то, что использование метода раздвоения по узлам увеличивает число осколков мелкой фракции, описанный подход вполне может быть применен для предсказания числа крупных фрагментов, а также для определения поля скоростей осколков. Причем не только для простых элементов, как кольцо, но и для более сложных объектов, в том числе замкнутых оболочек.

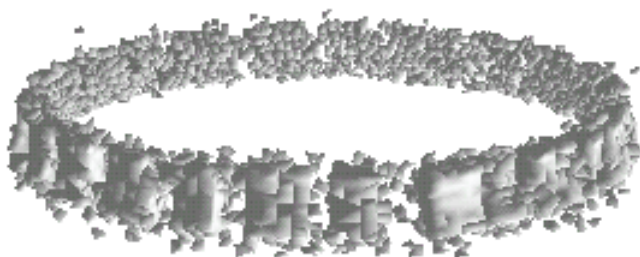


Рис. 4.56. Разделение кольца на осколки

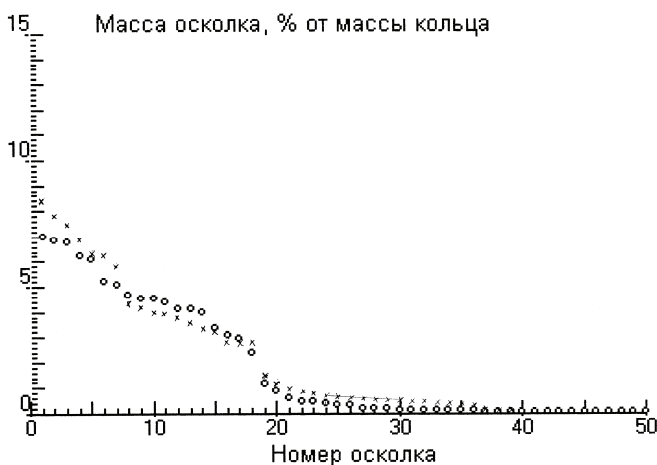


Рис. 4.57. Осколочный спектр

Разрушение упругопластических цилиндров при мгновенном подрыве зарядов ВВ в случае заданного и естественного дробления рассматривалось в работе [129]. Задачи решались в трехмерной постановке, т.к. такой подход позволяет исследовать процессы динамического нагружения цилиндров более полно по сравнению с одномерным и двумерным подходами. Заданное дробление реализовывалось с использо-

ванием линий локального ослабления прочностных характеристик материала вдоль образующих и окружности цилиндров, естественное дробление – с использованием вероятностного подхода к описанию начального распределения физико-механических характеристик материала оболочек.

Ниже численно моделируются в пространственной постановке задачи расширения толстостенных упругопластических оболочек под действием скользящей детонационной волны [130]. Для моделирования процесса детонации заряда ВВ, при лагранжевом способе описания движения среды, использовался подход, предложенный в работе [131]. При сжатии ВВ в счетной ячейке до критического значения $\rho_{кр}$ происходит смена уравнения состояния, описывающего поведение продуктов детонации.

Уравнение состояния записывается в следующем виде:

$$P = (1 - \xi) f_1(\rho) + \xi f_2(\rho), \quad f_1(\rho) \equiv A \left[\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^n - B \right], \quad f_2(\rho) \equiv C \rho^k,$$

где при условии $\rho \geq \rho_{кр}$ значение ξ меняется с 0 на 1; A , η , B , C – константы.

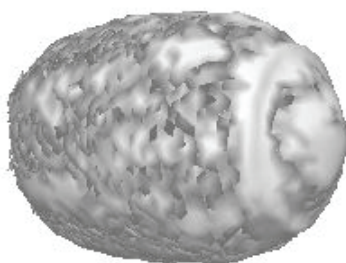
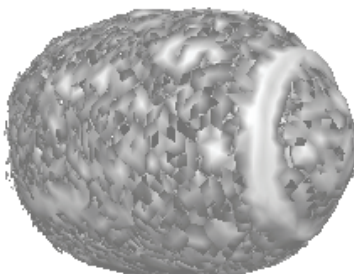
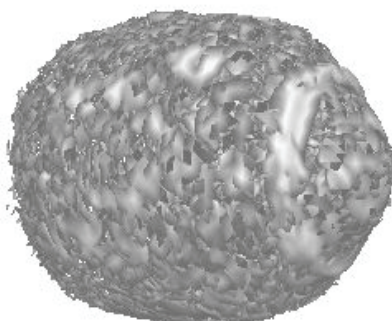
Для апробации методов вероятностного разрушения при численном моделировании процессов разрушения в трехмерной постановке, решалась задача о подрыве замкнутой оболочки для пары медь (оболочка) – тротил (ВВ). Общая длина оболочки равнялась 12 см, длина цилиндрической части – 5.3 см. Внешний радиус цилиндрической части равнялся 3 см, внутренний радиус – 2 см. Толщина дна равнялась 1 см. В исходном состоянии замкнутая медная оболочка оживальной формы заполнена ВВ, происходит торцевая детонация. В качестве критерия разрушения при интенсивных сдвиговых деформациях в данном случае используется достижение эквивалентной пластической деформацией или удельной величиной работы пластических деформаций своего предельного значения [7, 15].

На рис. 4.58...4.62 представлены результаты моделирования (с использованием метода раздвоение по узлам) разрушения оболочки, происходящего под действием бегущей детонационной волны.

Вероятностный характер формирования осколков отчетливо прослеживается на внешней поверхности оболочки, где можно наблюдать локализацию деформаций и образование магистральных трещин. На заключительных стадиях процесса, когда разрушение закончено и про-

долгается свободный разлет осколков, можно наблюдать осколки различных размеров.

Осколочный спектр, образующийся в результате разрушения оболочки, качественно подтверждает экспериментальные данные о бимодальности распределения осколков по массе.

Рис. 4.58. Время $t = 10$ мксРис. 4.59. Время $t = 45$ мксРис. 4.60. Время $t = 60$ мксРис. 4.61. Время $t = 75$ мксРис. 4.62. Время $t = 90$ мкс

Развитие во времени процесса пробития тонкой преграды стальной оболочкой оживальной формы, заполненной взрывчатим веществом

(ВВ) [132, 133], приведено для ряда моментов времени на рис. 4.63. В силу вероятностного характера разрушения преграды в моменты времени $t > 0$ задача перестает быть осесимметричной и становится пространственной. Это отчетливо видно на рисунках, где появляются тыльные разрушения преграды и формируется осколочное поле. Можно отметить в этом случае, что осколки имеют различную форму и размеры относительно первоначальной оси симметрии взаимодействующих преграды и ударника. Подобный характер осколкообразования более соответствует реальным процессам пробития преград, чем результаты работ, рассматривающих процесс пробития без учета вероятностного характера дробления реальных тел. Деформированная в ходе взаимодействия с преградой медная оболочка уже не является идеально осесимметричной, по крайней мере, в области ее оживальной части.

В случае пробития преграды оболочкой с зарядом ВВ исследовался характер фрагментации преграды и оболочки в зависимости от времени инициирования детонации заряда ВВ (в ходе ударного взаимодействия или после пробития преграды). На рис. 4.64 приведена конфигурация системы для пяти моментов времени, показано нормальное пробитие преграды и фрагментация оболочки. Материал оболочки – сталь, преграды – медь, ВВ – тротил. Скорость соударения равна 1000 м/с. Внешний радиус оболочки – 0.03 м, внутренний – 0.015 м, длина – 0.12 м, толщина преграды – 0.01 м, днища оболочки – 0.015 м, радиус преграды – 0.12 м. В ходе расчетов реализуется задержка инициирования детонации ВВ, равная 100 мкс. Вследствие этого фрагментация оболочки начинается после того, как она проникнет за преграду, что наглядно показано на рис. 4.63, д.

При разрушении оболочки и преграды формируются две группы осколков, взаимодействующих между собой. Размер ячейки в продуктах детонации, сравнимый с размером ячейки в материале оболочки, в случае используемого в работе лагранжевого подхода к описанию движения сплошной среды не позволяет описывать прорыв газа сквозь образующиеся трещины на ранних этапах разрушения. Однако к моменту разрушения разгон оболочки, в основном, завершен и потерей давления за счет истечения ПД можно пренебречь.

Процесс дробления оболочки и преграды (инициирование ВВ происходит у днища при $t = 1000$ мкс) представлен на рис. 4.64, вероятностный характер формирования осколков отчетливо прослеживается на внешней поверхности оболочки, где наблюдаются осколки различных размеров.

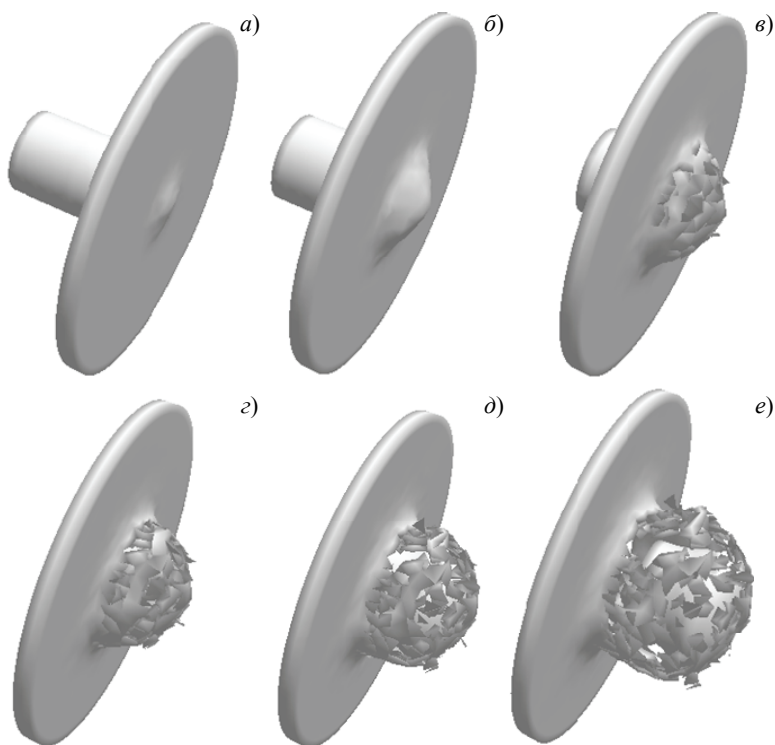


Рис. 4.63. Этапы пробития тонкой преграды оболочкой с наполнителем:

$a - t = 20$ мкс; $b - t = 40$ мкс; $c - t = 62$ мкс; $z - t = 80$ мкс;

$d - t = 100$ мкс; $e - t = 127$ мкс

В силу вероятностного характера разрушения преграды в моменты времени $t > 0$ задача перестает быть осесимметричной и становится пространственной. Это отчетливо видно на рисунках, где появляются трещины на тыльной поверхности преграды и формируется осколочное поле. Можно отметить, что осколки имеют различную форму и размеры относительно первоначальной оси симметрии взаимодействующих преграды и оболочки. Подобный характер осколкообразования более адекватен реальным процессам пробития преград, чем результаты работ, рассматривающих процесс пробития без учета вероятностного характера дробления реальных тел. Процесс пробития под углом 15° преграды оболочкой с зарядом ВВ и дальнейшим подрывом взрывчатого вещества представлен на рис. 4.65. Задержка инициирования заряда ВВ составляет 100 мкс. В данном случае на процессе разрушения преграды отра-

жается исходная асимметрия процесса соударения. В этом случае процесс разрушения преграды и оболочки определяется взаимодействием детерминированных и вероятностных факторов, что наблюдается в реальных условия разрушения.

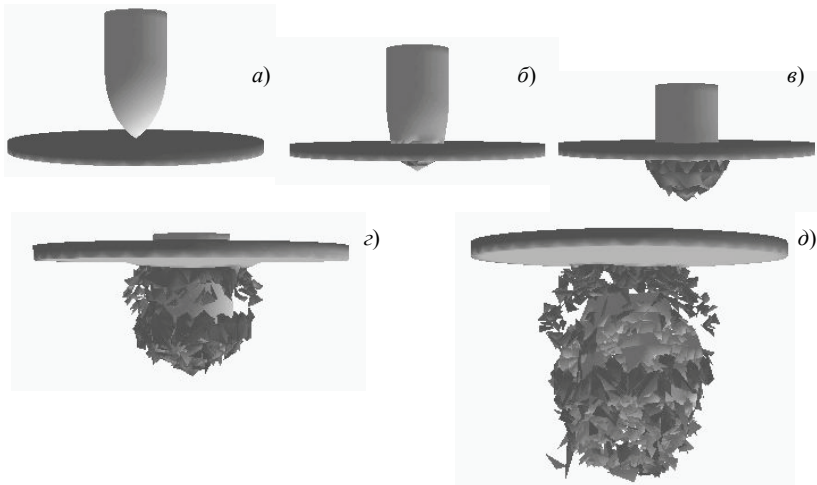


Рис. 4.64. Взаимодействие оболочки и преграды при нормальном ударе:
 a – 0 мкс; b – 30 мкс; c – 70 мкс; d – 120 мкс; e – 180 мкс

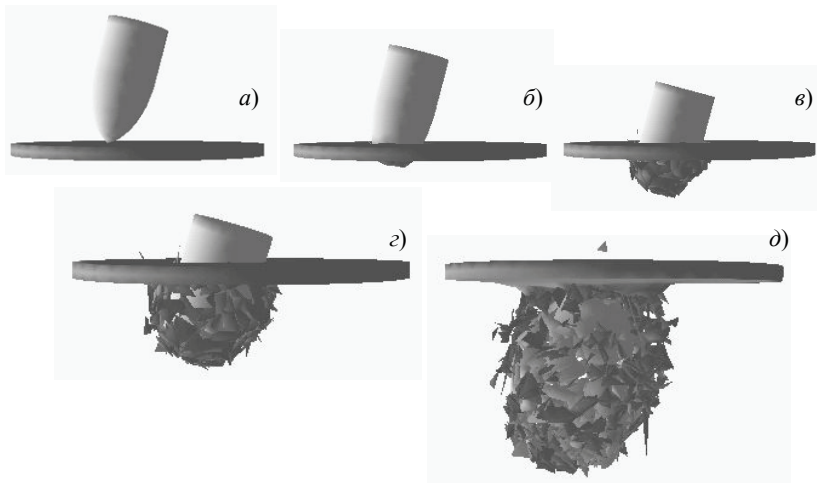


Рис. 4.65. Взаимодействие оболочки и преграды при наклонном ударе:
 a – 0 мкс; b – 30 мкс; c – 70 мкс; d – 100 мкс; e – 163 мкс

Лепесткование (пробитие тонкой преграды ударником с образованием характерных рваных краев) также является наглядным примером задачи, которую невозможно решить без привлечения вероятностного механизма. Для преграды диаметром 26.4 см и толщиной 2.3 мм, жестко заземленной по краям, решалась задача по пробитию её ударником оживальной формы (рис. 4.66...4.68). Использовался критерий разрушения по максимальным деформациям.

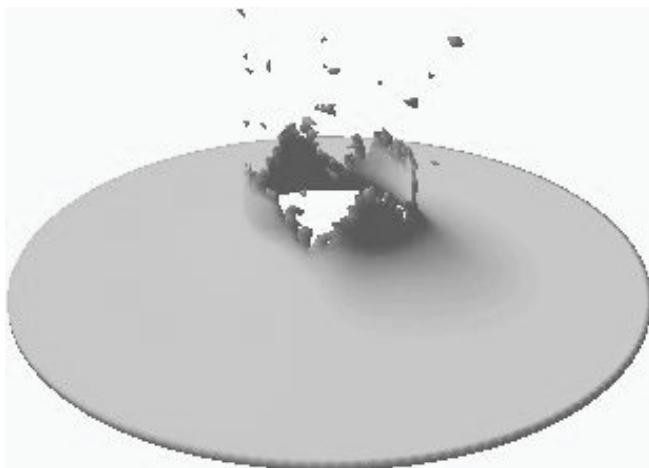


Рис. 4.66. Медь, скорость 150 м/с \Rightarrow 4 «лепестка»

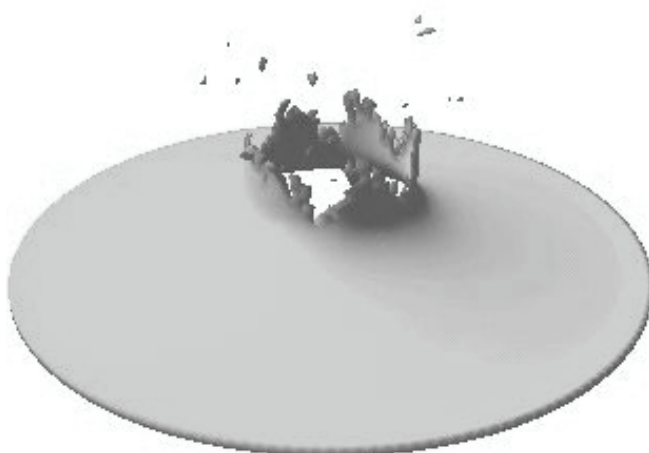


Рис. 4.67. Медь, скорость 300 м/с \Rightarrow 5 «лепестков»

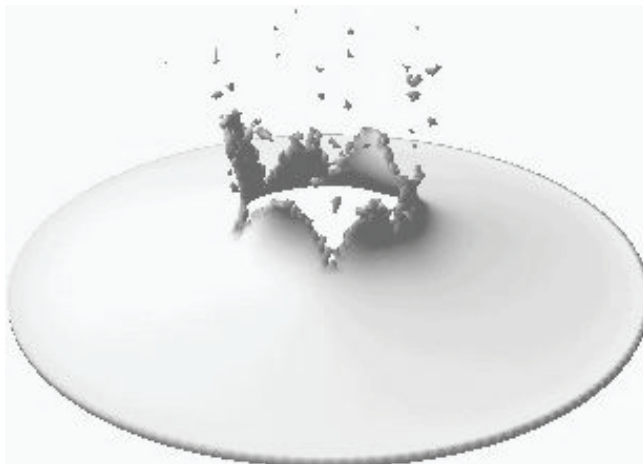


Рис. 4.68. Сталь, скорость 300 м/с \Rightarrow 6 «лепестков»

Стоит заметить, что методы с неявным введением поверхности трещины не позволяют корректно смоделировать эту задачу, форма лепестков и их число могут значительно изменяться из-за эрозионной потери массы, здесь же расчет наглядно показывает, как с изменением параметров эксперимента меняется число лепестков.

4.7. Особенности численного моделирования вероятностного разрушения в двумерной и трехмерной постановке

При моделировании задачи разрушения в двумерной постановке возникающая микротрещина предполагается по фронту бесконечно длинной (в плоскодеформированной постановке), либо кольцевой (в осесимметричной постановке). В дальнейшем, при росте микротрещин, их слиянии и образовании магистральной макротрещины и ее распространении также предполагается, что критерий разрушения срабатывает одновременно по всему фронту трещины.

Подобный подход полностью оправдан при моделировании детерминированного разрушения, например при откольных явлениях, однако в ситуациях, когда характер разрушения полностью определяется начальными дефектами и неоднородностями физико-механических характеристик, он имеет определенные ограничения, и это надо учитывать.

При трехмерной постановке задачи возникшая микротрещина предполагается в виде плоской эллиптической трещины. Из-за ограниченности ее размеров локализации деформаций на ней практически не происходит, и ее развитие затруднено (по сравнению с плоской постановкой задачи). Другими словами, для того чтобы «сдвинуть» микротрещину в трехмерной постановке, требуется гораздо больше энергии – энергия идет не только на продвижение «вперед», но и на ослабление флангов трещины. Математически это можно выразить так: энергия, необходимая для начала роста трещины, зависит от кривизны ее фронта. В трехмерной постановке задачи фронт уже не плоский, как в двумерной, а, следовательно, трещина растет гораздо медленней.

Скорее всего в реальной ситуации осколкообразования микротрещины на начальном этапе практически независимы, и, лишь при достижении ими определенной концентрации, когда они начинают влиять друг на друга, возникает локализация деформаций и образование макротрещины. В какой-то мере данное предположение подтверждают эксперименты Д. Райнхарта, Д. Пирсона и других авторов по торможению цилиндрических оболочек, наполненных ВВ. Как свидетельствуют данные эксперименты, в оболочках, сохранивших целостность после взрыва, наблюдаются зоны внутренних разрывов. При увеличении энергии заряда ВВ микротрещины в этих зонах сливаются в макротрещины и происходит разрушение оболочки на осколки.

4.8. Использование деформационных критериев разрушения в сеточных методах численного моделирования с явным описанием поверхности разрушения

Явное описание поверхности трещины при выполнении условия разрушения приводит к некоторым особенностям и ограничениям при использовании тех или иных критериев разрушения.

Одной из характерных особенностей методов с явным определением поверхности трещины является то, что при выполнении условия разрушения необходимо «скорректировать» значение параметра поврежденности в этой точке (рис. 4.69, *а*, *б*). Это необходимо для того, чтобы избежать повторного срабатывания критерия разрушения в этом месте на следующем шаге по времени, и имеет под собой реальное физическое обоснование: при возникновении трещины поврежденность, как правило, локализуется в достаточно узкой области, которая и становится

ся плоскостью трещины. Если принять область на рис. 4.69, *a* за характерный объем, а в качестве условия разрушения взять наличие микротрещины определенной длины, то видно, что после разделения материал на берегах трещины имеет остаточное значение параметра поврежденности меньше критического (рис. 4.70, *в*).

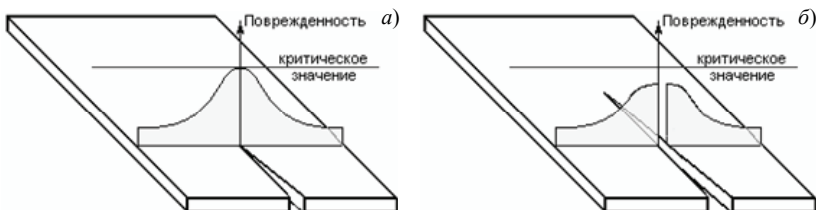


Рис. 4.69. Поврежденность в сечении трещины: *a* – в вершине трещины; *б* – на берегах трещины



Рис. 4.70. Поврежденность в процессе роста трещины: *a* – рост поврежденности, например образование микротрещин; *б* – локализация поврежденности в магистральную трещину; *в* – поврежденность достигла критического значения

Еще одной особенностью является то, что при выполнении критерия разрушения необходимо однозначно определить ориентацию плоскости образовавшейся трещины. При использовании для описания разрушения метода раздвоения по узлам (для расчетов в трехмерной постановке на данный момент это практически безальтернативный подход) критерий разрушения проверяется в узле, «корректировку» поврежденности при образовании трещины также требуется проводить в узле, поэтому при выборе параметра, используемого в качестве поврежденности, следует принимать во внимание то, что он должен быть привязан к узлу. Учитывая, что обычно в узлах определены только кинематические параметры (перемещения и скорости), необходимо обеспечить изменение поврежденности в узле на каждом шаге по времени (например, как осреднение приращения по окружающим ячейкам).

Параметр, используемый в качестве поврежденности, не может быть скалярным – в этом случае невозможно определить ориентацию возникающей микротрещины. Кроме того, «корректировку» поврежденности следует проводить только в плоскости трещины, ведь в перпендикулярном направлении дефекты не локализовались и возможно образование новой трещины. Выполнение этих требований возможно только в том случае, если параметр поврежденности – тензор 2-го ранга (по крайней мере не ниже).

Рассмотрим все вышесказанное применительно к деформационным критериям разрушения. Они достаточно просты, для определения их констант не требуются сложные эксперименты, в то же время они с приемлемой точностью могут быть использованы для решения широкого ряда задач. Условия применимости деформационных критериев могут быть сформулированы так: активное нагружение, разрушение преимущественно разрывом, отсутствие ярко выраженных откольных эффектов. Под это определение попадает достаточно много задач, например: задачи взрывного разрушения оболочек, пробитие тонких преград и т.д.

Учитывая все вышесказанное, в качестве параметра поврежденности может быть выбран тензор пластических деформаций. В узле определяются два параметра:

1) максимальное значение эквивалентной пластической деформации $\varepsilon_{\max}^{\text{ЭКВ}}$ – при инициализации распределяется по узлам расчетной области по нормальному закону распределения (моделируются начальные дефекты структуры);

2) тензор пластических деформаций ξ .

На каждом шаге по времени приращение тензора ξ в узле определяется как усредненное приращение пластических деформаций по входящим в узел ячейкам.

При выполнении условия разрушения определяется плоскость трещины как площадка с максимальными нормальными значениями ξ (одна из главных площадок тензора ξ). При раздвоении узлов параметр ξ уменьшается в плоскости трещины на 20%, при этом его значение в плоскости, перпендикулярной поверхности разрушения, не изменяется.

Стоит учесть, что при высоких скоростях деформации образования шейки, как правило, не происходит, поэтому, определение $\varepsilon_{\max}^{\text{ЭКВ}}$ через относительное сужение в шейке $\psi = (d_0 - d) / d_0$ в стандартных опытах

на одноосное растяжение $\varepsilon_{\max}^{\text{ЭКВ}} = \sqrt{6} \ln(1/(1-\psi))$ дает завышенное критическое значение эквивалентной пластической деформации. Определение $\varepsilon_{\max}^{\text{ЭКВ}}$ через относительное удлинение приводит к результатам, более согласованным с экспериментом.

Все вышесказанное может быть применено и к хрупким материалам, если вместо тензора накопленных пластических деформаций использовать девiator полных деформаций, а вместо эквивалентной пластической деформации – максимальную интенсивность деформаций.

Для задачи взрывного разрушения оживальной оболочки (торцевая детонация, см. рис. 4.58...4.62) было проведено сравнение трех вариантов условия образования трещины. На рис. 4.71...4.73 для одного и того же момента времени 100 мкс представлены расчеты (с более грубой сеткой, чем на рис. 4.58...4.62) [134], в которых использовались следующие критерии разрушения:

1) эквивалентная пластическая деформация превышает критическое значение: $\sum \sqrt{d\xi_{ij} d\xi_{ij}} \geq \varepsilon_{\max}^{\text{ЭКВ}}$ (рис. 4.71);

2) интенсивность тензора ξ превышает критическое значение эквивалентной пластической деформации: $\sqrt{\xi_{ij} \xi_{ij}} \geq \varepsilon_{\max}^{\text{ЭКВ}}$ (рис. 4.72);

3) максимальное значение тензора ξ превышает критическое значение эквивалентной пластической деформации $\max(\xi) \geq \sqrt{2/3} \varepsilon_{\max}^{\text{ЭКВ}}$ (рис. 4.73).

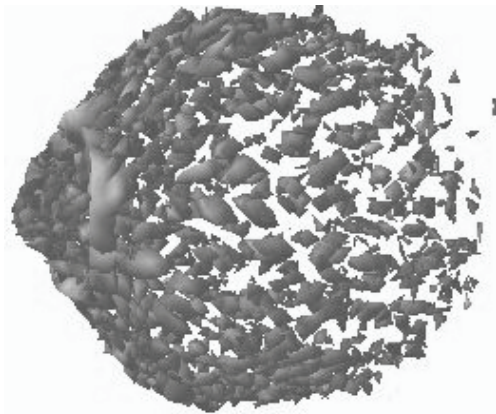


Рис. 4.71. Эквивалентная пластическая деформация

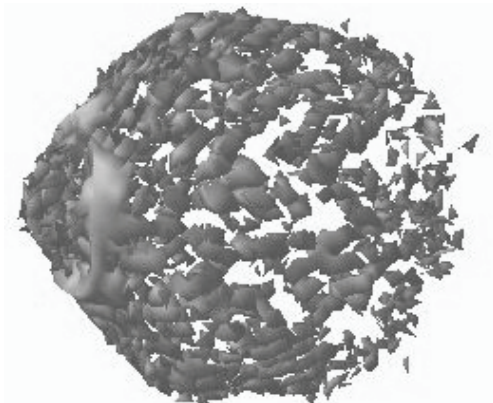


Рис. 4.72. Интенсивность пластических деформаций

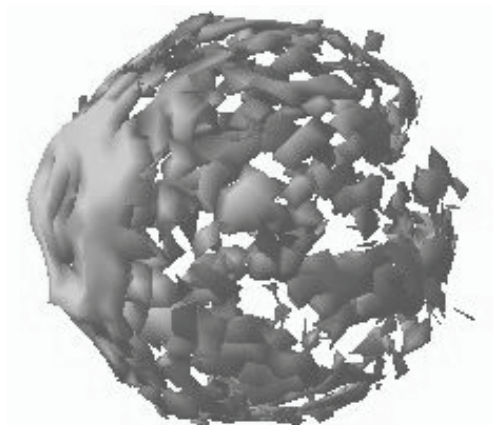


Рис. 4.73. Максимальные пластические деформации

Несмотря на достаточно грубую сетку, расчет позволяет сделать качественное сравнение критериев. На рисунках хорошо видно, что при использовании критерия по максимальным деформациям количество относительно крупных осколков и осколков неправильной формы значительно выше. Интегральные варианты (эквивалентная пластическая деформация и интенсивность пластических деформаций) слегка осредняют поврежденность и приводят к более высокой степени дробления.

Разница между интегральными вариантами для этой задачи менее значительна, т.к. на протяжении всего расчета преобладает одна из компонент тензора ξ (деформации в тангенциальном направлении). Тем не

менее критерий по эквивалентной пластической деформации фактически учитывает историю нагружения и приводит к более раннему срабатыванию условия разрушения.

Заключение

Основанная на вероятностном подходе к процессу разрушения твердых тел методика решения задач фрагментации позволяет в наиболее полной, с физической точки зрения, трехмерной постановке адекватно воспроизводить процессы дробления тел при действии взрывных и ударных нагрузок. Полученные численные результаты подтверждают возможности предложенных вероятностного подхода и численной методики моделировать процессы естественного дробления элементов конструкций при интенсивных динамических нагружениях, а именно естественного дробления замкнутых оболочек бегущей детонационной волной, пробития по нормали и под углом тонкостенных преград деформируемыми оболочками с наполнителем и дальнейшим их подрывом, образованием так называемых «лепестков». Следовательно, у исследователя появляется возможность влиять на характер осколочного спектра рассматриваемой конструкции варьированием физико-механических параметров и структуры материала.

Проведенные исследования [123, 132–130, 132–134] показали, что при численном моделировании разрушения, в случае, если положение и ориентацию трещин нельзя предсказать заранее, рекомендуется использовать метод локальной перестройки как более устойчивый к начальному построению сетки, чем метод раздвоения узлов. Было установлено, что на распределение осколков по размеру дисперсия начального распределения прочностных свойств влияет гораздо сильнее, чем его форма, что снижает требования, предъявляемые при выборе закона распределения и позволяет в аналитических и численных расчетах использовать практически любой унимодальный закон. При дальнейшем развитии метода подобный подход к вероятностному разрушению позволяет с некоторой степенью точности по результирующему осколочному спектру определить разброс прочностных характеристик в материале. При решении задач о разрушении толстостенных оболочек, изготовленных из хрупких материалов, требуется учитывать волновые эффекты, так как они играют определяющую роль при формировании зон разрушения. Игнорирование подобных эффектов уменьшает достоверность расчетов, полученных с использованием упрощающих допущений (мгновенная детонация, модель несжимаемой тонкой оболочки и т.д.).

Литература к главе 4

1. Физика взрыва / Под ред. К.П.Станюковича. – М.: Наука, 1975. – 704 с.
2. *Ахмадеев Н.Х.* Динамическое разрушение твердых тел в волнах напряжений. – Уфа: БФАН СССР, 1988. – 168 с.
3. *Райнхарт Д., Пирсон Д.* Поведение материалов при импульсных нагрузках. – М.: Изд-во иностр. лит., 1958. – 296 с.
4. *Ионов В.Н., Селиванов В.В.* Динамика разрушения деформируемого тела. – М.: Машиностроение, 1987. – 272 с.
5. *Райнхарт Д., Пирсон Д.* Деформация и разрушение толстостенных стальных цилиндров при взрывной нагрузке // *Механика*. – 1953. – №3(19). – С. 78–89.
6. *Грязнов Е.Ф., Стаценко Т.Г., Хахалин С.В., Одинцов В.А.* О разрушении цилиндрических оболочек на волновой стадии // *Механика импульсных процессов*: Сб. тр. МВТУ им. Н.Э. Баумана. – 1983. – №399. – С. 28–35.
7. *Иванов А.Е., Минеев В.Н.* О масштабных эффектах при разрушении // *ФГВ*. – 1979. – №5. – С. 70–95.
8. *Иванов А.Г.* Динамическое разрушение и масштабные эффекты // *ПМТФ*. – 1994. – Т. 35. – С. 116–131.
9. *Селиванов В.В.* Экспериментальная оценка предельных деформаций динамического разрушения цилиндрических оболочек // *ПМТФ*. – 1985. – №3. – С. 118–122.
10. *Степанов Г.В., Бабуцкий А.И.* Экспериментальное изучение дробления металлических колец // *Проблемы прочности*. – 1984. – №8. – С. 108–110.
11. *Одинцов В.А., Шкалябин И.О.* Осколочные спектры цилиндров, разрушаемых ударом трубки изнутри // *ФГВ*. – 1996. – Т. 32, №4. – С. 128–133.
12. *Голубев В.К., Новиков Ю.С., Соболев Ю.С., Юкина Н.А.* О критических условиях зарождения микроповреждений в металле при отколе // *ПМТФ*. – 1983. – №4. – С. 151–158.
13. *Грязнов Е.Ф., Одинцов В.А., Селиванов В.В.* Гладкие кольцевые отколы // *МТТ*. – 1975. – №6. – С. 148–153.
14. *Грязнов Е.Ф., Карманов Е.В., Селиванов В.В., Хахалин С.В.* Морфология разрушения цилиндрических оболочек на волновой стадии // *Проблемы прочности*. – 1984. – №8. – С. 89–92.
15. *Одинцов В.А.* Гиперэкспоненциальные спектры взрывного разрушения металлических цилиндров // *МТТ*. – 1992. – №5. – С. 48–55.
16. *Одинцов В.А.* Бимодальное распределение фрагментов цилиндра // *ФГВ*. – 1991. – №5. – С. 118–122.
17. *Кошелев Э.А., Кузнецов В.М., Сафронов С.Т., Черников А.Г.* Статистика осколков, образующихся при разрушении твердых тел взрывом // *ПМТФ*. – 1971. – №2. – С. 87–100.
18. *Одинцов В.А.* Двухкомпонентная модель спектра разрушения цилиндров // *Механика импульсных процессов*: Труды МВТУ. – 1982. – №387. – С. 66–71.
19. *Одинцов В.А.* Моделирование процессов фрагментации с помощью унифицированных цилиндров. – М.: Изд-во МГТУ, 1991. – 60 с.

20. *Одинцов В.А.* Механика импульсного разрушения цилиндров // Вопросы физики взрыва и удара: Труды МВТУ им. Н.Э. Баумана. – 1980. – №312. – С. 22–70.
21. *Stronge W.J., Ma Xiaoping, Zhao Lanting.* Fragmentation of explosively expanded steel cylinders // *Int. J. Mech. Sci.* – 1989. – Vol. 31, №11/12. – P. 811–823.
22. *Al-Hassani T.S., Johnson W.* The dynamics of the fragmentation process for spherical shells containing explosives // *Int. J. Mech. Sci.* – 1989. – Vol. 31, №11/12. – P. 811–823.
23. *Иванов А.Г., Новиков С.А., Сеницын В.А.* Исследование поведения замкнутых стальных оболочек при взрыве внутри них зарядов взрывчатых веществ // ПМТФ. – 1968. – №6.
24. *Иванов А.Г., Сеницын В.А.* Масштабный эффект при взрывном разрушении замкнутых стальных сосудов // ФГВ. – 1972. – Т. 8, №1. – С. 124–129.
25. *Сериков С.В.* Влияние локальных возмущений на разрушение металлических колец взрывом // Динамика сплошной среды. – Новосибирск: ИГ СО АН, 1974. – Вып. XVI.
26. *Сериков С.В.* Об устойчивости течения металлических колец под действием взрыва // ФГВ. – 1975. – №1.
27. *Одинцов В.А., Чудов Л.А.* Расширение и разрушение оболочек под действием продуктов детонации // Проблемы динамики упругопластических сред. – М.: Мир, 1975. – С. 85–154.
28. *Al-Hassani T.S., Hopkins H.G., Johnson W.*, A note of fragmentation of tubular bombs // *Int. J. Mech. Sci.* – 1969. – Vol. 11, №6. – P. 545–549.
29. *Allison F. E., Schriemp J.T.* Explosively loaded metallic cylinders // *J. Appl. Phys.* – 1960. – Vol. 31, №5. – P. 846–851.
30. *Mock W., Holt W.H.* Fragmentation behaviour of Armco iron and HF-1 steel explosive-filled cylinders // *J. Appl. Phys.* – 1983. – Vol. 54, №5. – P. 2344–2351.
31. *Taylor G.I.* The fragmentation of tubular bombs // *Scientific Papers of G.I. Taylor.* Cambridge Univ. Press. – 1963. – Vol. 3, №44. – P. 387–390.
32. *Hoggatt C.R., Recht R.F.* Fracture behavior of turbular bombs // *J. Appl. Phys.* – 1968. – Vol. 39, №3. – P. 1856–1862.
33. *Поплавский В.А.* Иерархия кусков при взрывном дроблении бетонных блоков // ФГВ. – 1998. – Т. 34, №1. – С. 102–105.
34. *Садовский М.А., Болховитинов Л.Г., Писаренко В.Ф.* Деформирование геофизической среды и сейсмический процесс. – М.: Наука, 1987.
35. *Садовский М.А.* О значении и смысле дискретности в геофизике // Дискретные свойства геофизической среды. – М.: Наука, 1989. – С. 5–14.
36. *Одинцов В.А.* Разрушение цилиндра как марковский случайный процесс // Механика импульсных процессов: Труды МГТУ. – 1992. – №557. – С.41–58.
37. *Одинцов В.А., Стаценко Т.Г.* Разрушение цилиндров на волновой стадии // МТТ. – 1980. – №2. – С. 117–120.

38. *Одинцов В.А., Селиванов В.В., Чудов Л.А.* Расширение идеально-пластической цилиндрической оболочки под действием продуктов детонации // ПМТФ. – 1974. – №2. – С. 152–156.
39. *Одинцов В.А., Селиванов В.В., Чудов Л.А.* Расширение толстостенной цилиндрической оболочки под действием взрывной нагрузки // МТТ. – 1975. – №5. – С. 161–168.
40. *Одинцов В.А., Селиванов В.В., Чудов Л.А.* Численное решение двумерной нестационарной задачи о расширении упругопластической оболочки под действием ПД // Тезисы докл. Всесоюз. школы по числ. методам механики сплошной среды. – М.: ИПМ АН СССР, 1973. – С. 35–36.
41. *Одинцов В.А., Селиванов В.В., Чудов Л.А.* Движение упругопластической оболочки с фазовым переходом под действием продуктов детонации // МТТ. – 1974. – №3. – С. 139–144.
42. *Каширский А.В., Коровин Ю.В., Одинцов В.А.* Движение оболочки при осевой детонации // ПМТФ. – 1971. – №1. – С. 168–171.
43. *Каширский А.В., Коровин Ю.В., Одинцов В.А., Чудов Л.А.* Численное решение двумерной нестационарной задачи о движении оболочки под действием продуктов осевой детонации // ПМТФ. – 1974. – №2. – С. 167–168.
44. *Каширский А.В., Коровин Ю.В., Чудов Л.А.* Движение продуктов детонации и цилиндрической оболочки при точечном инициировании заряда // ПМТФ. – 1974. – №6. – С. 170–172.
45. *Целминьш А.* Метод расчета взрывов в цилиндрической полости // Прикл. мех. – Сер. Е, №2. – С. 77–80.
46. *Колобанова А.Е., Селиванов В.В.* Поведение упругопластического цилиндра под действием внутреннего давления // Проблемы прочности. – 1984. – №12. – С. 80–83.
47. *Одинцов В.А., Селиванов В.В.* Поведение жесткопластической оболочки под действием внутреннего давления // ПМТФ. – 1975. – №3.
48. *Колобанова А.Е.* Расчет числа трещин и распределение их по размерам при импульсном вязком разрушении кольца // Проблемы прочности. – 1989. – №9. – С. 73–79.
49. *Селиванов В.В.* Предельные деформации динамического разрушения цилиндрических оболочек // ПМТФ. – 1982. – №4. – С. 122–127.
50. *Герасимов А.В.* Расширение цилиндрической оболочки переменной толщины под действием сжатого газа // Механика деформируемого твердого тела. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 1988. – С. 39–43.
51. *Колобанова А.Е.* Поведение цилиндра, ослабленного системой слоев пониженной прочности // МТТ. – 1985. – №5. – С. 176–180.
52. *Колобанова А.Е., Одинцов В.А., Чудов Л.А.* Распространение трещин в цилиндре, нагруженном взрывом // МТТ. – 1982. – №1. – С. 138–150.
53. *Колобанова А.Е.* Деформационные (одномерные) критерии разрушения цилиндра // Проблемы прочности. – 1989. – №3. – С. 70–74.
54. *Герасимов А.В., Люкин Б.А.* Численное решение двумерной задачи о расширении упругопластической оболочки под действием импульсного нагружения. – Томск, 1983: Деп. в ВИНТИ 14.03.83. – 1333–83.
55. *Герасимов А.В.* Численное моделирование откольных разрушений в тол-

- стеночных оболочках при различных схемах нагружения // ПМТФ. – 1996. – Т. 37, №3. – С. 151–159.
56. *Левитан Ю.Л., Моисеенко Б.Д.* Численное моделирование разрушения упругих оболочек детонационной волной. – М., 1990. – Препр. АН СССР, ИПМ. – №5. – 32 с.
57. *Костин В.В., Резцов А.С., Сугак С.Т., Фортвов В.Е.* Численное моделирование взрывного разрушения толстостенных цилиндров. – Минск, 1990. – Препр. АН БССР, Ин-т тепло- и массообмена. – №25. – 34 с.
58. *Герасимов А.В.* Защита взрывной камеры от разрушения детонационной волной // ФГВ. – 1997. – Т. 33, №1. – С. 131–137.
59. *Герасимов А.В., Паишков С.В.* Снижение напряжений в стенках взрывной камеры пористыми вкладышами // Исследования по баллистике и смежным вопросам механики. – Томск: Изд. Том. ун-та, 1998. – С. 139–143.
60. *Кузнецов Л.К., Перевезенцев В.Н., Покровский М.А., Черняк Г.Б.* Структурная разметка разрушения. Приложение к задаче о фрагментации кольца при взрывном нагружении // ФГВ. – 1989. – №6. – С. 97–104.
61. *Герасимов А.В., Паишков С.В.* Проблемы моделирования фрагментации твердых тел при высокоскоростном нагружении // Исследования по баллистике и смежным вопросам механики. – Томск: Изд. Том. ун-та, 1998. – Вып. 3. – С. 92–93.
62. *Герасимов А.В., Паишков С.В.* Разрушение толстостенных цилиндрических оболочек под действием взрыва // Тезисы междунар. конф. «Всесибирские чтения по математике и механике». – Томск: Изд. Том. ун-та, 1997. – Т. 2. – С. 191–192.
63. *Герасимов А.В., Паишков С.В.* Численное моделирование фрагментации оболочек при взрывном нагружении // Тезисы III Сибирского конгресса по прикладной и индустриальной математике. – Новосибирск, 1998. – Ч. 2. – С. 92.
64. *Герасимов А.В., Паишков С.В.* Разрушение и фрагментация оболочек продуктами детонации // Материалы Всерос. конф. «Современные методы проектирования и отработки ракетно-артиллерийского вооружения». – Саратов: РФЯЦ-ВНИИ ЭФ, 1998. – С.44–45.
65. *Герасимов А.В., Паишков С.В.* Численное моделирование формирования осколочных спектров оболочек, нагружаемых взрывом // Матер. Всерос. науч.-техн. конф. молодежи «Механика летательных аппаратов и современные материалы». – Томск: Изд-во Том. ун-та, 1998. – С. 118–119.
66. *Паишков С.В.* Фрагментация твердых тел при высокоскоростном нагружении // Матер. XXXVII Междунар. науч. студ. конф. «Студент и научно-технический прогресс». – Новосибирск, 1999. – С. 43–44.
67. *Герасимов А.В., Михайлов В.Н., Паишков С.В.* Разрушение и защита конструкций от действий интенсивных импульсных нагрузок // Тезисы Всерос. конф. «Современные проблемы механики». – М., 1999. – С. 225.
68. *Anderson Ch.E., Predebon W.W., Karpp R.R.* Computational modelling of explosive-filled cylinders // Int. J. Engn. Sci. – 1985. – Vol. 23, №12. – P. 1317–1330.

69. Колобанова А.Е. Масштабный эффект при разрушении тонкостенного кольца // Проблемы прочности. – 1989. – №11. – С. 92–96.
70. Степанов Г.В. Разрушение металлического кольца при импульсном нагружении // Проблемы прочности. – 1982. – №6. – С. 85–88.
71. Уилкинс М.Л. Расчет упругопластических течений // Вычислительные методы в гидродинамике. – М.: Мир, 1967. – С. 212–263.
72. Johnson J.N. Dynamic fracture and spallation in ductile solids // J. Appl. Phys. – 1981. – Vol. 52, №4. – P. 2812–2825.
73. Carrol M.M., Holt A.C. Static and dynamic pore-collapse relations for ductile porous materials // J. Appl. Phys. – 1972. – Vol. 43, №4. – P. 1626–1636.
74. Белов Н.Н., Корнеев А.И., Николаев А.П. Численный анализ разрушения в плитах при действии импульсных нагрузок // ПМТФ. – 1985. – №3. – С. 132–136.
75. Новиков С.А., Синицына Л.М. О влиянии давления ударного сжатия на величину критических напряжений сдвига в металлах // ПМТФ. – 1970. – №6. – С. 107–110.
76. Батьков Ю.В., Новиков С.А., Синицына Л.М., Чернов А.В. Исследование сдвиговых напряжений в металлах на фронте ударной волны // ПМТФ. – 1980. – №6. – С. 95–99.
77. Альтиуллер Л.В., Бражник М.И., Телегин Г.С. Прочность и упругость железа и меди при высоких давлениях ударного сжатия // ПМТФ. – 1971. – №6. – С. 160–166.
78. Орленко Л.П. Поведение материалов при интенсивных динамических нагрузках. – М.: Машиностроение, 1964. – 168 с.
79. Дель Г.Д., Соляник А.С., Чебаевский Б.П. Определение предельных нагрузок для тела с трещиной по критериям сопротивления материалов // ФХММ. – 1977. – №4. – С. 90–93.
80. Шлянников В.Н. Смешанные моды развития трещин при сложном напряженном состоянии // Завод. лаб. – 1990. – №6.
81. Ярема С.Я., Ивануцкая Г.С. Предельное равновесие и развитие косых трещин. Обзор критериев // ФХММ. – 1986. – Т. 22, №1. – С. 45–47.
82. Писаренко Г.С., Лебедев А.А. Деформирование и прочность материалов при сложном напряженном состоянии. – Киев: Наук. думка, 1976. – 416 с.
83. Flis W.J. Advanced algorithms for computer simulation of hypervelocity impact // Int. J. Impact Engng. – 1987. – Vol. 5. – P. 269–275.
84. Гулидов А.И., Шабалин И.И. Численное моделирование криволинейной трещины откола при соударении пластин // Численные методы теории упругости и пластичности: Матер. 9-й Всесоюз. конф. – Новосибирск, 1986. – С. 117–121.
85. Chaboche J.L. Continuum damage mechanics: Pt1. General concepts // Trans. ASME. J. Appl. Mech. Technol. – 1988. – Vol. 55, №1. – P. 59–64.
86. Lemaitre J.A. Continuum damage mechanics model for ductile fracture // Trans. ASME. J. Appl. Mech. Technol. – 1985. – Vol. 107, №1. – P. 83–89.
87. Chaboche J.L. Continuum damage mechanics: Pt2. Damage grows, crack initiation, and crack grows // Trans. ASME. J. Appl. Mech. Technol. – 1988. – Vol. 55, №1. – P. 65–72.

88. Крейнхаген, Вагнер, Пьechoчки, Борк. Нахождение баллистического предела при соударении с многослойными мишенями // Ракетная техника и космонавтика. – 1970. – Т. 8, №12. – С. 42–47.
89. Афанасьева С.А., Белобородько А.Н., Григорян В.А. и др. Численное моделирование разрушения конструкций с керамическим слоем при динамическом нагружении удлиненными ударниками // МТТ. – 1996. – №1. – С. 114–123.
90. Афанасьева С.А., Трушков В.Г. Численное моделирование метеоритного удара по горной породе и воде // МТТ. – 1997. – №4. – С. 77–86.
91. Курран Дональд Р. Динамическое разрушение // Динамика удара / Под ред. С.С. Григоряна. – М.: Мир, 1985. – 296 с.
92. Керрен Д., Шоки Д., Симен Л., Остин М. Механизмы и модели кратерообразования в природных средах // Новое в зарубежной науке. Механика: Сб. Удар, взрыв и разрушение. – М.: Мир, 1981. С. 181–115.
93. Васин Р.Л., Ленский В.С., Ленский Э.В. Динамические зависимости между напряжениями и деформациями // Проблемы динамики упругопластических сред. – М.: Мир, 1975.
94. Баренблатт Г.И., Ентов В.М., Салганик Р.Л. О кинетике распространения трещин // МТТ. – 1966. – №5. – С. 82–92.
95. Иванов А.Г. Откол в квазиакустическом приближении // ФГВ. – 1975. – Т. 11, №3. – С. 475–480.
96. Никифоровский В.С., Шемякин Е.И. Динамическое разрушение твердых тел. – Новосибирск: Наука, 1979. – 271 с.
97. Chandrakanth S., Pandey P.C. A new ductile damage evolution model // Int. J. Fracture. – 1993. – Vol. 60. – P. R73–R76.
98. Ильюшин А.А. Об одной теории длительной прочности // МТТ. – 1967. – №3. – С. 21–35.
99. Davison L., Stevens A.L. // J. Appl. Phys. – 1973. – Vol. 44, №2. – P. 668–674.
100. Наместникова И.В., Шестериков С.А. Векторное представление параметра поврежденности // Деформация и разрушение твердых тел. – М.: Изд-во МГУ, 1985. – С. 43–52.
101. Дачева М.Д., Шестериков С.А., Юмашева М.А. Поврежденность при сложном нестационарном напряженном состоянии // МТТ. – 1988. – №1.
102. Христианович С.А., Шемякин Е.И. О динамической сжимаемости горных пород и металлов // ПМТФ. – 1964. – №3. – С. 9–15.
103. Христианович С.А. Деформация упрочняющегося пластического материала // МТТ. – 1974. – №2. – С. 148–174.
104. Шемякин Е.И. Анизотропия пластического состояния // ЧММСС. – Новосибирск, 1973. – Т. 4, №4. – С. 150–162.
105. Романенко В.И., Степанов Г.В. К вопросу о временной зависимости прочности тел при отколе // Проблемы прочности. – 1977. – №9. – С. 83–86.
106. Безухов Н.И. Теория упругости и пластичности. – М.: Гостехиздат, 1953. – 420 с.
107. Степанов М.Н. Статические методы обработки результатов механических испытаний: Справочник. – М.: Машиностроение, 1985. – 231 с.
108. Роде В. // Черные металлы. – 1983. – №3. – С. 31–39.

109. Сударев В.П., Демидович Е.А., Ковалев П.И., Новицкий Л.И. // Заводская лаборатория. – 1988. – Т. 54, №1. – С. 65–72.
110. Beissel S.R., Johnson G.R., Popelar C.H. An element-failure algorithm for dynamic crack propagation in general directions // Engng. Fract. Mech. – 1998. №61. – P. 407–425.
111. Майнчен Дж., Сак С. Метод расчета «Тензор» // Вычислительные методы в гидродинамике. – М.: Мир, 1967. – С. 185–211.
112. Ringers B.E., Chandra In. J., Flanerty J.E. Computational Aspects Of Penetration Mechanics. – Berlin: Springer-Verlag, 1983.
113. Гулидов А.И., Фомин В.М., Шабалин И.И. Алгоритм перестройки разностной сетки при численном решении задач соударения с образованием трещин // Численные методы решения задач теории упругости и пластичности: Матер. 7-й Всесоюз. конф. – Новосибирск, 1982. – С. 182–193.
114. Гулидов А.И., Фомин В.М. Модификация метода Уилкинса для решения задач соударения тел. – Новосибирск, 1980. – Препр. ИТПМ СО АН СССР. – №49.
115. Лаврентьев М.А., Шабат Б.В. Методы теории функций комплексного переменного. – М.: Наука, 1973. – 736 с.
116. Андерсон Д., Таннехил Дж., Плетчер Р. Вычислительная гидромеханика и теплообмен. – М.: Мир, 1990. – Т. 2. – 726 с.
117. Smith R.E., Weigel B.L. Analytic and approximate boundary fitted coordinate systems for fluid flow simulation // AIAA Paper 80-0192. – Pasadena, California, 1980.
118. Kowalski E.J. Boundary-fitted coordinate systems for arbitrary computational regions. Numerical grid generation techniques // NASA Conference Publication 2166. – 1980. – P. 331–353.
119. Thompson J.F., Thames F.C., Mastin C.W. Automatic numerical generation of body-fitted curvilinear coordinate system for field containing any number of arbitrary two-dimensional bodies // J. Comp. Phys. – 1974. – Vol. 15. – P. 299–319.
120. Камель Х.А., Эйзенштейн Г.К. Автоматическое построение сетки в двух- и трехмерных составных областях // Расчет упругих конструкций с использованием ЭВМ. – Л., 1974. – С. 21–35.
121. Уманский С.Э. Алгоритм и программа триангуляции двумерной области произвольной формы // Проблемы прочности. – 1978. – №6.
122. Выкат А. Automatic generation of triangular grid // Int. J. Num. Meth. Engng. – 1976. – №10. – P. 1329–1342.
123. Пашков С.В. Численное моделирование фрагментации толстостенных цилиндрических оболочек при взрывном нагружении: Дис. канд. техн. наук. – Томск, 2000. – 120 с.
124. Johnson J.R. Dynamic response of axisymmetric solids, subjected to impact and spin // AIAA J. – 1979. – Vol. 17, №9. – P. 975–979.
125. Pyun J.J., Kennedy C.V., Hruska D. A new slideline/eroding algorithm for Epic2 // Int. J. Impact Engng. – 1990. – Vol. 10. – P. 473–482.

126. Герасимов А.В., Пашков С.В. Численное моделирование дробления толсто-стенных упругопластических оболочек // Вычислительные технологии. – 2001. – Т. 6, ч. 2. – С. 118–124.
127. Герасимов А.В., Пашков С.В. Фрагментация толсто-стенных упругопластических оболочек при взрывном нагружении // Химическая физика. – 2002. – Т. 21, №9. – С. 34–36.
128. Diep Q.B., Moxnes J.F., Nevstad G. Fragmentation of projectiles and steel rings using 3D numerical simulations // 21th International Symposium of Ballistics 19-23 April 2004. – Adelaide, Australia.
129. Герасимов А.В., Михайлов В.Н., Пашков С.В. Моделирование деформирования и разрушения толсто-стенных оболочек при действии интенсивных динамических нагрузок. Трехмерный подход // Вещества, материалы и конструкции при интенсивных динамических воздействиях: Труды Междунар. конф. «V Харитоновские тематические научные чтения», г. Саров, 17-21 марта 2003 г. – С. 78–82.
130. Герасимов А.В., Пашков С.В. Разрушение замкнутых камер скользящей детонационной волной // Четвертая междунар. школа-семинар «Внутрикамерные процессы, горение и газовая динамика дисперсных систем»: Сб. материалов, СПб., 27 июня – 3 июля 2004. – СПб., 2004. – Т. II. – С. 153–158.
131. Гольдин В.Я., Калиткин Н.Н., Левитан Ю.Л., Рождественский Б.Л. Расчет двумерных течений с детонацией // ЖВМиМФ. – 1972. – Т. 12, №6. – С. 1606–1611.
132. Герасимов А.В., Пашков С.В. Численное моделирование естественного дробления твердых тел // Физическая мезомеханика. – 2004. – Т. 7, спец. вып., ч. 1. – С. 313–316.
133. Герасимов А.В., Пашков С.В. Моделирование естественного дробления твердых тел при ударных и взрывных нагружениях // Химическая физика. – 2005. – Т. 24, №11. – С. 48–54.
134. Герасимов А.В., Пашков С.В. Использование деформационных критериев разрушения в сеточных методах численного моделирования с явным описанием поверхности разрушения // Матер. V Всерос. науч. конф. «Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики», Томск, 3–5 октября 2006. – С. 236–237.

Глава 5

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ТЕЛ С БОЛЬШИМИ ДЕФОРМАЦИЯМИ СРЕДЫ В ЭЙЛЕРОВЫХ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ПЕРЕМЕННЫХ

Предлагаемая ниже методика расчета предназначена для компьютерного моделирования процессов высокоскоростного взаимодействия деформируемых тел и их разрушения. При описании напряженно-деформированного состояния взаимодействующих тел используется упругопластическая модель сплошной среды с учетом изменения ее пористости [1, 2]. Численное решение конкретных прикладных задач осуществляется с помощью эйлерового численного метода [3], основанного на конечно-разностной схеме Мак-Кормака и методе маркеров. Этот метод позволяет исследовать большие деформации взаимодействующих тел, имеющих различные физико-механические свойства. Первый вариант этого метода был применен для моделирования ударного взаимодействия тел, имеющих одинаковые физико-механические свойства [4].

Весь комплекс вычислительных алгоритмов и уравнений в дальнейшем будет называться расчетно-математической моделью. В замкнутую систему расчетно-математической модели входят дополнительные соотношения, которые вычисляются с помощью отдельных алгоритмов. К таким алгоритмам относятся: снос напряженного состояния

на поверхность текучести путем корректировки компонент девиаторной части тензора напряжений; вычисление давления и пористости при совместном расчете уравнения состояния и соотношения, задающего закон изменения пористости в зависимости от давления; расчет параметров на фронте детонационной волны и т.д.

Данная работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №05-08-01196а, №06-08-00903а и в рамках целевой программы Федерального агентства по образованию, проект РНП 2.1.2.2398.

5.1. Расчетно-математическая модель уругопластической среды с учетом изменения пористости и разрушения

При математическом моделировании динамических процессов важным этапом является корректное формулирование полной системы уравнений используемой физической модели. В рамках механики сплошной среды любая модель включает в себя законы сохранения и определяющие соотношения, описывающие свойства конкретных материалов. Математическая модель сплошной среды, используемая при компьютерном моделировании, должна обладать следующими свойствами: адекватно описывать физику процесса; не должна быть чрезмерно громоздкой; допускать эффективную реализацию ее с помощью численных методов; иметь незначительное число легко определяемых параметров.

Излагаемая в данной работе модель уругопластической среды обладает всеми перечисленными выше свойствами. Она при необходимости трансформируется в модель идеальной или вязкой сжимаемой жидкости; в модель пористой уругопластической среды; в модель сыпучих материалов и т.д. При изложении основной системы уравнений, начальных и граничных условий предполагаются следующие общепринятые для задач высокоскоростного соударения и взрыва ограничения:

- не учитывается влияние силы тяжести и атмосферного давления, т.е. все компоненты тензора напряжений внутри ненагруженных тел равны нулю, а на свободных поверхностях отсутствуют нормальные напряжения;
- взаимодействующие тела, находящиеся в жидкой фазе (вода, расплавленные материалы), моделируются идеальной сжимаемой жидкостью;
- все рассматриваемые материалы являются деформируемыми.

Для отдельных специфических задач эти ограничения могут быть сняты. Однако снятие этих ограничений не приводит к качественно новым результатам. Влияние атмосферного давления и силы тяжести настолько мало, что их учет во многих задачах высокоскоростного удара и взрыва теряет всякий смысл.

Законы сохранения массы, количества движения и энергии. При записи интегральных законов сохранения и других уравнений предполагается, что рассматриваемая сплошная среда однородная, изотропная, процессы рассматриваются адиабатические. В предположении осесимметричности решаемых задач, т.е. независимости всех искомых функций от угла φ цилиндрической системы координат (r, z, φ) , основная система уравнений интегральных законов сохранения массы, количества движения и энергии имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\tau} U d\tau + \int_{\gamma} (\bar{F} \cdot \bar{n}) d\gamma + \int_{\tau} H d\tau = 0, \quad (5.1)$$

$$U = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u_r \\ \rho u_z \\ E \end{pmatrix}; \quad \bar{F} = \begin{pmatrix} \rho(\bar{u} - \bar{w}) \\ \rho u_r(\bar{u} - \bar{w}) - \bar{\sigma}_r \\ \rho u_z(\bar{u} - \bar{w}) - \bar{\sigma}_z \\ E(\bar{u} - \bar{w}) - (\bar{\sigma}_r u_r + \bar{\sigma}_z u_z) \end{pmatrix}; \quad H = \begin{pmatrix} 0 \\ \sigma_{\varphi\varphi} / r \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}.$$

В системе уравнений (5.1) введены следующие обозначения: ρ – текущая плотность материала; \bar{u} – вектор массовой скорости с составляющими u_r и u_z по осям r и z ; $E = \rho[\varepsilon + (u_r^2 + u_z^2)/2]$ – полная энергия в единице объема; ε – удельная внутренняя энергия; \bar{n} – внешняя нормаль к поверхности γ некоторого объема τ ; \bar{w} – скорость перемещения поверхности γ ; $\bar{\sigma}_r$, $\bar{\sigma}_z$ – векторы напряжений на площадках, перпендикулярных осям r и z .

При данной записи системы уравнений (5.1) контрольный объем τ может иметь неподвижные (эйлеровые) и подвижные (лагранжевые) поверхности γ . Для неподвижных поверхностей $\bar{w} = 0$, а для подвижных (контактных или свободных) поверхностей $\bar{w} = \bar{u}$. Символьная запись $(\bar{F} \cdot \bar{n})$ означает скалярное произведение векторных компонент матрицы \bar{F} на единичный вектор внешней нормали к поверхности γ .

Определяющие соотношения упругопластического материала.

При раздельном описании шаровой и девиаторной части тензора напряжений его компоненты (компоненты векторов напряжений) представляются в следующем виде

$$\begin{aligned} \sigma_{rr} &= -P + S_r; & \sigma_{zz} &= -P + S_z; \\ \sigma_{rz} &= S_{rz}; & \sigma_{\varphi\varphi} &= -P - (S_r + S_z), \end{aligned} \quad (5.2)$$

S_r , S_z , S_{rz} – компоненты девиаторной части тензора напряжений; P – давление.

Определяющие соотношения упругопластического материала, связывающие девиатор напряжений с девиатором скоростей деформации, имеют вид

$$e = \frac{DS}{Dt} + \lambda S; \quad e = \begin{pmatrix} 2\mu e_r \\ 2\mu e_z \\ 2\mu e_{rz} \end{pmatrix}; \quad S = \begin{pmatrix} S_r \\ S_z \\ S_{rz} \end{pmatrix}, \quad (5.3)$$

где μ – модуль сдвига; e_r , e_z , e_{rz} – компоненты девиаторной части тензора скоростей деформации; символ D/Dt обозначает производную Яуманна и записывается как полная производная по времени, учитывающая поворот главных осей тензора напряжений:

$$\frac{DS_{ij}}{Dt} = \frac{dS_{ij}}{dt} - S_{ik}\omega_{jk} - S_{jk}\omega_{ik}, \quad \omega_{ik} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} - \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right). \quad (5.4)$$

Производную Яуманна необходимо использовать при расчете больших пластических деформаций среды в переменных Эйлера [5, 6]. Эти производные можно рассматривать как скорости изменения компонент матрицы S , найденные путем дифференцирования ее компонент в эйлеровой системе координат с учетом поправки на поворот главных осей тензора напряжений относительно главных осей тензора скоростей деформаций.

Соотношения (5.4) записаны в тензорном виде. Индексы $i, j = 1, 2, 3$ соответствуют координатам r, z, φ цилиндрической системы координат; одинаковые индексы в выражениях типа $S_{ik}\omega_{jk}$ обозначает суммирование по этим индексам. Такая тензорная запись и основные приемы тензорного анализа необходимы для краткости изложения дальнейшего материала.

Система уравнений (5.3) при условии текучести Мизеса

$$J_2 = (S_{ij}S_{ij}) = \frac{2}{3}(\sigma_s)^2 \quad (5.5)$$

определяет упругопластическую модель Прандтля – Рейсса. Предел текучести σ_s не является константой материала, а задается как функция от некоторых термодинамических параметров.

Параметр λ , входящий в систему уравнений (5.3), при упругих деформациях тождественно равен нулю. Для описания поведения среды за пределом упругости используется общепринятая процедура приведения напряженного состояния к некоторой предельной поверхности, задаваемой равенством (5.5):

$$\Phi = J_2 - \frac{2}{3}(\sigma_s)^2 = 0.$$

В пространстве главных напряжений, т.е. в системе координат S_1 , S_2 , S_3 , функция $\Phi = 0$ описывает концентрические поверхности текучести (сферы) в зависимости от величины параметра σ_s . Процедура приведения к поверхности текучести осуществляется следующим образом. Если в результате вычислений величин S_{ij} окажется, что $\Phi > 0$, то значения этих величин корректируются таким образом, чтобы функция Φ стала равной нулю. Перенос напряженного состояния на предельную поверхность $\Phi = 0$ производится по нормали к этой поверхности и сводится к корректировке

$$S_{ij} = S_{ij}^e / \sqrt{3J_2^e / 2\sigma_s^2}, \quad (5.6)$$

где S_{ij}^e – нескорректированные компоненты девиатора тензора напряжений, вычисленные предварительно по обобщенному закону Гука при $\lambda = 0$ (5.3); J_2^e – второй инвариант нескорректированных компонент этих напряжений.

В приложении к работе [6] С.С. Григоряном показано, что процедура приведения напряженного состояния к поверхности текучести эквивалентна полным соотношениям Прандтля – Рейсса (5.3) при подстановке соответствующего значения λ . Однако вычисление значения параметра λ является достаточно громоздкой процедурой.

Пластическая деформация среды сопровождается необратимыми процессами при совершении работы на сдвиговых пластических деформациях. Величина удельной работы сдвиговых пластических деформаций используется в качестве меры сдвиговых разрушений материала. Процедура корректировки напряженного состояния (5.6) дает способ вычисления этой работы, изложенный в [7]. При каждом сносе напряженного состояния на поверхность текучести приращения сдвиговых пластических деформаций будут равны

$$\Delta \varepsilon_{ij}^p = \frac{S_{ij}^e - S_{ij}}{2\mu}, \quad (5.7)$$

а приращение удельной работы, совершаемой на этих деформациях, записывается в виде

$$\Delta A_p = \frac{\sigma_{ij} \Delta \varepsilon_{ij}^p}{\rho}. \quad (5.8)$$

Подставляя (5.6) и (5.7) в (5.8), получаем

$$\Delta A_p = \frac{1}{2\mu\rho} \left(\sqrt{\frac{3J_2^e}{2\sigma_s^2}} \sigma_{ij} S_{ij} - \sigma_{ij} S_{ij} \right),$$

и после свертки величин $\sigma_{ij} S_{ij}$ окончательно имеем

$$\Delta A_p = \frac{\sigma_s}{3\mu\rho} \left(\sqrt{\frac{3J_2^e}{2}} - \sigma_s \right). \quad (5.9)$$

Из соотношения (5.9) следует, что при каждом сносе напряженного состояния на поверхность текучести, удельная работа сдвиговых пластических деформаций увеличивается на некоторую положительную величину ΔA_p . Параметр A_p вычисляется путем суммирования ΔA_p в некоторой индивидуальной точке материала. Для вычисления параметра A_p в фиксированной точке пространства необходимо к соотношению (5.9) добавить еще одно уравнение, описывающее изменение этой величины за счет потока материала относительно неподвижной системы координат. Таким уравнением является уравнение конвективного переноса сплошной среды:

$$\frac{dA_p}{dt} = 0 \quad \text{или} \quad \frac{\partial A_p}{\partial t} + u_i \frac{\partial A_p}{\partial x_i} = 0, \quad (5.10)$$

а вычисление параметра A_p в фиксированной точке пространства будет осуществляться в два этапа по соотношению (5.9) и дифференциальному уравнению (5.10), записанному в цилиндрических координатах для случая осевой симметрии.

Возвращаясь к записи системы уравнений (5.3) для случая осевой симметрии, следует отметить, что эта система состоит только из трех уравнений для вычисления S_r , S_z , S_{rz} ; последняя ненулевая компонента S_φ определяется из тождества

$$S_r + S_z + S_\varphi = 0.$$

Тогда второй инвариант девиаторной части тензора напряжений будет равен

$$J_2 = 2(S_r^2 + S_z^2 + S_{rz}^2 + S_r S_z),$$

а условие текучести Мизеса (5.5) запишется в виде

$$S_r^2 + S_z^2 + S_{rz}^2 + S_r S_z = \frac{\sigma_s^2}{3}. \quad (5.11)$$

Компоненты девиатора тензора скоростей деформации через производные от массовой скорости записываются в виде следующих соотношений:

$$\begin{aligned} e_r &= \frac{\partial u_r}{\partial r} - \theta; & e_z &= \frac{\partial u_z}{\partial z} - \theta; \\ e_{rz} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right); & \theta &= \frac{1}{3} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right], \end{aligned} \quad (5.12)$$

где θ – первый инвариант тензора скоростей деформаций.

С учетом соотношений (5.4) и (5.12) система уравнений (5.3) для нахождения компонент девиатора тензора напряжений сводится к трем дифференциальным уравнениям в частных производных. В качестве независимых переменных выступают величины: t – текущее время процесса; r , z , φ – цилиндрические координаты пространственной системы координат в предположении осевой симметрии. Численное

решение этих уравнений осуществляется при $\lambda = 0$ с последующей корректировкой искомых величин путем сноса на поверхность текучести.

$$\begin{aligned} & \frac{\partial S_r}{\partial t} + \frac{\partial(S_r u_r)}{\partial r} + \frac{\partial(S_r u_z)}{\partial z} - S_r \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) - 2S_{rz} \left(\frac{\partial u_r}{\partial z} - \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) - \\ & - 2\mu \left\{ \frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{1}{3} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial(u_r r)}{\partial r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right] \right\} + \lambda S_r = 0; \\ & \frac{\partial S_z}{\partial t} + \frac{\partial(S_z u_r)}{\partial r} + \frac{\partial(S_z u_z)}{\partial z} - S_z \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) + 2S_{rz} \left(\frac{\partial u_r}{\partial z} - \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) - \\ & - 2\mu \left\{ \frac{\partial u_z}{\partial z} - \frac{1}{3} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial(u_r r)}{\partial r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right] \right\} + \lambda S_z = 0; \\ & \frac{\partial S_{rz}}{\partial t} + \frac{\partial(S_{rz} u_r)}{\partial r} + \frac{\partial(S_{rz} u_z)}{\partial z} - S_{rz} \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) + \\ & + \frac{(S_r - S_z)}{2} \left(\frac{\partial u_r}{\partial z} - \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) - \mu \left(\frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) + \lambda S_{rz} = 0. \end{aligned} \quad (5.13)$$

Дополнительным дифференциальным уравнением является уравнение конвективного переноса для величины A_p , полученное из (5.10):

$$\frac{\partial A_p}{\partial t} + \frac{\partial(A_p u_r)}{\partial r} + \frac{\partial(A_p u_z)}{\partial z} - A_p \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) = 0. \quad (5.14)$$

Для замыкания системы уравнений (5.1)...(5.3) необходимо задание связи шаровой части тензора напряжений P с другими термодинамическими параметрами сплошной среды. Термодинамические зависимости типа:

$$P = P(\rho, \varepsilon) \text{ или } \varepsilon = \varepsilon(\rho, P)$$

называются уравнениями состояния. Конкретные виды уравнений состояния, используемые в данной расчетно-математической модели, приведены ниже.

Основные соотношения пористой упругопластической среды. При описании движения и деформирования разрушенного, пористого или сыпучего материала вводится понятие пористой среды, дополняющей вышеизложенную упругопластическую модель. Пористая среда

представляется как двухкомпонентный, однородный и изотропный материал, состоящий из матрицы и сферических пор. Плотность пористого материала задается с помощью параметра $\alpha = \rho_m / \rho$, называемого пористостью (ρ_m – плотность материала матрицы). Причем если известно уравнение состояния материала матрицы

$$P_m = P_m(\rho_m, \varepsilon), \quad (5.15)$$

то давление в пористой среде определяется соотношением [8]

$$P = \frac{1}{\alpha} P_m(\alpha \rho, \varepsilon) \quad (5.16)$$

и решается совместно с уравнением, описывающим изменение пористости.

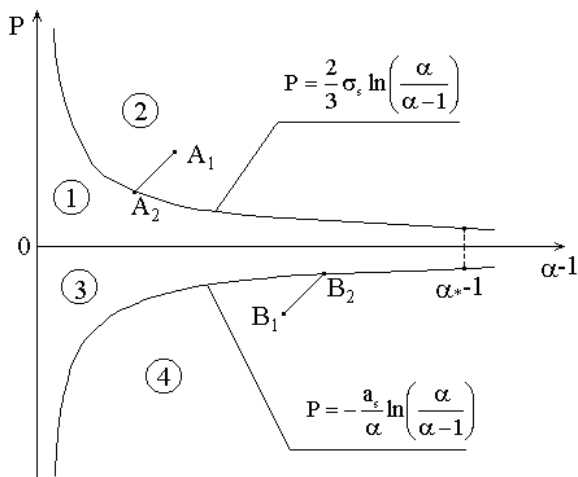


Рис. 5.1. Схема изменения пористости и давления

В работах [8, 9] введено понятие порогового давления $P_c(\alpha)$, при котором происходит объемная пластическая деформация пористой среды, т.е. процесс изменения объема пор (рис. 5.1). Предполагается, что при сжатии пористого материала его давление P не может быть больше величины

$$P_c(\alpha) = \frac{2}{3} \sigma_s \ln \left(\frac{\alpha}{\alpha - 1} \right), \quad (5.17)$$

а при растяжении оно не может быть меньше величины

$$P_c(\alpha) = -\frac{a_s}{\alpha} \ln\left(\frac{\alpha}{\alpha-1}\right), \quad (5.18)$$

где a_s – параметр, характеризующий прочность материала на разрыв; α_* – величина пористости, при которой происходит разрушение материала по типу отрыва.

После достижения этой величины схема изменения пористости и давления будет другой. Если значения вновь вычисленных величин ρ , α , ε , P таковы, что точка (α, P) находится в областях (1) или (3), то изменение объема пор не происходит, т.е. $d\alpha/dt = 0$.

Если точка (α, P) находится в областях (2) или (4), то имеет место изменение пористости среды с одновременной релаксацией давления и всех компонент тензора напряжений, при этом термодинамическое состояние среды перемещается из точки A_1 в точку A_2 или из точки B_1 в точку B_2 . Точки A_2 и B_2 определяются из решения уравнения

$$P_m(\alpha\rho, \varepsilon) - \alpha P_c(\alpha) = 0 \quad (5.19)$$

при фиксированных значениях ρ и ε .

Такая процедура приведения давления и пористости к пороговой кривой аналогична процедуре сноса напряженного состояния на поверхность текучести. При эйлеровом описании изменение α в точке пространства происходит еще и за счет потока среды, т.е. при выполнении уравнения конвективного переноса

$$\frac{\partial\alpha}{\partial t} + \frac{\partial(\alpha u_r)}{\partial r} + \frac{\partial(\alpha u_z)}{\partial z} - \alpha \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) = 0. \quad (5.20)$$

Вычисление параметра α производится в два этапа. На первом этапе пористость вычисляется по уравнению (5.20); на втором этапе, если имеет место условие

$$abs(P_m) > abs(\alpha P_c),$$

то давление и пористость корректируются путем решения уравнения (5.19), т.е. $(P - \alpha)$ – состояние материала приводится к пороговой кривой. В упругопластическую модель, предлагаемую в данной работе, входят два прочностных параметра: предел текучести σ_s и модуль

сдвига μ . В общем случае эти параметры не являются константами материала, а зависят от некоторых термодинамических величин. Предполагается, что на изменение величин σ_s и μ влияют три основных фактора: текущее давление; текущая пористость и уровень внутренней энергии по отношению к энергии плавления. Функциональная зависимость σ_s и μ от этих факторов имеет вид

$$\sigma_s = \sigma_{sm} K_\varepsilon / \alpha; \quad \mu = \mu_m K_\varepsilon K_\alpha, \quad (5.21)$$

$$K_\varepsilon = \begin{cases} 1 - \varepsilon / \varepsilon_{pl}, & \varepsilon \leq \varepsilon_{pl}; \\ 0, & \varepsilon > \varepsilon_{pl}, \end{cases} \quad K_\alpha = (1 - \eta) \left(1 - \eta \frac{6B_0 + 12\mu_m}{9B_0 + 8\mu_m} \right), \quad (5.22)$$

где $\eta = (\alpha - 1) / \alpha$ – относительный объем пор; $B_0 = \rho_{0m} c_{0m}^2$ – модуль объемной адиабатической сжимаемости; ρ_{0m} – начальная плотность материала матрицы (сплошного материала); c_{0m} – начальная объемная скорость звука материала матрицы; $\varepsilon_{pl} = \varepsilon_{pl}(\rho_m)$ – энергия плавления; $\sigma_{sm} = \sigma_{sm}(P)$ – зависимость предела текучести от давления.

Из соотношений (5.21) видно, что все три фактора действуют независимо друг от друга, с различной степенью интенсивности и в различных направлениях. Соотношение (5.22) отражает тот факт, что после плавления материала, т.е. при выполнении неравенства $\varepsilon > \varepsilon_{pl}(\rho_m)$, упругопластическая модель трансформируется в модель идеальной сжимаемой жидкости. Величина σ_{sm} изменяется по линейному закону от некоторого начального значения σ_{s0} до максимального значения σ_{smax}

$$\sigma_{sm} = \min(\sigma_{s0} + k_s P, \sigma_{smax}). \quad (5.23)$$

Более подробный анализ этой зависимости сделан ниже, при изложении модели разрушения. Соотношения (5.21)...(5.23) вполне приемлемы с практической точки зрения и не противоречат имеющимся экспериментальным данным [10], где приведены кривые изменения предела текучести от давления на фронте ударной волны. Эти кривые отражают совместное влияние давления и внутренней энергии, т.е. в этой работе приведена суммарная зависимость величины $\sigma_s = \sigma_{sm}(P)K_\varepsilon(\varepsilon)$ от ударного сжатия материала.

Уравнения состояния. Для описания поведения конкретных материалов необходимо задание их уравнения состояния. В данной работе рассматриваются два уравнения состояния – эмпирическое и широкодиапазонное. Эмпирическое уравнение состояния приводится в форме Ми – Грюнайзена [11]. Это уравнение вполне удовлетворительно описывает поведение материалов в широком диапазоне давлений и температур. Достоинством этого уравнения является то, что оно содержит незначительное число констант, которые либо уже известны, либо легко определяемы. Для широкодиапазонного уравнения состояния [12] интервал давлений, где оно работоспособно, практически не ограничен. Оно описывает термодинамическое состояние вещества как в конденсированной, так и в газообразной фазе. Решение почти всех задач, анализируемых в данном разделе, осуществляется с использованием широкодиапазонного уравнения состояния.

Эмпирическое уравнение состояния. Исходная форма эмпирического уравнения состояния, используемого в данной расчетно-математической модели, задается в форме Ми – Грюнайзена [11]

$$P_m = P_x + \gamma_0 \rho_m (\varepsilon - \varepsilon_x), \quad (5.24)$$

$$P_x = B_0 \left(x^n - 1 \right) / n; \quad \varepsilon_x = \frac{B_0}{\rho_{0m} n} \left(\frac{x^{n-1}}{n-1} + \frac{1}{x} - \frac{n}{n-1} \right), \quad (5.25)$$

где $x = \rho_m / \rho_{0m}$ – относительная плотность материала; $B_0 = \rho_{0m} c_{0m}^2$ – модуль объемной адиабатической сжимаемости; γ_0 – параметр, выполняющий функцию коэффициента Грюнайзена; P_x , ε_x – «холодные» составляющие давления и внутренней энергии. С помощью соотношения (5.25) для ε_x и критерия Линдемманна определяется энергия плавления, как функция относительной плотности материала

$$\varepsilon_{pl} = \varepsilon_x + c_{v0} (T_{pl} x^{-2/3} Q^2 - T_0 Q), \quad (5.26)$$

а температура среды оценивается по формуле

$$T = T_0 Q + (\varepsilon - \varepsilon_x) / c_{v0}, \quad (5.27)$$

где $Q = \exp[\gamma_0(1 - 1/x)]$ – характеристическая температура; T_0 – начальная температура среды; T_{pl} – температура плавления на изохоре при $x = 1$; c_{v0} – удельная теплоемкость при $x = 1$ и $T = T_0$.

Путем совместного решения уравнения (5.24) и уравнения для закона сохранения энергии на ударном фронте

$$\varepsilon = P_H(x - 1) / (2x\rho_{0m}), \quad (5.28)$$

получаем уравнение ударной адиабаты в переменных «давление – относительная плотность»

$$P_H = \frac{P_x - \varepsilon_x(\rho\gamma_0)}{1 - \gamma_0(x - 1) / 2}. \quad (5.29)$$

Из соотношения (5.29) видно, что ударная адиабата имеет асимптоту $x_n = 1 + 2 / \gamma_0$. Отсюда можно сделать оценку интервала применимости уравнения состояния (5.24), оценив его величиной $x < 0.8x_n$. Константы эмпирического уравнения состояния (5.24) для некоторых материалов, используемых в данной работе, приведены в табл. 5.1. Численные значения параметров со значком (*) приведены приблизительно и используются лишь для оценки температуры и энергии плавления.

Таблица 5.1. Константы для уравнения Ми – Грюнайзена

Материалы	ρ_{0m} , г/см ³	c_{0m} , км/с	γ_0	T_{pl} , К	$c_{v0} \times 10^6$, (КДж/кг)/К
Мягкая сталь	7.85	4.63	2.26	2270	0.447
Твердая сталь	7.90	4.80	2.20	2270*	0.44*
Сталь ЭП637	8.01	5.20	1.80	2270*	0.44*
Алюминий	2.78	5.61	2.10	1150	0.924
Медь	8.93	3.93	2.18	1714	0.393
ВНЖ	17.6	4.01	2.45	3800	0.17*
SiC (керамика)	3.10	7.71	3.10	2950	0.80*
АД-85 (керам.)	3.42	6.63	3.30	2300	0.90*
Кварц	2.65	3.69	1.80	3000*	2.11
Вода	1.00	1.50	0.40	273	1.50
Песок, 10%-H ₂ O	2.31	1.95	1.87	3000*	2.45

Песок не является сплошным материалом. В расчетах предполагалось, что песок влажностью 10% и начальной плотностью $\rho_0 = 1.7 \text{ г/см}^3$ имеет начальную пористость $\alpha_0 = 1.359$, т.е. относительный объем пор $\eta_0 = 0.264$ и начальную плотность материала матрицы 2.31 г/см^3 .

Широкодиапазонное уравнение состояния. Форма записи широкодиапазонного уравнения состояния имеет тот же вид, что и уравнение (5.24), т.е. форму Ми – Грюнайзена

$$P_m = P_s(x) + \rho_m \gamma(x, \varepsilon)(\varepsilon - \varepsilon_s), \quad (5.30)$$

где $\varepsilon_s(x)$, $P_s(x)$ – энергия и давление на изэнтропе сжатия. Применив для записи величин $\varepsilon_s(x)$ и $\gamma(x, \varepsilon)$ несколько измененный их вид, по сравнению с работой [12], и приняв во внимание общее термодинамическое соотношение (5.31), получаем основные зависимости интерполяционной формы широкодиапазонного уравнения состояния

$$P_s = \rho_m^2 \frac{d\varepsilon_s}{d\rho_m} = -\rho_{0m} x^2 \frac{d\varepsilon_s}{dx}, \quad (5.31)$$

$$\varepsilon_s = \frac{9B_0}{2\rho_{0m}L^2}(Q_s - 1)^2, \quad P_s = \frac{9B_0(2 - \kappa)x^{\kappa-1}}{L}(Q_s - 1)Q_s, \quad (5.32)$$

$$Q_s = \exp\left[L\left(1 - x^{\kappa-2}\right)\right], \quad \gamma = \frac{xy + \beta - 1}{1 + xy} + \frac{(\gamma_1 - \kappa + 1)(x^2 + \nu y)x}{(x^2 + y)^2},$$

$$L = \begin{cases} L_1 & \text{if } x < 1; \\ L_2 & \text{if } x \geq 1, \end{cases} \quad x = \frac{\rho_m}{\rho_{0m}}, \quad y = \frac{\varepsilon}{E_s}, \quad B_0 = \rho_{0m}c_{0m}^2,$$

где γ_1 – термодинамический коэффициент Грюнайзена; E_s – энергия сублимации; B_0 – модуль объемной адиабатической сжимаемости; L_1 , L_2 , β , ν , κ , k – константы уравнения состояния (5.30), они приведены в табл. 5.2.

Для определения параметров L_1 и L_2 выбирается характерная для области их использования величина. Константа L_1 определяется привязкой к энергии сублимации $L_1 = \sqrt{9B_0 / (2E_s\rho_{0m})}$. Константа L_2 определяется путем привязки к соотношению на ударной адиабате $D = c_{0m} + b_s u$ и равна: $L_2 = 4b_s - 2$. Сшивка потенциала $\varepsilon_s(x)$ при условии $\rho_m = \rho_{0m}$ автоматически обеспечивается видом соотношения (5.32) до второй производной.

Таблица 5.2. Константы для уравнения Ми – Грюнайзена

Параметры	Fe	Al	Cu	W	Pb	SiO ₂	H ₂ O
ρ_{0m} , г/см ³	7.85	2.71	8.93	19.17	11.34	2.65	1.00
c_{0m} , км/с	4.63	5.33	3.93	4.01	1.98	3.69	1.50
E_s , МДж/кг	7.65	11.90	5.30	4.42	0.95	5.20	1.50
T_{pl} , К	2270	1150	1714	3500	701	3000	273
$c_{v0} \times 10^6$, (КДж/кг)/К	0.430	0.924	0.393	0.14	0.12	2.11	3.77
γ_1	1.85	2.00	2.00	1.54	2.78	1.60	2.80
b_s	1.49	1.356	1.52	1.25	1.60	2.30	1.50
β	0.489	0.507	0.483	0.500	0.392	0.90	0.300
ν	2.96	1.94	1.80	2.00	1.03	3.00	3.00
κ	1.66	1.66	1.66	1.66	1.66	1.33	1.33

Вычисление энергии плавления и температуры среды для уравнения состояния (5.30) осуществляется по формулам (5.26) и (5.27), где величина ϵ_x заменяется величиной ϵ_s . Удельная теплоемкость задается интерполяционной формулой, как функция относительного сжатия удельной внутренней энергии

$$C_v = c_{v0} (1 + xy) / (1 + y).$$

Уравнение состояния (5.30) является интерполяционной формулой, плавно переходящей в некоторые асимптотические зависимости. Сильно сжатое и нагретое вещество, когда $\epsilon \gg E_s$, описывается квантово-статистической моделью с уравнением состояния

$$P = \beta \rho \epsilon. \quad (5.33)$$

При $\epsilon \sim E_s$ и сильном разряжении работает модель идеального газа

$$P = (\kappa - 1) \rho \epsilon.$$

В области конденсированной фазы соотношение (5.30) переходит в уравнение типа Ми – Грюнайзена. Из соотношения на ударной адиабате (5.28) и уравнения состояния сильно сжатого вещества (5.33) получаем, что ударная адиабата уравнения состояния (5.30) имеет асимптоту

$$x_n = 1 + 2 / \beta.$$

Модель расчета разрушений. При ударном и взрывном нагружении в хрупких и пластических материалах наблюдаются различные виды разрушений. Механизм разрушения зависит от свойств материала, скорости удара, формы ударника и относительных размеров ударника и мишени. Оно может произойти как под действием растягивающих напряжений (отрывное разрушение), так и за счет сдвиговых деформаций (сдвиговое разрушение). Хотя один из видов разрушения может быть доминирующим, чаще всего встречаются их комбинации. Поэтому для получения адекватной картины процесса необходимо, чтобы модель поведения среды предусматривала реализацию обоих механизмов повреждения материала. Эта модель впервые предложена в работе [13], за истекшее десятилетие она не изменилась по своим основным положениям, внесены лишь незначительные детали.

С точки зрения математического моделирования проблема расчета разрушений имеет два аспекта. Первый связан с прогнозированием возможных областей повреждения материала, второй – с описанием поведения уже разрушенной или частично поврежденной среды. Данная модель используется для расчета процесса разрушения как пластичных, так и хрупких материалов. В отличие от пластичных сред в хрупких материалах процесс накопления повреждений происходит практически мгновенно. В предлагаемой модели расчета разрушений традиционно присутствует принцип раздельного описания шаровой и девиаторной части тензора напряжений. Это относится как к критериям (механизмам) повреждения среды, так и к поведению материала после его разрушения. Рассмотрим более конкретно основные элементы этой модели.

Для прогнозирования сдвиговых разрушений используется критерий, где мерой повреждения материала является удельная работа сдвиговых пластических деформаций A^p . При выполнении условия

$$A^p \geq A_*^p \quad (5.34)$$

материал считается разрушенным по типу сдвига, где A_*^p – критическое значение этой работы. Приращение A^p имеет место при каждом сносе компонент девиатора тензора напряжений на поверхность текучести Мизеса и определяется по формуле (5.9) и уравнению (5.14).

В качестве меры повреждения материала по типу отрыва используется величина относительного объема пор $\eta = (\alpha - 1) / \alpha$. После выполнения условия

$$\eta \geq \eta_* \quad (5.35)$$

материал считается разрушенным. Причем рост пор начинается, когда величина растягивающего напряжения достигает значения начальной прочности материала на разрыв, т.е. при условии

$$\sigma_p > \sigma_{0p}, \quad \sigma_{0p} = \frac{a_s}{\alpha_0} \ln \left[\frac{\alpha_0}{(\alpha_0 - 1)} \right], \quad (5.36)$$

где η_* – предельное значение относительного объема пор; $\sigma_p = -P$ – шаровая часть растягивающего напряжения; σ_{0p} – начальная прочность материала на разрыв; a_s – константа, характеризующая прочность материала на разрыв; α_0 – начальная пористость материала.

Соотношение (5.36) для начальной прочности связывает между собой константы материала. Величина α_0 может быть определена либо экспериментально, либо из некоторых физических соображений. Параметр σ_{0p} хорошо соответствует откольной прочности материалов, значения которых приведены в работе [14]. Расчетный параметр a_s не имеет физического смысла, он вычисляется с помощью (5.36).

Следует отметить, что сдвиговые и отрывные разрушения сплошной среды не являются равнозначными как с механической точки зрения, так и с точки зрения их математического моделирования. Повреждение материала по типу сдвига является, как правило, первым этапом разрушения, за которым следует нарушение сплошности по типу отрыва уже подготовленной среды. Заключительным этапом расчета разрушений является реализация численного алгоритма разделения тела на откольные фрагменты – осколки.

Разрушение хрупких материалов имеет некоторые особенности. Процесс накопления повреждений здесь происходит практически мгновенно. Длительность этого процесса регулируется критическими параметрами η_* и A_*^p , которые имеют очень низкие значения по сравнению с аналогичными параметрами для пластичных материалов. Для хрупких материалов, таких как лед, керамика, гранит и т.д., преобладающим типом являются сдвиговые разрушения, которые распространяются практически вслед за ударной волной и охватывают значительные области ударно-нагруженного тела.

При достижении в некоторой точке материала критических значений относительного объема пор η_* или удельной работы сдвиговых пластических деформаций A_*^p прочностные характеристики σ_{sm} и a_s скачкообразно изменяются таким образом, что дальнейшее поведение материала моделируется средой, не способной сопротивляться растяжению, но воспринимающей сдвиговые и сжимающие нагрузки, т.е.

$$\sigma_{0p}^* = a_s^* = 0, \quad (5.37)$$

$$\sigma_{sm}^* = \min(k_s P, \sigma_{\max}^*) \text{ при } P \geq 0.$$

Первое условие в соотношениях (5.37) означает, что после разрушения материала увеличение его объема будет происходить только за счет роста пор. Выражение (5.18) превращается в тождество $P_c(\alpha) = 0$, а нижняя часть пороговой кривой на рис. 5.1 трансформируется в прямую линию $P = 0$.

Зависимости параметра σ_{sm} от давления (5.23) и (5.37) представлены на рис. 5.2. Отрезки (a, \bar{b}) и (\bar{b}, \bar{b}) соответствуют изменению σ_{sm} до разрушения материала, а отрезки (a^*, \bar{b}^*) и (\bar{b}^*, \bar{b}^*) – после разрушения. Ключевым моментом в условиях (5.37) является тот факт, что при расширении материала, т.е. при росте пор, его предел текучести тождественно равен нулю; а при сжатии параметр σ_{sm} возрастает до некоторого предельного значения.

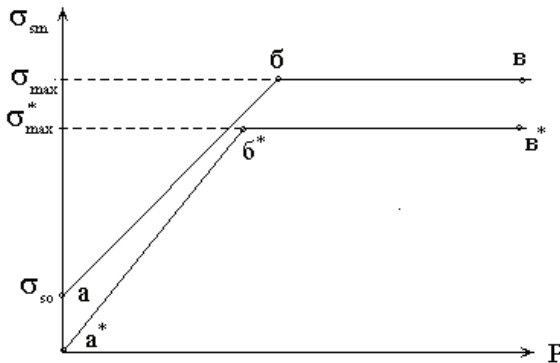


Рис. 5.2. Схема изменения параметра σ_{sm} в зависимости от давления

Таблица 5.3. Константы для модели разрушения металлов

Параметры	Сталь _м	Сталь _т	ВНЖ	Алюминий	Медь
μ_m , ГПа	78	81	140	28	46
σ_{\max} , ГПа	0.6	2.0	2.0	0.3	0.35
σ_{s0} , ГПа	0.3	0.5	1.0	0.1	0.15
k_s	0.20	0.25	0.25	0.2	0.2
α_0	1.0006	1.0006	1.0009	1.0002	1.0003
η_*	0.4	0.2	0.3	0.5	0.5
A_s^p , КДж/кг	50	125	80	30	40
σ_{\max}^* , ГПа	0.3	1.5	1.0	0.2	0.25
a_s , ГПа	0.45	0.60	0.70	0.15	0.20
σ_{0p} , ГПа	3.34	4.45	4.91	1.28	1.62

Примечание. Обозначения: Сталь_м – мягкая сталь; Сталь_т – твердая сталь ЭП637.

Таблица 5.4. Константы для модели разрушения

Параметры	SiC (керам.)	Al ₂ O ₃ (керам.)	B ₄ C (керам.)	SiO ₂ (гранит)	Песок, 10%-H ₂ O	Вода
μ_m , ГПа	155	88	182	26	6.8	0
σ_{\max} , ГПа	5.0	6.1	11.0	1.5	0.1	0
σ_{s0} , (ГПа)	0.4	1.0	1.5	0.1	0	–
k_s	0.5	1.0	1.5	0.9	0.5	–
α_0	1.03	1.07	1.01	1.003	1.359	1.001
η_*	0.05	0.09	0.08	0.01	0.27	–
A_s^p , КДж/кг	0.5	2.5	5.0	1.0	–	–
σ_{\max}^* , ГПа	4.0	5.5	10.0	1.0	0.1	–
a_s , ГПа	0.04	0.04	0.40	0.07	0.001	0.006
σ_{0p} , ГПа	0.14	0.11	1.85	0.41	0.001	0.04
c_{0m} , км/с	7.71	6.63	9.63	3.69	1.95	1.5
c_{0m}^* , км/с	5.0	4.3	8.7	2.5	1.95	1.5

Все константы, используемые для численной реализации модели разрушения, приведены в табл. 5.3 и 5.4. Такие нестандартные материалы, как вода, песок, расплавленные тела, формально обладают свойствами разрушенных сред. Однако даже жидкие среды, как отмечается в работах [14, 15], имеют некоторую прочность на разрыв, например, для воды она составляет $\sigma_{0p} = 0.04$ ГПа. Следовательно, рост пор в этих материалах будет происходить при некотором начальном уровне растягивающих напряжений, а величина параметра a_s не полагается равной нулю (см. табл. 5.4).

При расчете задач, связанных с ударным нагружением хрупких материалов, возникает необходимость введения дополнительного параметра, объемной скорости звука уже разрушенной среды. Это связано с тем, что в хрупких материалах фронт ударной волны совпадает с фронтом распространения сдвиговых разрушений, а скорость ударной волны D определяется параметрами уже разрушенной среды. Анализ экспериментальных данных для $(D - u)$ – диаграмм – $D = c_{0m} + \lambda u$ показал, что объемная скорость звука c_{0m} для хрупких материалов терпит разрыв на фронте ударной волны. Это подтверждается экспериментальными данными работы [16], где анализируется 2-волновая структура распространения сжимающих напряжений по керамическим материалам. Здесь также имеет место почти линейная зависимость скорости ударной волны D от массовой скорости u $D = c_{0m}^* + \lambda u$. Однако величина c_{0m}^* значительно отличается от величины c_{0m} для исходного материала (см. табл. 5.4).

Дополнительным средством моделирования поведения разрушенного тела является реализация алгоритма фрагментации. Без этого алгоритма не может быть решена ни одна прикладная задача о пробитии преграды. Смысл алгоритма заключается в следующем. В некоторых областях полностью разрушенного материала, где выполнено условие отрывного разрушения (5.35), вводятся новые поверхности, разделяющие тело на отдельные фрагменты. Эти фрагменты, как правило, перемещаются (разлетаются) с заведомо различной средней скоростью. Например, при пробитии тонкого экрана всегда возникает необходимость введения поверхности, отделяющей пробитую часть преграды от непробитой части. Численные исследования подобных задач показали, что разрушение экрана в зоне отделения «пробки» состоит из следующих этапов: разрушения по типу сдвига; реализация условий (5.37); раз-

рушения по типу отрыва; реализация алгоритма фрагментации. Аналогичная картина наблюдается на заключительной стадии пробития более толстых преград удлиненными цилиндрическими ударниками.

Следует отметить, что алгоритм фрагментации по существу является расчетным элементом модели разрушения. Отделившиеся фрагменты по своей форме и размерам не всегда совпадают с реальными осколками. Геометрически они представляют собой тела вращения – кольца переменного диаметра. Такие кольца разрушенного или расплавленного материала деформируются без заметных внутренних напряжений, только за счет роста пор. Они хорошо имитируют разлет распыляющейся среды, устраняя нефизичные деформации, присущие нефрагментированному осколочному облаку.

Методика расчета параметров детонационной волны. При описании поведения взрывчатого вещества (ВВ) в зоне детонации используется методика расчета стационарной детонационной волны, модифицированная для эйлеровых пространственных переменных. Детонационная волна обладает более сложной структурой по сравнению с ударной волной. Здесь дополнительно присутствует зона химической реакции, переходящая в зону продуктов детонации (ПД). За счет удельной энергии взрывчатого превращения, которая, как правило, является константой конкретного ВВ, поддерживается стационарный характер процесса детонации. Для описания этого процесса достаточно сопоставить состояние исходного ВВ и конечных продуктов детонации. Параметры продуктов детонации за зоной химической реакции и скорость распространения детонационной волны являются постоянными величинами. Сама зона реакции может не рассматриваться.

По известной скорости детонационной волны D_H и расстоянию от точки инициирования H определяется время прихода детонационной волны в рассматриваемую точку ВВ. Вводится величина f – степень превращения, которая полагается равной нулю в области перед фронтом детонации и равной единице в области полностью прореагировавшего ВВ:

$$f = \begin{cases} 0 & \text{if } t < t_D; \\ f_c & \text{if } t \geq t_D \cap f_c < 1; \\ 1 & \text{if } f_c \geq 1, \end{cases}$$

$$t_D = \frac{H}{D_H}, \quad f_c = \frac{D_H(t - t_D)}{2.5 \min(\Delta r, \Delta z)}.$$

Давление на фронте детонационной волны $0 < f < 1$ задается в виде: $P = P_H f$ а все остальные параметры вычисляются из соотношений Гюгонно

$$u_n = \frac{P}{\rho_{00} D_H}, \quad \rho = \frac{\rho_{00} D_H}{D_H - u_n},$$

$$\varepsilon = \frac{P}{2} \left(\frac{1}{\rho_{00}} - \frac{1}{\rho} \right) + Q_H,$$

где P_H – давление в точке Чепмена – Жуге; ρ_{00} – начальная плотность ВВ; Q_H – удельная энергия взрывчатого превращения; u_n – нормальная составляющая массовой скорости на фронте детонации.

Идея о введении расчетной степени превращения f на фронте детонационной волны взята из работы Уилкинса [6]. Однако численная реализация алгоритма Уилкинса оказалась непригодной для прикладных расчетов, особенно в случае эйлеровых пространственных переменных, т.к. в методике [6] реализация энергии взрывчатого превращения Q_H осуществляется лишь через внутреннюю энергию, а давление на пике детонационной волны не достигает нужного значения P_H .

Предлагаемый способ расчета детонации дает возможность на незначительном числе расчетных точек (10...15) получать нужное давление и все остальные параметры стационарной детонационной волны, соответствующие параметрам Чепмена – Жуге. Впервые эта методика была предложена в работе [3], позднее она была апробирована на решениях прикладных задач о формировании кумулятивных элементов (ударников и кумулятивных струй) из конических облицовок под действием продуктов детонации [17].

Вторая часть методики расчета заключается в задании уравнения состояния ПД, которое необходимо для расчета процесса разлета продуктов взрыва за фронтом детонационной волны. Трудность заключается в том, что уравнение состояния ПД должно описывать диапазон давлений газа от значения ВВ чаще всего необходимо строить свое уравнение состояния. Наиболее приемлемым типом уравнений состояния ПД являются уравнения в форме Ми – Грюнайзена. В работе [15] предлагается способ построения этих уравнений состояния. Базовой точкой, как правило, служат параметры в точке Чепмена – Жуге. В качестве взрыв-

чатого вещества взят пентолит – смесь тротила с тэном 50/50, уравнение состояния которого имеет вид [15]

$$P = \Gamma_0 \rho \varepsilon + A_0 \rho^4 + C_0 \exp(-6 / \rho), \quad (5.38)$$

где Γ_0 , A_0 , C_0 – константы уравнения состояния.

Таблица 5.5. Константы для уравнения состояния взрывчатого вещества

ρ_{00} , г/см ³	D_H , см/мкс	P_H , Мбар	Q_H , (см/мкс) ²	Γ_0	A_0	C_0
1.65	0.7655	0.2452	0.0536	0.35	0.002164	2.0755

Параметры детонационной волны и константы уравнения состояния приведены в расчетной согласованной системе единиц. Эта же система единиц используется в программном комплексе ИМПАСТ [18] при непосредственных вычислениях.

Типы начальных и граничных условий. Решение прикладной задачи предполагает решение замкнутой системы уравнений при наличии начальных и граничных условий. Начальные условия реализуются во всей расчетной области для всех искомым функций либо перед началом решения задачи $t = 0$, либо перед началом ее очередного этапа, например, перед началом взаимодействия осколочного потока с очередным элементом разнесенной преграды. Граничные условия реализуются на всем временном интервале решения задачи, но только на определенных границах: на свободных и контактных поверхностях, на оси симметрии и т.д. Типы начальных и граничных условий зависят от физической постановки задачи. Рассмотрим некоторые из этих условий.

Перед началом решения некоторой задачи ударного или взрывного взаимодействия предполагается, что взаимодействующие тела находятся в ненапряженном и недеформированном состоянии, но могут иметь различную начальную скорость, плотность и пористость. Такие начальные условия записываются в виде:

$$\begin{aligned} \rho(r, z, 0) &= \rho_{0k}; & \alpha(r, z, 0) &= \alpha_{0k}; \\ u_r(r, z, 0) &= \varepsilon(r, z, 0) = A_p(r, z, 0) = 0; \\ \sigma_{rr}(r, z, 0) &= \sigma_{zz}(r, z, 0) = \sigma_{rz}(r, z, 0) = 0; \\ u_z(r, z, 0) &= V_{0k}, \end{aligned} \quad (5.39)$$

где k – номер взаимодействующего тела; V_{0k} – начальная скорость

тела с номером k ; $\rho_{0k} = (\rho_{0m} / \alpha_0)_k$ – начальная плотность; α_{0k} – начальная пористость.

При решении модельных задач о формировании кумулятивных элементов начальные условия (5.39) несколько видоизменяются. В п. 5.6 анализируются решения задач, когда исходные начальные данные задаются для двух взаимодействующих тел – заряда ВВ и металлической облицовки. Оба тела имеют нулевую начальную скорость.

Перед началом решения очередного этапа задачи часть начальных условий берется из решения предыдущего этапа, а параметры новых конструкций (преград) задаются в соответствии с условиями (5.39). Принцип поэтапного решения задачи означает, что не все взаимодействующие тела одновременно участвуют в расчете. Например, после пробития некоторого элемента разнесенной конструкции часть взаимодействующих тел может быть удалена из текущего расчета. Если исследуются параметры осколочного потока, то периферийные остатки пробитой преграды удаляются из расчета и, наоборот, при изучении поведения пробитой преграды удаляются фрагменты осколочного потока.

Основными типами граничных условий являются условия на подвижных поверхностях. Условия на свободных поверхностях означают, что здесь отсутствуют внешние нагрузки, т.е.

$$\sigma_{nn}(r, z, t) = \sigma_{n\tau}(r, z, t) = 0. \quad (5.40)$$

Индекс « n » соответствует проекции вектора напряжений $\bar{\sigma}_n$ на внешнюю нормаль, « τ » – на направление касательной к контуру.

Условия на контактных поверхностях имеют вид

$$[u_n(r, z, t)] = [\sigma_{nn}(r, z, t)] = [\sigma_{n\tau}(r, z, t)] = 0, \quad (5.41)$$

где квадратные скобки означают скачок заключенной в них величины при переходе через границы контакта, т.е. параметры в условиях (5.41) не терпят разрыв на контактных поверхностях.

В зависимости от физической постановки задачи реализуются различные варианты условий (5.41). Наиболее типичным является условие взаимного скольжения контактирующих тел без трения и сцепления, т.е.

$$\sigma_{n\tau}(r, z, t) = 0, \quad \sigma_{nn}(r, z, t) \leq 0. \quad (5.42)$$

Условия (5.42) означают, что в данном варианте контакта могут иметь место только сжимающие напряжения, а при условии $\sigma_{nn} = 0$ контактные границы трансформируются в свободные поверхности. В

алгоритмах расчета предусмотрен и обратный переход. При сближении двух свободных поверхностей и при наличии между ними нормальных сжимающих напряжений $\sigma_{nn} < 0$ они становятся контактными.

Граничные условия на оси симметрии отражают факт осесимметричности решаемых задач и имеют вид

$$u_r = S_{rz} = 0, \quad \frac{\partial f}{\partial r} = 0, \quad (5.43)$$

где f является одной из функций $f = (\rho, u_z, E, S_r, S_z, A_p, \alpha)$. Численная реализация условий симметрии для интегральных законов сохранения и дифференциальных уравнений приведена в п. 5.2.

Основным условием на твердых стенках является то, что здесь отсутствует переток среды в нормальном направлении

$$u_n(r, z, t) = 0. \quad (5.44)$$

Граничное условие (5.44) обычно реализуется на боковых поверхностях преград. Оно иногда усиливается условием жесткого крепления боковых поверхностей:

$$u_r(r, z, t) = 0. \quad (5.45)$$

Для задания остальных искоемых функций f , не включенных в условия (5.44) и (5.45), предполагается, что твердая стенка является симметричным «зеркальным» отображением этих функций. Например, на твердой стенке параллельной оси z должно удовлетворяться условие симметрии $\partial f / \partial r = 0$.

Очень важными, с точки зрения практического использования, являются граничные условия свободного перетока материала через границы расчетной области. Такие условия применяются для полубесконечных преград, для разлетающихся продуктов детонации и т.д. Эти условия, хотя они не имеют строгого теоретического обоснования, в практических расчетах работают вполне удовлетворительно и имеют вид

$$\frac{\partial f}{\partial r} = 0 \quad \text{или} \quad \frac{\partial f}{\partial z} = 0$$

в зависимости от направления границы свободного перетока. Численные расчеты показали, что волна сжатия или растяжения, проходя через эту границу, не отражается от нее в виде каких-либо возмущений.

5.2. Методика расчета быстропротекающих процессов в эйлеровых пространственных переменных

Численное решение прикладных задач осуществляется с помощью эйлеровой методики расчета [3], основанной на консервативной конечно-разностной схеме Мак-Кормака и методе маркеров. Численная схема является 2-шаговой типа «предиктор – корректор», имеет второй порядок точности относительно шагов по пространству и времени. Характерная особенность этой схемы – аппроксимация пространственных производных нецентральными разностными операторами. Искомые функции вычисляются только в узлах расчетной сетки. Маркеры, как безмассовые лагранжевые частицы, используются во многих эйлеровых методиках расчета для слежения за подвижными границами расчетных областей. В данной методике маркерами обозначаются контуры взаимодействующих тел, а впоследствии (после фрагментации) и контуры фрагментов этих тел.

Численный расчет интегральных законов сохранения. При записи конечно-разностного аналога законов сохранения (5.1) в области (r, z) задается неподвижная расчетная сетка с узлами $r_i = i \cdot \Delta r$ и $z_j = j \cdot \Delta z$, ($i = 0, 1, 2, \dots, I_k$), ($j = 0, 1, 2, \dots, J_k$), где I_k – число узлов по оси r ; J_k – число узлов по оси z .

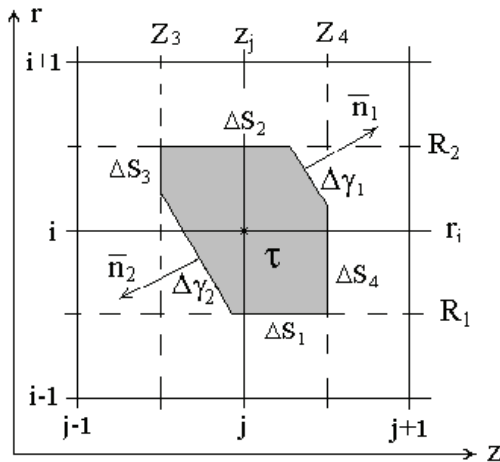


Рис. 5.3. Схема граничной расчетной ячейки

По границам расчетной области каждого из взаимодействующих тел вводится граничные ячейки переменного объема и массы, которые в общем случае имеют неподвижные ΔS_k и подвижные $\Delta \gamma_k$ поверхности. Внутренние ячейки расчетной области имеют постоянный объем и ограничены только неподвижными поверхностями. Для некоторой произвольной ячейки объема τ , представленной на рис. 5.3, конечно-разностный аналог законов сохранения (5.1) записывается в виде

$$\frac{\Delta(U\tau)}{\Delta t} + \sum_{k=1}^4 F_k \Delta S_k + \sum_{k=1}^m F_k \Delta \gamma_k + H\tau = 0, \quad (5.46)$$

где F_k – проекции векторных компонент матрицы \bar{F} на внешние нормали подвижных и неподвижных поверхностей ячейки; m – число подвижных поверхностей, ограничивающих объем τ . Подвижные поверхности $\Delta \gamma_k$ перемещаются вместе со средой, а через границы ΔS_k происходит переток материала. Так как переток массы через подвижные границы (свободные или контактные) отсутствует, то величина F_k здесь принимает достаточно простой вид

$$F_k = \begin{pmatrix} 0 \\ \sigma_{nr} \\ \sigma_{nz} \\ (\bar{\sigma} \cdot \bar{u})_k \end{pmatrix}; \quad \begin{aligned} \sigma_{nr} &= \sigma_{nn} \sin \beta + \sigma_{n\tau} \cos \beta; \\ \sigma_{nz} &= \sigma_{nn} \cos \beta - \sigma_{n\tau} \sin \beta; \\ (\bar{\sigma} \cdot \bar{u}) &= \sigma_{nn} u_n + \sigma_{n\tau} u_\tau; \\ \beta &= (n, z). \end{aligned} \quad (5.47)$$

На свободных поверхностях все компоненты матрицы F_k нулевые, а на контактных они вычисляются путем интерполяции по соседним узлам обоих контактирующих материалов, так как элементы матрицы F_k здесь не терпят разрыв. Запись соотношений (5.46) при явном выделении членов, относящихся к подвижным поверхностям, позволят проводить расчет параметров течения сплошной среды как во внутренних, так и в граничных узлах расчетной сетки с удовлетворением законов сохранения и соответствующих граничных условий.

Все поверхности граничной ячейки в плоскости симметрии аппроксимируются отрезками прямых линий (см. рис. 5.3), причем предусмотрен вариант, когда подвижная граница задается в виде ломаной кривой. Тогда площади этих поверхностей и объем ячейки вычисляются следующим образом:

$$\begin{aligned}
 \Delta S_1 &= 2\pi R_1 \Delta Z_1; & \Delta S_2 &= 2\pi R_2 \Delta Z_2; \\
 \Delta S_3 &= 2\pi R_3 \Delta R_3; & \Delta S_4 &= 2\pi R_4 \Delta R_4; \\
 \Delta \gamma_k &= 2\pi (R_{cp} \Delta L)_k; & \tau &= 2\pi R_c C,
 \end{aligned} \tag{5.48}$$

где R_k ($k = 1, 2, 3, 4$) – координата r середины отрезка, задающего неподвижную границу ячейки ΔS_k ; ΔR_k или ΔZ_k – длина этого отрезка (в зависимости от его расположения); ΔL_k – длина отрезка подвижной границы $\Delta \gamma_k$; $(R_{cp})_k$ – координата середины отрезка ΔZ_k ; R_c – координата центра массы ячейки τ ; C – площадь ячейки в плоскости симметрии.

Вычисление объема ячейки на каждом шаге по времени осуществляется с помощью соотношений

$$\frac{\Delta(\tau)}{\Delta t} = \sum_{k=1}^m (u_n)_k \Delta \gamma_k, \quad u_n = u_r \sin \beta + u_z \cos \beta. \tag{5.49}$$

Если в ячейке нет подвижных границ, то уравнения (5.46) становятся уравнениями для внутренних узлов эйлеровой расчетной сетки. Расчетная ячейка сохраняет свой постоянный объем, а масса ячейки изменяется только за счет перетока среды через ее неподвижные границы. Для внутренней ячейки, соответствующей расчетному узлу (i, j) , площади неподвижных поверхностей представляются в виде

$$\begin{aligned}
 \Delta S_1 &= 2\pi \Delta z \frac{r_i - \Delta r}{2}; & \Delta S_2 &= 2\pi \Delta z \frac{r_i + \Delta r}{2}; \\
 \Delta S_3 &= \Delta S_4 = 2\pi r_i \Delta r; & \tau &= 2\pi r_i \Delta r \Delta z.
 \end{aligned} \tag{5.50}$$

Применив численную схему Мак-Кормака к соотношениям (5.46), получаем основные рабочие уравнения для расчета законов сохранения.

На этапе «предиктор»:

$$\begin{aligned}
 (\bar{U}\tau)_{i,j}^{n+1} &= (U\tau)_{i,j}^n - \Delta t \left[(F_r \Delta S_2)_{i,j}^n - (F_r \Delta S_1)_{i-1,j}^n \right] - \\
 &- \Delta t \left[(F_z \Delta S_4)_{i,j}^n - (F_z \Delta S_3)_{i,j-1}^n + \sum_{k=1}^m (F_k \Delta \gamma_k)_{i,j}^n + (H\tau)_{i,j}^n \right].
 \end{aligned} \tag{5.51}$$

На этапе «корректор»:

$$\begin{aligned} (U\tau)_{i,j}^{n+1} = & \frac{1}{2} \left[(U\tau)_{i,j}^n + (\widehat{U\tau})_{i,j}^{n+1} \right] - \\ & - \frac{\Delta t}{2} \left[(\widehat{F}_r \Delta S_2)_{i+1,j}^{n+1} - (\widehat{F}_r \Delta S_1)_{i,j}^{n+1} \right] - \frac{\Delta t}{2} \left[(\widehat{F}_z \Delta S_4)_{i,j+1}^{n+1} - \right. \\ & \left. - (\widehat{F}_z \Delta S_3)_{i,j}^{n+1} + \sum_{k=1}^m (\widehat{F}_k \Delta \gamma_k)_{i,j}^{n+1} + (\widehat{H\tau})_{i,j}^{n+1} \right]. \end{aligned} \quad (5.52)$$

F_r, F_z – проекции векторных компонент матрицы \overline{F} на оси r и z соответственно.

При решении задач в осесимметричной постановке особое внимание следует уделять расчету параметров на оси симметрии, где система конечно-разностных уравнений (5.51) и (5.52) должна быть несколько видоизменена. На оси симметрии расчетные ячейки имеют форму сплошных цилиндров, а не полых, как во всей остальной области решения. В радиальном направлении здесь имеет место не переток материала через боковые поверхности полых цилиндров, а лишь одностороннее «втекание» или «вытекание», что следует из условий симметрии (5.43):

$$u_r = \sigma_{rz} = S_{rz} = 0, \quad \frac{\partial f}{\partial r} = 0, \quad (5.53)$$

где f является одной из функций $f = (\rho, u_z, E, S_r, S_z, A_p, \alpha)$.

При записи конечно-разностных уравнений на оси симметрии необходимо задавать в них радиальную потоковую компоненту F_r таким образом, чтобы законы сохранения выполнялись в любом контрольном объеме, включающем ось симметрии. Обозначив этот неизвестный потоковый элемент через $(F_r)_x^n$, вычислим изменение величины

$$K^n = \sum_{i=0}^I (U\tau)_{i,j}^n$$

за шаг по времени Δt на этапе «предиктор». Для простоты вычислений будем рассматривать одномерный случай, когда $F_z = \text{const}$, и исключим из рассмотрения второе уравнение системы (5.51), так как на оси симметрии оно обращается в тождество ($u_r = 0$). Просуммировав уравнения (5.51) по индексу $i = 0, \dots, I$, получаем

$$\left(F_r\right)_x^n = \left(F_r\right)_{0,j}^n = 0. \quad (5.54)$$

Проведя аналогичную операцию на этапе «корректор», получаем

$$\left(\widehat{F}_r\right)_x^{n+1} = \left(\widehat{F}_r\right)_{1,j}^{n+1}. \quad (5.55)$$

С учетом условий (5.54) и (5.55) конечно-разностные уравнения (5.51) и (5.52) во внутренних узлах расчетной сетки запишутся в виде.

На этапе «предиктор»

$$\left(\widehat{U}\widehat{\tau}\right)_{0,j}^{n+1} = \left(U\tau\right)_{0,j}^n - \Delta t \left[\left(F_z\Delta S_4\right)_{0,j}^n - \left(F_z\Delta S_3\right)_{0,j-1}^n \right]. \quad (5.56)$$

На этапе «корректор»

$$\begin{aligned} \left(U\tau\right)_{0,j}^{n+1} = & \frac{1}{2} \left[\left(U\tau\right)_{0,j}^n + \left(\widehat{U}\widehat{\tau}\right)_{0,j}^{n+1} \right] - \frac{\Delta t}{2} \left(\widehat{F}_r\Delta S_2 \right)_{1,j}^{n+1} - \\ & - \frac{\Delta t}{2} \left[\left(\widehat{F}_z\Delta S_4\right)_{0,j+1}^{n+1} - \left(\widehat{F}_z\Delta S_3\right)_{0,j}^{n+1} \right]. \end{aligned} \quad (5.57)$$

На оси симметрии расчетные ячейки имеют форму цилиндров радиуса $\Delta r / 2$. Объемы и площади соответствующих поверхностей этих ячеек записывается в виде

$$\Delta S_2 = \pi\Delta r\Delta z, \quad \Delta S_3 = \Delta S_4 = \pi\Delta r^2 / 4, \quad \tau = \pi\Delta r^2\Delta z / 4.$$

Тогда дифференциальная запись уравнений (5.56) и (5.57) на оси симметрии будет иметь вид

$$\begin{aligned} \left(\widehat{U}\right)_{0,j}^{n+1} = & \left(U\right)_{0,j}^n - \Delta t \frac{\left(F_z\right)_{0,j}^n - \left(F_z\right)_{0,j-1}^n}{\Delta z}, \\ \left(U\right)_{0,j}^{n+1} = & \frac{1}{2} \left[\left(U\right)_{0,j}^n + \left(\widehat{U}\right)_{0,j}^{n+1} \right] - \frac{\Delta t}{2} \left[\frac{4\left(\widehat{F}_r\right)_{1,j}^{n+1}}{\Delta r} + \frac{\left(\widehat{F}_z\right)_{0,j+1}^{n+1} - \left(\widehat{F}_z\right)_{0,j}^{n+1}}{\Delta z} \right]. \end{aligned}$$

Следует отметить, что правильность записи конечно-разностных уравнений на оси симметрии имеет очень большое значение. Причем уравнения должны записываться особо для каждой конкретной численной схемы. Неточность записи приводит к постепенному накоплению погрешности в решении задачи.

Расчет определяющих соотношений. В отличие от системы уравнений (5.1) законов сохранения определяющие соотношения (5.13) не могут быть записаны в интегральном виде. Для их численной реализации используется дифференциальный вариант схемы Мак-Кормака. Конечно-разностный аналог системы уравнений (5.13) на примере величины S_r записывается следующим образом.

На этапе «предиктор»

$$\begin{aligned} (\widehat{S}_r)^{n+1} = & (S_r)_{i,j}^n - \Delta t \left\{ \Delta_r^- (S_r u_r)_{i,j}^n + \Delta_z^- (S_r u_z)_{i,j}^n - \right. \\ & - (S_r)_{i,j}^n \left[\Delta_r^- (u_r)_{i,j}^n + \Delta_z^- (u_z)_{i,j}^n \right] - 2 (S_{rz})_{i,j}^n \left[\Delta_z^- (u_r)_{i,j}^n - \right. \\ & \left. \left. - \Delta_r^- (u_z)_{i,j}^n \right] - 2\mu \Delta_r^- (u_r)_{i,j}^n + \frac{2\mu}{3} \left[\frac{\Delta_r^- (u_r r)_{i,j}^n}{r_i} + \Delta_z^- (u_z)_{i,j}^n \right] \right\}. \end{aligned} \quad (5.58)$$

На этапе «корректор»

$$\begin{aligned} (S_r)_{i,j}^{n+1} = & \frac{1}{2} \left[(S_r)_{i,j}^n + (\widehat{S}_r)_{i,j}^{n+1} \right] - \frac{\Delta t}{2} \left\{ \Delta_r^+ (\widehat{S}_r \widehat{u}_r)_{i,j}^{n+1} + \right. \\ & + \Delta_z^+ (\widehat{S}_r \widehat{u}_z)_{i,j}^{n+1} - (\widehat{S}_r)_{i,j}^{n+1} \left[\Delta_r^+ (\widehat{u}_r)_{i,j}^{n+1} + \Delta_z^+ (\widehat{u}_z)_{i,j}^{n+1} \right] - \\ & - 2 (\widehat{S}_{rz})_{i,j}^{n+1} \left[\Delta_z^+ (\widehat{u}_r)_{i,j}^{n+1} - \Delta_r^+ (\widehat{u}_z)_{i,j}^{n+1} \right] - \\ & \left. - 2\mu \Delta_r^+ (\widehat{u}_r)_{i,j}^{n+1} + \frac{2\mu}{3} \left[\frac{\Delta_r^+ (\widehat{u}_r r)_{i,j}^{n+1}}{r_i} + \Delta_z^+ (\widehat{u}_z)_{i,j}^{n+1} \right] \right\}; \end{aligned} \quad (5.59)$$

$$\begin{aligned} \Delta_r^- (f)_{i,j}^n &= \frac{f_{i,j}^n - f_{i-1,j}^n}{\Delta r}, & \Delta_z^- (f)_{i,j}^n &= \frac{f_{i,j}^n - f_{i,j-1}^n}{\Delta z}, \\ \Delta_r^+ (f)_{i,j}^n &= \frac{f_{i+1,j}^n - f_{i,j}^n}{\Delta r}, & \Delta_z^+ (f)_{i,j}^n &= \frac{f_{i,j+1}^n - f_{i,j}^n}{\Delta z}. \end{aligned} \quad (5.60)$$

Здесь f – некоторая совокупность параметров, к которым применен оператор Δ . Аналогичным образом записываются конечно-разностные уравнения для компонент S_z , S_{rz} , а также для величин A_p и α (уравнения конвективного переноса).

Дифференциальный вариант схемы Мак-Кормака привязан только к узлам расчетной сетки вне зависимости от их расположения. Если узел расположен на границе расчетной области, то значения параметров в недостающих соседних узлах задаются путем экстраполяции. Расчетная практика показала, что наиболее приемлемым видом экстраполяции является простой перенос параметров из текущего граничного узла в недостающую расчетную точку.

При записи конечно-разностных уравнений для расчета параметров S_r , S_z , A_p , α на оси симметрии вывод, изложенный для уравнений (5.56) и (5.57), неприемлем, так как интегральные законы сохранения здесь не выполняются. Уравнения на оси симметрии записываются по аналогии с соотношениями (5.58) и (5.59), но с учетом условий симметрии (5.53), которые означают, что

$$(u_r)_{0,j}^n = 0, \quad (u_r)_{-1,j}^n = -(u_r)_{1,j}^n. \quad (5.61)$$

Тогда соотношения (5.60) на оси симметрии запишутся в виде

$$\Delta_r^- (f)_{0,j}^n = \frac{f_{1,j}^n}{\Delta r}, \quad \Delta_r^+ (\hat{f})_{0,j}^{n+1} = \frac{\hat{f}_{1,j}^{n+1}}{\Delta r}, \quad (5.62)$$

где $f = (u_r, S_r u_r, S_z u_r, A_p u_r, \alpha u_r)$.

Кроме того, на оси симметрии справедливо следующее преобразование

$$\frac{1}{r} \frac{\partial (u_r r)}{\partial r} = \frac{u_r}{r} + \frac{\partial u_r}{\partial r} = \frac{2 \partial u_r}{\partial r}. \quad (5.63)$$

Окончательно уравнения на оси симметрии записываются из общих уравнений вида (5.58) и (5.59) с учетом соотношений (5.61)...(5.63).

Конечно-разностные уравнения (5.58) и (5.59) на примере расчета компоненты S_r реализуется при условии $\lambda = 0$ [см. систему уравнения (5.13)]. Если после вычисления величин S_r , S_z , S_{rz} по схеме Мак-Кормака имеет место неравенство

$$S_r^2 + S_z^2 + S_{rz}^2 + S_r S_z > \frac{\sigma_s^2}{3},$$

то эти компоненты напряжений корректируются с помощью соотноше-

ния (5.6) с одновременным вычислением величины ΔA_p по формуле (5.9). Последним этапом расчетов на текущем шаге по времени является реализация алгоритма вычисления давления и пористости по схеме, приведенной на рис. 5.1. Эта процедура сводится к решению уравнения (5.19), например методом половинного деления области определения пористости.

Схема Мак-Кормака обладает не явной искусственной вязкостью, т.е. способна сглаживать скачки параметров течения на фронте ударной волны. Однако при решении некоторых задач в зонах «застойного» течения, когда градиенты массовой скорости не велики, возникает нелинейная неустойчивость, которая выражается в «пилообразном» характере изменения параметров течения от одной расчетной точки к другой. Для устранения этого эффекта к вновь вычисленным значениям параметров f^{n+1} добавляются сглаживающие соотношения (5.64), выполняющие функцию явной искусственной вязкости. Эти соотношения также снижают всплески параметров за ударными переходами.

$$Q_{i,j}^n = c_r \left\{ \text{abs} \left[\Delta_r^+ (u_r)_{i,j}^n \right] \Delta_r^+ f_{i,j}^n - \text{abs} \left[\Delta_r^- (u_r)_{i,j}^n \right] \Delta_r^- f_{i,j}^n \right\} + \quad (5.64)$$

$$+ c_z \left\{ \text{abs} \left[\Delta_z^+ (u_z)_{i,j}^n \right] \Delta_z^+ f_{i,j}^n - \text{abs} \left[\Delta_z^- (u_z)_{i,j}^n \right] \Delta_z^- f_{i,j}^n \right\},$$

где $c_r = c_b \Delta t / \Delta r$; $c_z = c_b \Delta t / \Delta z$; $f = (\rho, \rho u_r, \rho u_z, E, S_r, S_z, S_{rz}, A_p, \alpha)$; $c_b = 2.0 \div 4.0$ – коэффициент искусственной вязкости.

Вторым условием обеспечения устойчивости расчетов является ограничение, накладываемое на шаг по времени. Исходя из условия Куранта, шаг по времени для внутренних узлов расчетной сетки должен удовлетворять неравенству

$$\Delta t_1 \leq K_t \frac{\min(\Delta r, \Delta z)}{\sqrt{u_r^2 + u_z^2 + a}}, \quad a = \sqrt{\left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_\varepsilon + \frac{P}{\rho^2} \left(\frac{\partial P}{\partial \varepsilon} \right)_\rho + \frac{4\mu}{3\rho}},$$

a – скорость звука в упругопластическом материале; $K_t = 0.5 \dots 0.7$ – некоторый коэффициент запаса устойчивости.

Для граничных ячеек должно выполняться условие

$$\Delta t_2 \leq \frac{1}{4} \min \left(\frac{\Delta r}{u_r}, \frac{\Delta z}{u_z} \right),$$

т.е. подвижные границы должны проходить расстояние между расчетными узлами не менее чем за четыре шага по времени. Окончательный шаг по времени определяется как

$$\Delta t = \min(\Delta t_1, \Delta t_2). \quad (5.65)$$

Условие устойчивости (5.65), используемое при выполнении практических расчетов, достаточно эффективно контролирует правильность работы алгоритмов программы. Если шаг по времени Δt начинает резко падать, то это означает, что программа работает неправильно.

Расчет подвижных границ. Как уже упоминалось выше, слежение за подвижными границами осуществляется с помощью лагранжевых частиц-маркеров, которые определяют контуры каждого из взаимодействующих тел. Маркеры перемещаются вместе со средой по эйлеровой расчетной сетке. В расчетной части программного комплекса «ИМПАСТ» [18] маркеры задаются с помощью двух массивов своих текущих координат R_m, Z_m . Нумерация координат маркеров в этих массивах осуществляется таким образом, чтобы обход внешних контуров взаимодействующих тел осуществлялся по часовой стрелке, а внутренних – в обратном направлении (для тел, имеющих внутренние полости). Расстояние между маркерами DSm постоянно поддерживается на уровне среднего значения $d = \min(\Delta r, \Delta z) / 3$, т.е. всегда выполняется неравенство $0.5d < DSm < 1.5d$.

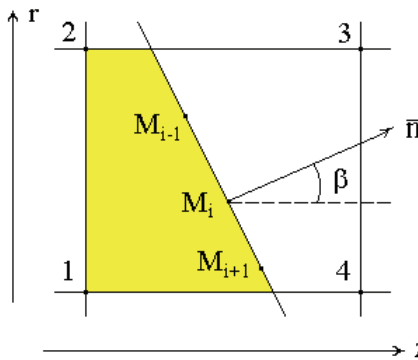


Рис. 5.4. Схема определения направления вектора \bar{n}

Каждому маркеру с номером i кроме текущих координат Rm_i и Zm_i сопутствует некоторое направление обхода контура, задаваемое

углом β . Этот угол определяет направление внешней нормали в текущей точке контура тела по отношению к оси z эйлеровой системы отсчета неподвижной цилиндрической системы координат. Схема определения компонент единичного вектора нормали \vec{n} изображена на рис. 5.4, и вычисляются они из следующих соотношений:

$$\begin{aligned}\sin(\beta) &= (Zm_{i+1} - Zm_{i-1}) / DSm_i; \\ \cos(\beta) &= (Rm_{i-1} - Rm_{i+1}) / DSm_i,\end{aligned}\quad (5.66)$$

где DSm_i – расстояние между точками (маркерами) M_{i-1} и M_{i+1} . Точка M_i может находиться не на отрезке $M_{i-1}M_{i+1}$, но это не меняет смысл дальнейших вычислений.

Следующим этапом алгоритма является определение скоростей маркеров, которые вычисляются таким образом, чтобы, с одной стороны, исключить пересечение контактирующих контуров тел в нормальном направлении, а с другой стороны – обеспечить их взаимное скольжение в направлении касательной. Это достигается путем перехода в каждой точке границы к локальным компонентам u_n и u_τ массовой скорости \vec{u} . Здесь u_n – нормальная составляющая массовой скорости в точке подвижной границы; u_τ – касательная составляющая.

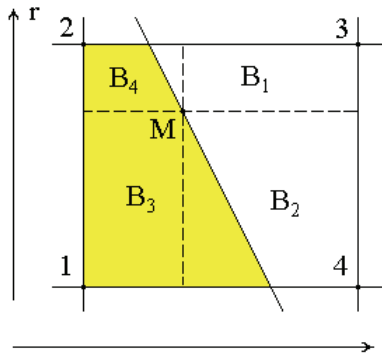


Рис. 5.5. Схема интерполяции по узлам расчетной сетки

Общая схема интерполяции компонент массовой скорости или других параметров течения представлена на рис. 5.5. Величина этих параметров определяется по формуле

$$f_m = \left(\sum_{k=1}^4 f_k B_k \right) / \left(\sum_{k=1}^4 B_k \right), \quad (5.67)$$

где $f_k = (u_r, u_z, \sigma_{rr}, \sigma_{zz}, \sigma_{rz})_k$ – один из параметров течения в четырех соседних узлах расчетной сетки; B_k – площади соответствующих прямоугольников (см. рис. 5.5), являющихся весовыми коэффициентами интерполяции; $k = 1 \dots 4$ – номера узловых расчетных точек, используемых при интерполяции. Схема интерполяции, изображенная на рис. 5.5, используется не только для вычисления скоростей маркеров, но и других величин, таких как $\sigma_{nn}, \sigma_{n\tau}$.

Первый случай. Рассматривается вычисление скоростей $(u_r)_m, (u_z)_m$ в точке M , когда эта точка (маркер) находится в контакте с соседним материалом, а между материалами реализуется условие скольжения. Первый этап интерполяции осуществляется по всем четырем узлам расчетной сетки

$$(u_r)_{m1} = \left(\sum_{k=1}^4 (u_r)_k B_k \right) / \left(\sum_{k=1}^4 B_k \right);$$

$$(u_z)_{m1} = \left(\sum_{k=1}^4 (u_z)_k B_k \right) / \left(\sum_{k=1}^4 B_k \right),$$

затем интерполяция повторяется, но только по двум узлам рассматриваемого материала, т.е. при условии $B_3 = B_4 = 0$. В результате повторной интерполяции вычисляются новые значения $(u_r)_{m2}$ и $(u_z)_{m2}$. Далее осуществляется переход к нормальной и касательной скорости по формулам

$$u_n = (u_r)_{m1} \sin \beta + (u_z)_{m1} \cos \beta; \quad u_\tau = (u_r)_{m2} \cos \beta - (u_z)_{m2} \sin \beta,$$

и, сделав обратный переход, окончательно получаем:

$$(u_r)_m = u_n \sin \beta + u_\tau \cos \beta; \quad (u_z)_m = u_n \cos \beta - u_\tau \sin \beta.$$

Новые координаты маркеров вычисляются по формулам:

$$R_m^{n+1} = R_m^n + (u_r)_m^{n+1} \Delta t; \quad Z_m^{n+1} = Z_m^n + (u_z)_m^{n+1} \Delta t. \quad (5.68)$$

Здесь во всех соотношениях нижний индекс « m » означает, что зна-

чение вычисляемого параметра принадлежит точке M подвижной границы (маркеру), а верхний индекс « n » соответствует шагу по времени. Алгоритм раздельного вычисления нормальной и касательной скорости в точке M обеспечивает неразрывное перемещение контактирующих материалов в направлении нормали и независимое друг от друга перемещение в касательном направлении.

Второй случай. Если в точке M между контактирующими материалами реализуется условие жесткого сцепления, то достаточно только первого этапа интерполяции по всем четырем узлам расчетной сетки. Это следует из граничного условия жесткого сцепления, при котором вектор скорости не терпит разрыв. Новые координаты маркеров вычисляются через скорости $(u_r)_{m1}$ и $(u_z)_{m1}$.

Третий случай. Если точка M принадлежит свободной поверхности, то для вычисления ее скоростей используется только второй этап интерполяции при условии $B_3 = B_4 = 0$.

Если в точке M имеет место контакт взаимодействующих материалов, то кроме компонент скоростей здесь необходимо вычисление компонент вектора напряжений $\bar{\sigma}_n - \sigma_{nn}$, σ_{nr} и проекций этого вектора на оси r и $z - \sigma_{nr}$, σ_{nz} . В этом случае достаточно только первого этапа интерполяции по всем четырем узлам расчетной сетки, а формулы для определения компонент вектора $\bar{\sigma}_n$ имеют вид

$$\begin{aligned} \sigma_{nn} &= \sigma_{rr} \sin^2 \beta + \sigma_{zz} \cos^2 \beta + 2\sigma_{iz} \cos \beta \sin \beta; \\ \sigma_{n\tau} &= (\sigma_{rr} - \sigma_{zz}) \sin \beta \cos \beta + \sigma_{rz} (\cos^2 \beta - \sin^2 \beta). \end{aligned} \quad (5.69)$$

Значения компонент вектора $\bar{\sigma}_n$ служат для динамической идентификации типа границы в точке M . В зависимости от типа границы здесь реализуются различные варианты вычисления или задания компонент вектора $\bar{\sigma}_n$. Если точка M является точкой контакта без сцепления материалов, тогда величина $(\sigma_{n\tau})_m$ полагается равной нулю. При условии $(\sigma_{nn})_m < 0$, проекции вектора $\bar{\sigma}_n$ на оси r и z вычисляются по формулам (5.69). Если в результате интерполяции окажется $(\sigma_{nn})_m > 0$, то величина $(\sigma_{n\tau})_m$ полагается равной нулю. В этом случае контактирующие поверхности в точке M становятся свободными поверхностями, на которых реализуется условие

$$\sigma_{nn} = \sigma_{n\tau} = 0, \quad (5.70)$$

а скорости маркеров определяются как для свободных поверхностей. Если точка M является точкой контакта, где реализуется «условное» сцепление материалов (см. п. 1.6), то по вычисленным значениям $(\sigma_{nn})_m$ и $(\sigma_{n\tau})_m$ проверяются условия сцепления. При нарушении этих условий скрепленные контактирующие границы трансформируются либо в скользящие, либо в свободные поверхности. При расчете заведомо свободных поверхностей никаких вычислений компонент σ_{nn} и $\sigma_{n\tau}$ не производится, а реализуются условия (5.70).

Очень важным алгоритмом предлагаемой методики расчета является алгоритм перестройки границ расчетной сетки. В результате перемещения тел по фиксированной расчетной сетке происходит постоянная перестройка соответствующих расчетных областей, которая состоит из того, что некоторые узлы расчетной сетки исключаются из расчета, а другие подключаются к расчету. Задание параметров в новых узлах расчетной области является важным алгоритмом данной методики расчета. Такое подключение осуществляется в зависимости от направления перемещения подвижной границы.

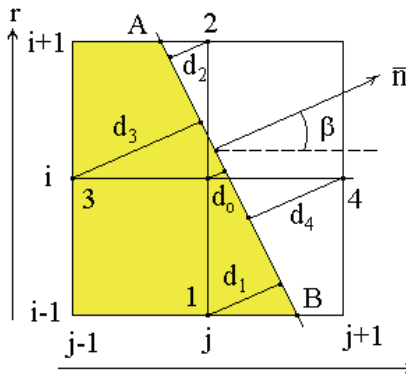


Рис. 5.6. Задание новых узлов расчетной сетки

Предполагается, что все параметры для вновь подключенной точки i, j переносятся из соседних расчетных узлов (1...4) вместе с перемещением среды. Весовая доля каждого соседнего узла зависит от расположения границы AB по отношению к области, занятой материалом (на рис. 5.6 материал расположен слева от отрезка AB).

Если граница материала AB параллельна оси r , то перенос параметров в точку i, j будет осуществляться из узла (3); если AB параллельна оси z (материал снизу), то перенос будет осуществляться из узла (1). Все остальные случаи являются промежуточными, для реализации которых используется интерполяция, учитывающая направление подвижной границы AB (см. рис. 5.6).

$$f_0 = \left(\sum_{k=1}^4 f_k B_k \right) / \left(\sum_{k=1}^4 B_k \right), \quad B_k = \begin{cases} d_k - d_o & \text{при } d_k - d_o > 0; \\ 0 & \text{при } d_k - d_o \leq 0, \end{cases}$$

$$d_k = (R_m - r_k) \sin \beta + (Z_m - z_k) \cos \beta,$$

где $f_k = (\rho, u_r, u_z, E, S_r, S_z, S_{rz}, A_p, \alpha)_k$ – параметры течения среды, задаваемые в новом узле i, j расчетной сетки; d_k – расстояния от соответствующих расчетных узлов до прямой AB ; $k = 0, 1, 2, 3, 4$ – номера узловых расчетных точек; $M(R_m, Z_m)$ – некоторая точка, принадлежащая границе AB , которая в пределах рассматриваемого шаблона на рис. 5.6 аппроксимируется прямой; β – угол между внешней нормалью прямой AB и осью z .

Изложенная выше эйлеровая методика расчета на протяжении многих лет использовалась для решения задач высокоскоростного взаимодействия деформируемых тел с различными физико-механическими свойствами. Методика расчета прошла большое количество тестовых проверок, связанных как с выполнением законов сохранения, так и с правильностью работы различных алгоритмов. В первоначальных публикациях [2–4] приводилось лишь краткое изложение основных расчетных элементов методики, более полное их описание представлено в данной работе.

5.3. Основные способы тестирования расчетно-математической модели и методики расчета

Одномерный анализ соударения. Анализируя результаты соударения твердых деформируемых тел, необходимо, прежде всего, установить, в каком интервале давлений, массовых скоростей и энергий будет происходить данное ударное взаимодействие. Такой расчет осуществляется путем использования ударных адиабат и изэнтроп разгрузки рас-

смагиваемых материалов. Вторым этапом одномерного анализа является рассмотрение плоских ударных волн, их отражение от свободных поверхностей и границ контакта. Плоские ударные волны формируются в результате высокоскоростного соударения пластин, когда поперечные размеры пластин значительно больше их толщины. Одновременно с анализом волнового движения осуществляется тестирование конечно-разностной схемы и методики расчета, правильность реализации начальных и граничных условий.

Ударные адиабаты и изэнтропы разгрузки. Из теории ударных волн известно, что фронт ударной волны можно рассматривать как поверхность, на которой претерпевают разрыв параметры, характеризующие состояние и движение среды. На поверхности разрыва должны выполняться основные законы сохранения: массы, количества движения и энергии. Из этих законов следуют соотношения, задающие связь между параметрами до ударного фронта и после него – соотношения Гюгонио, которые являются теоретической основой для расчета и построения ударных адиабат в гидродинамическом приближении. Из закона сохранения энергии на ударном фронте следует уравнение

$$\varepsilon - \varepsilon_0 = \frac{P + P_0}{2} \left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{1}{\rho} \right), \quad (5.71)$$

где P , ρ , ε – термодинамические параметры – давление, плотность и удельная внутренняя энергия за фронтом ударной волны.

Предполагается, что перед ударным фронтом материал находится в нормальном ненагруженном состоянии, т.е. $P_0 = \varepsilon_0 = 0$. Используя конкретное уравнение состояния материала матрицы в виде $P = P(\rho, \varepsilon)$, получаем систему двух нелинейных уравнений для расчета ударной адиабаты $P_H = P_H(x)$.

$$\varepsilon = P \left(1 - \frac{1}{x} \right) \frac{1}{2\rho_0}, \quad P = P(\rho_0 x, \varepsilon), \quad (5.72)$$

где $x = \rho / \rho_0$ – относительная плотность материала – является переменным параметром ударной адиабаты ($x \geq 1$).

Система нелинейных уравнений (5.72) решается одним из численных методов, например методом простых итераций. Энергия за фронтом ударной волны $\varepsilon_H = \varepsilon_H(x)$ определяется из первого уравнения системы (5.72)

по известным значениям P_H и x , а температура и энергия плавления вычисляется из соответствующих соотношений, приведенных в п. 5.1.

Для вычисления массовой скорости за фронтом ударной волны используется уравнение

$$u_H = u_0 + \sqrt{P_H \left(1 - \frac{1}{x}\right) \frac{1}{\rho_0}}, \quad (5.73)$$

где u_0 – скорость материала перед ударной волной в некоторой фиксированной системе координат. Для преграды, как правило, задается $u_0 = 0$; для ударника $u_0 = V_0$, и соотношение (5.73) записывается в виде

$$u_H = V_0 - \sqrt{P_H \left(1 - \frac{1}{x}\right) \frac{1}{\rho_0}},$$

причем знак « $-$ » соответствует тому факту, что направление ударной волны здесь противоположно направлению массовой скорости u_H .

Поведение веществ, подвергнутых ударному сжатию, определяется совокупностью точек на ударных адиабатах. Снятие ударных нагрузок осуществляется по изэнтропическому закону расширения материала, который для случая адиабатических процессов имеет вид

$$d\varepsilon = \left(\frac{P}{\rho^2} \right) d\rho. \quad (5.74)$$

Переходя к независимой переменной $x = \rho / \rho_0$ и принимая во внимание уравнение состояния (5.30), получаем обыкновенное дифференциальное уравнение для расчета изэнтроп разгрузки в переменных (x, ε)

$$\frac{d\varepsilon}{dx} = f(x, \varepsilon), \quad f(x, \varepsilon) = \frac{P(x, \varepsilon)}{x^2 \rho_0}, \quad (5.75)$$

с начальными условиями: $\varepsilon_H = \varepsilon_H(x_H)$, где x_H , ε_H – соответствующие параметры на ударной адиабате. Уравнение (5.75) решается численным методом Рунге – Кутты, а температура и давление вычисляются из соотношений (5.27), (5.30).

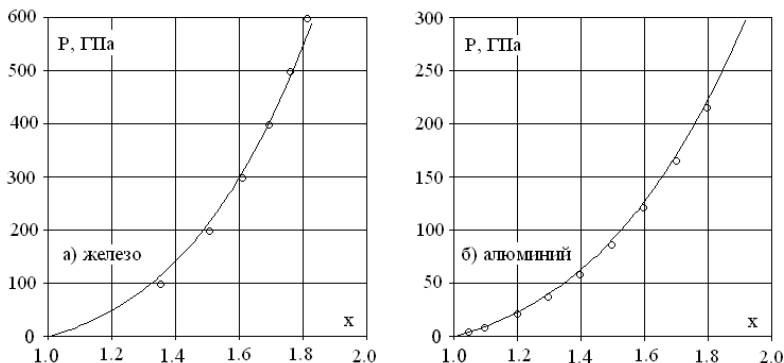


Рис. 5.7. Ударные адиабаты: *a* – железо; *б* – алюминий; P – давление (ГПа); x – относительная плотность; o – данные из работы [15]

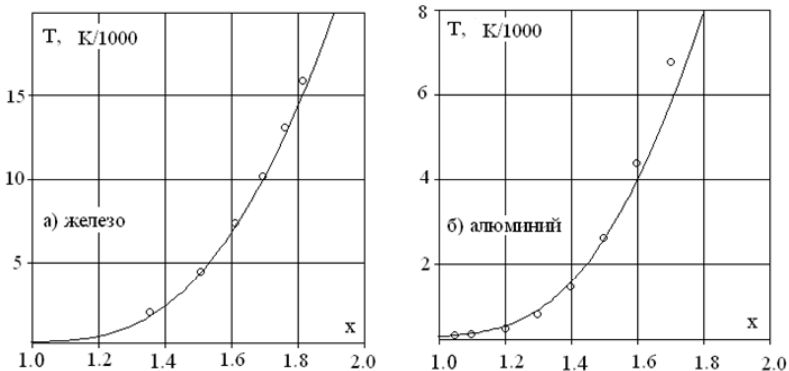


Рис. 5.8. Ударные адиабаты: *a* – железо; *б* – алюминий; T – температура (K/1000); o – данные из работы [15]

На рис. 5.7, 5.8 приведены ударные адиабаты для железа и алюминия, вычисленные с использованием широкодиапазонного уравнения состояния (5.30), которые представляют давление и температуру в зависимости от относительной плотности ударно-сжатого материала. Рисунок 5.7 показывает, что при одинаковой относительной плотности в железе наблюдаются более высокие давления по сравнению с алюминием (примерно в два раза выше).

Более интересными являются ударные адиабаты на рис. 5.9, представленные для ударника и преграды в переменных давление – массовая скорость. Такое представление ударных адиабат является графическим способом решения задачи о распаде контактного разрыва. Точка пере-

сечения этих адиабат соответствует параметрам P_H , u_H за плоскими ударными волнами в ударнике и в преграде. Параметры x_H , T_H определяются из ударных адиабат на рис. 5.7, 5.8. Эти величины (кроме u_H) являются максимальными для заданной пары соударяющихся тел (железа и алюминия) и для рассматриваемых скоростей удара $V_0 = 5$ км/с и $V_0 = 10$ км/с.

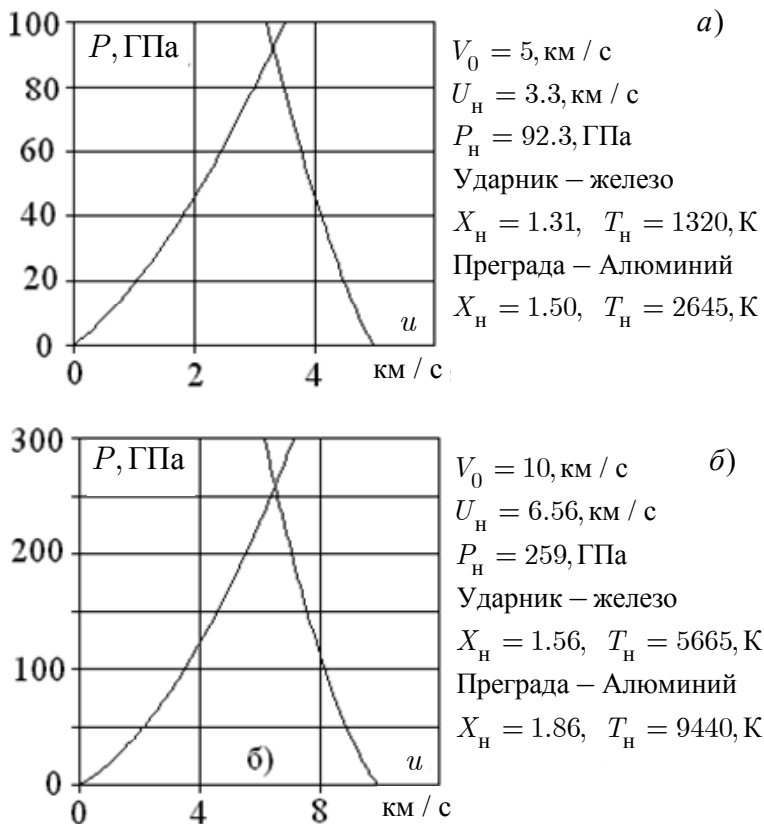


Рис. 5.9. Расчет распада контактного разрыва

$a - V_0 = 5 \text{ км/с}; \text{ б} - V_0 = 10 \text{ км/с}$

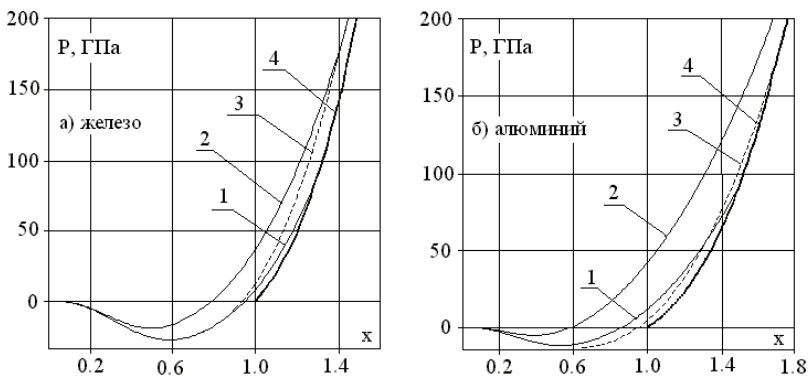


Рис. 5.10. Изэнтропы разгрузки: *а* – железо; *б* – алюминий; 1 – изэнтропа разгрузки при скорости удара $V_0 = 5$ км/с; 2 – изэнтропа разгрузки при скорости удара $V_0 = 10$ км/с; 3 – кривая плавления; 4 – ударная адиабата

После отражения ударных волн от свободных и контактных поверхностей происходит разгрузка материала из ударно-сжатого состояния. Характер изменений термодинамических параметров вещества определяют соответствующие изэнтропы разгрузки. На рис. 5.10 приведены изэнтропы разгрузки для железа и алюминия $P_s = P_s(x, x_s)$, где параметр x_s соответствует точке на ударной адиабате, т.е. является начальной точкой изэнтропы. Кривые 1 и 2 на рис. 5.10 представляют собой изэнтропы соответствующие разгрузкам из ударно-сжатого состояния при скорости удара $V_0 = 5$ км/с и $V_0 = 10$ км/с. Штриховыми линиями на рис. 5.10 показаны кривые плавления.

По взаимному расположению кривых плавления и изэнтроп разгрузки определяется агрегатное состояние материала. Например, для железа при скорости соударения пластин $V_0 = 5$ км/с (железо → алюминий) изэнтропа $x_s = 1.31$ проходит ниже кривой плавления, т.е. железная пластина (ударник) после разгрузки до нулевого давления остается в твердом состоянии. Для алюминиевой пластины (преграды) соответствующая изэнтропа $x_s = 1.50$ (кривая 1) пересекает кривую плавления. Это означает, что при ударном сжатии материал находится еще в твердом состоянии, а после разгрузки до нулевого давления переходит в

расплавленное состояние. При скорости удара $V_0 = 10$ км/с изэнтропы железа и алюминия (кривые 2) проходят выше кривой плавления, т.е. в данном случае материалы ударника и преграды находятся в расплавленном состоянии.

Если процесс перехода материала в расплавленное состояние может быть идентифицирован простым сравнением текущей внутренней энергии с энергией плавления, то при анализе процесса испарения необходимо знать конечное (разгруженное) состояние среды в точках, близких к нулевому давлению. Такое состояние среды определяется путем сравнения давления и относительной плотности на изэнтропе разгрузки с аналогичными параметрами двухфазной области «жидкость – пар». Эта граница задается с помощью двух достаточно простых аналитических зависимостей:

$$P = P_{kr} \left[1 - \left(1 - \frac{x}{x_{kr}} \right)^2 \right] \text{ при } x < x_{kr}, \quad (5.76)$$

$$P = P_{kr} \left[1 - \left(\frac{x/x_{kr} - 1}{1.5} \right)^{5/3} \right] \text{ при } x_{kr} \leq x \leq x_{okr}, \quad (5.77)$$

где P_{kr} , x_{kr} – давление и относительная плотность в критической точке области «жидкость – пар»; x_{okr} – граница двухфазной области на оси x , при условии $P = 0$.

Таблица 5.6. Константы для уравнения плавления

Параметры	Fe	Al	Cu	Pb
x_{okr}	0.640	0.590	0.780	0.790
x_{kr}	0.258	0.236	0.238	0.276
P_{kr} (ГПа)	0.825	0.447	0.907	0.237

По поведению изэнтропы разгрузки при условии $x < x_{okr}$ определяется состояние материала, причем возможны три варианта разгрузки.

Первый случай. Если на изэнтропе разгрузки $x < x_{okr}$ давление $P_s < 0$, то ударно-нагруженный материал остается в конденсированной фазе.

Второй случай. Если $x < x_{кр}$, давление $P_s > P_{кр}$, то это означает, что материал полностью испарен. В остальных случаях – частичное испарение материала.

На рис. 5.10 граница двухфазной области совпадает с осью x из-за большого масштаба рисунка. Однако по точкам пересечения изэнтроп с осью x видно, что изэнтропа (2) для алюминия проходит вблизи $x_{0кр} = 0.59$, т.е. в данном случае состояние среды близко к частичному испарению.

Таким образом, анализ, проведенный на основе ударных адиабат и изэнтроп разгрузки, дает представление о конечном состоянии материала после его нагрузки плоскими ударными волнами. Такой анализ является первым шагом при изучении более сложных процессов, например процессов соударения пластин или процессов соударения компактного ударника с пластиной.

Соударение пластин. Рассматривается задача о соударении пластин, которая решена в двумерной осесимметричной постановке. Однако в окрестности оси симметрии реализуется одномерный режим деформации, т.е. среда деформируется и перемещается только в направлении оси симметрии. В качестве исходных данных методического примера этой задачи приняты следующие параметры ударника и преграды: ударник – стальная пластина толщиной 1 см имеет скорость $V_0 = 5$ км/с; преграда – алюминиевая пластина толщиной 0.5 см; диаметр пластин – 10 см; шаги по расчетной сетке – $\Delta r = \Delta z = 0.025$ см.

Исходная конфигурация задачи изображена на рис. 5.11, а результаты расчетов приведены на рис. 5.12...5.14. Значками «○» на рисунках помечены положения границ взаимодействующих тел, стрелками показаны направления ударных волн и волн разгрузки.

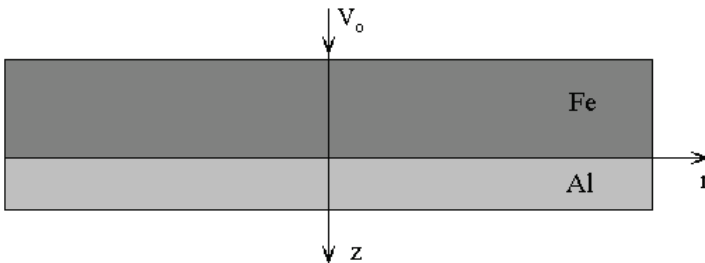
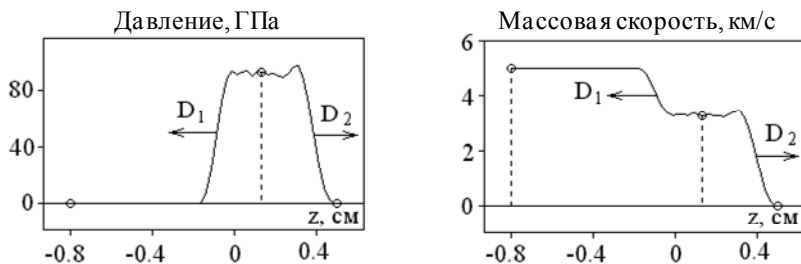
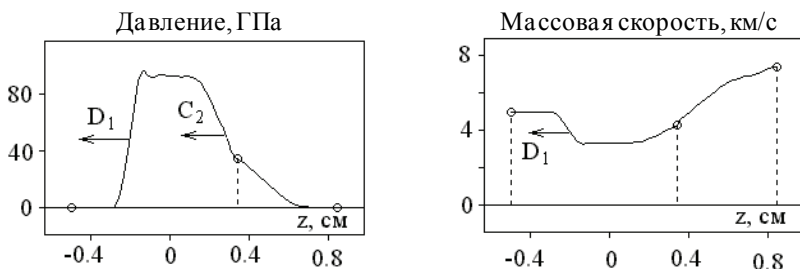


Рис. 5.11. Конфигурация соударяющихся пластин

На рис. 5.12 представлено распределение давления и массовой скорости вдоль оси симметрии в момент времени, когда ударная волна в пластине – преграде достигла ее свободной поверхности. Процесс распада контактного разрыва происходит по следующей схеме. После взаимодействия пластин в ударнике и в преграде распространяются плоские ударные волны со скоростями D_1 и D_2 . За ударными волнами устанавливаются области ударно-сжатых материалов (железа и алюминия) с постоянным давлением и массовой скоростью, соответствующими точке пересечения ударных адиабат на рис. 5.9, а. Давление между ударными волнами, полученное из численного решения задачи, составляет $P = 89 \dots 93$ ГПа; давление, полученное путем графического решения задачи о распаде разрыва, равно $P_H = 92.3$ ГПа (см. рис. 5.9, а). Массовые скорости имеют здесь следующие значения: $u_Z = 3.3 \dots 3.4$ км/с – из численного решения задачи; $u_H = 3.3$ км/с – по методике распада разрыва.

Рис. 5.12. Распад контактного разрыва при $t = 0.4$ мксРис. 5.13. Отражение ударной волны D_2 от свободной поверхности при $t = 1.0$ мкс

К моменту времени 1 мкс (рис. 5.13) ударная волна в преграде отражается от ее тыльной поверхности в виде изоэнтропической волны разгрузки, которая начинает перемещаться по ударно-сжатому материалу вслед за ударной волной D_1 . Давление за волной разгрузки снимается до нулевой величины, а массовая скорость возрастает.

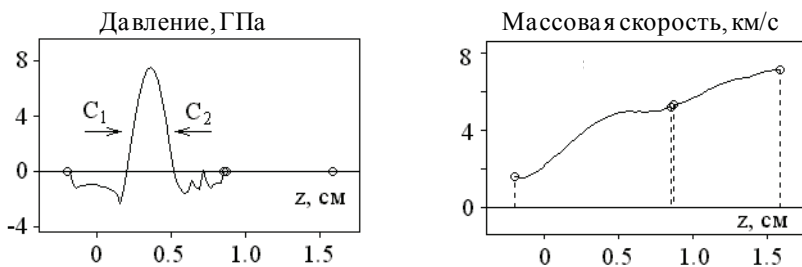


Рис. 5.14. Взаимодействие волн разгрузки C_1 и C_2 при $t = 2.0$ мкс

После отражения ударной волны D_1 от лицевой стороны ударника здесь возникают две волны разгрузки, распространяющиеся со скоростями C_1 и C_2 навстречу друг другу (рис. 5.14). При наложении этих волн образуется зона сильных растягивающих напряжений, что приведет к разрушению ударника в этой зоне.

Таким образом, одномерный анализ волновой картины, возникающей при соударении пластин, дает возможность оценить некоторые результаты начального этапа их высокоскоростного взаимодействия. Распад контактного разрыва массовых скоростей в ударнике $u_1 = V_0$ и преграде $u_2 = 0$ приводит к образованию двух ударных волн, которые, отражаясь от свободных поверхностей, трансформируются в волны разгрузки. Анализ этих процессов показал хорошее согласование численного решения задачи с общей теорией ударных волн.

Одномерный анализ нагружения керамической пластины. В ходе решения задач, связанных с процессами ударного нагружения хрупких материалов, возникает необходимость введения дополнительного параметра, объемной скорости звука уже разрушенной среды. В хрупких материалах фронт ударной волны совпадает с фронтом распространения сдвиговых разрушений, а скорость ударной волны D определяется параметрами уже разрушенной среды.

Анализ экспериментальных данных для $(D - u)$ – диаграмм пока-

зал, что объемная скорость звука c_{om} для хрупких материалов терпит разрыв на фронте ударной волны. Это подтверждается экспериментальными данными работы [16], где анализируется 2-волновая структура распространения напряжений по керамическим материалам.

На рис. 5.15, *a* приведена ударная адиабата керамики Al_2O_3 (АД-85) в переменных «скорость ударной волны – массовая скорость», рассчитанная по соотношениям Гюгонню. Скорость звука разрушенной керамики определялась путем привязки к экспериментальным данным [16]. Второй участок кривой на рис. 5.15, *a* хорошо согласуется с эмпирической зависимостью

$$D = c_{0m}^* + \lambda u,$$

где $c_{0m}^* = 4.3$ км/с – скорость звука для разрушенной керамики АД-85. Здесь также имеет место почти линейная зависимость скорости ударной волны D от массовой скорости u . Однако величина c_{0m}^* значительно отличается от величины $c_{0m} = 6.63$ км/с для исходного материала.

Ударная адиабата на рис. 5.15, *б* в переменных «давление – относительная плотность» также хорошо согласуется с экспериментальными данными работы [16]. Оба рисунка подтверждают предположение о разрывности объемной скорости звука на фронте распространения сдвиговых разрушений, который, как правило, совпадает с фронтом ударной волны или волны сжатия.

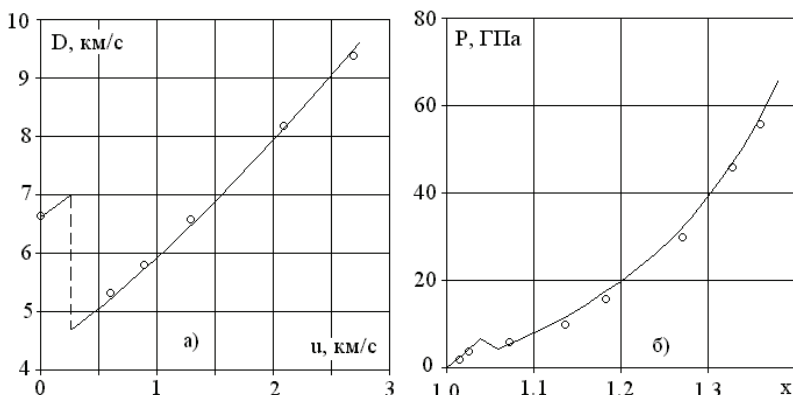


Рис. 5.15. Ударная адиабата керамики Al_2O_3 . *a* – D – скорость ударной волны; u – массовая скорость; \circ – данные из работы [16]; *б* – P – давление; x – относительная плотность; \circ – данные из работы [16]

Нерегулярное поведение ударных адиабат керамических материалов приводит к особенностям процесса распада контактного разрыва и распространения фронта ударной волны. Некоторые из этих особенностей проиллюстрированы для керамической преграды (Al_2O_3). На рис. 5.16 приведены результаты расчета распада контактного разрыва, полученные с помощью графического способа изображения ударных адиабат ударника и преграды. Видно, что пересечение ударной адиабаты стального ударника происходит со вторым участком ударной адиабаты керамической преграды. Точка пересечения ударных адиабат u_H , P_H при скорости удара 1 км/с соответствует состоянию уже разрушенной керамики.

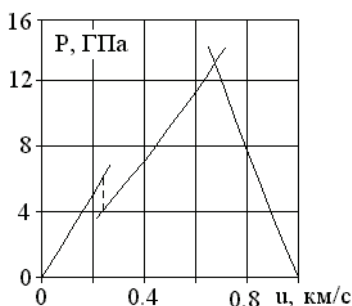


Рис. 5.16. Расчет распада контактного разрыва. Ударник – твердая сталь; преграда – керамика; $P_H = 13$ ГПа, $u_H = 0.68$ км/с – точка пересечения

На рис. 5.17, 5.18 показано распределение давления и массовой скорости вдоль оси симметрии в задаче о соударении стальной и керамической пластины (Al_2O_3) с начальной скоростью $V_0 = 1$ км/с. Толщина стальной пластины равна 2 см; толщина керамической пластины – 4 см, диаметр соударяющихся элементов – 10 см. Значками (\circ) на рис. 5.17, 5.18 показаны положения подвижных границ взаимодействующих тел.

В начальные моменты времени после ударного взаимодействия в стальной пластине (ударнике) и в керамической преграде формируются плоские ударные волны (см. рис. 5.17). В окрестности контактной границы устанавливается течение с параметрами P и u , близкими к точке пересечения ударных адиабат на рис. 5.16. В керамической преграде формируется 2-волновая структура распространения возмущений.

Передний импульс движется по преграде со скоростью упругих

продольных волн $c_L = 8.84$ км/с. На площадке давления и массовой скорости, соответствующей этому импульсу, происходит процесс разрушения керамики по типу сдвига, т.е. перестройка ее внутренней структуры. Здесь также происходит изменение объемной скорости звука керамики (Al_2O_3) от исходной величины $c_{0m} = 6.62$ км/с до величины уже разрушенного материала $c_{0m}^* = 4.3$ км/с.

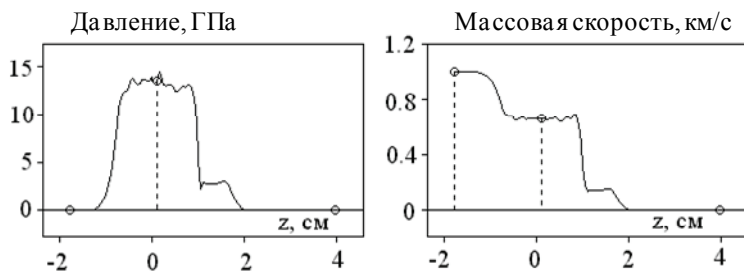


Рис. 5.17. Распад контактного разрыва при $t = 2.0$ мкс

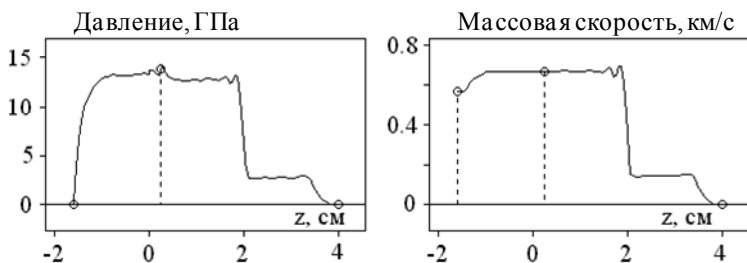


Рис. 5.18. Отражение ударной волны от лицевой поверхности ударника при $t = 4.0$ мкс

Второй фронт возмущений (ударная волна) распространяется со скоростью D^* , равной примерно 5.5 км/с, что соответствует второй ветви ударной адиабаты на рис. 5.15, а. Величины давления и массовой скорости на площадке за фронтом второй волны устанавливаются:

$$P = (13.0 \pm 0.5) \text{ ГПа}; \quad u = (0.65 \pm 0.05) \text{ км/с},$$

что полностью соответствует параметрам в точке пересечения ударных адиабат на рис. 5.16, т.е. численное решение данной задачи согласуется с графическим решением, представленным на рис. 5.16.

5.4. Пробитие преград, содержащих слои керамического материала

Керамические материалы, обладая высокой твердостью и малым удельным весом, являются перспективными композитами для использования их в защитных преградах, где хрупкие керамические слои должны сочетаться с более пластичными элементами конструкции. Хрупкие керамические материалы, как правило, начинают разрушаться под действием сдвиговых деформаций. Разрушения по типу сдвига являются лишь первой стадией повреждения, за которой может последовать разрушение по типу отрыва и разделение тела на отдельные фрагменты (осколки). Для выбора оптимальных параметров защитной преграды необходима полная информация о физике процесса пробития и разрушения. Такие данные могут быть получены с помощью численного моделирования ударного взаимодействия в сочетании с экспериментальными данными.

Для описания процесса пробития слоистых преград, содержащих керамические слои, рассматривается задача, физическая постановка которой формулируется следующим образом (рис. 5.19). Цилиндрический стержень, имеющий начальную скорость V_0 , взаимодействует со слоистой цилиндрической преградой, состоящей из стальных и керамических пластин. Скорость ударника направлена вдоль оси симметрии и нормали к преграде. Задача рассматривается в осесимметричной постановке, когда все искомые функции не зависят от угла φ цилиндрической системы координат r, z, φ .

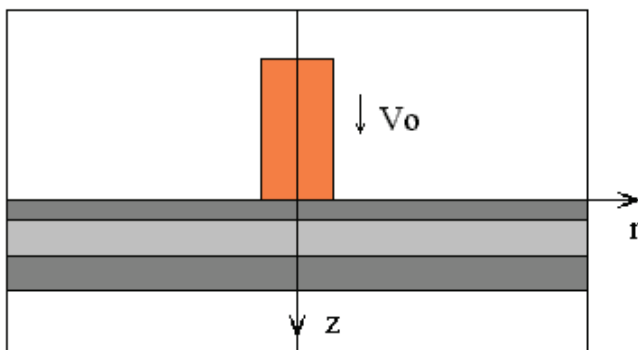


Рис. 5.19. Исходная конфигурация взаимодействующих тел

Реализация расчетно-экспериментального метода. Ниже представлены результаты двух вариантов численного моделирования процесса взаимодействия и проведено сравнение с экспериментальными данными, полученными в НИИ прикладной математики и механики [13]. В экспериментах регистрировался процесс деформирования ударника за преградой, состояние осколочного потока и конечные параметры соударения. На этих вариантах удара впервые в полном объеме применен так называемый расчетно-экспериментальный метод.

Исходные данные первого варианта следующие: ударник – цилиндр из сплава ВНЖ диаметром $d_0 = 6$ мм и длиной $L_0 = 48$ мм; преграда – конструкция, состоящая из двух слоев; первый слой – стальная пластина (мягкая сталь) толщиной 4 мм; второй слой – керамическая пластина (карбид кремния) толщиной 15 мм; начальная скорость удара $V_0 = 1345$ м/с.

Первым и наиболее важным этапом расчетно-экспериментального метода (этапом привязки) является уточнение параметров исследуемых материалов по экспериментальным данным. Этап привязки к эксперименту осуществлялся на двухслойной конструкции преграды (сталь + керамика) первого варианта удара. Исследуемым материалом являлась керамика, карбид кремния (SiC).

На рис. 5.20, 5.21 представлены начальные этапы пробития керамической пластины в моменты времени 10 и 20 мкс. В верхней полуплоскости рис. 5.20 стрелками показано поле массовых скоростей, максимальная длина стрелки соответствует величине V_{\max} ; значок «■» – область разрушений по типу сдвига, «|» – по типу отрыва. Значками «○» на рис. 5.21 помечены положения границ взаимодействующих тел.

Разрушения в керамической пластине начинаются с образования обширной области сдвиговых повреждений материала, которые образуются еще на стадии сжатия пластины. После смены сжимающих нагрузок на растягивающие область сдвиговых разрушений трансформируется в область разрушений по типу отрыва с последующей фрагментацией керамической пластины.

К моменту времени 20 мкс ударник еще испытывает сопротивление со стороны фрагментов керамической пластины и продолжает пластически деформироваться. В передней части ударника и в передних фрагментах преграды имеет место большой градиент осевой скорости (см. рис. 5.21, б). Пластическая деформация ударника заканчивается после $t = 30$ мкс, и к этому моменту времени процесс пробития преграды можно считать законченным.

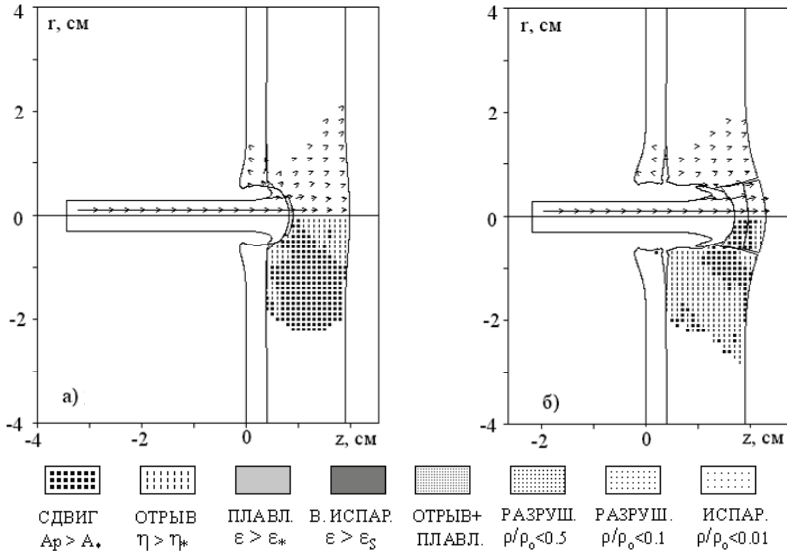


Рис. 5.20. Поле массовых скоростей и области разрушений:

$$a - t = 10 \text{ мкс}, V_{\max} = 1330 \text{ м/с}, V_n = 1330 \text{ м/с}, V_k = 800 \text{ м/с};$$

$$б - t = 20 \text{ мкс}, V_{\max} = 1260 \text{ м/с}, V_n = 1260 \text{ м/с}, V_k = 920 \text{ м/с}$$

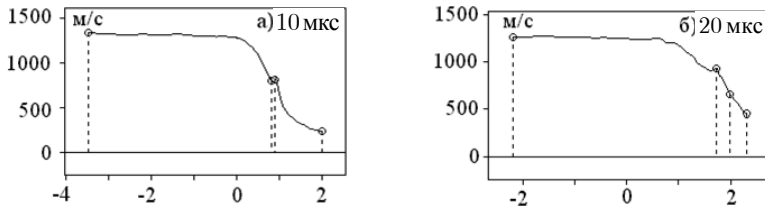


Рис. 5.21. Распределение массовой скорости вдоль оси симметрии

На рис. 5.22, *a* показана конфигурация взаимодействующих тел после пробития преграды. Видно, что ударник слабо деформирован и имеет достаточно высокую среднюю скорость. На рис. 5.22, *б* представлена зависимость скоростей задней V_n и передней V_k точек ударника от времени процесса. По поведению кривых видно, к моменту времени $t = 30$ мкс значения скоростей V_n и V_k выравниваются и устанавливаются близкими к величине средней скорости ударника, равной $V_{cp} = 1130$ м/с. Незначительное расхождение в скоростях V_n и V_k соответствует упругой деформации стержня.

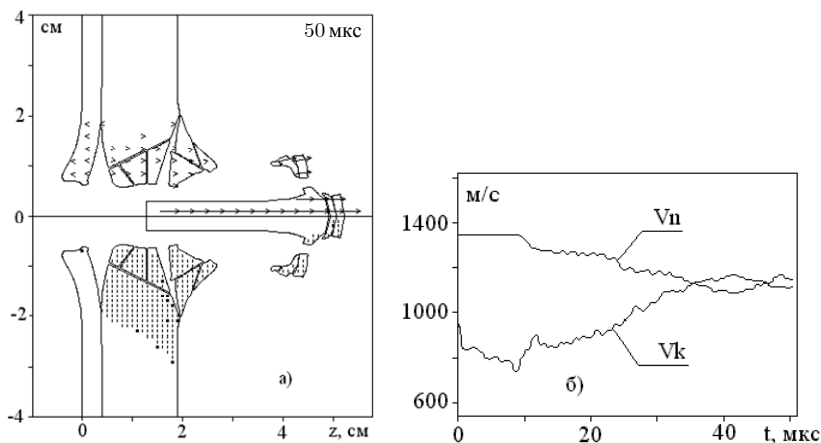


Рис. 5.22. Пробитие преграды. $V_{cp} = 1130$ м/с; $L_p = 36.3$ мм: а – конфигурация взаимодействующих тел; б – зависимость задней V_n и передней V_k точек ударника от времени процесса

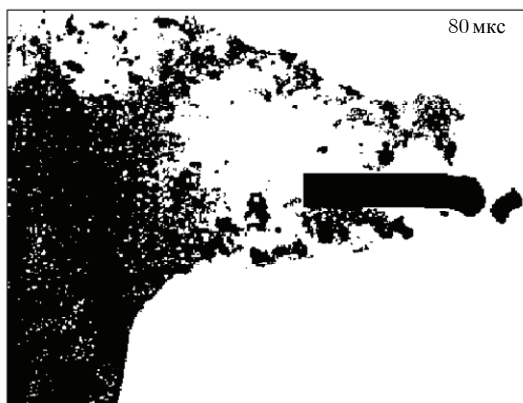


Рис. 5.23. Рентгенограмма пробития преграды

Рентгенограмма пробития преграды на рис. 5.23 также свидетельствует о слабой деформации ударника. Сравнением расчетных и экспериментальных результатов получены следующие параметры ударника:

$L_e = 37$ мм – остаточная длина стержня, полученная в эксперименте;

$L_p = 36.3$ мм – остаточная длина стержня, полученная в расчете;

$V_e = 1120$ м/с – остаточная скорость ударника (эксперимент);

$V_{cp} = 1130$ м/с – остаточная скорость ударника (расчет).

Приведенные выше данные по конечным параметрам ударника свидетельствуют о хорошем согласовании расчета и эксперимента.

Контрольный этап расчетно-экспериментального метода реализован на втором варианте удара, где в качестве преграды задана более сложная трехслойная конструкция. К двухслойной конструкции первого варианта преграды с тыльной стороны добавлена стальная пластина толщиной 15 мм (сталь средней твердости). Начальная скорость ударника $V_0 = 1357$ м/с. В эксперименте регистрировались конечная скорость ударника и его конечная длина. По этим параметрам осуществлялось сравнение расчетных и экспериментальных результатов.

После пробития первого стального слоя керамическая пластина почти полностью разрушается первоначально по типу сдвига, затем область сдвиговых разрушений постепенно трансформируется в область разрушений по типу отрыва (рис. 5.24). Проникание ударника происходит уже по разрушенной керамике. Однако разрушенная, но обжатая керамика обладает достаточно высоким пределом текучести, определяемым кулоновским трением, т.е. она способствует срабатыванию и торможению ударника.

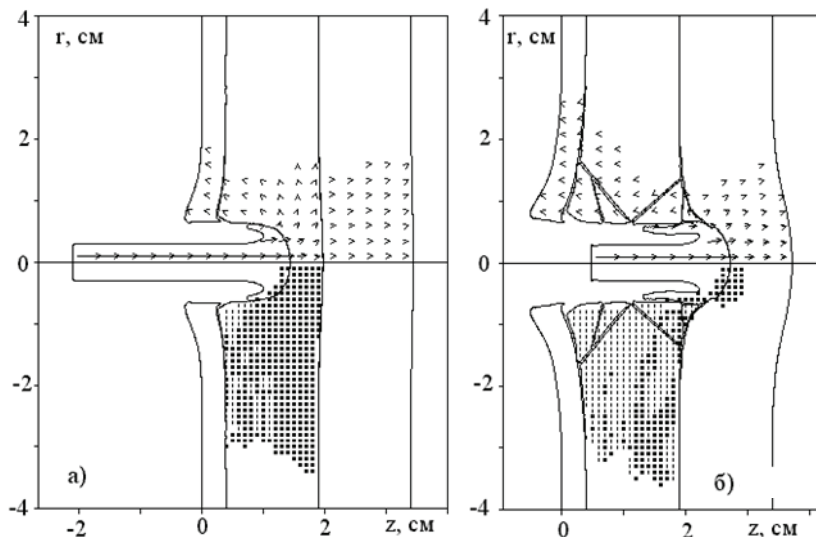


Рис. 5.24. Поле массовых скоростей и области разрушений:

$$a - t = 20 \text{ мкс}; V_n = 1330 \text{ м/с}; V_k = 670 \text{ м/с};$$

$$б - t = 40 \text{ мкс}; V_n = 1240 \text{ м/с}; V_k = 590 \text{ м/с}$$

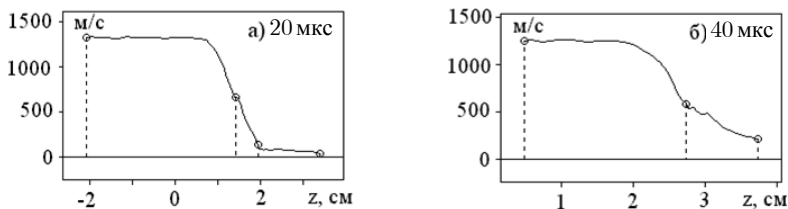
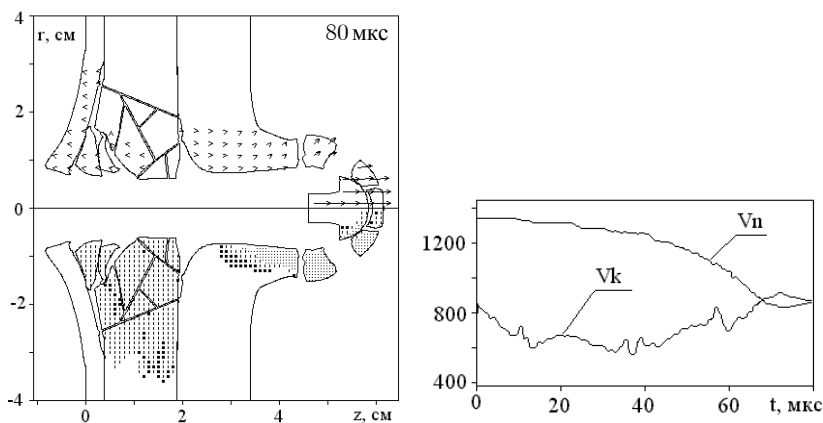


Рис 5.25. Распределение массовой скорости вдоль оси симметрии

Рис. 5.26. Пробитие преграды. $V_{cp} = 850$ м/с; $L_p = 12.3$ мм:

a – конфигурация взаимодействующих тел; *б* – зависимость задней V_n и передней V_k точек ударника от времени процесса

На рис. 5.26 представлена конечная картина пробития трехслойной конструкции. Расчеты проведены до окончания пластической деформации стержня.

В результате сравнения расчетных и экспериментальных данных получено:

$L_e = 11.5$ мм – остаточная длина стержня (эксперимент);

$L_p = 12.3$ мм – остаточная длина стержня (расчет);

$V_e = 890$ м/с – остаточная скорость ударника (эксперимент);

$V_{cp} = 850$ м/с – остаточная скорость ударника (расчет).

Проверочный этап расчетно-экспериментального метода дал хорошее согласование расчета и эксперимента. Это говорит о том, что выбранная в расчете модель поведения керамики (ее деформация и разрушение) соответствует реальному поведению этого материала.

Проверка эффективности керамического включения. Для оценки эффективности преграды, содержащей керамический слой, проведено сравнение с аналогичной преградой, в которой керамическая пластина (SiC) толщиной 15 мм заменена стальной пластиной толщиной 6 мм, эквивалентной массы.

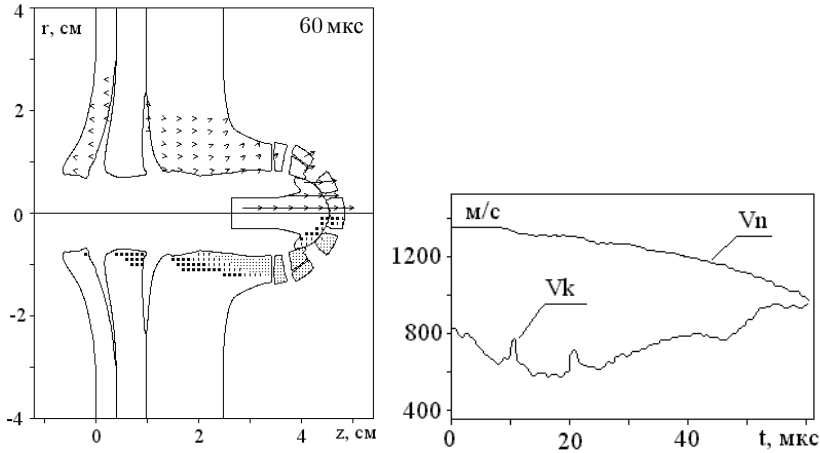


Рис. 5.27. Пробоитие преграды. $V_{cp} = 960 \text{ м/с}$; $L_p = 19.1 \text{ мм}$: а – конфигурация взаимодействующих тел; б – зависимость задней V_n и передней V_k точек ударника на оси симметрии от времени процесса

Из результатов на рис. 5.27 видно, что при скорости ударника $V_0 = 1357 \text{ м/с}$ имеет место явное преимущество в защитных свойствах керамического слоя по сравнению со стальной пластиной той же массы. После пробоития преграды ударник имеет более высокую остаточную скорость $V_{cp} = 960 \text{ м/с}$ и большую остаточную длину, равную $L_p = 19.1 \text{ мм}$ по сравнению с предыдущим вариантом удара, представленным на рис. 5.26. Следовательно, керамическое включение в трехслойную преграду при скорости удара $V_0 = 1357 \text{ м/с}$ обладает более высокими защитными свойствами по сравнению со стальным слоем той же массы.

Аналогичным образом проведем оценку защитных свойств наиболее прочного керамического материала – карбида бора (B_4C). Эта керамика имеет более низкую плотность $\rho_{0m} = 2.52 \text{ г/см}^3$ по сравнению с керамикой SiC, поэтому толщина керамического слоя эквивалентной

массы будет составлять 18.4 мм. Защитные характеристики у этой керамики выше, чем у керамики SiC. Результаты расчетов на рис. 5.28, 5.29 дают однозначный результат. Ударник полностью «срабатывается» уже при взаимодействии с керамической пластиной, а стальная пластина получает осевой импульс, распределенный по всей ширине пластины. Следовательно, защитные характеристики у этой керамики значительно выше, чем у керамики SiC.

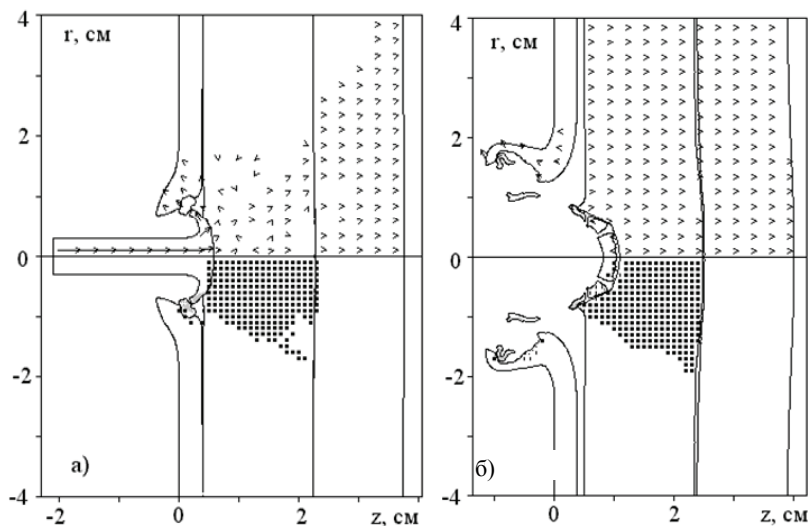


Рис. 5.28. Торможение ударника на керамическом слое (B_4C):

$a - t = 20$ мкс; $V_n = 1300$ м/с; $V_k = 110$ м/с;

$b - t = 60$ мкс; $V_n = -50$ м/с; $V_k = -50$ м/с

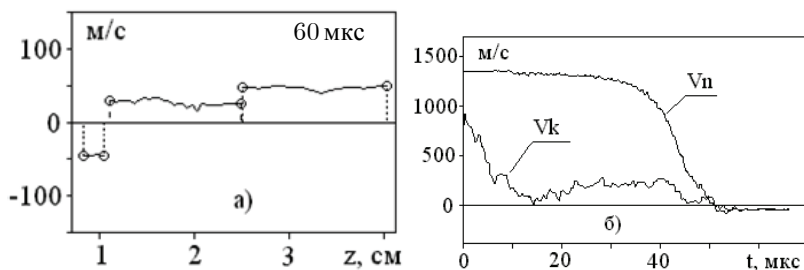


Рис. 5.29. Распределение скоростей ударника и преграды: a – распределение массовой скорости вдоль оси симметрии; b – зависимость задней

V_n и передней V_k точек ударника от времени процесса

Оценка эффективности керамического включения в зависимости от скорости удара. В дальнейших исследованиях анализируются результаты решения двух вариантов задачи о высокоскоростном взаимодействии цилиндрического ударника со слоистой преградой, состоящей из трех слоев. В первом варианте задачи материалом среднего слоя преграды являются керамика, карбид кремния; во втором – сталь. Толщина второго слоя задавалась из условия равенства его массы в обоих вариантах задачи.

Исходная конфигурация взаимодействующих тел изображена на рис. 5.19. Решение задачи осуществлялось при следующих исходных данных. Ударник – цилиндр диаметром 10 и высотой 30 мм, материал ударника – сплав ВНЖ. Преграда первого варианта задачи – слоистая конструкция, состоящая из 3 слоев. Первый слой – твердая сталь толщиной 4 мм; второй слой – керамика, карбид кремния толщиной 15 мм; третий слой – твердая сталь толщиной 15 мм. Диаметр преграды, т.е. ширина расчетной области, задавалась равной $D = 160$ мм. На боковой границе преграды реализовалось граничное условие свободного вытекания материала. Во втором варианте задачи керамическая пластина толщиной 15 мм заменена стальной пластиной эквивалентной по массе и имеющей толщину, равную 6 мм.

В результате расчетов для различных скоростей удара V_0 определяется конечная скорость ударника V_K или скорость передних его фрагментов и коэффициент стойкости преграды по формуле $K_C = (V_0 - V_K) / V_0$ для преграды с керамическим слоем K_{CK} и для преграды со стальным слоем K_{CC} . Степень эффективности керамического включения по сравнению со стальной пластиной вычисляется по формуле

$$K_{ef} = (K_{CK} - K_{CC}) / K_{CC}. \quad (5.78)$$

Расчеты проведены для различных скоростей удара, от минимальной скорости сквозного пробития преграды с керамическим слоем ($V_0 \sim 1$ км/с) до 10 км/с.

Итоговые кривые коэффициентов стойкости преград и коэффициента эффективности K_{ef} в зависимости от скорости удара представлены на рис. 5.30. Основной вывод из полученных результатов сводится к тому, что коэффициент эффективности для заданных взаимодействующих тел имеет положительное значение во всем рассматриваемом диапазоне скоростей удара. Наибольшее значение величины

$(K_{CK} - K_{CC})$ имеет место при скорости удара $V_0 = 1$ км/с. При меньших скоростях формула (5.78) теряет смысл, и величина K_{ef} становится равной нулю.

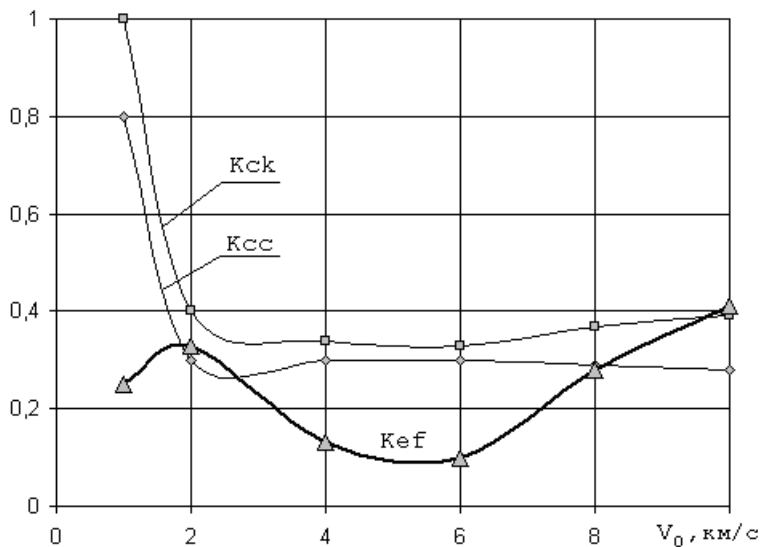


Рис. 5.30. Зависимость эффективности керамики (кривая K_{ef}) от начальной скорости ударника: K_{CK} – кривая стойкости преграды с керамическим слоем; K_{CC} – кривая стойкости преграды со стальным слоем

При высоких скоростях удара ($V_0 > 6$ км/с) формула (5.78) лишь условно описывает эффективность высокопрочной керамики. В этой области действует гидродинамический закон проникания, а ударник растекается по поверхности пробоины. Наибольшее значение коэффициента эффективности K_{ef} наблюдается при скорости удара $V_0 = 10$ км/с (рис. 5.30).

На рис. 5.31 показан процесс пробития среднего керамического слоя при скорости удара 10 км/с, когда имеет место плавление взаимодействующих тел в области границы их контакта и даже частичное испарение. Под рис. 5.31 различными значками отмечены различные состояния разрушенных фрагментов ударника и преграды. Под рисунком дана краткая расшифровка этих состояний: СДВИГ – материал разрушен

потипу сдвига; ОТРЫВ – материал разрушен по типу отрыва; ПЛАВЛ – внутренняя энергия среды выше энергии плавления; В. ИСПАР – внутренняя энергия материала выше энергии сублимации; ИСПАР – вещество находится в испаренном состоянии.

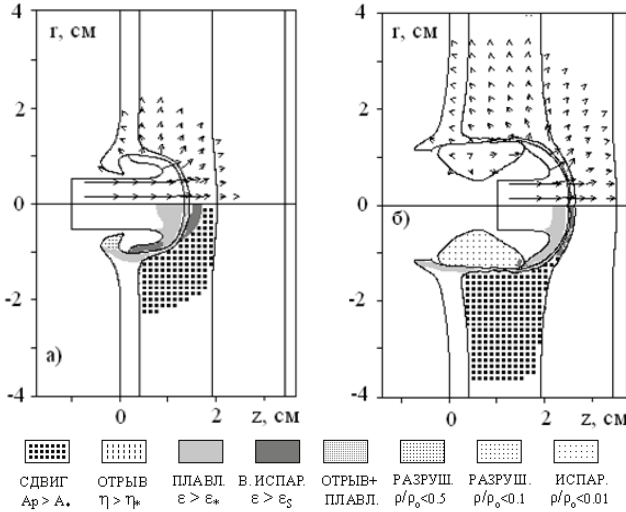


Рис. 5.31. Пробитие керамического слоя преграды:
 а – $t = 2$ мкс; $P_{\max} = 110$ ГПа; $V_k = 6.04$ км/с;
 б – $t = 4$ мкс; $P_{\max} = 333$ ГПа; $V_k = 5.83$ км/с

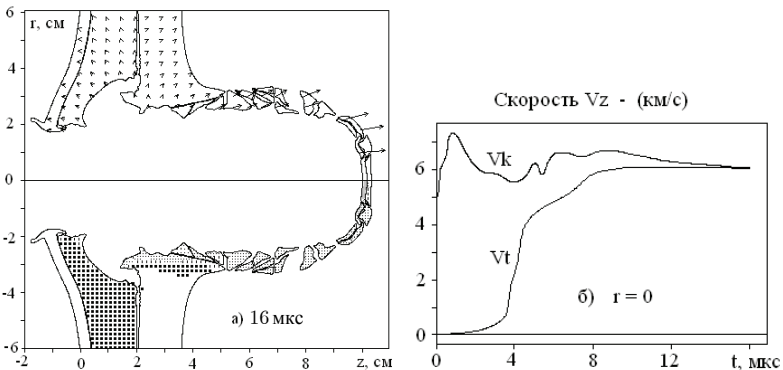


Рис. 5.32. Пробитие преграды. $V_{\max} = 6.7$ км/с; $V_k = 6.0$ км/с;
 $V_t = 6.0$ км/с: а – разлет запреградного осколочного потока; б – зависимость скорости контактной границы V_k и тыльной поверхности преграды V_t от времени процесса

В дальнейшем для упрощения решения задачи и ее анализа фрагменты ударника или преграды, находящиеся в испаренном состоянии, удаляются из расчета.

На рис. 5.32 представлена окончательная информация о пробитии слоистой преграды с керамическим включением при скорости удара, равной 10 км/с. О конечной скорости пробития в данном случае можно говорить как о средней скорости передних фрагментов ударника и преграды. Окончательная информация о пробитии преграды со стальным средним слоем мало отличается от аналогичной информации на рис. 5.32. В этих вариантах удара существенно различаются лишь конечные скорости пробития. Для преграды с керамическим слоем она составляет 6 км/с, а для преграды со стальным слоем – 7.2 км/с.

§ 5.5. Взаимодействие компактных элементов с экранированными преградами

В системах противометеоритной защиты космических объектов широко применяются тонкие пластины – экраны. Космическая частица при пробитии экрана разрушается, образуя в запреградной области расширяющееся облако частиц, фрагментов ударника и экрана. Последующие преграды, воспринимая рассредоточенный удар, полностью или частично его нейтрализуют. Сложность изучения данной проблемы заключается в том, что взаимодействие ударника и экрана происходит в широком диапазоне скоростей встречи, ударник может иметь различную форму. Для выбора оптимальных параметров экранной защиты необходима полная информация о физике процесса пробития и разрушения разнесенных экранов. Эффективным способом изучения процесса взаимодействия компактных элементов (КЭ) с экранированными преградами или с системой разнесенных экранов является численное моделирование на базе основных законов механики сплошной среды.

Задачи, представляемые в данном подразделе, решены в двумерной осесимметричной постановке с применением методики расчета в эйлеровых пространственных переменных [3], изложенной в п. 5.2. Для проведения численных расчетов и исследования процессов деформации и разрушения взаимодействующих тел использован программный комплекс IMPACT [18], разработанный в НИИ прикладной математики и механики.

Пробитие тонких преград-экранов. В данном пункте подраздела анализируются несколько примеров решения задачи об ударном взаимодействии компактных элементов с тонкими преградами-экранами.

Физическая постановка подобной задачи изображена на рис. 5.33. Ударник и преграда имеют осесимметричную форму, скорость удара направлена по нормали к преграде. Диапазон рассматриваемых скоростей взаимодействия составляет $1 \dots 3$ км/с. Этот скоростной диапазон включает в себя такие варианты соударения, что после пробития экрана ударник либо еще не разрушен, либо разрушен и разлетается в виде осколков твердого вещества.

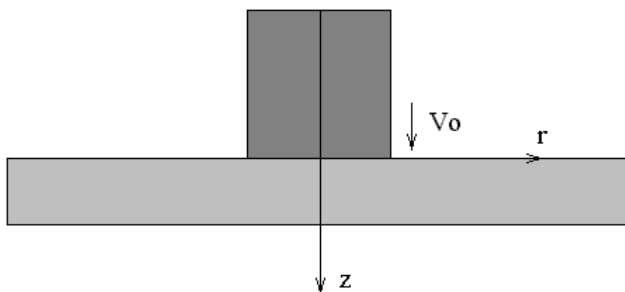


Рис. 5.33. Исходная конфигурация взаимодействующих тел

В первом варианте задачи железный цилиндрический ударник высотой и диаметром, равным 1 см, взаимодействует с алюминиевой преградой толщиной 0.2 см. Скорость удара равна $V_0 = 1$ км/с. В этом варианте удара анализируется работоспособность модели разрушения, изложенной в п. 5.1. Здесь на примере конкретного варианта задачи иллюстрируются этапы пробития экрана по типу «срезания пробки».

На рис. 5.34 представлены начальные этапы соударения, этапы затухания ударной волны в компактном цилиндрическом элементе. В верхней полуплоскости симметрии стрелками обозначено поле массовых скоростей, максимальная длина стрелки соответствует максимальной массовой скорости – V_{\max} . В нижней полуплоскости симметрии показаны интервалы относительных давлений P/P_{\max} , обозначения интервалов приведены под рисунками.

По распределению давления на рис. 5.35 видно, что снятие импульса ударной волны D_1 в компактном элементе происходит до отрицательных значений давления. Это связано с наложением волн разгрузки, распространяющихся от экрана и от боковых поверхностей ударника. Однако величина растягивающих напряжений оказалась недостаточной для разрушения элемента.

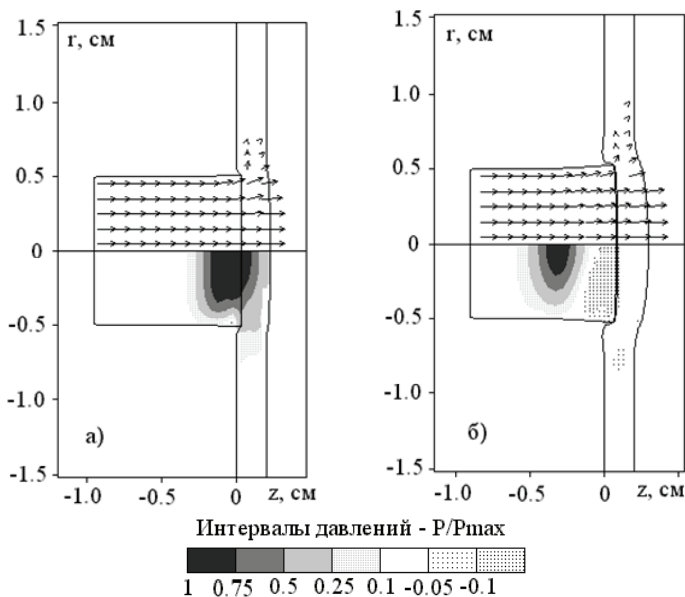
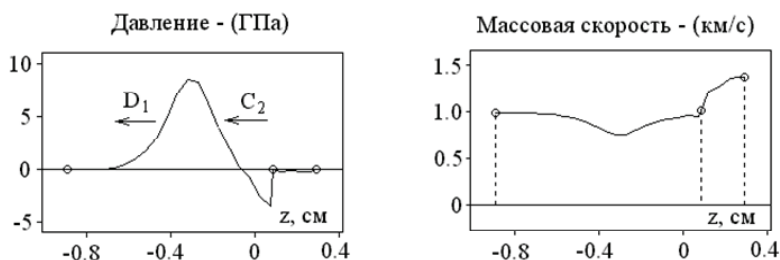


Рис. 5.34. Поле массовых скоростей и интервалы давлений:

$a - t = 0.5 \text{ мкс}; V_{\max} = 1.32 \text{ км/с}; P_{\max} = 10.7 \text{ ГПа};$

$b - t = 1.0 \text{ мкс}; V_{\max} = 1.38 \text{ км/с}; P_{\max} = 8.62 \text{ ГПа}$

Рис. 5.35. Распределение давления и массовой скорости вдоль оси симметрии при $t = 1 \text{ мкс}$

Процесс пробития экрана по типу «срезания пробки» показан на рис. 5.36, где в нижней полуплоскости рисунков значками отмечены области разрушений экрана. Здесь введены следующие обозначения: «СДВИГ» – область разрушений по типу сдвига; «ОТРЫВ» – область разрушений по типу отрыва.

Пробитие экрана начинается с образования зоны сдвиговых разрушений (см. рис. 5.36, а). Затем в результате снижения прочности материала экрана на разрыв область сдвиговых разрушений трансформируется в область разрушений по типу отрыва с последующей фрагментацией экрана. К моменту времени 10 мкс процесс пробития экрана можно считать законченным, ударник имеет незначительный перепад скоростей. Его средняя скорость составляет $V_{cp} = 0.93$ км/с. Пробитая часть экрана летит со средней скоростью $V_{cp} = 1.2$ км/с, большей скорости удара. Такой эффект обусловлен низкой плотностью алюминиевого экрана по сравнению с железным ударником. Под рисунком введены следующие обозначения: V_n – скорость задней точки ударника на оси симметрии; V_k – скорость передней точки.

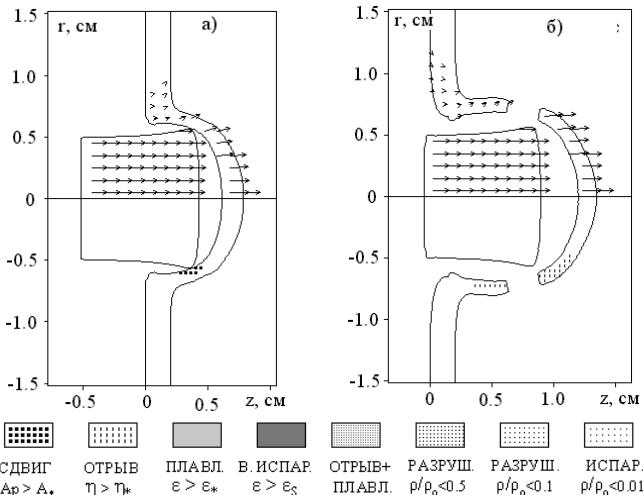


Рис. 5.36. Поле массовых скоростей и области разрушений:

$$a - t = 5 \text{ мкс}; V_{\max} = 1.25 \text{ км/с}; V_n = 0.94 \text{ км/с}; V_k = 0.86 \text{ км/с};$$

$$b - t = 10 \text{ мкс}; V_{\max} = 1.10 \text{ км/с}; V_n = 0.92 \text{ км/с}; V_k = 0.94 \text{ км/с}$$

В следующем варианте соударения, где начальная скорость удара увеличена до значения $V_0 = 2$ км/с, процесс пробития экрана происходит по несколько иной схеме (рис. 5.37). Здесь преобладают разрушения по типу отрыва, возникающие за счет разгрузки ударных волн до сильных растягивающих напряжений, так называемые «откольные» разрушения. Область откольных разрушений распространяется и на материал ударника.

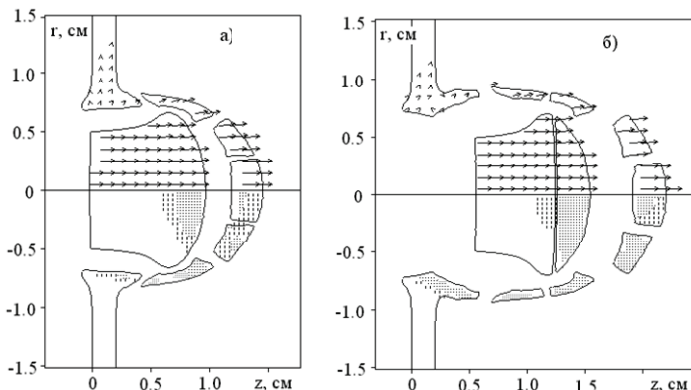


Рис. 5.37. Поле массовых скоростей и области разрушений:

$a - t = 5$ мкс; $V_{\max} = 2.56$ км/с; $V_n = 1.95$ км/с; $V_k = 1.97$ км/с;

$b - t = 8$ мкс; $V_{\max} = 2.49$ км/с; $V_n = 1.92$ км/с; $V_k = 1.95$ км/с

Разрушенные фрагменты ударника и экрана, разлетаясь в виде осколочного потока, увеличиваются в размерах, расплываются. Это происходит за счет увеличения относительного объема пор, т.е. за счет уменьшения относительной плотности пористого материала до величины $\rho / \rho_0 < 0.5$ (см. рис. 5.37, б и обозначения под рис. 5.36). По мере разлета средняя плотность этих фрагментов будет снижаться. Следовательно, такие разрушенные фрагменты можно интерпретировать как некоторое низкоплотное вещество, подобное облакам пыли.

Пробитие экрана, представленное на рис. 5.38, рассмотрено при следующих исходных данных: ударник – стальной шар диаметром $d_0 = 9.6$ мм; преграда – алюминиевый экран толщиной $h_1 = 2$ мм; скорость удара $V_0 = 2.094$ км/с. В этом варианте удара осуществлялось сравнение результатов решения задачи с экспериментальными данными, полученными В.Ф. Толкачевым.

Экспериментальные исследования взаимодействия ударников с преградами проводились на стенде, включающем в себя гладкоствольную баллистическую установку, трассу, оснащенную измерительной синхронизирующей и регистрирующей аппаратурой. Динамика процесса взаимодействия ударников с преградами регистрировалась рентгеноимпульсным методом и высокоскоростной покадровой съемкой. В эксперименте фиксировалась начальная скорость ударника и скорость его остатка за преградой с точностью до 1%.

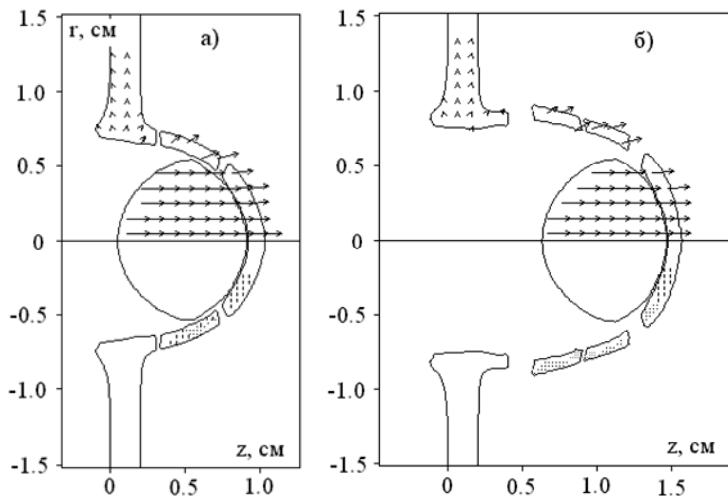


Рис. 5.38. Поле массовых скоростей и области разрушений:
 а – $t = 5$ мкс; $V_{cp} = 1.90$ км/с; б – $t = 8$ мкс; $V_{cp} = 1.91$ км/с

После пробития экрана ударник слабо деформирован и не разрушен (как в расчетах, так и в эксперименте). Конечная высота ударника в расчете получена 8.2 мм; в эксперименте – 8.6 мм. Остаточная скорость в расчете – $V_{cp} = 1910$ м/с; в эксперименте – $V_e = 1905$ м/с. Приведенное выше сравнение результатов численного расчета с экспериментальными данными можно рассматривать как реализацию первого этапа расчетно-экспериментального метода для экранированных преград.

Второй этап расчетно-экспериментального метода. Следующим этапом тестирования является повторение в численных расчетах соответствующего эксперимента более сложного варианта соударения КЭ с экранированной преградой. Эксперимент также выполнен в НИИ прикладной математики и механики. Исходные данные этого варианта удара следующие: ударник – стальной компактный цилиндр диаметром и длиной, равной 8 мм; начальная скорость удара $V_0 = 3.32$ км/с; первый элемент преграды – алюминиевый экран толщиной 5 мм. Вторая стальная пластина толщиной 11 мм удалена на 50 мм от экрана.

На рис. 5.39 представлена конфигурация взаимодействующих тел после пробития экрана и на начальном этапе разлета осколочного потока. Ударник к моменту времени 10 мкс полностью деформировался, его осевой фрагмент частично разрушен по типу отрыва; средняя скорость этого фрагмента составляет $V_{cp} = 2.5$ км/с. Начало взаимодействия ос-

колочного потока с основной пластиной показано на рис. 5.40. В данном варианте удара экранная защита преграды вполне эффективна. Цилиндрический ударник полностью разрушается, а его осколки в полете между преградами разлетаются в радиальном направлении. Периферийные фрагменты в процессе полета между пластинами расплываются, а их воздействие на вторую пластину будет не значительно. Наибольшей поражающей эффективностью обладают центральные осколки ударника и экрана.

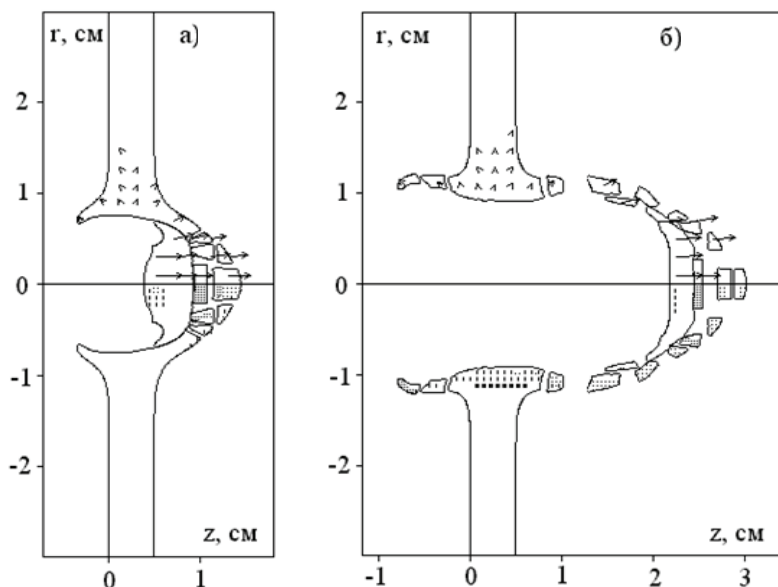


Рис. 5.39. Поле массовых скоростей и области разрушений:

a – пробитие экрана, $t = 4$ мкс, $V_{cp} = 2.6$ км/с;

б – разлет осколков, $t = 10$ мкс, $V_{cp} = 2.5$ км/с

На рис. 5.41 приведены расчетная конфигурация второй пластины и фотография разреза второй пластины (справа). Расчеты проведены до прекращения процесса разрушения и пластической деформации второй преграды (до 50 мкс).

В обоих случаях отсутствует сквозное пробитие преграды. В данном варианте удара экранная защита преграды вполне эффективна. После взаимодействия со второй преградой осколки ударника и экрана переходят в расплавленное состояние. Реальное воздействие на вторую пластину оказывают лишь фрагменты осколочного потока, летящие вблизи

оси удара. Из сравнения этих рисунков видно, что конечные результаты воздействия осколочного потока на лицевую сторону преграды хорошо согласуются по диаметру и максимальной глубине поражения. Диаметр тыльного разрушения в расчете составляет 22 мм; в эксперименте – 25 мм.

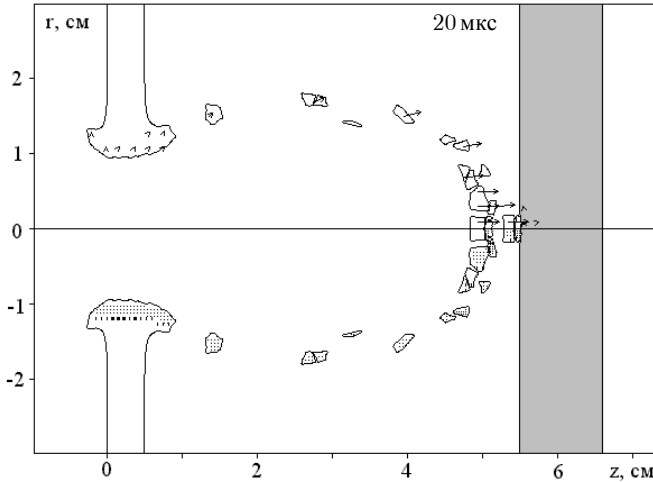


Рис. 5.40. Взаимодействие осколочного потока со стальной пластиной

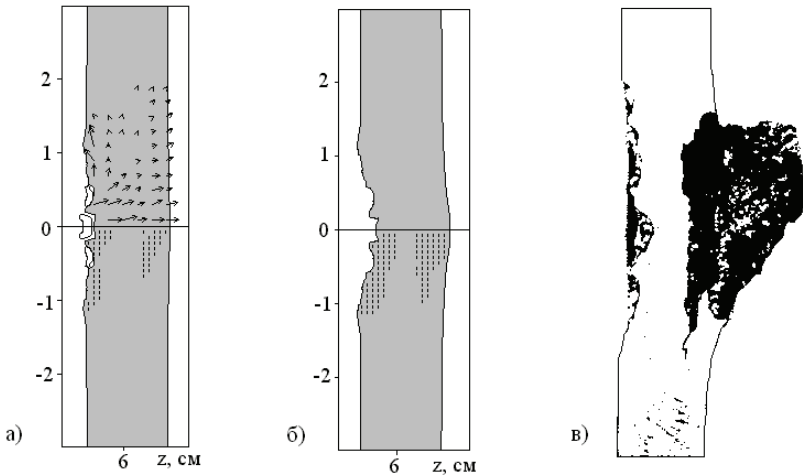


Рис. 5.41. Разрушение стальной пластины:
a – $t = 25$ мкс; *б* – $t = 50$ мкс; *в* – эксперимент

Пробитие многоэкранной защитной конструкции. Целью дальнейших исследований данного подраздела является изучение поведения твердых деформируемых тел в процессе взаимодействия компактного цилиндрического ударника с набором тонких разнесенных преград; определение эффективности многоэкранной защитной конструкции по сравнению с монолитной преградой конечной толщины [19].

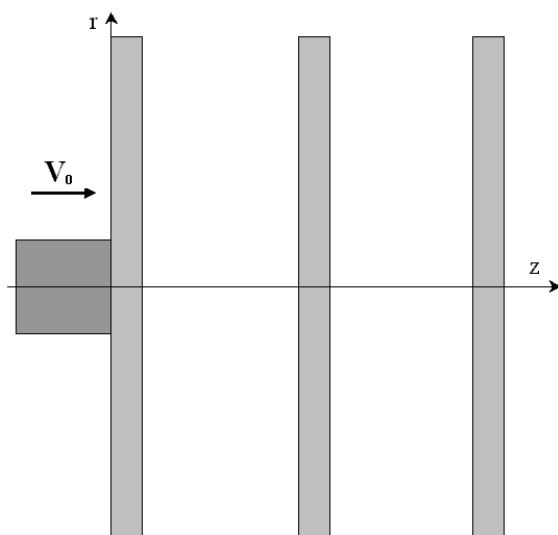


Рис. 5.42. Исходная конфигурация взаимодействующих тел

Исходная конфигурация первого варианта задачи, взаимодействие ударника с набором экранов, изображена на рис. 5.42. Скорость ударника направлена вдоль оси симметрии и нормали к преграде, задача рассматривается в осесимметричной постановке. В качестве исходных данных приняты следующие параметры ударника и преграды. Ударник – цилиндр высотой 10, диаметром 10 мм, материал – твердая сталь, начальная скорость удара – от 200 м/с до 10 км/с. В первом варианте задачи преграда представляет собой серию последовательно расположенных алюминиевых экранов (см. рис. 5.42) толщиной 3 мм, удаленных друг от друга на расстояние 40 мм. Преграда второго варианта задачи – алюминиевая плита толщиной, пробиваемой при заданной скорости ударника с минимальной конечной скоростью (не более 40 м/с). В этой серии расчетов толщина преграды определяется путем ее подбора.

На рис. 5.43 приведена кривая зависимости суммарной толщины пробиваемых экранов Hs (кривая 1) от начальной скорости ударника

V_0 . Зависимость предельной толщины монолитной преграды H_p , пробиваемой с минимальной конечной скоростью, представлена кривой 2. Коэффициент эффективности экранной защиты, вычисляемый по формуле $K_p = (H_p - H_s) / H_s$, представлен кривой 3.

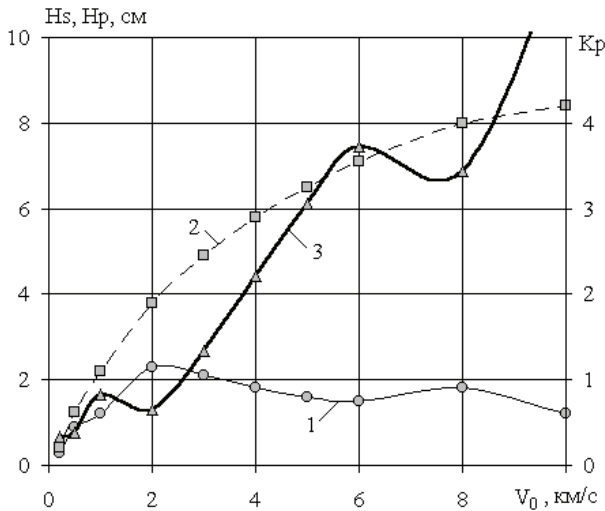


Рис. 5.43. Зависимость эффективности (кривая 3) экранной защиты K_p от начальной скорости компактного цилиндрического ударника

С возрастанием начальной скорости ударника кривая коэффициента эффективности K_p также возрастает, но имеет два локальных минимума при скорости удара 2 и 8 км/с. Первый минимум кривой 3, при скорости 2 км/с, соответствует максимальной толщине пробиваемых экранов. Компактный элемент после пробития седьмого экрана разрушается незначительно, а пробитие восьмого экрана заканчивается торможением деформированного, но не полностью разрушенного ударника.

Второй локальный минимум кривой 3 при скорости удара 8 км/с соответствует случаю, когда КЭ пробивает шесть слоев экранной защиты. Шестой экран пробивается расплавленными фрагментами ударника, летящими вдоль оси симметрии; скорость пробития составляет 250 м/с. На седьмом экране происходит полное торможение осколочного потока. Наибольшее значение эффективности достигается при скорости ударника 10 км/с. Ниже представлены отдельные моменты процесса взаимодействия с иллюстрацией поля скоростей и областей разрушения.

На рис. 5.44 изображен процесс взаимодействия ударника с первым и вторым экраном при начальной скорости ударника 2 км/с. В верхней полуплоскости рисунка стрелками обозначено поле массовых скоростей, в нижней части рисунка различными значками отмечены различные состояния разрушенных фрагментов ударника и преграды. Под рисунком дана краткая расшифровка этих состояний: СДВИГ – материал разрушен по типу сдвига; ОТРЫВ – материал разрушен по типу отрыва; ПЛАВЛ – внутренняя энергия среды выше энергии плавления; В. ИСПАР – внутренняя энергия материала выше энергии сублимации; ИСПАР – вещество находится в испаренном состоянии.

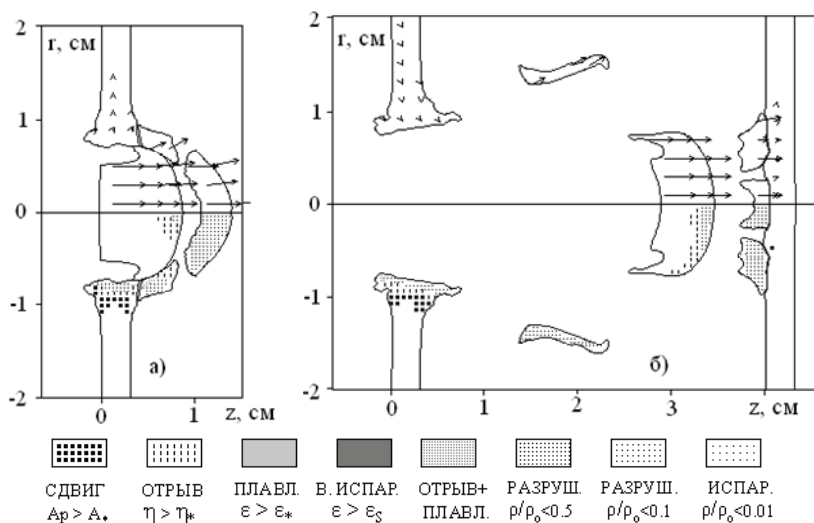


Рис. 5.44. Пробоитие первого экрана ($t = 5$ мкс) и взаимодействие его фрагментов со вторым экраном ($t = 20$ мкс)

После пробоития первого экрана (см. рис. 5.44, б) ударник деформируется и вместе с фрагментами пробоитого экрана взаимодействует со вторым экраном. Ударник находится в твердом состоянии, средняя скорость ударника падает до величины 1.8 км/с, а скорость фрагментов преграды составляет 2.14 км/с, что больше начальной скорости ударника. Это обуславливается тем, что плотность материала преграды меньше плотности материала ударника. Диаметр области поражения второго экрана больше, чем у первого экрана, за счет разлета осколков. Фрагменты первого экрана имеют слабую проникающую способность из-за их распыления до низкой плотности.

Динамику процесса изменения массовой скорости вдоль оси удара характеризует рис. 5.45. Кружками на рисунке обозначены положения границ взаимодействующих тел. Ноль на оси z соответствует первоначальной точке контакта ударника и первого экрана. После пробития первого экрана падение скорости ударника незначительно. Передний фрагмент первого экрана, взаимодействуя со вторым экраном, тормозится, увеличивая массовую скорость второго экрана (см. рис. 5.45, б).

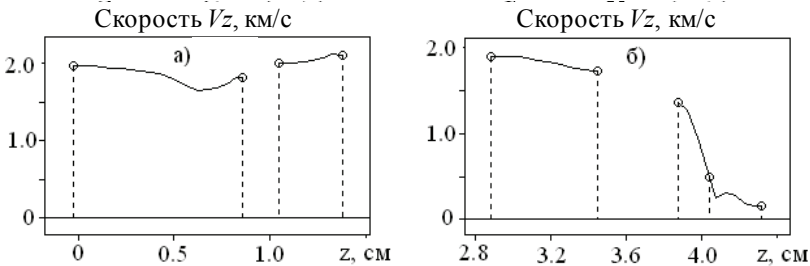


Рис. 5.45. Распределение массовой скорости вдоль оси симметрии взаимодействующих тел: а – $t = 5$ мкс; б – $t = 20$ мкс

Рисунок 5.46 иллюстрирует пробитие второго экрана и процесс взаимодействия его фрагментов с третьим экраном. Под рис. 5.46 приведены значения скоростей: V_n – скорость задней точки ударника на оси симметрии; V_k – скорость контакта «передний фрагмент – третий экран»; V_t – скорость тыльной границы третьего экрана. Скорость V_n в данном случае можно считать средней скоростью ударника, т.к. в момент подхода к третьему экрану его массовые скорости выравниваются. Основную роль при пробитии третьего экрана будут выполнять центральный фрагмент второго экрана и деформированный ударник. Задние боковые фрагменты не повлияют на процесс пробития, т.к. они имеют низкую скорость, порядка 700 м/с, и низкую относительную плотность, меньшую 0.5, за счет высокой пористости их материала. Эти фрагменты можно считать облаком песка или пыли. При подходе к третьему экрану степень их распыленности увеличится.

При пробитии последующих пяти экранов ударник деформируется и только после взаимодействия с седьмым экраном он начинает фрагментироваться. В нем появляются сдвиговые разрушения, которые трансформируются в разрушения по типу отрыва. Наиболее опасными с точки зрения пробития последующих экранов являются фрагменты, летящие вблизи от оси симметрии, периферийные осколки, как правило, обладают слабой проникающей способностью.

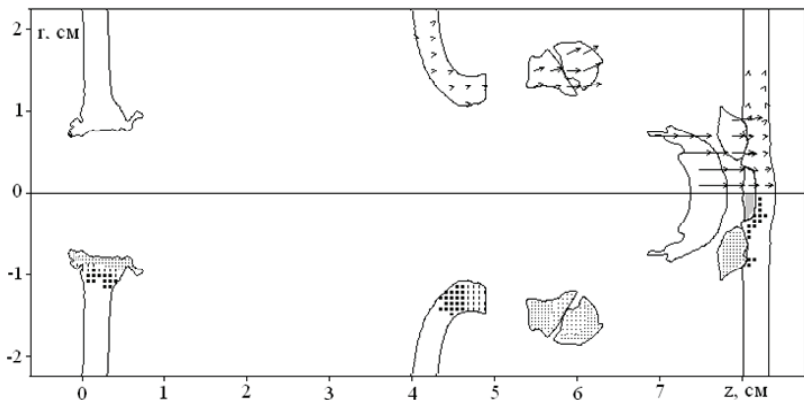


Рис. 5.46. Взаимодействие фрагментов с третьим экраном $t = 50$ мкс;
 $V_n = 1410$ м/с; $V_k = 500$ м/с; $V_t = 360$ м/с при $r = 0$

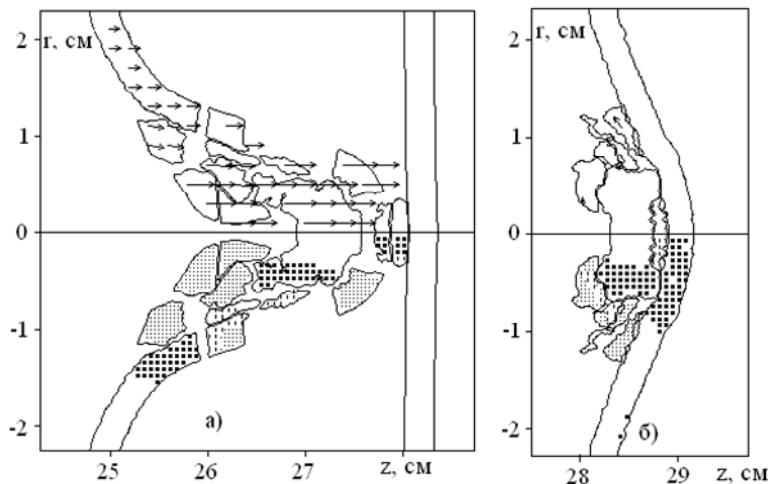


Рис. 5.47. Пробитие седьмого экрана ($t = 500$ мкс) и взаимодействие с
 восьмым экраном ($t = 780$ мкс)

На рис. 5.47 представлены момент пробития седьмого экрана и взаимодействие осколочного потока с восьмым экраном. К моменту времени 500 мкс средняя скорость ударника падает до величины 220 м/с (см. рис. 5.47, а), а к моменту 780 мкс она становится не более 10 м/с (см. рис. 5.47, б). Процесс заканчивается после взаимодействия остатков осколочного потока с восьмым экраном; все мелкие фрагмен-

ты, не содержащие узлы расчетных точек, автоматически удаляются из расчета. Суммарную толщину пробиваемых экранов с достаточной точностью можно определить как толщину семи экранов и неполную толщину восьмого экрана. Высокая эффективность пробития связана с тем, что ударник разрушается не полностью, а его остаток тормозится за счет падения массовой скорости.

Наибольшее значение коэффициента эффективности $K_p = 6$ достигается при скорости ударника $V_0 = 10$ км/с. Состояние фрагментов ударника и преграды после пробития первого экрана представлено на рис. 5.48, *a*. На начальном этапе взаимодействия материал КЭ и преграды перед ударником переходят в расплавленное состояние. Затем в результате осевого и радиального разлета ударно-сжатого вещества начинается процесс его фрагментации, т.е. формируется осколочный поток, состоящий из фрагментов КЭ и экрана. В процессе полета ко второму экрану фрагменты расплываются, расстояние между ними увеличивается. Скорость передних фрагментов до ударного взаимодействия со вторым экраном составляет 14 км/с, а после взаимодействия в момент времени $t = 4$ мкс эта скорость снижается до величины $V_k = 2.6$ км/с. Скорость задних фрагментов КЭ на оси симметрии равна $V_n = 8.1$ км/с.

Рисунок 5.48, *b* иллюстрирует начало взаимодействия испаренного вещества второго экрана ($t = 10$ мкс) с третьим экраном. Скорость передней точки газового облака перед взаимодействием с третьим экраном составляет 12.5 км/с, а после ударного взаимодействия происходит почти полное его торможение до величины $V_k < 50$ м/с. Поток вещества перед экраном имеет большой диапазон массовых скоростей как по величине, так и по направлению (см. рис. 5.48, *b*). В центре газового облака летит расплавленный и распыленный фрагмент КЭ, который будет способствовать пробитию третьего экрана.

В результате взаимодействия с третьим экраном он также испаряется, а пробитие четвертого экрана осуществляется фрагментами третьего экрана. На рис. 5.49 представлена конфигурация взаимодействующих тел после пробития третьего и четвертого экранов. Скорость передних фрагментов составляет примерно 250 м/с. Они находятся в разрушенном и распыленном состоянии. Пробития пятого экрана не происходит.

Из всего вышесказанного можно сделать вывод, что коэффициент эффективности в исследуемом диапазоне скоростей принимает максимальное значение при начальной скорости ударника 10 км/с. Испарение компактного элемента уменьшает число пробиваемых экранов, а значит, увеличивает эффективность экранной защиты. Дальнейшее возрастание скорости удара не приведет к существенному увеличению суммарной толщины пробиваемых экранов.

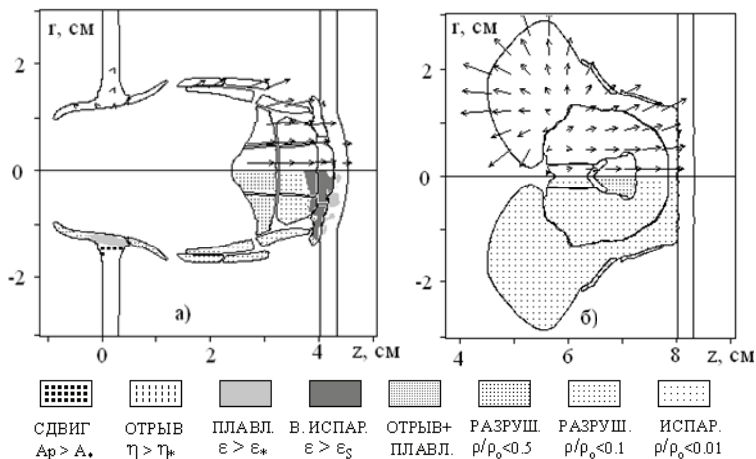
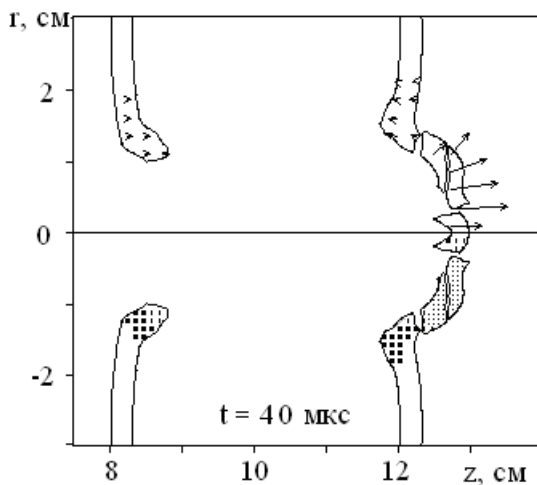


Рис. 5.48. Взаимодействие осколочного потока со вторым экраном:

$a - t = 4 \text{ мкс}; V_n = 8.1 \text{ км/с}; V_k = 2.6 \text{ км/с};$

$b - t = 10 \text{ мкс}; V_n = -2100 \text{ м/с}; V_k = 40 \text{ м/с}$

Рис. 5.49. Пробитие четвертого экрана. $V_k = 250 \text{ м/с}$

Взаимодействие КЭ с монолитной плитой, защищенной экраном. Постановка задачи для изучения физики взаимодействия компактных элементов с экранированной преградой формулируется следующим образом. Шаровые ударники различной массы взаимодействуют с пре-

градой, изображенной на рис. 5.50. Скорость ударника направлена по нормали к преграде. Задача решена при следующих исходных данных: материал ударников – сталь, массы ударников – $M = 1,9, 50$ г, массы ударников соответствуют их диаметрам $D_0 = 6,2, 13, 23$ мм; толщина алюминиевого экрана – $h = 13$ мм; удаление экрана от полубесконечной преграды – $H_p = 50$ мм; диапазон скоростей удара – $V_0 = 2 \div 15$ км/с [20].

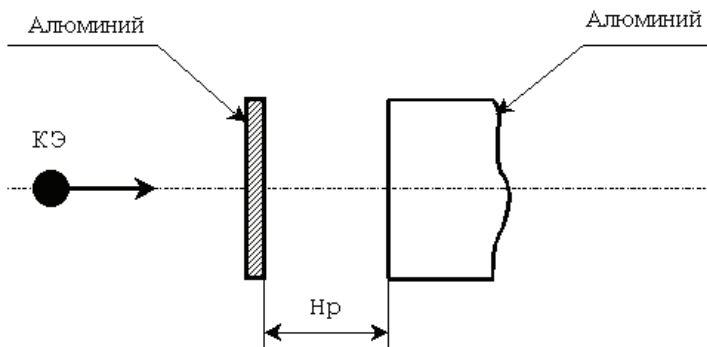


Рис. 5.50. Исходная конфигурация взаимодействующих тел

Целью первого этапа задачи являются оценка состояния осколочно-го потока, изучение механизма переноса начальной кинетической энергии компактного элемента $E_0 = MV^2 / 2$ в энергию осколочно-го потока. В процессе расчета всех вариантов задачи осуществлялось вычисление полной и кинетической энергии ударника и экрана на каждом шаге по времени. Одновременно проверялся баланс энергий: $E_0 = E_P = E_K + E_{BH}$, где E_P – текущая полная энергия ударника и экрана; E_K – кинетическая энергия ударника и экрана; E_{BH} – внутренняя энергия ударника и экрана. На начальной стадии ударного взаимодействия, т.е. до удаления из расчета пробитой части экрана, этот баланс выполнялся с точностью до (10...15)%. Причем снижение полной энергии системы «ударник – экран» началось после начала фрагментации взаимодействующих тел и после выхода волны сжатия на боковую границу экрана.

На рис. 5.51 приведены зависимости полной E_P энергии осколочно-го потока от скорости удара V_0 , без учета полной энергии пробитой

части экрана. Рисунок свидетельствует, что наиболее стабильно ведет себя эта энергия для ударника массой $M = 50$ г. Относительные энергии осколочного потока изменяются в небольших диапазонах: $E_P / E_0 = 0.60 \dots 0.75$ – полная энергия; $E_K / E_0 = 0.55 \dots 0.70$ – кинетическая энергия; $E_{BH} / E_0 = 0.05 \dots 0.06$ – внутренняя энергия. Для ударника массой $M = 1$ г этот диапазон охватывает более низкие значения полной и кинетической энергии: $E_P / E_0 = 0.25 \dots 0.48$; $E_K / E_0 = 0.13 \dots 0.37$, а внутренняя энергия изменяется в большем диапазоне $E_{BH} / E_0 = 0.09 \dots 0.19$.

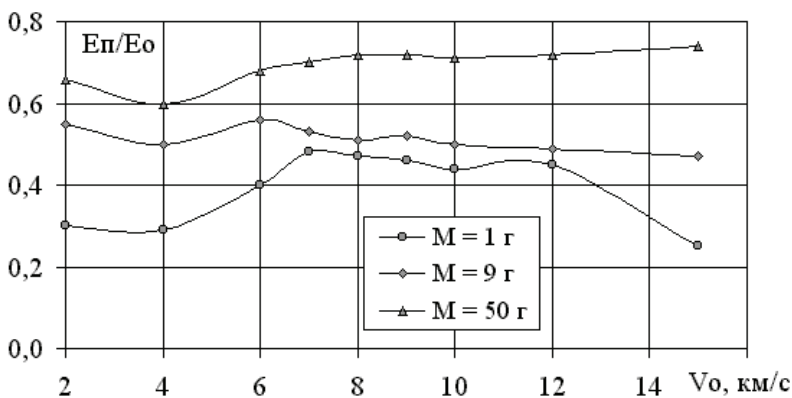


Рис. 5.51. Зависимость энергии осколочного потока от скорости удара

На рис. 5.52 приведены конфигурации фрагментов осколочного потока перед взаимодействием с полубесконечной преградой для скорости удара $V_0 = 10$ км/с и массы КЭ, равной 1 и 50 г. В верхней полуплоскости рисунков стрелками показано поле массовых скоростей. В нижней части рисунков различными значками отмечены различные состояния взаимодействующих тел.

Общая картина взаимодействия ударника и экрана в данном случае имеет следующие особенности. На начальном этапе взаимодействия материал КЭ и преграды перед ударником переходят в расплавленное состояние. Затем в результате осевого и радиального разлета ударно-сжатого вещества начинается процесс его фрагментации, т.е. формируется осколочный поток, состоящий из фрагментов КЭ и экрана. Наибольшее снижение максимальной скорости имеет место у ударника мас-

сой 1 г (см. рис. 5.52, а), а для ударника массой 50 г (см. рис. 5.52, б) наблюдается даже некоторое возрастание величины V_{\max} по сравнению с начальной скоростью удара. Максимальная скорость достигается, как правило, в переднем фрагменте осколочного потока.

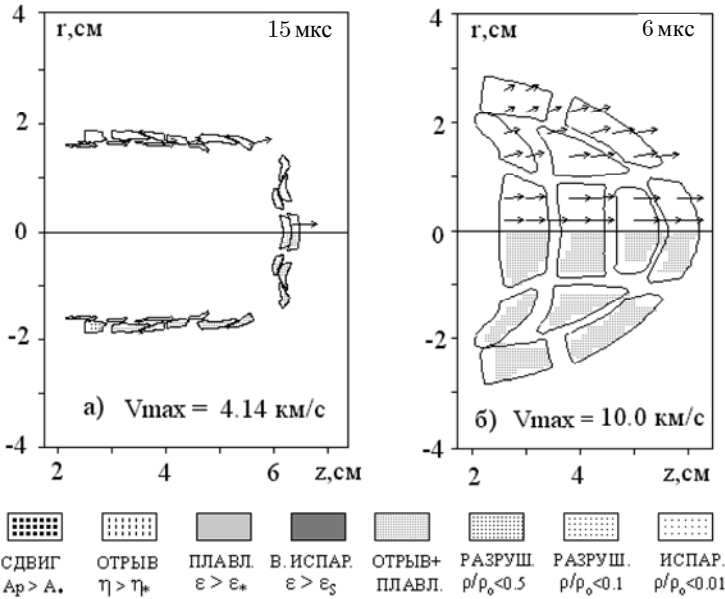


Рис. 5.52. Конфигурация фрагментов осколочного потока:

а – $M = 1$ г; б – $M = 50$ г

Основной вывод, который можно сделать из анализа состояний осколочных потоков перед взаимодействием с полубесконечной преградой, сводится к следующему. В рассматриваемой конструкции преграды (см. рис. 5.50) экранная защита для ударников массой $M = 50$ г и выше при $V_0 > 10$ км/с функционирует неэффективно. Осколочный поток на рис. 5.52, б слабо рассредоточен. Удаление экрана от преграды, равное 50 мм, не достаточно для разлета фрагментов и их распыления. Ниже будет показано, что степень поражения полубесконечной преграды для этих вариантов соударения будет значительной.

Зависимости глубины $H_{кр}$ и объема $W_{кр}$ кратера в полубесконечной алюминиевой преграде от скорости удара V_0 приведены на

рис. 5.53, 5.54. Величина глубины кратера отнесена к диаметру ударника D_0 , а величина объема кратера отнесена к объему ударника W_0 .

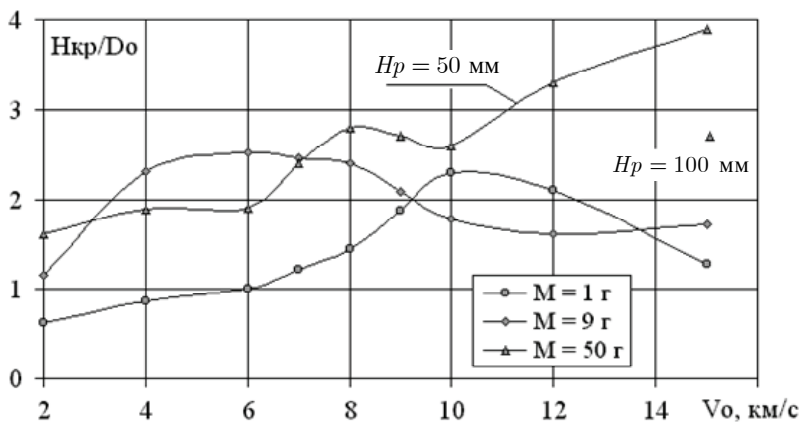


Рис. 5.53. Зависимость глубины кратера от скорости удара

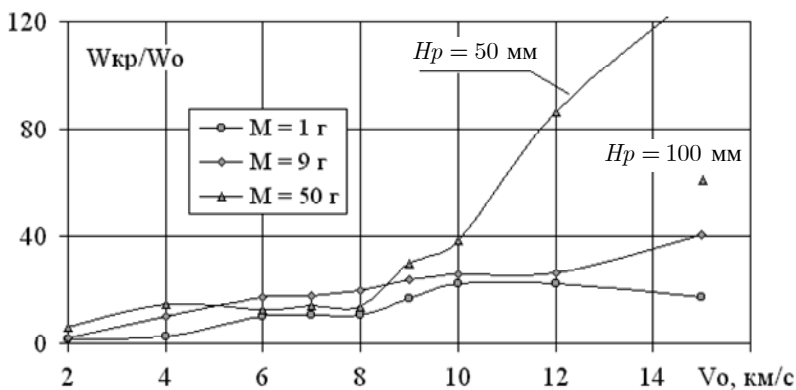


Рис. 5.54. Зависимость объема кратера от скорости удара

Зависимости на рис. 5.53, 5.54 приведены для полубесконечной преграды, имеющей разнесение с экраном $H_{кр} = 50$ мм. Отдельными точками помечены значения глубины и объема кратера для ударника массой 50 г при скорости удара $V_0 = 15$ км/с ($H_{кр} = 100$ мм). Значение глубины кратера для ударника массой 1 г плавно возрастает при скоростях удара

$V_0 < 10$ км/с, затем снижается при более высоких скоростях. Скорость $V_0 = 10$ км/с соответствует состоянию, когда начинается испарение фрагментов осколочного потока, летящих вдоль оси удара, при их взаимодействии с полубесконечной преградой. Аналогичным образом ведет себя кривая зависимости объема кратера от скорости удара (см. рис. 5.54).

Испаренное вещество обладает слабой проникающей способностью, поэтому в случае высоких скоростей удара рассредоточенные и распыленные фрагменты осколочного потока для КЭ массой 1 и 9 г не способствуют увеличению глубины и объема кратера.

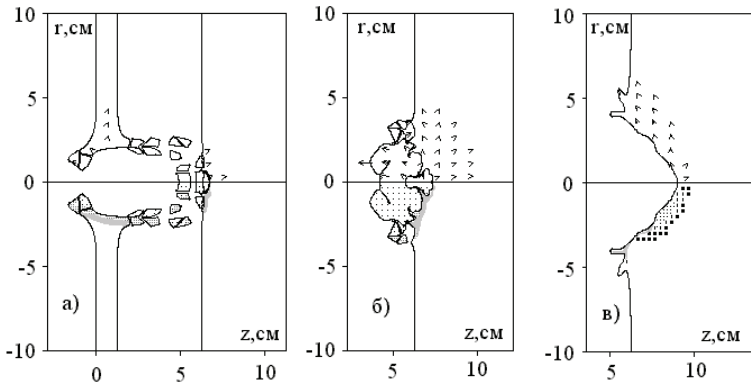


Рис. 5.55. Взаимодействие осколочного потока с преградой, $M = 9$ г:

$a - t = 6$ мкс, $V_k = 910$ м/с; $б - t = 10$ мкс, $V_k = 810$ м/с;

$в - t = 60$ мкс, $V_k = 20$ м/с

На рис. 5.55 представлены различные этапы взаимодействия осколочного потока с полубесконечной преградой при скорости удара $V_0 = 15$ км/с и массе КЭ, равной $M = 9$ г. Осколочный поток достаточно рассредоточен перед взаимодействием с преградой, а его воздействие на преграду, после испарения фрагментов, не значительно. Количественной оценкой эффективности экранной защиты в данном случае служит величина V_k – скорость центральной точки кратера в полубесконечной преграде.

Для ударника массой 50 г при $V_0 > 10$ км/с имеет место стабильное возрастание как глубины, так и объема кратера (рис. 5.53, 5.54), т.е. имеет место снижение эффективности экранной защиты преграды. Основной причиной снижения эффективности экрана является недостаточное его удаление $H_p = 50$ мм от преграды.

Экран на рис. 5.56 выполняет только первую свою функцию, способствует разрушению ударника. Однако из-за недостаточного удаления экрана от преграды $Hr = 50$ мм осколочный поток не успевает в полной мере расплыться и рассредоточиться. Фрагменты осколочного потока испаряются после некоторого проникания в преграду внутри кратера. Это способствует тому, что большая доля кинетической энергии расходуется на расширение кратера. Конечный результат взаимодействия такого потока с полубесконечной преградой показан на рис. 5.56, в. Глубина и объем кратера имеют значительные размеры, скорость центральной точки кратера равна 30 м/с, а формирование кратера еще не закончилось.

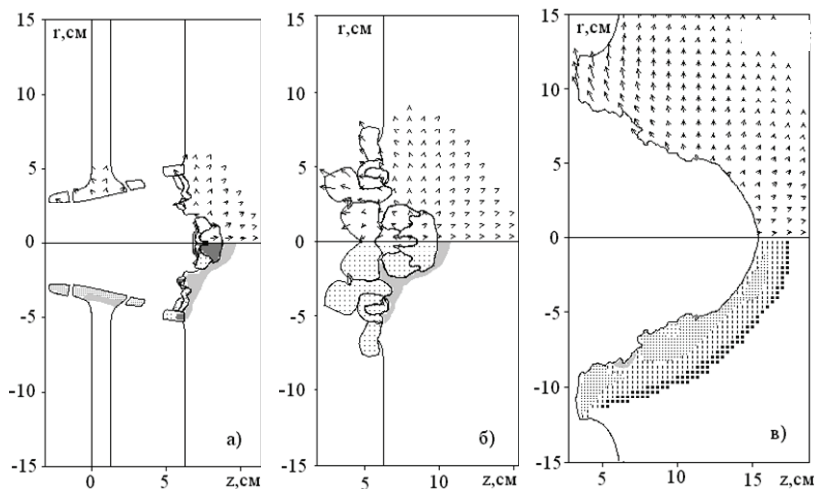


Рис. 5.56. Взаимодействие осколочного потока с преградой, $M = 50$ г:
 а – $t = 10$ мкс, $V_k = 2870$ м/с; б – $t = 15$ мкс, $V_k = 1770$ м/с;
 в – $t = 60$ мкс, $V_k = 30$ м/с

Отдельными точками на рис. 5.53 и 5.54 обозначены глубина и объем кратера для варианта соударения ($M = 50$ г; $V_0 = 15$ км/с), когда экран удален от полубесконечной преграды на расстояние $Hr = 100$ мм. Осколочный поток в данном случае вполне рассредоточен, испарение фрагментов происходит, главным образом, на поверхности преграды. Взаимодействие такого потока с преградой имеет менее значительный конечный эффект, чем в варианте удара, представленного на рис. 5.56. К моменту времени 100 мкс формирование кратера практически закончилось, время формирования в два раз меньше, чем у предыдущего вари-

анта удара на рис. 5.56. Следовательно, для повышения эффективности экранной защиты от ударников массой $M > 50$ г при высоких скоростях удара $V_0 > 10$ км/с необходимо в первую очередь увеличить удаление экрана от основной конструкции.

5.6. Формирование кумулятивных элементов и их проникание в разнесенные преграды

Физическая постановка задач, анализируемых в данном разделе, формулируется следующим образом [21]. Металлическая облицовка конической формы помещена на торцевой поверхности заряда взрывчатого вещества (ВВ). Основание заряда и ее боковая сторона – свободные поверхности, т.е. отсутствует защитная оболочка. На лицевой поверхности основного заряда помещен инициирующий заряд. Однако в реальных расчетах он отсутствует и учитывается лишь тем, что в основном заряде начинает распространяться сферическая детонационная волна с начальным радиусом кривизны, равным высоте инициирующего заряда.

Режим «обратной» кумуляции реализуется, когда угол при вершине конуса ψ является тупым ($\psi = 120 \dots 160^\circ$). В этом случае из облицовки формируется ударник компактный или удлиненной формы, летящий со скоростью $2 \dots 3$ км/с. На рис. 5.57, а приведена исходная конфигурация заряда для метания кумулятивной облицовки, а на рис. 5.57, б представлена исходная конфигурация заключительного этапа функционирования кумулятивного заряда – проникание сформированного элемента в преграду.

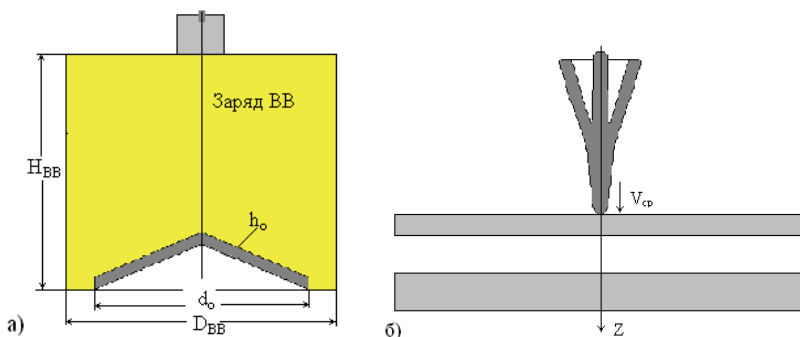


Рис. 5.57. Исходные конфигурации взаимодействующих тел: а – до начала детонации ВВ; б – перед прониканием элемента в преграду

Если угол при вершине конуса острый ($\psi = 3 \dots 60^\circ$), то имеет место режим классической кумуляции, когда формируется кумулятивная струя, имеющая скорость головной части до 10 км/с. Относительная толщина облицовки h_0 / d_0 должна быть не более 0.05, в противном случае кумулятивный эффект будет ослаблен. Материал облицовки должен быть пластичным и обладать высокой плотностью (медь, мягкая сталь и т.д.).

Формирование ударников и их проникание в преграду. Ниже анализируются два примера решения задачи о формировании поражающих элементов из конических кумулятивных облицовок. Исходные данные этих вариантов расчета следующие (см. рис. 5.57, а): заряд ВВ (пентолит) – цилиндр $D_{BB} = H_{BB} = 50$ мм; облицовка (медь) – диаметром $d_0 = 40$ мм и толщиной $h_0 = 2$ мм; угол при вершине конуса $\psi = 150^\circ, 140^\circ$.

Далее приводится краткий анализ всех этапов функционирования кумулятивного заряда на примере конической облицовки с углом раствора $\psi = 150^\circ$. Рис. 5.58 иллюстрируют этап детонации ВВ и разлет продуктов детонации в вакууме. Методика расчета стационарной детонации изложена в п. 5.1.

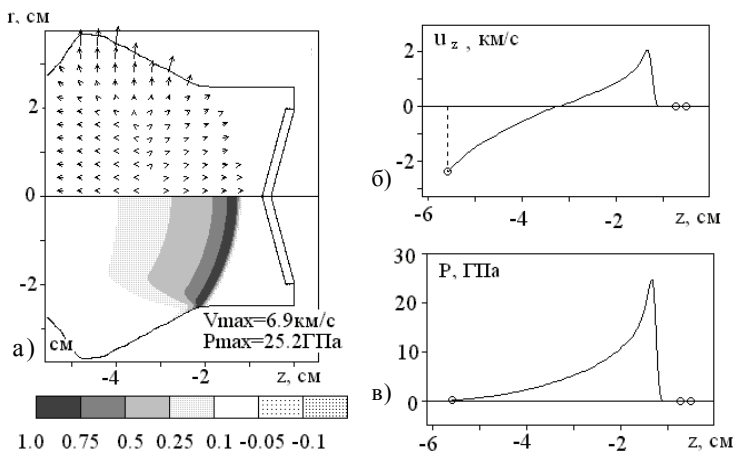


Рис. 5.58. Детонация заряда ВВ ($\psi = 150^\circ$, $t = 5$ мкс): а – поле массовых скоростей и интервалы относительных давлений P / P_{max} ; б – распределение массовой скорости u_z ; в – давления P вдоль оси симметрии

В верхней полуплоскости рис. 5.58, *a* показано поле массовых скоростей. Максимальная длина стрелки соответствует максимальному значению массовой скорости – V_{\max} . В нижней полуплоскости приведены интервалы относительных давлений P / P_{\max} , обозначения интервалов давления показаны под рисунком. Максимальная скорость V_{\max} достигается на границе разлета продуктов детонации (ПД) в вакуум, максимальное давление P_{\max} имеет место на пике детонационной волны. Параметры течения здесь близки к параметрам Чепмена – Жуге. Это видно по распределению массовой скорости и давления вдоль оси симметрии на рис. 5.58, *б*.

После взаимодействия детонационной волны с конической облицовкой происходит ее распад на две ударные волны – прямую и обратную. Прямая ударная волна отражается от свободной поверхности облицовки и быстро исчезает. Поведение обратной ударной волны, уходящей в продукты детонации, более стабильно. Ее положение прослеживается на рис. 5.59 в области, где происходит торможение газообразного потока продуктов детонации.

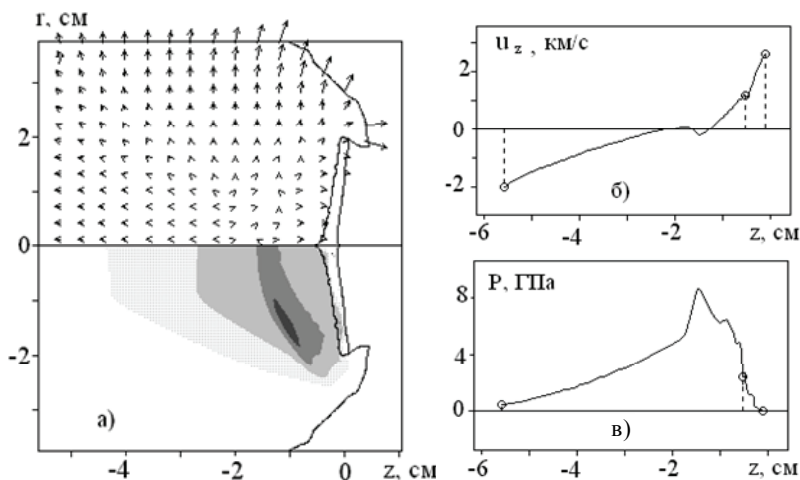


Рис. 5.59. Разгон облицовки продуктами детонации. $V_{\max} = 7.5$ км/с;

$P_{\max} = 14.5$ ГПа; $t = 8$ мкс: *a* – поле массовых скоростей и интервалы относительных давлений P / P_{\max} ; *б* – распределение массовой скорости u_z ; *в* – давления P вдоль оси симметрии

За счет сферичности детонационной волны деформация облицовки происходит постепенно, от ее центра к краям. В этот промежуток времени средняя скорость облицовки быстро возрастают до некоторого предельного значения. К моменту времени $t = 9.5$ мкс процесс разгона облицовки заканчивается, и дальнейшая ее деформация мало зависит от влияния продуктов взрыва.

После распада детонационной волны на контактной поверхности облицовки проходящая ударная волна и вектор массовой скорости меняют свое направление – нормализуются к поверхности контакта. Материал конуса перемещается преимущественно по нормали к его передней поверхности. Все участки облицовки получают радиальную составляющую массовой скорости, направленную к оси симметрии, т.е. возникает кумулятивный эффект, приводящий к перераспределению массовой скорости на оси симметрии.

Скорость задней точки конуса снижается (по сравнению со средней скоростью облицовки) до величины $V_n = 1.5$ км/с, а скорость передней возрастает до $V_k = 2.6$ км/с, средняя скорость облицовки равна $V_{cp} = 2.05$ км/с (рис. 5.60). Поток материала, перемещаясь с периферийных зон к оси симметрии, разделяется на два потока: один направлен в головную часть формирующегося ударника; другой – в обратном направлении. Этот процесс хорошо прослеживается на рис. 5.60, а, где показано поле относительных массовых скоростей

$$\bar{V}_{OT} = \bar{V}_{OT}(u_r, u_z - V_{cp}),$$

где V_{cp} – скорость центра массы облицовки.

Главная особенность иллюстрации, изображенной на рис. 5.60, заключается в том, что в центральной части облицовки преобладают сжимающие напряжения, и имеет место повышенный градиент скорости. Такая квазистационарная стадия деформации формирующегося ударника наблюдается достаточно длительный промежуток времени.

На рис. 5.61, а представлена конфигурация ударника на заключительной стадии формирования. В нижней полуплоскости симметрии показаны области различных состояний материала. Обозначения этих областей приведены под рис. 5.44 и имеют тот же смысл. Отделение всей хвостовой части ударника происходит по следующей схеме. В области, где относительная массовая скорость меняет направление, зарождаются сдвиговые разрушения. В результате снижения прочности материала на разрыв область сдвигового разрушения трансформируется в область разрушения по типу отрыва с последующей фрагментацией.

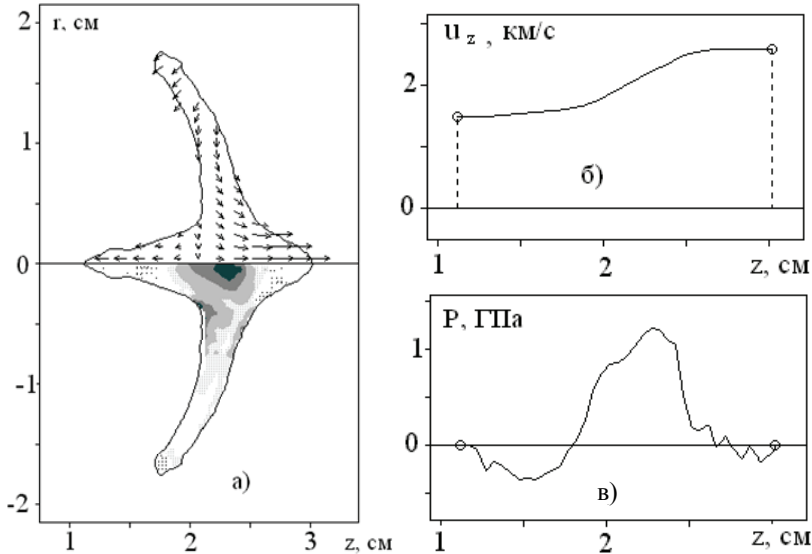


Рис. 5.60. Формирование ударника. $V_{cp} = 2.05 \text{ км/с}$, $V_n = 1.5 \text{ км/с}$, $V_k = 2.6 \text{ км/с}$; $t = 20 \text{ мкс}$: а – поле относительных массовых скоростей и интервалы относительных давлений P / P_{\max} ; б – распределение массовой скорости u_z ; в – давления P вдоль оси симметрии

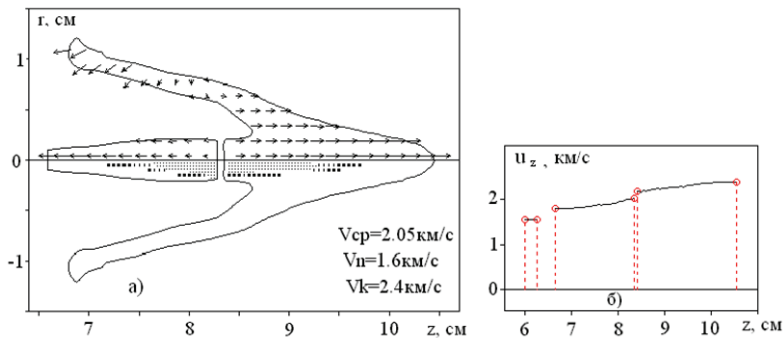


Рис. 5.61. Разрушение ударника при $t = 50 \text{ мкс}$

На рис. 5.61, б представлено распределение скоростей ударника вдоль оси симметрии. Видно, что перепады скоростей в каждом фрагменте ударника незначительные (не более 100 м/с), т.е. процесс форми-

рования поражающего элемента близок к завершению. К этому моменту времени (50 мкс) радиальное перемещение материала в сторону оси симметрии практически прекратилось. Оно присутствует лишь в периферийной области облицовки. На рис. 5.61, *a* видно, почему процесс формирования ударников назван в работе [22] явлением «обратной» кумуляции – формирование хвостовой части ударника имеет большое сходство с формированием кумулятивной струи.

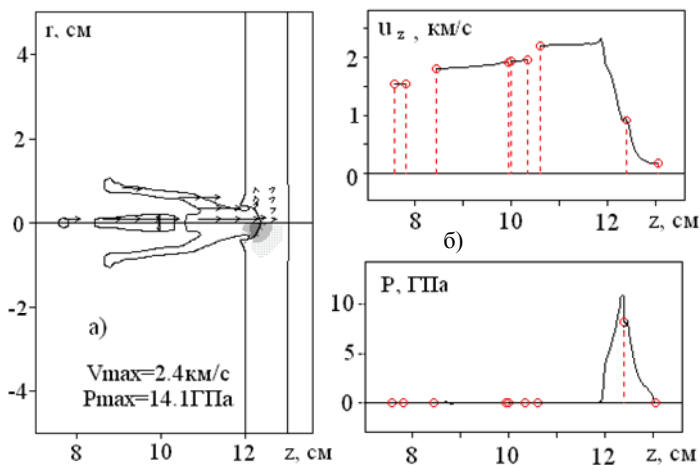


Рис. 5.62. Взаимодействие с первым слоем преграды при $t = 60$ мкс:
a – поле массовых скоростей и интервалы относительных давлений P / P_{max} ; *б* – распределение массовой скорости u_z и давления P вдоль оси симметрии

Далее представлен заключительный этап функционирования ударника, его проникание в преграду, состоящую из двух разнесенных слоев: первый слой – пластина толщиной 10 мм (твердая сталь) удалена от исходного заряда на расстояние 120 мм; второй слой – пластина толщиной 20 мм, удаленная от первой пластины на расстояние 50 мм; скорость удара (скорость переднего фрагмента) составляет 2.4 км/с.

При взаимодействии с монолитными и многослойными преградами поведение сформированного элемента мало отличается от поведения цилиндрического ударника той же массы и длины. При взаимодействии с тонким экраном бронепробивная способность ударника, имеющего ярко выраженные периферийные области (крылья), значительно ниже, чем у цилиндрического ударника. Этот эффект проиллюстрирован на рис. 5.62, 5.63.

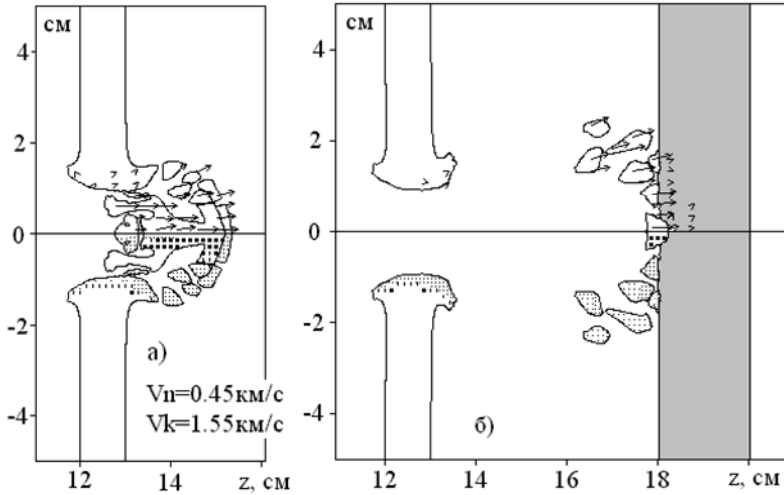


Рис. 5.63. Пробитие первого слоя и взаимодействие со вторым слоем преграды: $a - t = 80$ мкс; $b - t = 100$ мкс

Пробитие первой пластины происходит таким образом, что закругленная головная часть ударника первоначально проталкивает впереди себя некоторую область преграды. Затем наблюдается второй этап торможения ударника, происходящий при взаимодействии крыльев элемента с краями пробоины пластины. Результатом такого взаимодействия является то, что конечная скорость ударника значительно снижается. Кроме того, дробление элемента, наблюдаемое на рис. 5.63, a , еще в большей степени снижает его проникающую способность.

Следовательно, тонкая преграда, расположенная на некотором расстоянии от основной конструкции, является эффективным средством защиты от кумулятивных элементов, имеющих крылья достаточно большого диаметра. Рисунок 5.63, b подтверждает этот факт. Стальная пластина толщиной 20 мм, удаленная от первой на расстояние 50 мм, не пробивается поражающим элементом, сформированным из конической облицовки с углом раствора конуса $\psi = 150^\circ$.

Для сравнения конечных результатов процесса, описанного выше, далее рассматривается пример решения задачи для конической облицовки с углом $\psi = 140^\circ$. По мере уменьшения угла ψ перепад скоростей V_n и V_k увеличивается, также увеличивается и продолжительность формирования элемента. При $\psi = 140^\circ$ имеет место уже качественное отличие от предыдущего варианта. Головная часть формирующей

щегося элемента вытягивается в виде длинного стержня, а крылья облицовки полностью схлапываются на оси симметрии (рис. 5.64).

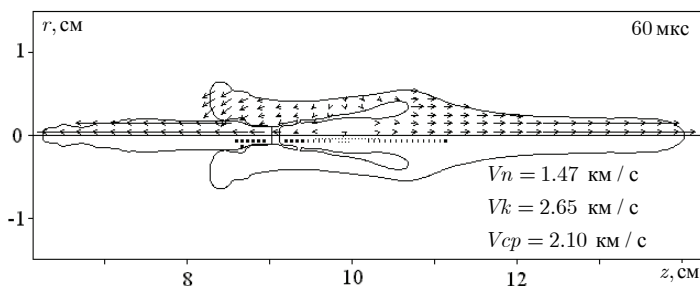


Рис. 5.64. Формирование ударника ($\psi = 140^\circ$)

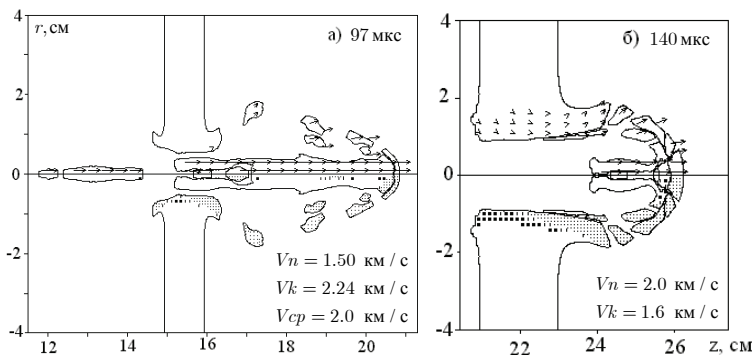


Рис. 5.65. Пробитие первого и второго слоя преграды

Для проверки эффективности этого ударника в расчет введена разнесенная преграда, состоящая из двух стальных пластин, как в предыдущем варианте ($\psi = 150^\circ$). Преграда расположена на расстоянии 150 мм от исходногокумулятивного заряда. Процесс пробития этой преграды, представленный на рис. 5.65, свидетельствует о значительном увеличении эффективности поражающего элемента, сформированного из конической облицовки с углом раствора конуса $\psi = 140^\circ$. Средняя скорость осевых фрагментов ударника после пробития второй пластины еще значительна (порядка 1.7 км/с). Осколки, летящие за второй пластиной, составляют достаточно компактную массу, способную к поражению следующей конструкции.

Формированиекумулятивной струи. Процесс формированиякумулятивных струй является качественно иным типом явления осевой

кумуляции по сравнению с процессом «обратной» кумуляции. При обжатии продуктами детонации конические кумулятивные облицовки ($\psi \leq 60^\circ$) деформируются в компактную монолитную массу (пест), в передней части которой формируется кумулятивная струя. Масса металла, переходящего в кумулятивную струю, составляет 6...20% массы облицовки. Скорость головной части струи может достигать 10 км/с. Однако скорость головной части струи не является единственно важной характеристикой бронебойной способности такого кумулятивного заряда. Другими не менее важными параметрами являются длина и масса эффективной части струи. Ниже на основе вычислительных экспериментов анализируется весь цикл работы кумулятивного заряда при формировании кумулятивной струи из конической облицовки. Исходные данные этих экспериментов следующие: заряд ВВ (пентолит) – цилиндр $D_{BB} = 50$ м, $H_{BB} = 60$ мм; облицовка (медь) – диаметром $d_0 = 40$ мм и толщиной $h_0 = 2$ мм; угол при вершине конуса $\psi = 60^\circ$.

Рисунок 5.66, а иллюстрирует конфигурацию облицовки, поле массовых скоростей и интервалы давлений на начальном этапе ее формирования в кумулятивную струю. Процесс детонации и обжатия здесь мало в качественном отношении отличается от аналогичных процессов при метании облицовок, формирующихся в ударники ($\psi = 150^\circ$). Термин «метание» в данном случае не является корректным. Средняя скорость уже обжатой облицовки к моменту времени $t = 20$ мкс составляет $V_{cp} = 0.8$ км/с. Однако высокая скорость передней точки на оси симметрии облицовки способствует формированию кумулятивной струи, имеющей достаточно большое удлинение. Процесс формирования струи носит квазистационарный характер. Ее скорость вдоль оси симметрии плавно возрастает до величины $V_k = 4.3$ км/с (см. рис. 5.66, б). Такое распределение скорости не меняется вплоть до фрагментации струи.

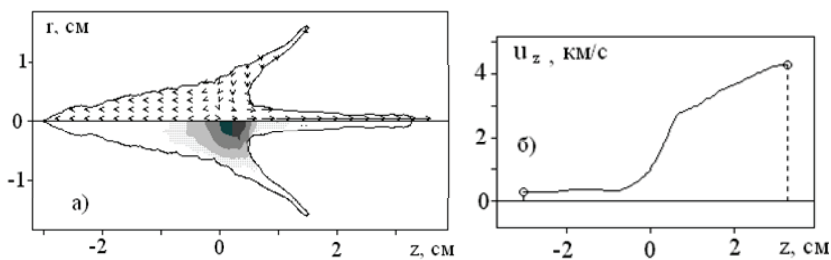
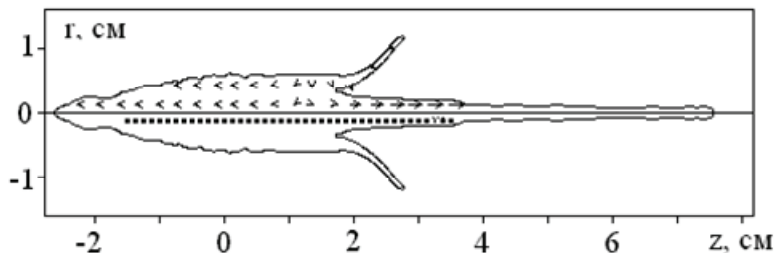
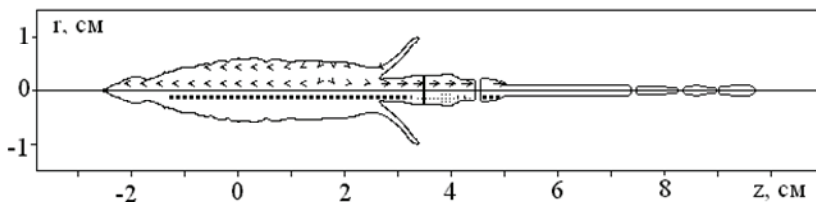


Рис. 5.66. Начальный этап формирования кумулятивной струи

Рис. 5.67. Конфигурация струи перед фрагментацией, $t = 30$ мксРис. 5.68. Фрагментация кумулятивной струи, $t = 35$ мкс

На рис. 5.68 представлен момент времени (35 мкс), когда начался процесс дробления кумулятивной струи. Ее задняя часть разрушается по обычной схеме взаимодействия сдвиговых и отрывных механизмов повреждения материала. Передняя часть струи фрагментируется по квазистатическому критерию. Разрушению здесь предшествует образование шеешной области, как при статическом растяжении стержня, а критерием разрушения является условие $\sigma_{zz} > \sigma_b$, где $\sigma_b = 0.1$ ГПа – статический предел прочности при одноосном растяжении.

В связи с интенсивностью дробления струи следует, что для данного кумулятивного заряда пробиваемая преграда должна быть расположена на расстоянии 70...100 мм от исходного положения облицовки, а текущее время начала взаимодействия с преградой должно быть в интервале 30...35 мкс. Эффективной частью кумулятивной «струи» в данном случае можно считать ее передние четыре фрагмента. Задний наиболее длинный фрагмент имеет еще значительный перепад скоростей 2.5...3.5 км/с, т.е. имеет тенденцию к последующему дроблению. Этот процесс будет происходить уже на стадии проникания кумулятивной струи в защитную конструкцию.

Для сравнения эффективности кумулятивной струи с эффективностью кумулятивных ударников параметры разнесенной преграды заданы совпадающими с преградой при пробитии ударниками

(см. рис. 5.63). Преграда удалена от исходного положения облицовки на расстояние 80 мм.

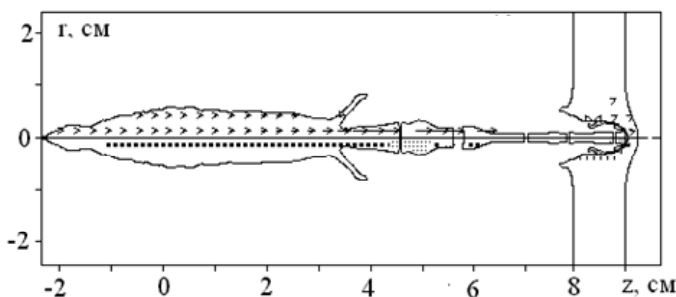


Рис. 5.69. Взаимодействие кумулятивной струи с первым слоем преграды: $t = 40$ мкс, $V_n = 0.3$ км/с, $V_k = 1.05$ км/с, $V_{\max} = 3.5$ км/с

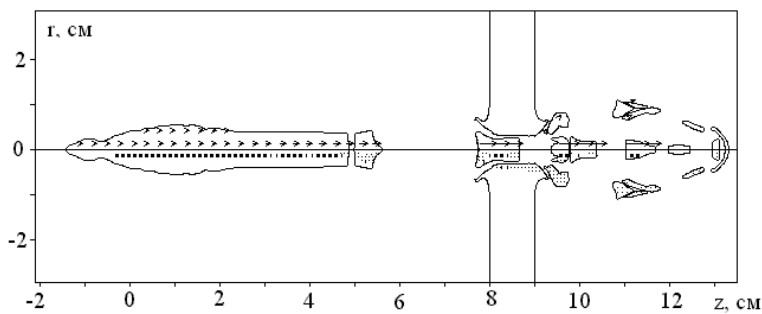


Рис. 5.70. Пробитие первого слоя преграды: $t = 60$ мкс, $V_n = 0.4$ км/с, $V_k = 2.5$ км/с, $V_{\max} = 2.8$ км/с

Первая стальная пластина толщиной 10 мм достаточно эффективно нейтрализует поражающее действие рассматриваемого кумулятивного заряда. При пробитии первого слоя преграды головная часть струи тормозится и интенсивно «срабатывается». Максимальная скорость V_{\max} реализуется в средней части струи (рис. 5.69). Разлетающиеся за первой пластиной осколки имеют слабую эффективность из-за их низкой относительной плотности (рис. 5.70).

На рис. 5.71 представлен момент времени, когда в процесс поражения рассматриваемой разнесенной преграды вступает низкоскоростная часть кумулятивной облицовки – пест. Он также постепенно дробится за счет роста пор, а его фрагменты, проникая через уже пробитую первую пластину, деформируются после взаимодействия с краями пробоины.

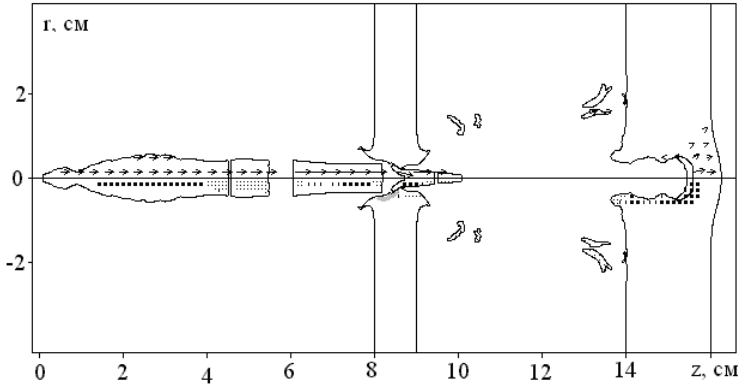


Рис. 5.71. Взаимодействие со вторым слоем преграды: $t = 100 \text{ мкс}$,
 $V_n = 0.4 \text{ км/с}$, $V_k = 0.5 \text{ км/с}$, $V_{\text{max}} = 1.1 \text{ км/с}$

Если оценивать конечный эффект поражения преграды, состоящей из двух разнесенных пластин, то кумулятивный элемент, рассмотренный выше ($\psi = 60^\circ$), обладает меньшей броневой способностью по сравнению с ударником, сформированным из конической облицовки ($\psi = 140^\circ$). Приведенные здесь результаты составляют требующий продолжения и развития этап исследований поражающего действия кумулятивных струй. Полный цикл работы заряда, рассмотренный выше, свидетельствует о многофакторности данного процесса. Для более полных оценок необходим дополнительный экспериментальный и расчетный материал по различным вариантам кумулятивных зарядов и защитных конструкций.

5.7. Взаимодействие опасных космических объектов с поверхностью Земли и возможный способ их уничтожения путем тандемного ударного воздействия

Вероятность падения опасных космических объектов (ОКО), метеоритов, комет и астероидов на поверхность Земли не велика, но такая вероятность всегда существует. В связи с этим большой интерес представляет моделирование процесса взаимодействия тел кометной и астероидной природы с поверхностью Земли. Другая сторона проблемы связана с уничтожением ОКО до их входа в атмосферу Земли. Наиболее

приемлемыми способами уничтожения таких объектов являются кинетические методы воздействия на них – высокоскоростное ударное взаимодействие. Из-за физической сложности подобных задач допускается лишь их численный анализ. Такой подход принят в данном подразделе, где исследуются результаты численного решения задачи об ударном взаимодействии высокоскоростного метеорита с горной породой, моделирующей поверхность Земли, а также задач, связанных с численным моделированием процессов высокоскоростного ударного воздействия последовательной серии поражающих элементов на опасные космические объекты, материалом которых также является горная порода.

Поведение горных пород при метеоритном ударе. При моделировании поведения поверхностных слоев Земли в условиях сверхвысокоростного соударения необходимо учитывать многие эффекты, влияющие на этот процесс: упругопластическое течение, разрушение, плавление и испарение веществ. Прочность горной породы необходимо учитывать даже при сверхвысоких скоростях удара, так как она определяет скорость затухания ударной волны и конечный размер кратера. Физическая постановка задачи формулируется как контактное взаимодействие метеорита в форме шара с плоским полупространством горной породы. В качестве горной породы задается хрупкий материал, типа гранита, прочностные параметры которого приведены в табл. 5.4, а константы широкодиапазонного уравнения состояния – в табл. 5.2 (SiO_2). В качестве ударника – метеорита задается железный шар диаметром 10 м.

Из геометрического подобия численных расчетов, когда характерный сантиметровый размер ударника увеличивается в 1000 раз при сохранении общего числа расчетных точек, характерное время процесса также увеличивается в 1000 раз, т.е. до 1 мс. В этом заключается основная проблема численного моделирования метеоритного удара. Например, влияние масштабного фактора при расчете процесса разрушения среды, характерное время которого укладывается в микросекундный диапазон, сказывается таким образом, что накопление повреждений относительно 1 мс происходит практически мгновенно.

Ниже анализируется соударение железного метеорита с начальной скоростью $V_0 = 10$ км/с. Из расчета распада контактного разрыва «железо – гранит» следует (см. п. 5.3), что за плоскими ударными волнами устанавливается течение сплошной среды со следующими параметрами:

$P_H = 233$ ГПа – давление, $u_H = 6.8$ км/с – массовая скорость; $T = 4900$ °С – температура в ударнике; $T = 3000$ °С – температура в преграде.

Однако эти параметры не характеризуют реальное состояние взаимодействующих тел на начальном этапе процесса, т.к. из-за сферичности ударника разгрузка плоских ударных волн происходит практически сразу после начала проникания ударника в преграду.

Начальный этап соударения, когда происходит передача кинетической энергии метеорита гранитному полупространству, представлен на рис. 5.72. В верхней части рис. 5.72, *a* стрелками обозначено поле массовых скоростей, а в нижней части рисунка оттенками черного цвета изображены интервалы текущего давления.

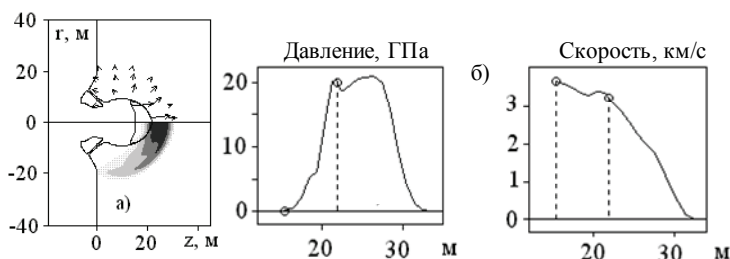


Рис. 5.72. Начальный этап соударения. $P_{\max} = 20$ ГПа, $V_{\max} = 4$ км/с, $t = 4$ мс: *a* – поле массовых скоростей и интервалы относительных давлений P / P_{\max} ; *б* – распределение давления P и массовой скорости

u_z вдоль оси симметрии

К моменту времени $t = 10$ мс (рис. 5.73) распределение осевой скорости в ударнике меняется таким образом, что скорость задней точки ударника $V_n = 1.1$ км/с становится меньше скорости передней точки $V_k = 1.5$ км/с. Следовательно, ударник, продолжая проникать в преграду, имеет тенденцию к торможению. Максимальное давление составляет $P_{\max} = 6.1$ ГПа, а максимальная скорость, достигаемая в лицевых разрушенных фрагментах преграды, равна $V_{\max} = 1.95$ км/с. Температура вдоль оси ударника возрастает от 1000 до 4400 °С на границе контакта, и большая часть ударника находится в расплавленном состоянии. Максимальная температура на оси симметрии преграды, вблизи контактной границы, составляет 250 °С.

На рис. 5.74 показан процесс разрушения преграды в окрестности кратера. Расшифровка областей разрушения, приведенная под рисунком, имеет тот же смысл, что и в предыдущих подразделах. Область сдвиговых разрушений, имеющая сферическую форму, постоянно расширяется вслед за волной сжатия. Этот процесс продолжается до 40 мс.

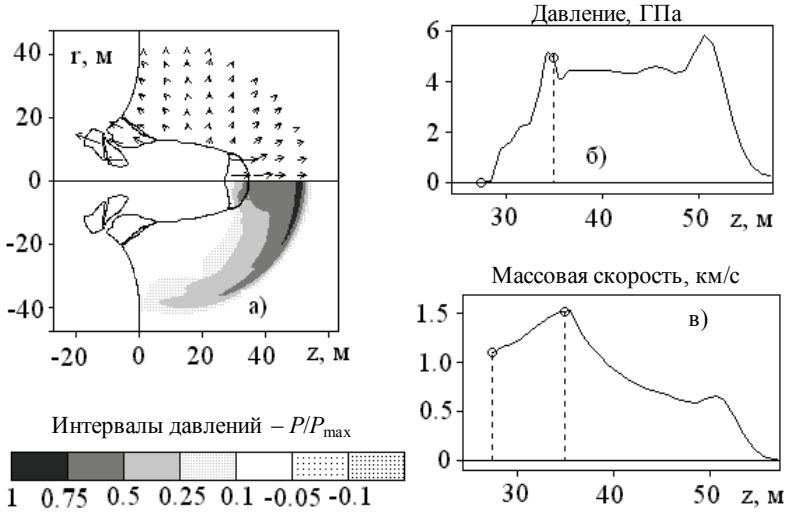
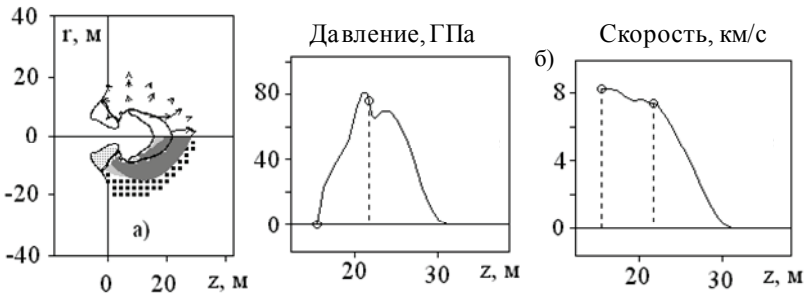
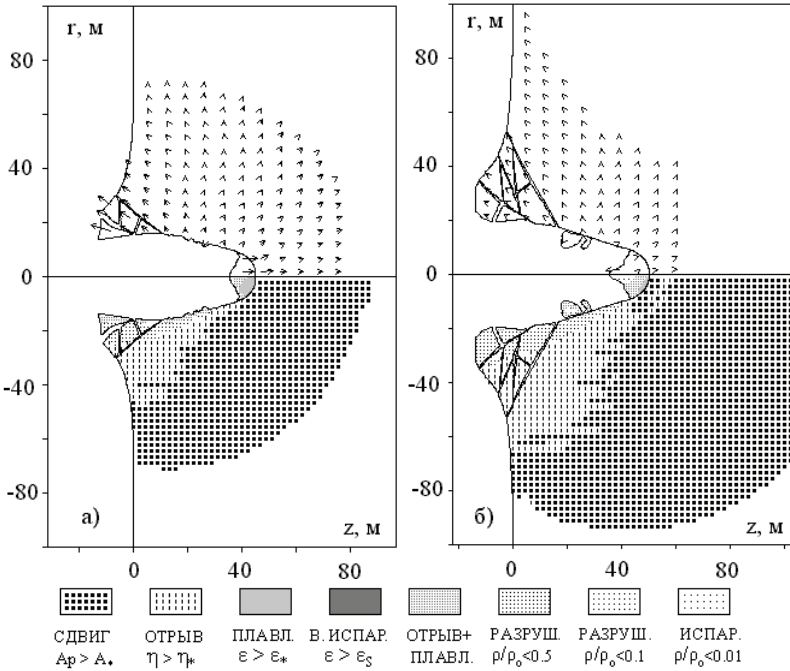


Рис. 5.73. Торможение ударника. $P_{\max} = 6.1$ ГПа, $V_{\max} = 1.95$ км/с, $t = 10$ мс: а – поле массовых скоростей и интервалы относительных давлений P/P_{\max} ; б – распределение давления P ; в – распределение массовой скорости u_z вдоль оси симметрии

В окрестности кратера область сдвиговых разрушений трансформируется в область разрушений по типу отрыва. Область отрывных разрушений также постепенно расширяется и принимает коническую форму. Учитывая направление массовых скоростей в этой области, можно предположить, что конечная форма кратера и его объем будут практически совпадать с областью отрывных разрушений. Следовательно, окончательные размеры кратера будут соответствовать размерам на рис. 5.74, б, т.е. будут составлять $H_{KP}/d_0 = 5$, $D_{KP}/d_0 = 12$, где d_0 – диаметр шарового ударника. Эти расчетные результаты согласуются с известными экспериментальными данными [23].

Ниже приводятся результаты расчетов аналогичного метеоритного взаимодействия при скорости соударения $V_0 = 20$ км/с. Удар с такой скоростью не доступен для экспериментальной оценки, а численное моделирование дает возможность проанализировать основные закономерности этого процесса. В этом варианте удара имеет место такое физическое явление, как испарение вещества преграды. Этот фактор качественно меняет общую картину проникания железного ударника в гра-

нитное полупространство. Определяющую роль в оценке данного процесса играет широкодиапазонное уравнение состояния [12].



На рис. 5.75 проиллюстрирован начальный этап проникания железного метеорита в полубесконечную гранитную преграду с начальной скоростью 20 км/с. В нижней части рис. 5.75, *a* различными значками и оттенками серого цвета показаны области различных состояний взаимодействующих тел. Краткое обозначение этих состояний приведено под рис. 5.74. Оттенком темно-серого цвета обозначено состояние сжатого материала с высокой внутренней энергией $\varepsilon > \varepsilon_s$, где ε_s – энергия сублимации вещества. В зависимости от текущего давления область этого материала переходит после разгрузки либо в расплавленное состояние, либо в испаренное вещество.

На рис. 5.76 показан следующий этап взаимодействия ударника и преграды, связанный с испарением материала преграды. Испаренные стенки задней части кратера схлапываются на оси симметрии преграды, что приводит к формированию осевого кумулятивного эффекта. Этот эффект отражен на рис. 5.76, *б* в виде заднего импульса давления и резкого перепада осевой скорости. Передний фронт кумулятивного выброса заполняет полость кратера, а в результате лицевого выброса формируется облако материала, состоящее из расплавленных, распаленных фрагментов и испаренного вещества преграды.

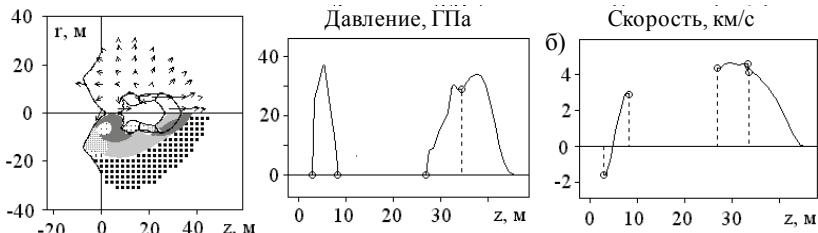


Рис. 5.76. Закрытие полости кратера, $t = 4$ мс

Этот этап взаимодействия ударника и преграды представлен на рис. 5.77. Максимальное давление $P_{\max} = 8.7$ ГПа реализуется на фронте ударной волны, а максимальная скорость $V_{\max} = 8.5$ км/с – в лицевом фрагменте преграды. Средняя скорость ударника составляет $V_{cp} = 2.1$ км/с. Материал преграды за ударником находится в различных состояниях – от испаренного на оси симметрии до разрушенного по типу отрыва и сдвига (см. рис. 5.77, *б*). Передняя граница области сдвиговых разрушений совпадает с фронтом ударной волны.

К моменту времени $t = 20$ мс (рис. 5.78) картина взаимодействия ударника и преграды качественно не меняется. Параметры взаимодей-

ствия постепенно затухают. Фрагменты ударника, находящиеся в испаренном и расплавленном состоянии, проникают вглубь преграды со средней скоростью $V_{cp} = 0.7$ км/с. Проникание ударника происходит по типу его обтекания веществом преграды. По этим результатам с большой достоверностью можно сказать, что величина воронки определяется не глубиной проникания метеорита, а количеством выброшенного из кратера материала. При этом конденсированные остатки метеорита будут находиться ниже дна кратера.

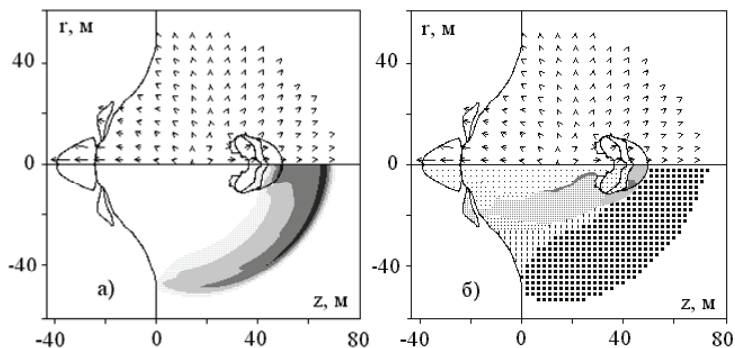


Рис. 5.77. Интервалы давлений и области разрушений. $P_{\max} = 8.7$ ГПа;
 $V_{\max} = 8.5$ км/с; $V_{cp} = 2.1$ км/с; $t = 10$ мс

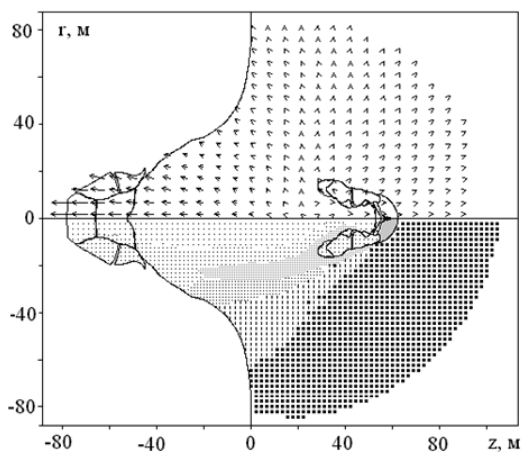


Рис. 5.78. Области разрушений преграды.

$P_{\max} = 2.7$ ГПа; $V_{\max} = 6.3$ км/с; $V_{cp} = 0.7$ км/с; $t = 20$ мс

Дальнейшее увеличение начальной скорости метеоритного удара не приводит к качественно новым эффектам с точки зрения физики высокоскоростного соударения. Как и в предыдущем варианте соударения со скоростью 20 км/с, процесс взаимодействия ударника и преграды имеет большое сходство с подземным взрывом большой мощности. Ударный кратер заполняется испаренным веществом преграды, и это газообразное облако разлетается перед ее лицевой поверхностью. Деформация ударника имеет сходство с расширением сжатых продуктов детонации, т.е. испаренный материал ударника преимущественно расширяется в объеме.

Разрушение и уничтожение опасных космических объектов.

Предполагается, что космическое тело состоит из хрупкого материала, аналогичного горной породе или льда, в противном случае этот способ уничтожения может оказаться неэффективным. В связи с тем что размеры ударника ограничены техническими возможностями его доставки к уничтожаемому объекту, необходимо реализовать последовательное (тандемное) проникание элементов ударника в глубину объекта. Причем замыкающим элементом тандема может быть заряд взрывчатого вещества, который подрывается на некоторой глубине разрушаемого объекта.

Физическая постановка задачи [24], результаты решения которой анализируются ниже, формулируется следующим образом (рис. 5.79).

Серия цилиндрических ударников, имеющих начальную скорость V_0 , взаимодействуют с шаровой преградой. Ударники расположены вдоль единой оси на некотором расстоянии s друг от друга. Скорости ударников направлены вдоль оси симметрии и нормали к преграде, задача рассматривается в осесимметричной постановке.

Задача решена при следующих исходных данных. Задано четыре цилиндрических ударника диаметром 0.2 и длиной 0.3 м, расстояние между которыми равно $s = 0.5$ м, а их начальные скорости $V_0 = 8$ км/с.

Материалом ударников является твердая сталь, масса каждого цилиндра составляет 75 кг. Материал преграды – хрупкая горная порода типа гранита, диаметр шаровой преграды равен 5 м. В процессе исследований данного вопроса варьировались такие величины, как число ударников, их начальные скорости, расстояния между ними, диаметр шаровой преграды. Увеличение начальной скорости удара до значений $V_0 > 10$ км/с не всегда приводит к увеличению эффективности разрушения преграды. При таких скоростях удара наблюдается схлопывание кратера и испарение материала преграды. Эти эффекты препятствуют прониканию задних ударников в глубину преграды.

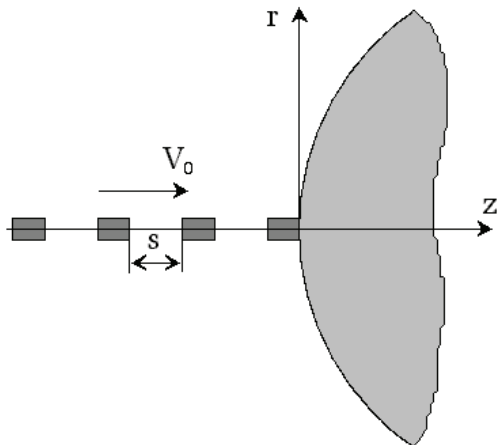


Рис. 5.79. Исходная конфигурация взаимодействующих тел

На рис. 5.80 представлены начальные этапы формирования кратера в шаровой преграде, после проникания в нее первых 2 ударников, в моменты времени 0.1 и 0.3 мс. В верхней полуплоскости рисунков стрелками показано поле массовых скоростей, где максимальная длина стрелки соответствует максимальному значению массовой скорости V_{\max} . В нижней полуплоскости показаны интервалы относительных давлений. В надписях под рисунком приведены численные значения величин V_k и H_k – скорости осевой точки контактной границы и глубины кратера.

Проникание ударников в преграду происходит по механизму их «срабатывания», т.е. они полностью деформируются и растекаются по поверхности кратера. Материал ударников после их пластической деформации переходит в расплавленное состояние, их растекание по поверхности кратера сопровождается разрушением по типу отрыва, фрагментацией и уменьшением толщины контактируемого слоя. После того как толщина материала ударника становится меньше размеров расчетной ячейки, этот фрагмент ударника удаляется из расчета задачи. Рисунок 5.80 иллюстрирует тот факт, что преграда в окрестности передней части кратера стабильно находится в сжатом состоянии с максимальными давлениями $P_{\max} = 16 \dots 22$ ГПа. Эта область сжатого материала преграды остается здесь до окончания процесса активного воздействия ударников на преграду. Под активным воздействием в данном случае понимается ситуация, когда средняя скорость ударников выше скорости контактной границы V_k .

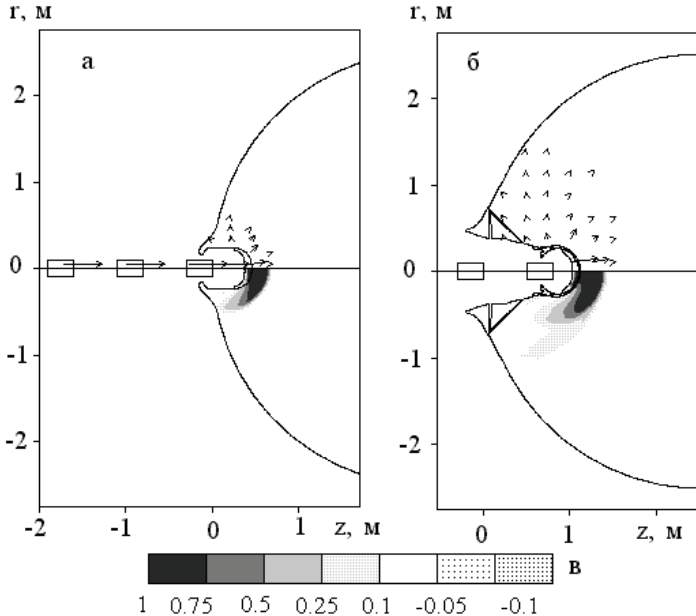


Рис. 5.80. Проникание двух первых ударников в шаровую преграду:

а – $t = 0.1$ мс, $P_{\max} = 21.8$ ГПа, $Vk = 3300$ м/с, $Hk = 0.45$ м;

б – $t = 0.3$ мс, $P_{\max} = 16.1$ ГПа, $Vk = 3000$ м/с, $Hk = 1.11$ м

На рис. 5.81 представлены картины разрушения преграды перед началом проникания 4-го ударника ($t = 0.5$ мс, см. рис. 5.81, *а*) и перед окончанием активного этапа воздействия ударников на преграду ($t = 1$ мс, см. рис. 5.81, *б*). Разрушение хрупкого материала преграды начинается с образования обширной области сдвиговых разрушений. Эта зона охватывает ту часть материала преграды, где имели место неупругие деформации упругопластической среды. Вслед за областью сдвиговых разрушений начинает распространяться область разрушения по типу отрыва, т.к. сдвиговые разрушения снижают прочность материала на разрыв.

В области разрушенного материала преграды, где выполнен критерий отрывных разрушений, применяется алгоритм фрагментации, т.е. разделение разрушенной части тела на фрагменты, разлетающиеся и деформирующиеся как самостоятельные тела. Необходимость применения такого алгоритма видна на примере задачи о пробитии тонких преград, когда остаточная часть ударника и передние фрагменты преграды

имеют среднюю скорость, значительно превышающую по величине массовые скорости периферийных участков преграды за пределами пробоины. Следовательно, особая необходимость в применении алгоритма фрагментации возникает в областях разрушения материала с большими градиентами массовых скоростей.

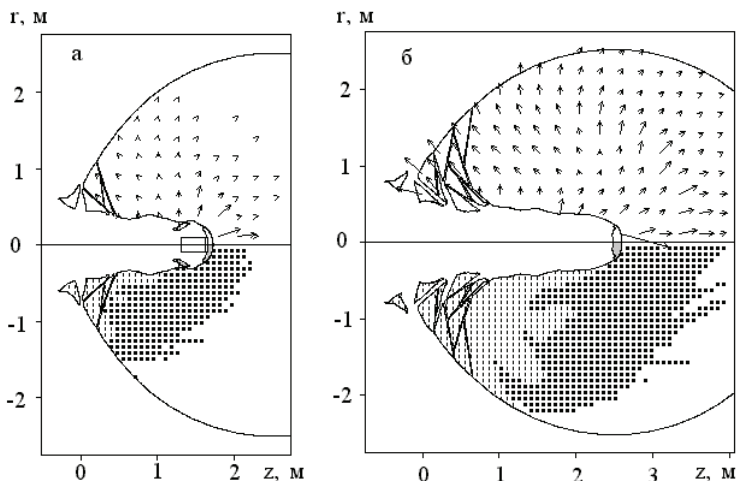


Рис. 5.81. Разрушения шаровой преграды:

а – $t = 0.5$ мс, $V_{\max} = 8000$ м/с, $V_k = 2000$ м/с, $Hk = 1.7$ м;

б – $t = 1$ мс, $V_{\max} = 7300$ м/с, $V_k = 530$ м/с, $Hk = 2.6$ м

Окончательная картина взаимодействия 4 стальных ударников, летящих с начальной скоростью $V_0 = 8$ км/с, по шаровой преграде представлена на рис. 5.82. Результатом такого воздействия являются образование кратера глубиной $Hk = 2.7$ м, а также разрушение и фрагментация всего шара. Судя по направлению стрелок, обозначающих массовые скорости, фрагменты разрушенного шара имеют тенденцию к разлету в различных направлениях, т.е. в рассматриваемом варианте удара конечная цель по уничтожению опасного космического объекта достигнута полностью. В этом варианте ударного взаимодействия выбраны наиболее оптимальные исходные параметры.

Уменьшение расстояния между ударниками снижает эффективность поражения преграды. Например, при $s = 0.2$ м (см. рис. 5.79) и той же начальной скорости удара $V_0 = 8$ км/с глубина кратера уменьшается до

величины $Hk = 2.4$ м, а зона разрушения и фрагментации уже не охватывает весь объем шара. Увеличение расстояния между ударниками до значений более 0.5 м практически не изменяет эффективность поражения преграды. Уменьшение начальной скорости ударного взаимодействия аналогичным образом снижает эффективность разрушения шаровой преграды. Например, при уменьшении скорости удара до величины $V_0 = 5$ км/с конечный эффект поражения преграды приблизительно такой же, как и при уменьшении расстояния между ударниками до значения $s = 0.2$ м.

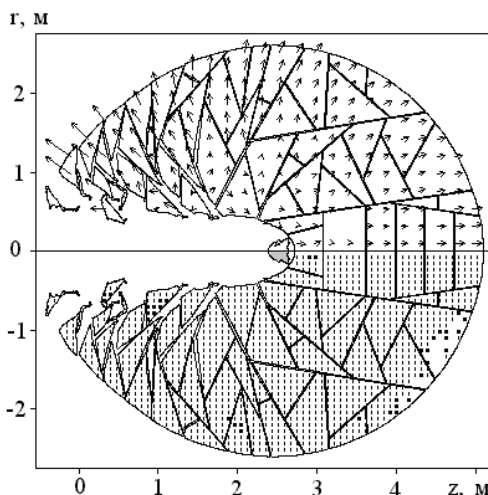


Рис. 5.82. Конечная картина разрушения преграды:
 $t = 2$ мс, $V_{\max} = 510$ м/с, $Vk = 75$ м/с, $Hk = 2.7$ м

Увеличение скорости удара до значений $V_0 > 10$ км/с приводит к отрицательному конечному эффекту по разрушению преграды. Это связано со схлопыванием лицевого участка кратера на ось симметрии и формированием здесь кумулятивного эффекта. Зарождение такого процесса стекания лической области кратера к оси симметрии наблюдается на рис. 5.80, *a*. Следствием кумулятивного эффекта является выброс испаренного, газообразного вещества преграды в прямом и обратном направлении, подобно взрыву. Обратный кумулятивный выброс материала преграды становится препятствием для проникания последующих ударников тандема в глубину преграды, а их общее ударное воздействие на преграду резко падает. Например, увеличение скорости удара от 8

до 12 км/с приводит к уменьшению глубины кратера с величины 2.7 до 1.5 м, а разрушение и фрагментация преграды уменьшается примерно на 50%.

Полученные в работе расчетные результаты задачи по моделированию процессов высокоскоростного взаимодействия ударников с преградами, моделирующими опасные космические объекты, позволили установить, что эффективное разрушение преграды будет происходить лишь в том случае, когда веществом ОКО будет хрупкий материал, аналогичный горной породе или льду. Учитывая тот факт, что размеры ОКО могут быть весьма значительными, а масса ударника ограничена, то уничтожение такого объекта может быть осуществлено только путем последовательного (тандемного) ударного воздействия. Причем относительная скорость воздействия не должна превышать 10 км/с. В противном случае такие физические явления, как кумулятивный эффект и испарение лицевой стороны преграды, резко снизят эффективность разрушения ОКО.

5.8. Деформация песчаных грунтов при высокоскоростном проникании ударников

Модификация модели песчаного грунта. Песок не является стандартным твердым материалом, однако высокоскоростное поведение его описывается с помощью расчетно-математической модели, изложенной в п. 5.1, где песок представляется пористой, уже разрушенной средой, матрица которого состоит из смеси воды и кварца. В работе [15] мягкий песчаный грунт задается в виде 3-компонентной среды с начальной плотностью ρ_0 и влажностью W_0 , причем начальная плотность песка представляется как

$$\rho_0 = \beta_1 \rho_{10} + \beta_2 \rho_{20} + \beta_3 \rho_{30}, \quad (5.79)$$

где β_1 , β_2 , β_3 – начальные, объемные концентрации воздуха, воды и твердой компоненты (кварца) в песке. Плотность этих компонент соответственно равна: $\rho_{01} = 0.00123 \text{ г/см}^3$, $\rho_{02} = 1.0 \text{ г/см}^3$, $\rho_{03} = 2.65 \text{ г/см}^3$. Объемные концентрации определяются из выражений:

$$\beta_2 = \frac{W_0 \rho_0}{(1 + W_0) \rho_{20}}; \quad \beta_3 = \frac{\rho_0}{(1 + W_0) \rho_{30}}; \quad \beta_1 = 1 - \beta_2 - \beta_3.$$

В связи с тем, что величина $\beta_1\rho_{10}$ на несколько порядков меньше начальной плотности песка ρ_0 , то ею можно пренебречь в процессе ударно-волнового нагружения, заменив воздух пустотами. Тогда $\rho_0 = \beta_2\rho_{20} + \beta_3\rho_{30}$, т.е. песок можно представить как пористую среду с матрицей в виде смеси воды и кварца и с относительным объемом пустот, равным начальной, объемной концентрации воздуха, что соответствует относительному объему пор $\eta_0 = \beta_1$. Начальная и текущая плотность песка как пористого материала представляются в виде (индексом «m» отмечены параметры матрицы)

$$\rho_0 = \rho_{0m} / \alpha_0, \quad (5.80)$$

где α_0 , α – начальная и текущая пористость среды, которая определяется через относительный объем пор как $\alpha_0 = 1 / (1 - \eta_0)$, $\alpha = 1 / (1 - \eta)$, а параметр ρ_{0m} , начальная плотность материала матрицы, вычисляется с помощью соотношения (5.80)

$$\rho_{0m} = \rho_0\alpha_0 = \frac{\beta_2\rho_{20} + \beta_3\rho_{30}}{\beta_2 + \beta_3}. \quad (5.81)$$

Уравнение состояния пористого материала имеет вид (см. п. 5.1): $P = P_m(\alpha\rho, \varepsilon) / \alpha$, где $P_m = P_m(\rho_m, \varepsilon)$ – уравнение состояния материала матрицы, конкретное выражение которого задается с использованием, например, эмпирического уравнения состояния (5.24). Основной константой этого уравнения состояния является модуль объемного сжатия $B_{0m} = \rho_{0m}c_{0m}^2$, который для смеси кварц – вода определяется из соотношения

$$\frac{1}{B_{0m}} = \frac{\beta_{2m}}{B_{20}} + \frac{\beta_{3m}}{B_{30}}, \quad \text{где } B_{20} = 2.25 \text{ ГПа}; B_{30} = 36.1 \text{ ГПа.}$$

Объемные концентрации воды и кварца вычисляются по формулам

$$\beta_{im} = \frac{\beta_i}{\beta_2 + \beta_3}, \quad i = 2, 3.$$

Как уже отмечалось, песок является разрушенным материалом. Его предел текучести, т.е. предел, при котором происходят необратимые

пластические деформации сыпучей среды, линейно возрастает с увеличением давления до некоторого предельного значения σ_{\max} .

$$\sigma_{sm} = \begin{cases} \min(K_s P, \sigma_{\max}) & \text{if } P \geq 0, \\ 0 & \text{if } P < 0. \end{cases}$$

Модуль сдвига μ_m полагается не зависящим от давления, а его численное значение определяется по формуле

$$\mu_m = 3B_{0m} \frac{1 - 2\nu}{2(1 + \nu)},$$

где $\nu = 0.2$ – коэффициент Пуассона для песка.

Проникание удлинённых ударников в песок. Ниже представлены результаты решения задачи о проникании цилиндрического ударника в полубесконечную преграду, состоящую из песчаного грунта с начальной плотностью $\rho_0 = 1.7 \text{ г/см}^3$ и влажностью 10%. Ударник, материалом которого является высокопрочная сталь ЭП637, имеет длину 90 и диаметр 10 мм, скорость удара равна $V_0 = 2.1 \text{ км/с}$. Константы уравнения состояния песчаного грунта и высокопрочной стали приведены в табл. 5.1, а прочностные параметры – в табл. 5.4.

Данный расчет является повторением эксперимента, проведенного на предприятии РФЯЦ-ВНИИЭФ. В эксперименте зафиксирована длина ударника и глубина кратера в момент времени $t = 94 \text{ мкс}$: $He = 133 \text{ мм}$ – глубина проникания; $Le = 40 \text{ мм}$ – текущая длина ударника.

При проникании удлинённых ударников в песчаный грунт стадия ударно-волнового взаимодействия составляет очень незначительный промежуток времени. Основными стадиями процесса являются либо упругопластическое, либо упругое торможение проникающего элемента. На рис. 5.83 представлен момент (40 мкс) упругопластического торможения стержня, когда он еще пластически деформируется, в этом случае имеет место достаточно большой перепад в значениях скоростей задней $Vn = 1.85 \text{ км/с}$ и передней $Vk = 1.25 \text{ км/с}$ точек ударника (см. рис. 5.83, б).

В нижней части рис. 5.83, а показаны интервалы относительного сжатия взаимодействующих тел – X / X_{\max} , где $X = \rho / \rho_0 - 1$. Для ударника эти величины близки к нулевым значениям, а для пористого песчаного грунта эти величины существенны. Максимальное сжатие

песка составляет $X_{\max} = 0.456$, оно достигается в области сжатого песка перед ударником. Здесь песчаный грунт сжат до более высокой плотности, чем начальная плотность материала матрицы $\rho_{0m} = 2.31 \text{ г/см}^3$.

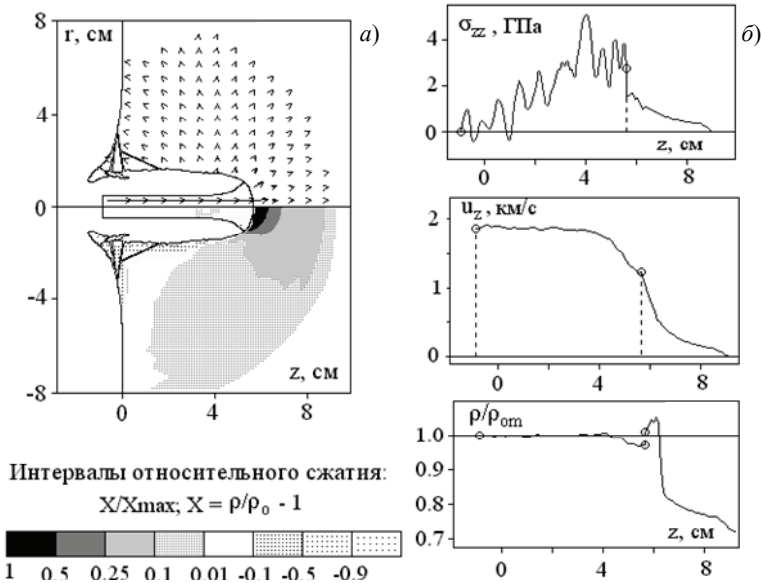


Рис. 5.83. Начальный этап торможения стержня, $X_{\max} = 0.456$, $t = 40 \text{ мкс}$: *a* – поле массовых скоростей и интервалы относительного сжатия (растяжения); *б* – распределение напряжения скорости и относительной плотности вдоль оси z

На лицевой поверхности преграды и по поверхности кратера плотность песчаного грунта ниже его начальной плотности $\rho_0 = 1.7 \text{ г/см}^3$. Уменьшение плотности происходит за счет роста пористости материала, и когда его текущая пористость увеличивается до значения $\alpha > \alpha_0$ ($\alpha_0 = 1.36$), вступает в работу алгоритм фрагментации. Фрагментация лицевой поверхности преграды на рис. 5.83, *a* указывает на то, что материал песка в этой области распылен.

На рис. 5.84 показан момент времени (94 мкс), зафиксированный в эксперименте. Сжатие песчаного грунта перед ударником заметно

уменьшилось, это видно по распределению относительной плотности ρ / ρ_{0m} на рис. 5.84, б. Кроме того, максимальное сжатие песка составляет $X_{\max} = 0.101$, что значительно ниже, чем в момент времени $t = 40$ мкс.

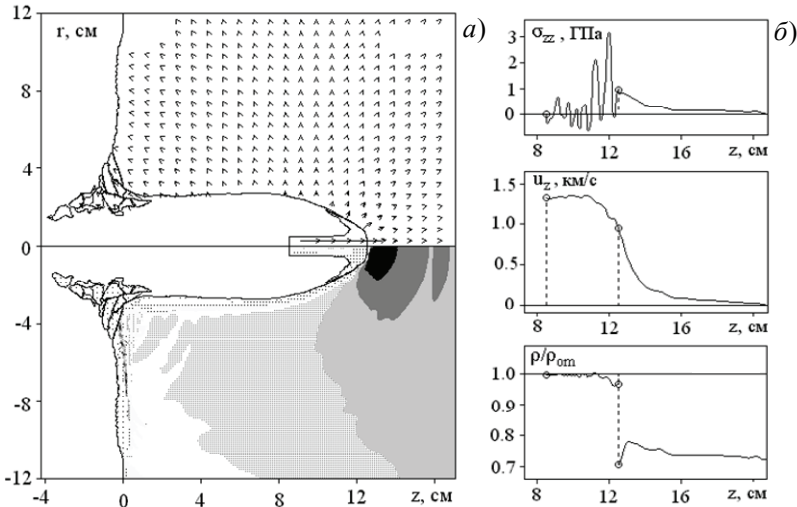


Рис. 5.84. Момент экспериментальной регистрации процесса проникания, $X_{\max} = 0.101$, $t = 94$ мкс: *a* – поле массовых скоростей и интервалы относительного сжатия (растяжения); *б* – распределение напряжения скорости и относительной плотности вдоль оси z

Конфигурация ударника указывает на то, что его проникание в преграду происходит по типичному режиму «срабатывания» стержня. Его длина уменьшилась до величины $L_p = 40$ мм, а глубина его проникания равна $H_p = 126$ мм, что находится в хорошем согласовании с экспериментальными данными Le и He , приведенными выше.

Характер движения и «срабатывания» стержня иллюстрируют зависимости скоростей ударника от времени процесса на рис. 5.85. Уруго-пластический этап торможения стержня будет происходить до сближения кривых V_n и V_k , затем начнется этап упругого торможения ударника, т.е. без его пластической деформации. Этот процесс будет происходить несколько сотен микросекунд, до полной остановки стержня.

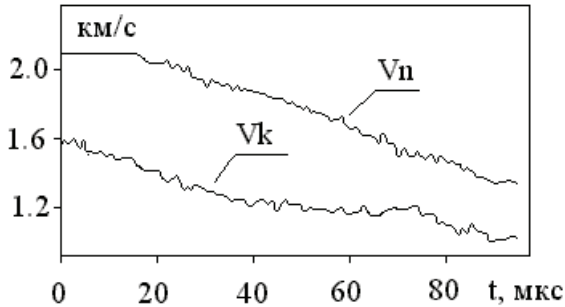


Рис. 5.85. Зависимость задней V_n и передней V_k точек ударника от времени процесса

Совершенно иной режим проникания проиллюстрирован в следующем варианте соударения, когда проникающий элемент испытывает слабые упругие деформации, т.е. в данном случае имеет место только упругое торможение ударника. Исходные данные этого варианта удара следующие. Заостренный цилиндрический стержень, из высокопрочной стали ЭП637 длиной 80 и диаметром 22.5 мм, проникает в песчаный грунт 10% влажности с начальной скоростью 1000 м/с.

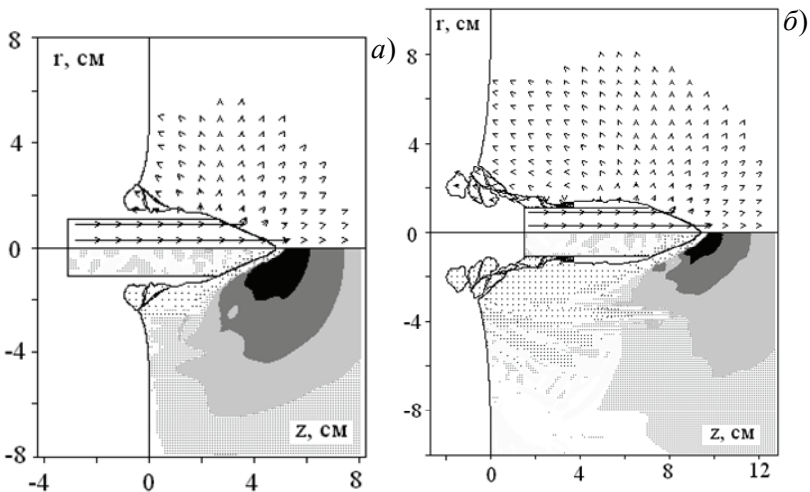


Рис. 5.86. Проникание заостренного ударника в песчаный грунт:
 $a - t = 50$ мкс, $V_{cp} = 950$ м/с, $H_p = 50$ мм;
 $b - t = 100$ мкс, $V_{cp} = 900$ м/с, $H_p = 95$ мм

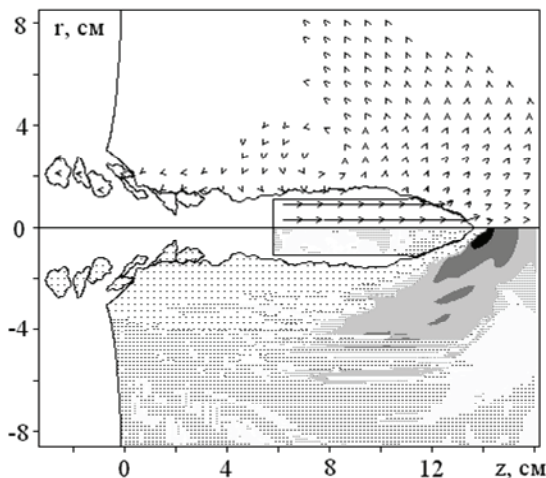


Рис. 5.87. Проникание заостренного ударника в песчаный грунт.
 $t = 150$ мкс, $V_{cp} = 850$ м/с, $H_p = 135$ мм

На рис. 5.86, 5.87 проиллюстрированы некоторые особенности проникания такого стержня, когда он практически не меняет свою длину и форму головной части, а его движение можно характеризовать, как торможение малодеформируемого твердого тела. В процессе проникания ударника в преграду происходит сжатие песчаного грунта за счет уменьшения его текущей пористости. Максимальное сжатие песка значительно меньше, чем в предыдущем варианте удара, и составляет $X_{\max} = 0.05$ на протяжении всего представляемого процесса. Величины напряжений σ_{zz} в песке также не значительна и составляет не более 1 ГПа. Массовая скорость u_z слабо изменяется по длине ударника, а его проникание характеризуется только одной, средней скоростью. Средняя скорость проникающего элемента за 150 мкс снижается до величины $V_{cp} = 850$ м/с. Процесс торможения ударника иллюстрируют кривые V_n и V_k , как на рис. 5.85, которые практически совпадают и снижаются почти по линейному закону.

Начальная скорость $V_0 = 1000$ м/с для данного варианта ударника является докритической. При скорости V_0 выше критической, которая равна примерно 1500 м/с, начинаются пластическая деформация и разрушение элемента. В рассмотренных выше вариантах удара проиллюст-

рированы начальные стадии двух режимов проникания удлиненных ударников в песчаный грунт. В первом случае (рис. 5.83, 5.84) рассмотрен режим проникания ударника по типу его «срабатывания». В течение 94 мкс процесса проникания длина ударника уменьшилась с 90 мм до величины $L_p = 40$ мм. Во втором случае за 150 мкс процесса текущая длина ударника практически не изменилась, т.е. он проникает как малодеформируемое твердое тело.

В следующей серии расчетов проведено исследование, цель которого – выявление условий, обеспечивающих наиболее глубокое проникание основного элемента составных ударников в полубесконечную песчаную преграду. Физическая постановка задачи формулируется следующим образом. Цилиндрический стержень – составной ударник диаметром D_0 и длиной L_0 , имеющий начальную скорость V_0 , – взаимодействует с полубесконечной преградой из песчаного грунта (влажность песка $W_0 = 10\%$). Ударник состоит из основного проникающего элемента и демпфирующего насадка. Основным элементом, материалом которого является высокопрочная сталь ЭП637, имеет массу 30 кг и длину 33 см. Насадок из сплава ВНЖ или алюминия имеет массу 17.5 кг. Его плотность варьируется путем изменения пористости. Диаметр составного стержня задается $D_0 = 12$ см во всех вариантах расчета; скорость удара равна $V_0 = 4$ км/с. В табл. 5.7 приведены исходные данные рассматриваемых вариантов составного ударника.

Таблица 5.7. Исходные данные для составного ударника

Вариант	Тип насадка	L_0 , см	ρ_0 , г/см ³	α_0
1	ВНЖ пористый	57.0	6.38	2.76
2	ВНЖ пористый	88.6	2.78	6.32
3	Алюминий сплошной	88.6	2.78	1.00
4	Алюминий пористый	187.6	1.00	2.78

На рис. 5.88, а представлена конфигурация взаимодействующих тел перед началом пластической деформации основного элемента для первого варианта насадка, имеющего начальную пористость $\alpha_0 = 2.76$. В нижней части рисунка показаны интервалы относительного сжатия взаимодействующих материалов, обозначения интервалов приведены под рис. 5.83. Максимальное сжатие песка составляет $X_{\max} = 0.6$ и отмечено на рис. 5.88, а черной областью.

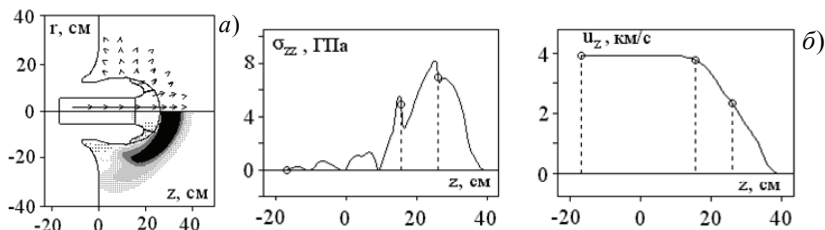


Рис. 5.88. Начальный этап торможения стержня (вариант 1),

$X_{\text{max}} = 0.6$, $t = 100$ мкс: *a* – поле массовых скоростей и интервалы относительного сжатия (растяжения); *б* – распределение напряжения σ_{zz} и массовой скорости u_z вдоль оси симметрии

Материал насадка и основного элемента имеет незначительные сжатия по отношению к исходной плотности. По распределению напряжения σ_{zz} и массовой скорости u_z на рис. 5.88, *б* видно, что головная часть основного элемента ударника получила импульс сжатия, достаточный для начала его пластической деформации. Скорость переднего торца основного элемента снизилась до величины 3.9 км/с, а скорость головной части насадка составляет $Vk = 2.4$ км/с. Основной элемент к моменту времени 100 мкс проникает в преграду на глубину 16 см, т.е. он углубился в преграду почти на половину своей длины.

Дальнейшее проникание основного элемента в преграду происходит по типу его «срабатывания», которое заканчивается к моменту времени $t = 600$ мкс (рис. 5.89). Глубина кратера к этому моменту времени становится равной $Hr = 124$ см, а средняя скорость переднего фрагмента снижается до величины $Vk = 1$ км/с. После «срабатывания» всего ударника начнется этап упругого торможения его остатков. Этот этап будет продолжаться еще длительный промежуток времени, более 500 мкс, но глубина кратера за этот промежуток времени увеличится не более чем на 10 см.

Во втором варианте удара, когда начальная пористость насадка задается равной $\alpha_0 = 6.32$, процесс его «срабатывания» имеет большую продолжительность (рис. 5.90, 5.91) за счет большей длины ударника. На этом промежутке времени напряжения в основном элементе практически отсутствуют, а его скорость не меняется по длине и равна 4 км/с (см. рис. 5.90, *б*). К началу пластической деформации основного элемента ($t = 230$ мкс) его углубление в преграду составляет $Hr = 36.4$ см

(см. рис. 5.91, *a*), а скорость головной части насадка равна $Vk = 2$ км/с. Следовательно, основным фактором углубления основного элемента является снижение начальной плотности насадка, т.е. увеличение его начальной длины при фиксированной массе.

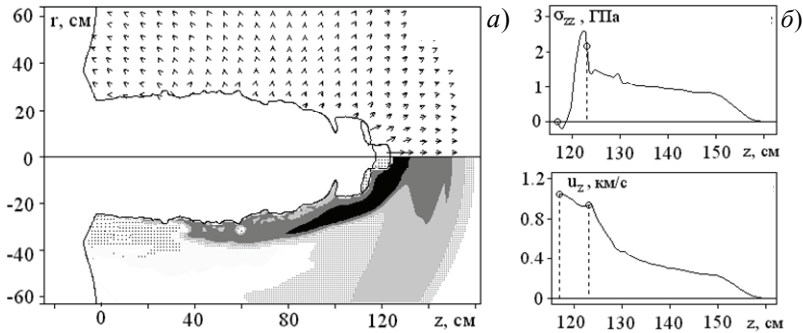


Рис. 5.89. Срабатывание основного элемента (вариант 1), $H\rho = 124$ см, $t = 600$ мкс: *a* – поле массовых скоростей и интервалы относительного сжатия (растяжения); *b* – распределение напряжения σ_{zz} и массовой скорости u_z вдоль оси симметрии

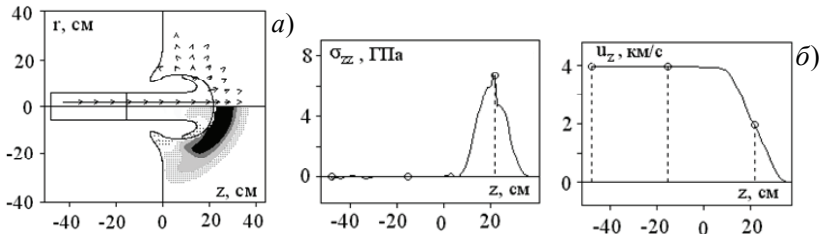


Рис. 5.90. Начальный этап «срабатывания» насадка (вариант 2), $X_{\text{max}} = 0.554$, $t = 100$ мкс: *a* – поле массовых скоростей и интервалы относительного сжатия (растяжения); *b* – распределение напряжения σ_{zz} и массовой скорости u_z вдоль оси симметрии

В третьем варианте удара изменен лишь материал насадка при неизменной его длине и начальной плотности (см. табл. 5.7). Для алюминиевого насадка получены практически совпадающие результаты как по глубине проникания основного элемента, так и по времени процесса. Различаются лишь конфигурации деформированных насадков и их разрушение (см. рис. 5.91, *a*; 5.92, *a*).

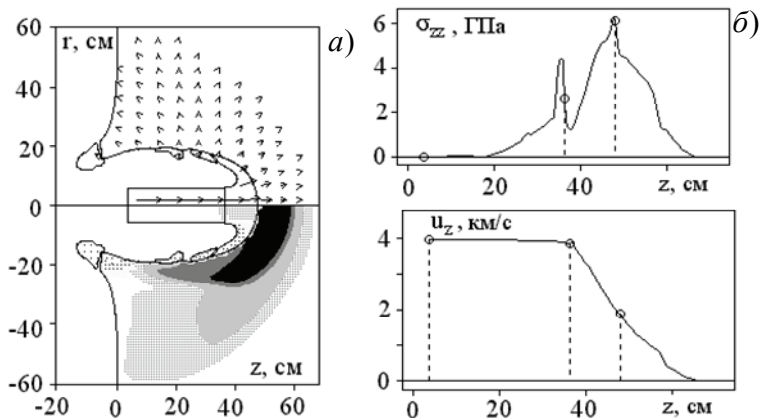


Рис. 5.91. Заключительный этап «срабатывания» насадки (вариант 2), $H_p = 36.4$ см, $t = 230$ мкс: *a* – поле массовых скоростей и интервалы относительного сжатия (растяжения); *б* – распределение напряжения σ_{zz} и массовой скорости u_z вдоль оси симметрии

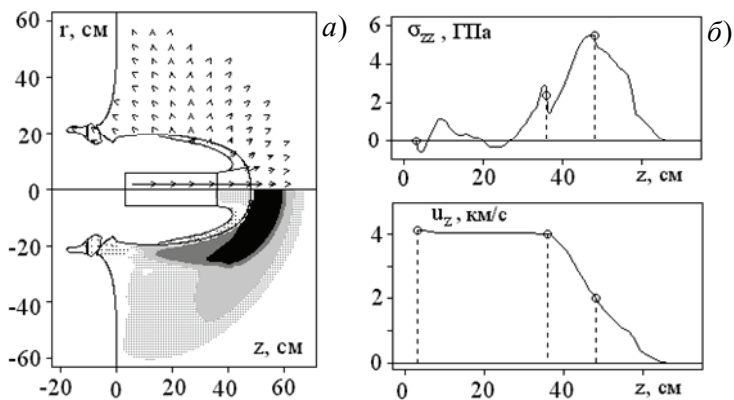


Рис. 5.92. Заключительный этап «срабатывания» насадки (вариант 3), $H_p = 36.4$ см, $t = 230$ мкс: *a* – поле массовых скоростей и интервалы относительного сжатия (растяжения); *б* – распределение напряжения σ_{zz} и массовой скорости u_z вдоль оси симметрии

Дальнейшее уменьшение плотности насадка в варианте 4 дает аналогичные результаты. Глубина и время проникания основного элемента

увеличиваются, а скорость проникания насадка уменьшается до величины $Vk = 1.5$ км/с. Максимальное сжатие песка составляет $X_{\max} = 0.5$. По распределению относительной плотности на рис. 5.93, б видно, что материал пористого насадка сжат незначительно по сравнению с песчаным грунтом. Так как начальная плотность насадка $\rho_0 = 1.0$ г/см³ меньше плотности песчаного грунта, то в данном варианте удара процесс «срабатывания» и разрушения насадка начинает преобладать над процессом его проникания в преграду.

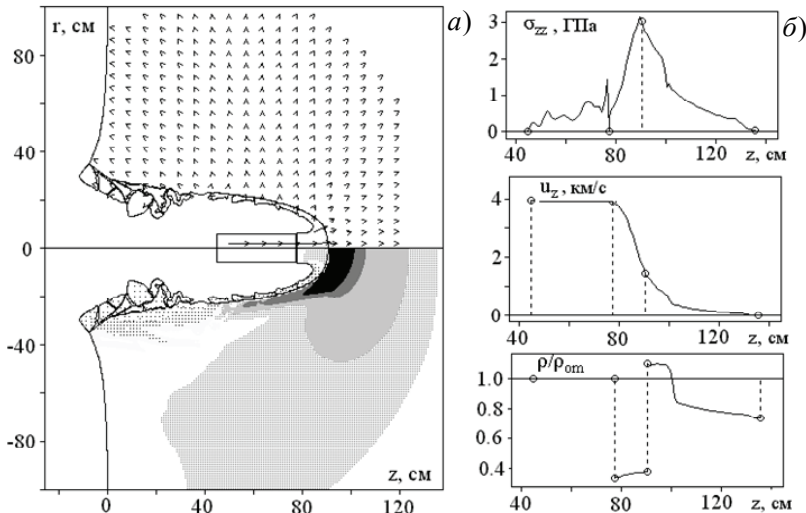


Рис. 5.93. Заключительный этап «срабатывания» насадка (вариант 4), $Hr = 78$ см, $t = 580$ мкс: а – поле массовых скоростей и интервалы относительного сжатия (растяжения); б – распределение напряжения σ_{zz} и массовой скорости u_z вдоль оси симметрии

Следовательно, уменьшение плотности демпфирующего насадка при его фиксированной массе и диаметре приводит к увеличению глубины проникания основного элемента. Однако уменьшение плотности насадка до значений ниже плотности песчаного грунта не даст существенного увеличения глубины проникания из-за того, что в этом случае процессы «срабатывания» низкоплотного стержня начнут преобладать над процессами его проникания в песчаный грунт.

5.9. Проникание цилиндрических ударников в водные и ледовые преграды

Особенность водных и ледовых преград заключается в том, что они обладают малым удельным весом по сравнению с типичными ударниками. Характерным результатом проникания ударников в такие преграды являются большая глубина каверны и большая длительность процесса. Целью настоящих исследований являются математическое моделирование процессов высокоскоростного взаимодействия деформируемых тел с использованием основных законов механики сплошной среды и решение на этой основе прикладных задач.

Тестирование параметров воды и льда. Вода и лед являются жидкой и твердой фазой одного материала – H_2O . Однако при ударном сжатии и разгрузке эти материалы ведут себя различным образом. Кроме того, лед, являясь хрупким материалом, подобно горной породе и керамике, проявляет свойства, связанные с его хрупким разрушением. Эти свойства описаны в п. 5.3 и представлены на рис. 5.15...5.18. Для конкретного описания поведения воды и льда используется эмпирическое уравнение состояния (5.24), основные константы которого приведены в табл. 5.8.

Таблица 5.8. Константы для уравнения состояния

Материал	ρ_{0m} , г/см ³	c_{0m} , км/с	c_{0m}^* , км/с	n	γ_0	$T_{пл}$, К	$c_{v0} \cdot 10^6$, (КДж/кг)/(К)
Вода	1.000	1.50	1.50	7.0	0.40	273	1.50
Лед	0.918	3.15	2.00	7.5	0.90	273	4.00

Как уже отмечалось в п. 5.3, при первоначальном анализе процессов соударения тел необходимо установить, в каком интервале давлений, массовых скоростей и энергий будет происходить данное взаимодействие. Такой анализ осуществляется путем расчета ударных адиабат и изэнтроп разгрузки исследуемых материалов. На рис. 5.94 приведены ударные адиабаты для воды и льда, вычисленные с использованием уравнения состояния (5.24). Здесь сделано предположение о разрывности объемной скорости звука на фронте ударной волны льда.

Значками \circ на рис. 5.94, *а* отмечены экспериментальные данные из работы [15], а на рис. 5.94, *б* – данные некоторой усредненной фазы льда, полученные в НИИ прикладной математики и механики для численного моделирования высокоскоростной деформации этого материала. Деформация льда в процессе ударного нагружения сопровождается рядом сложных физических превращений. Для задач численного моде-

лирования целесообразно иметь наиболее простую модель поведения этого материала, отражающую главные особенности. В области малых давлений и до разрушения льда используются константы первой фазы льда (нижняя ветвь ударной адиабаты), а при больших давлениях и после разрушения поведение льда описывается уравнением состояния с некоторыми усредненными константами (верхняя ветвь на рис. 5.94, б).

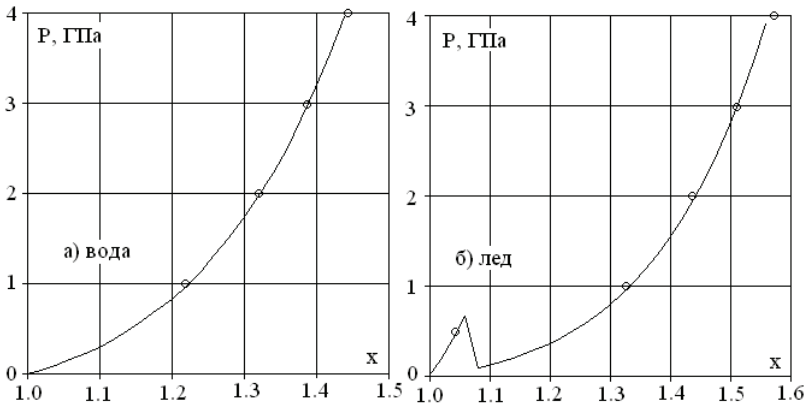


Рис. 5.94. Ударные адиабаты: P – давление (ГПа);
 x – относительная плотность

Вторым этапом одномерного анализа является рассмотрение плоских ударных волн, их отражение от свободных поверхностей и границ контакта. Плоские ударные волны имеют место при ударном взаимодействии пластин, когда поперечные размеры пластин больше их толщины. Одновременно с анализом волнового движения осуществляются тестирование конечно-разностной схемы и методики расчета, правильность реализации начальных и граничных условий. Задача решается в двумерной осесимметричной постановке, однако в окрестности оси симметрии реализуется одномерный режим деформации, т.е. среда деформируется и перемещается только в направлении оси симметрии. В качестве исходных данных примера этой задачи приняты следующие: ударник – пластина толщиной 10 см; преграда – пластина толщиной 10 см; диаметр пластин – 20 см; скорость удара – $V_0 = 1000$ м/с. Шаги по расчетной сетке задавались равными 0.1 см. Значками \circ на рисунках помечены положения границ взаимодействующих тел.

После взаимодействия пластин, материалом которых является вода, в ударнике и в преграде распространяются плоские ударные волны со

скоростями $D_1 = D_2$ (рис. 5.95, б). За ударными волнами устанавливаются области ударно-сжатых материалов с постоянным давлением, массовой скоростью и относительной плотностью. Значения этих параметров соответствуют точке пересечения ударных адиабат, как на рис. 5.9: $P_H = 1.24$ ГПа, $u_H = 500$ м/с. По расположению зон относительных давлений P / P_{\max} на рис. 5.95, а прослеживается распространение боковых волн разгрузки, которые распространились до половины диаметра взаимодействующих тел.

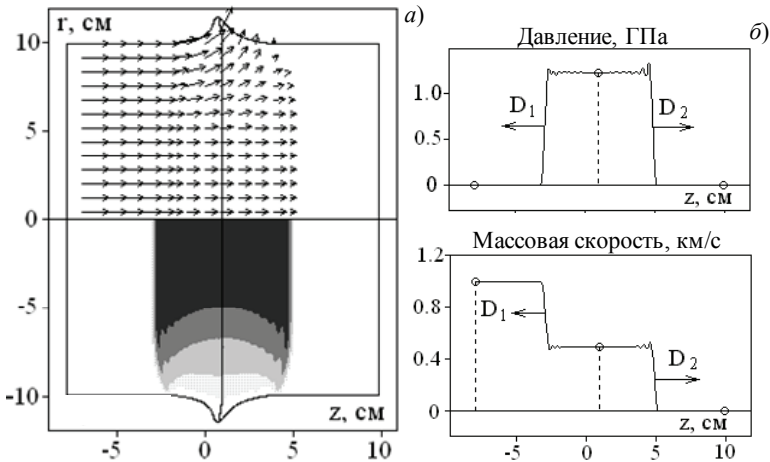


Рис. 5.95. Соударение пластин «вода – вода».

$$V_0 = 1000 \text{ м/с}, P_{\max} = 1.3 \text{ ГПа}, t = 20 \text{ мкс}$$

Нерегулярное поведение ударной адиабаты льда (см. рис. 5.94, б) приводит к особенностям процесса распада контактного разрыва и распространения фронта ударной волны. Некоторые из этих особенностей проиллюстрированы на рис. 5.96, где представлены результаты расчета удара ледовых пластин со скоростью 1000 м/с. В верхней половине рисунка 5.96, а показано поле массовых скоростей, в нижней – области разрушений, где присутствуют область разрушения по типу сдвига и область плавления льда.

В ледовых пластинах формируются 2-волновые структуры распространения возмущений. Передний импульс движется по ударнику и преграде со скоростью упругих продольных волн. Здесь происходит разрушение льда по типу сдвига, т.е. перестройка его внутренней структуры.

Плавление льда происходит на волне боковой разгрузки (см. рис. 5.96, а).

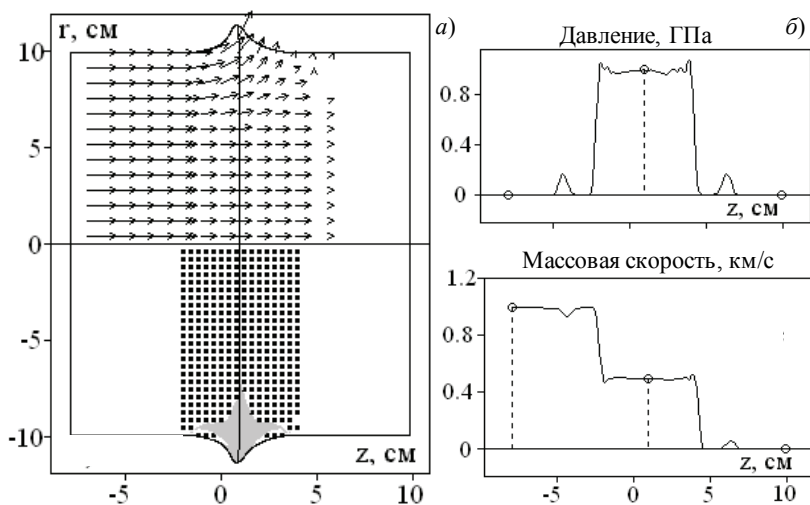


Рис. 5.96. Соударение пластин «лед – лед».

$$V_0 = 1000 \text{ м/с}, P_{\max} = 1.0 \text{ ГПа}, t = 20 \text{ мкс}$$

При взаимодействии стальной пластины с пластиной из льда в ударнике и преграде распространяются различные виды возмущений. В ударнике имеет место комбинация упругих волн, идущих от лицевой и боковой поверхности стальной пластины, а также от границы контакта. Нестабильность процессов здесь характеризует кривая распределения давления вдоль оси симметрии (рис. 5.97). Распределение массовой скорости, температуры и относительной плотности имеет более стабильный характер.

В преграде за фронтом упругой и ударной волны формируется площадка с почти постоянными значениями давления, массовой скорости, температуры и относительной плотности. Исключение составляет кривая распределения температуры в окрестности границы контакта. Локальное повышение температуры в области контактной границы, так называемый «энтропийный эффект», характерно почти для всех численных расчетов. Этот эффект проявляется в различной степени в зависимости от взаимодействующих материалов. Например, для воды он практически не заметен, а для стали и льда кривая распределения температуры имеет значительный перепад. Кроме того, начальная темпера-

тура стального ударника задана равной $T_0 = 293 \text{ K} = 20^\circ \text{C}$, а начальная температура ледовой преграды $T_0 = 253 \text{ K} = -20^\circ \text{C}$. Это видно по значениям температуры вблизи свободных поверхностей ударника и преграды на рис. 5.97.

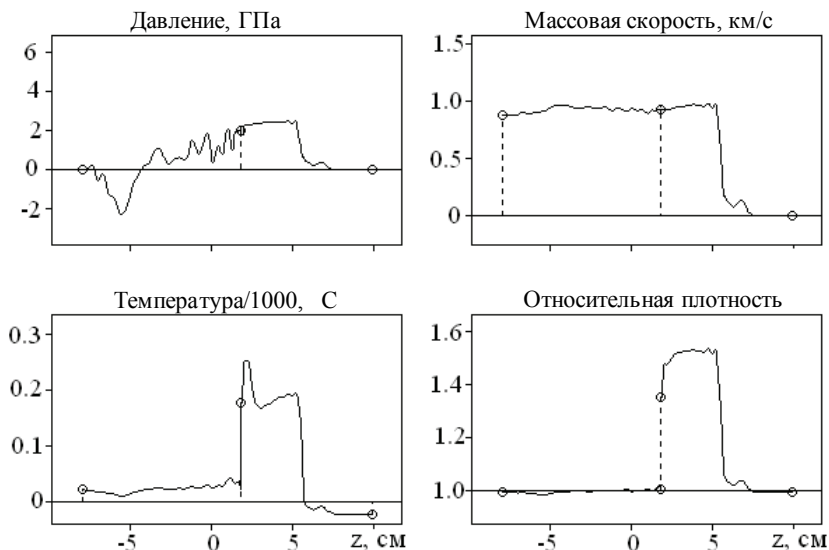


Рис. 5.97. Распределение давления, массовой скорости, температуры и относительной плотности вдоль оси симметрии.

Удар: «сталь – лед»; $V_0 = 1000 \text{ м/с}$; $t = 20 \text{ мкс}$

Проникание цилиндрического ударника в водную преграду. Задача о проникании ударника в полубесконечную преграду решается при следующих исходных данных: ударник – стальной цилиндр длиной 90 и диаметром 10 мм; преграда – полубесконечный массив воды; скорость удара – $V_0 = 1000 \text{ м/с}$. Процесс взаимодействия носит почти стационарный характер, исключение составляет начальная стадия удара. Уровень максимальных давлений в водной преграде составляет 0.2...0.5 ГПа, а скорость проникания близка к скорости удара. Амплитуда колебания давления в ударнике на порядок выше максимального давления в преграде. В процессе расчета имел место отрыв фрагментов воды от лицевой поверхности преграды.

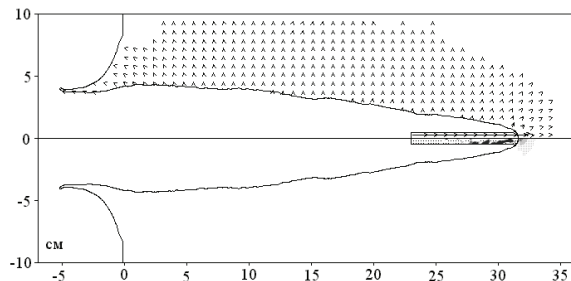


Рис. 5.98. Поле массовых скоростей и интервалы давлений.

$$V_{cp} = 680 \text{ м/с}; P_{\max} = 0.43 \text{ ГПа}; t = 0.4 \text{ мс}$$

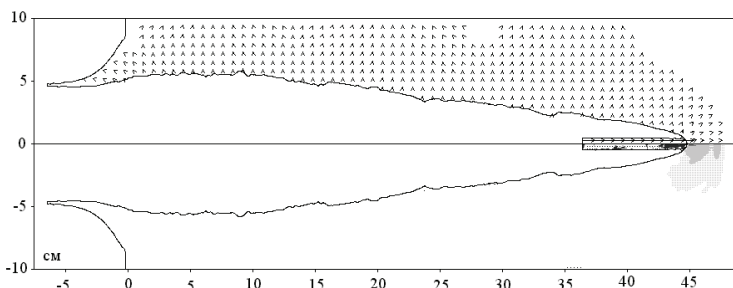


Рис. 5.99. Поле массовых скоростей и интервалы давлений.

$$V_{cp} = 690 \text{ м/с}; P_{\max} = 0.26 \text{ ГПа}; t = 0.6 \text{ мс}$$

Поле скоростей в преграде таково, что средний диаметр каверны постоянно увеличивается (рис. 5.98, 5.99). Однако схлопывание каверны должно произойти, т.к. оно неизбежно с физической точки зрения. Вопрос лишь в том, на каком временном интервале начнется этот процесс и какие физические механизмы будут участвовать в этом процессе.

Одним из наиболее вероятных механизмов схлопывания каверны является перепад давления на поверхности кратера за счет силы тяжести воды. Это давление оценивается по формуле $P_0 = \rho_0 gh$, и при $h = 1 \text{ м}$ получаем $P_0 = 10^{-5} \text{ ГПа}$. Отсюда следует, что влияние силы тяжести воды может изменить ход процесса, когда величина P_{\max} снизится до величины P_0 .

Механизм схлопывания каверны может быть изучен на более коротком временном интервале. Для этого необходимо качественно изменить направление потока воды. При замене граничного условия свобод-

ного вытекания на боковой поверхности преграда граничным условием твердой стенки поток воды, отражаясь от твердой стенки, меняет свое направление. Этот эффект иллюстрирует рис. 5.100, на котором, в отличие от рис. 5.98, поток воды направлен уже к оси симметрии.

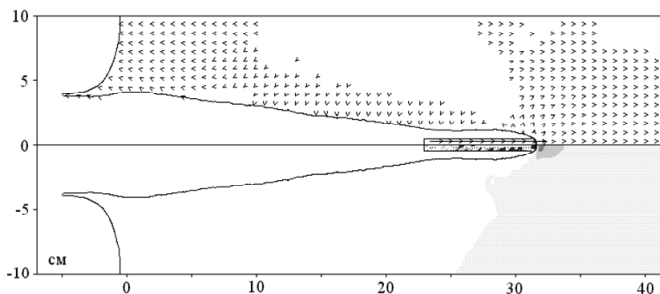


Рис. 5.100. Отражение бокового потока воды от твердой стенки.

$$V_{cp} = 670 \text{ м/с}; P_{\max} = 0.27 \text{ ГПа}; t = 0.4 \text{ мс}$$

Процесс перемещения потока к оси симметрии завершается схлопыванием каверны. Давление воды в области схлопывания повышается до величины $P_{\max} = 0.9 \text{ ГПа}$, что приводит к локальному кумулятивному эффекту, который выражается в виде образования двух кумулятивных струй, – прямой и обратной (рис. 5.101). Скорость головной части прямой струи составляет 500 м/с. Более интенсивной является обратная струя, направленная в сторону лицевой поверхности преграды. Скорость головной части обратной струи составляет 800 м/с.

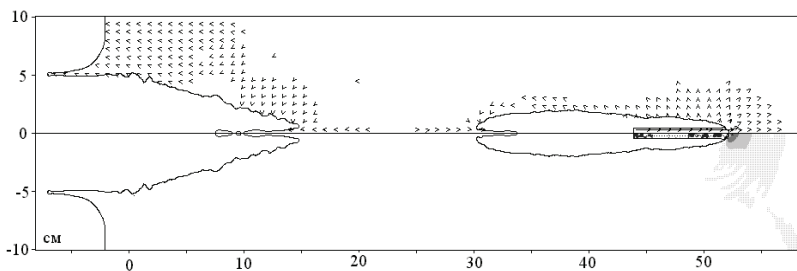


Рис. 5.101. Схлопывание кратера и образование кумулятивных выбросов.

$$V_{cp} = 770 \text{ м/с}; P_{\max} = 0.26 \text{ ГПа}; t = 0.7 \text{ мс}$$

Проникание цилиндрического ударника в ледовую преграду. При численном моделировании процесса проникания цилиндрического

ударника в ледовую преграду необходимо описание таких физических явлений, как хрупкое разрушение льда, его плавление и возможное испарение воды. Задача решалась при тех же исходных данных, что и задача о проникании в водную преграду: ударник – стальной цилиндр длиной 90 и диаметром 10 мм; преграда – полубесконечный массив льда; скорость удара – $V_0 = 1000$ м/с.

Процесс взаимодействия носит также почти стационарный характер. Уровень максимальных давлений льда составляет $P_{\max} = 0.2 \dots 0.3$ ГПа. По границе кратера лед переходит в расплавленное состояние, а температура здесь близка к температуре испарения воды. Процесс испарения воды, т.е. переход среды в газообразное состояние, не учитывается уравнением состояния (5.24). Для описания этого процесса необходимо использование широкодиапазонного уравнения состояния (5.30).

Разрушение преграды происходит по типичной схеме разрушения хрупких материалов. Первоначально образуется область сдвиговых разрушений, которая практически совпадает с областью неупругих деформаций льда. Затем эти разрушения льда трансформируются в разрушения по типу отрыва. Заключительной стадией разрушения является реализация алгоритма фрагментации (рис. 5.102, 5.103) на лицевой поверхности преграды.

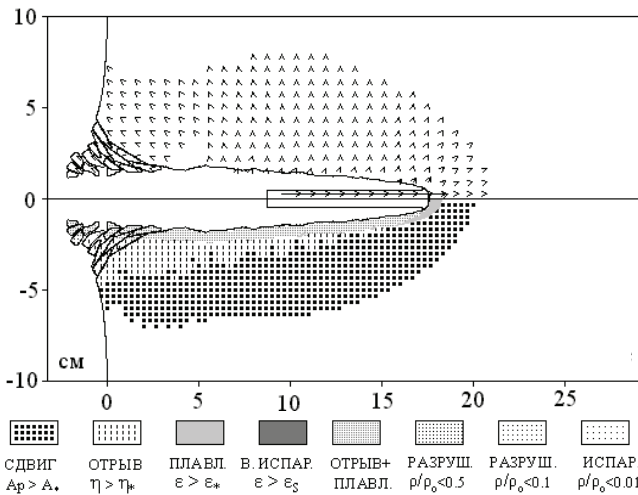


Рис. 5.102. Торможение ударника и разрушение преграды.

$$V_{cp} = 810 \text{ м/с}; P_{\max} = 0.21 \text{ ГПа}; t = 0.2 \text{ мс}$$

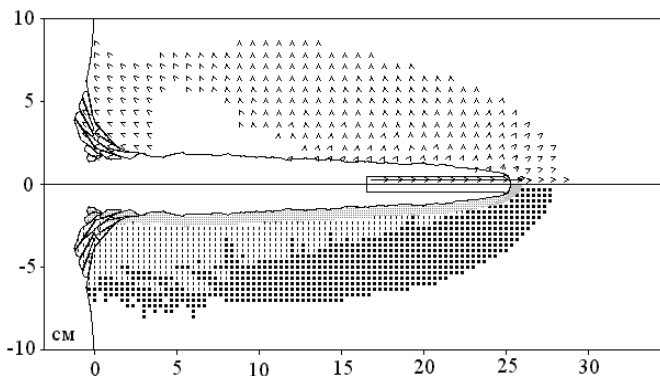


Рис. 5.103. Торможение ударника и разрушение преграды.

$$V_{cp} = 750 \text{ м/с}; P_{max} = 0.31 \text{ ГПа}; t = 0.3 \text{ мс}$$

Из-за более низкой подвижности льда по сравнению с водой, диаметр кратера в ледовой преграде меньше, чем в массиве воды.

5.10. Оценка параметров термомеханического и мехимпульсного воздействия, приводящего к потере прочности слоистой оболочки

Нетрадиционные источники термомеханического воздействия на твердые тела: электронные и ионные пучки, лазеры, рентгеновское излучение – являются перспективными в физике высоких давлений для исследования теплофизических, кинетических и реологических характеристик материалов при интенсивных импульсных нагрузках. Особенно активно развиваются исследования в области воздействия рентгеновского излучения (РИ) на твердые мишени [25]. Рентгеновское импульсное излучение, воздействие которого на оболочечные конструкции изучается в данной работе, представляет собой коротковолновое электромагнитное излучение, длины волн которого находятся в диапазоне $10 \dots 10^{-5}$ нм. Такое излучение обладает способностью проникать через материалы. Однако интенсивность пучка лучей, прошедшего через слой вещества, оказывается меньше первоначального значения. Происходит поглощение излучения веществом и его рассеяние.

В результате воздействия потока энергии РИ на твердую мишень могут реализоваться различные состояния вещества: от разреженной плазмы (в зоне поглощения) до упругого тела (в глубине мишени). Эти

обстоятельства требуют привлечения моделей среды, применяемых в широком диапазоне термодинамических параметров. Энерговыделение в зоне поглощения происходит достаточно быстро, в течение сотых долей микросекунды, что можно считать мгновенным даже для высокоскоростных ударных явлений. Кроме того, в зону энерговыделения включается незначительный по толщине поверхностный слой мишени, порядка 1 мм. Формирование механического импульса происходит на большей глубине.

Воздействие на материалы механическим импульсом имеет существенное отличие от термомеханического воздействия. Мехимпульсное воздействие на оболочечное изделие с помощью линейных источников импульсного давления характеризуется тем, что его продолжительность составляет $1 \div 2$ мкс, в зависимости от толщины оболочки. Такое воздействие осуществляется путем высокоскоростного ударного взаимодействия продуктов детонации (ПД) зарядов ВВ с лицевой поверхностью оболочки. К моменту воздействия на оболочку скорость переднего фронта ПД достигает 10 км/с и более, а плотность газообразного вещества продуктов взрыва сопоставима с плотностью воздуха.

В работе [15] отмечается, что разлет продуктов взрыва в воздухе и в пустоте сильно различается, особенно по максимальной скорости разлета. Длительность разлета ПД в пустоту приводит к появлению ошибки. Величины давления и плотности стремятся к нулевым значениям, а значение массовой скорости может оказаться значительно выше ее реальной величины. Объективный подход к моделированию процессов разлета ПД требует введения воздушной среды как одного из взаимодействующих тел. Такое дополнение к постановке задачи будут внесено в процессе продолжения исследований по данной теме.

Первая стадия воздействия ПД на оболочку является активной, когда скорость лицевой поверхности оболочки возрастает с течением времени. На второй стадии взаимодействия продукты взрыва лишь сопровождают оболочку, на этой стадии влиянием ПД на процессы деформации и разрушения слоев оболочечной конструкции можно пренебречь.

Численное моделирование такой задачи возможно только численным методом в переменных Эйлера из-за очень больших деформаций газообразных продуктов взрыва. Аналогичная ситуация имеет место и в задачах термомеханического нагружения оболочечных элементов изделия. В зоне поглощения энергии реализуется высокоэнергетическое состояние вещества, которое трансформируется в состояние с большой кинетической энергией разлета расплавленной или испаренной сплошной среды в обратном направлении. Этот эффект также приводит к большим деформациям разлетающегося вещества лицевого слоя оболочки.

Объектом исследований данной работы является механическая реакция защитных материалов и многослойных оболочечных конструкций на термомеханическое и механическое импульсное воздействие. Цель работы – разработка научных основ прогнозирования последствий термомеханического и механического импульсного воздействия на многослойные элементы оболочечной конструкции. Наиболее общая конфигурация взаимодействующих тел и схема нагружения оболочечной конструкции изображена на рис. 5.104. Обе задачи решаются в плоскопараллельной постановке в плоскости (X, Y) декартовой системы координат (X, Y, Z) .

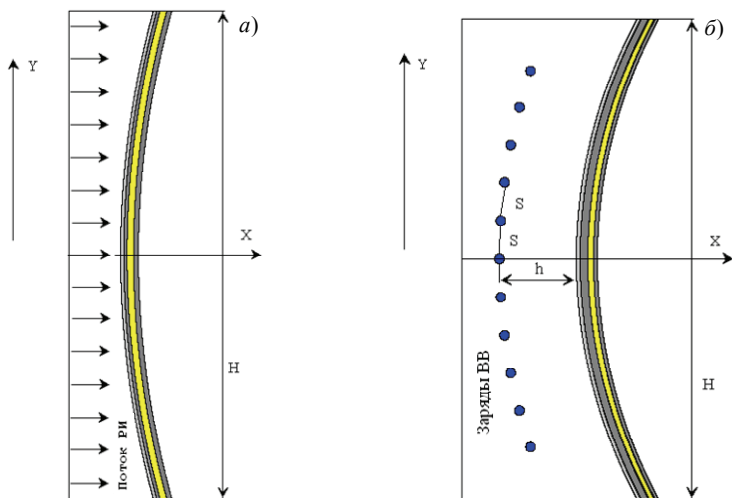


Рис. 5.104. Исходные конфигурации взаимодействующих тел: *а* – термомеханическое воздействие; *б* – мехимпульсное воздействие

Прикладные задачи, исходные конфигурации которых изображены на рис. 5.104, решались в различные годы по различным техническим заданиям. Размеры взаимодействующих тел могут различаться при конкретном изложении материала. Однако в данном подразделе будут излагаться по возможности наиболее общие закономерности процессов взаимодействия тел, участвующих в термомеханическом и мехимпульсном воздействии на слоистую оболочечную конструкцию.

Общим для обеих задач является то, что термомеханическое и мехимпульсное воздействие осуществляется на слоистую конструкцию, имеющую вид прямой цилиндрической оболочки с круговыми сечениями одинакового диаметра. На рис. 5.104 изображены исходные конфи-

гурации расчетной области оболочечной конструкции в некотором сечении Z декартовой системы координат (X, Y, Z) . Цилиндр имеет достаточно большую длину для того, чтобы задачу можно было рассматривать в двумерной плоскопараллельной постановке.

Источники импульсных давлений, являющиеся зарядами ВВ, также имеют форму прямых круговых цилиндров. Инициирование зарядов ВВ осуществляется в центрах их круговых сечений. Здесь введены следующие обозначения: H – ширина расчетной области, задается в исходных данных для изменения объема решаемой задачи; d – диаметры зарядов в плоскости симметрии; S – расстояние между центрами зарядов; h – удаление зарядов от поверхности оболочки.

В стандартных вариантах задачи цилиндрическая оболочка состоит из четырех слоев с некоторыми толщинами и материалами слоев, заданных в табл. 5.9.

Таблица 5.9. Физико-механические характеристики слоев

Параметры	KT	C	T	A
ρ_{0m} , г/см ³	1.016	2.200	1.3255	2.640
c_{0m} , м/с	575	1100	2350	5330
μ_m , ГПа	0.042	0.060	0.047	28
σ_{max} , ГПа	0.03	0.04	0.05	0.3
σ_{s0} , ГПа	0.01	0.02	0.01	0.2
k_s	0.5	0.5	0.5	0.3
α_0	1.0005	1.0005	2.42	1.0002
η_*	0.2	0.2	0.67	0.3
A_*^p , КДж/кг	1.0	2.0	5.0	20
σ_{max}^* , ГПа	0.02	0.03	0.03	0.25
a_s , ГПа	0.0005	0.0005	0.0005	0.09

Конкретизируем эти параметры на примере следующей оболочечной конструкции: $h_1 = 3$ мм – толщина первого внутреннего слоя оболочки, материал – металлический сплав A (условное обозначение материала в табл. 5.9), материал типа дюралюминиевого сплава; $h_2 = 4$ мм –

толщина второго слоя, материал – пористый полимер T ; $h_3 = 2$ мм – толщина третьего слоя, материал – смесь полимера и керамики C ; $h_4 = 2$ мм – толщина четвертого, внешнего слоя, материал – полимер KT . Внешние три слоя являются теплозащитной оболочкой первого несущего, металлического слоя. Прочностные константы всех слоев приведены в табл. 5.9, обозначения совпадают с обозначениями в табл. 5.3.

Термомеханическое воздействие на слоистую оболочку. Перед началом решения некоторой задачи ударного или взрывного взаимодействия предполагается, что взаимодействующие тела находятся в ненапряженном и недеформированном состоянии, но могут иметь различные скорость, плотность и пористость. В рассматриваемом виде нагружения оболочки коротким импульсом рентгеновского излучения (РИ), длительность которого составляет примерно 0.02 мкс, сделано предположение, что перед началом решения задачи передача энергии оболочке уже закончилась. Следовательно, начальное состояние материала оболочки будет характеризоваться некоторым уровнем внутренней энергии, резко убывающим по толщине конструкции, т.е. по координате x (см. рис. 5.104, *a*). Предлагается задать этот закон в виде убывающей экспоненты

$$E_0(x, y) = E_{00} \exp[-k_x(x - x_0)], \quad (5.82)$$

где $x_0 = x_0(y)$ – координата лицевой границы четвертого внешнего слоя, которая имеет форму окружности радиусом, равным половине диаметра оболочки 570 мм; k_x – коэффициент поглощения РИ веществом; E_{00} – энерговыделение на лицевой границе внешнего слоя. Величина коэффициента поглощения k_x подбиралась по исходным данным заказчика этой работы, и в результате такого подбора получено его значение для лицевого слоя оболочки $k_x = 60 \text{ см}^{-1}$.

Ниже анализируется вариант термомеханического воздействия для случая, когда энерговыделение на границе лицевого слоя оболочки составляет $E_{00} = 5$ МДж/кг. Численное решение задачи осуществлялось лишь для центрального участка оболочечной конструкции шириной $H = 30$ см, $D_x = D_y = 0.02$ см – расстояние между расчетными точками, шаги по координатам.

Специфика методики расчета в эйлеровых пространственных переменных заключается в том, что узлы расчетных точек, как правило, не находятся на границах слоев оболочки. В первых расчетных точках лицевого слоя оболочки величина $(x - x_0) > 0$, а это значит, что величина энерговыделения в первых расчетных узлах будет несколько меньше величины $E_{00} = 5$ МДж/кг.

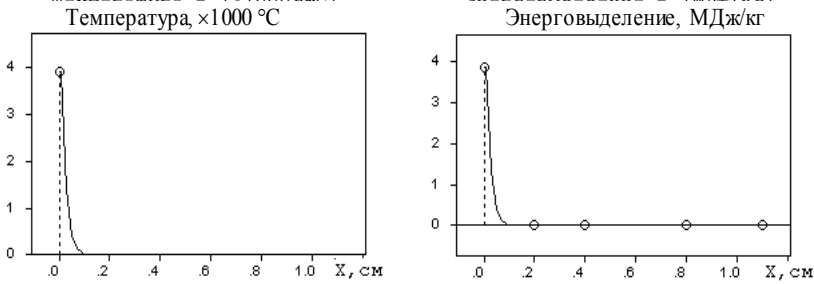


Рис. 5.105. Начальное распределение температуры и внутренней энергии в сечении $Y = 0$

Этот факт подтверждает рис. 5.105, где приведены начальные распределения температуры и внутренней энергии вдоль оси $Y = 0$. Причем внутренняя энергия задана по формуле (5.82), а температура вычислена по уравнению состояния (5.30) и соотношению (5.27). Аналогичное распределение вдоль сечения $Y = 1$ см на рис. 5.106 показывает, что в этом сечении расчетный узел расположен почти на границе лицевого слоя. Такие перепады в задании начальной внутренней энергии приведут, как будет показано ниже, к неустойчивости возвратного движения границы лицевого слоя. Она будет иметь волнообразную форму.

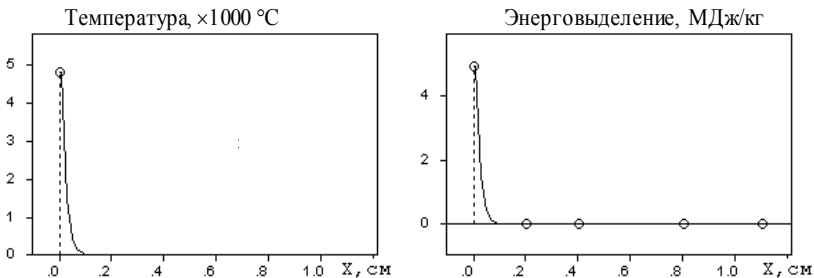


Рис. 5.106. Начальное распределение температуры и внутренней энергии в сечении $Y = 1$ см

На рис. 5.107, 5.108 представлено распределение давления и массовой скорости вдоль оси $Y = 0$ до начала формирования механического импульса. Основная особенность этого распределения заключается в том, что лицевая граница внешнего слоя оболочки приобретает значительную обратную скорость, более 1.5 км/с, что, в свою очередь, приводит к снижению первоначального импульса давления.

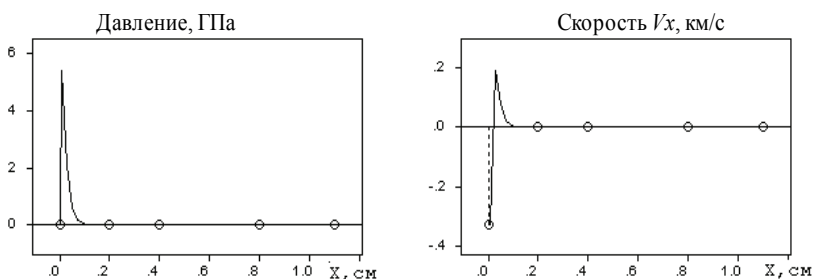


Рис. 5.107. Распределение давления и массовой скорости, $t = 0.02$ мс

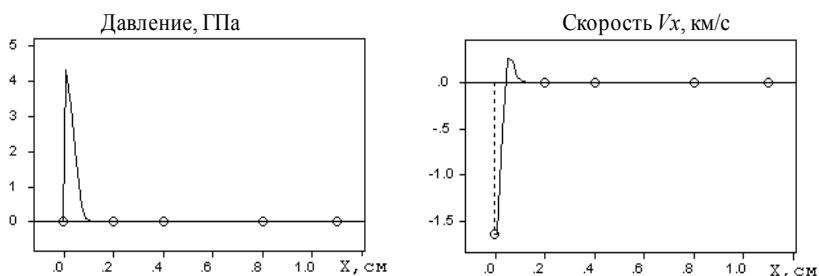


Рис. 5.108. Распределение давления и массовой скорости, $t = 0.1$ мс

Интенсивный обратный разлет внешнего слоя оболочки иллюстрирует рис. 5.109, где показана конфигурация сильно деформированного материала этого слоя. В верхней полуплоскости рисунка изображено поле массовых скоростей, максимальная длина стрелки соответствует максимальной массовой скорости V_{\max} . В нижней полуплоскости рисунка показаны интервалы относительного давления P / P_{\max} . Обозначения этих интервалов и численные значения величин P_{\max} и V_{\max} приведены под рис. 5.109. Распределения давления в эти же моменты времени в сечении $Y = 0$ приведены на рис. 5.110.

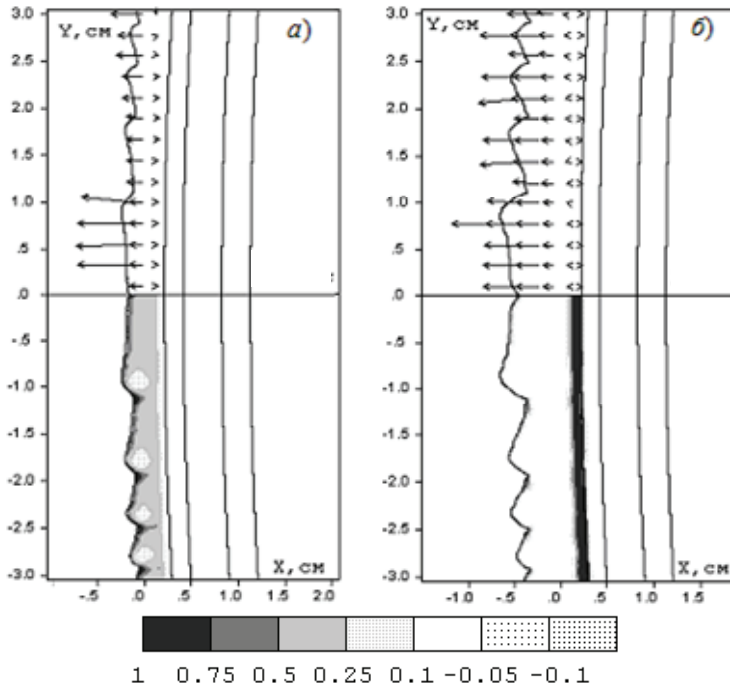


Рис. 5.109. Формирование механического импульса давления:

$$a - t = 0.5 \text{ мкс}, P_{\max} = 1.7 \text{ ГПа}, V_{\max} = 7.55 \text{ км/с};$$

$$b - t = 1 \text{ мкс}, P_{\max} = 0.5 \text{ ГПа}, V_{\max} = 8.15 \text{ км/с}$$

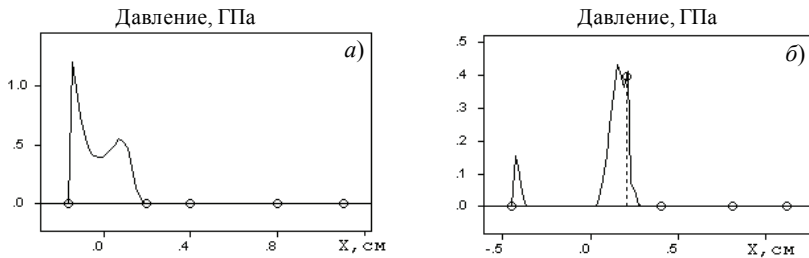


Рис. 5.110. Распределение давления по толщине оболочки:

$$a - t = 0.5 \text{ мкс}; b - t = 1 \text{ мкс}$$

Эти рисунки иллюстрируют процесс формирования механического импульса с одновременным снятием первоначального давления, соответствующего начальному импульсу внутренней энергии, изображен-

ному на рис. 5.105. Механический импульс с максимальным давлением $P_{\text{max}} = 0.5$ ГПа к моменту времени 1 мкс проходит контактную границу между четвертым и третьим слоем оболочки (см. рис. 5.109, б), а первоначальный импульс давления многократно снизился до величины примерно 0.15 ГПа.

На рис. 5.111 показаны области различных состояний материала четвертого слоя в моменты времени $t = 0.5$ мкс и $t = 1$ мкс, под рисунком дана краткая расшифровка этих состояний. Области состояний на рис. 5.111 свидетельствуют о том, что большая часть материала четвертого слоя находится в расплавленном состоянии, с последующим разрушением и распылением за счет увеличения его пористости. Судя по направлению и величине стрелок поля массовых скоростей в верхней части рисунка, процесс распыления материала четвертого слоя оболочки будет интенсивно продолжаться.

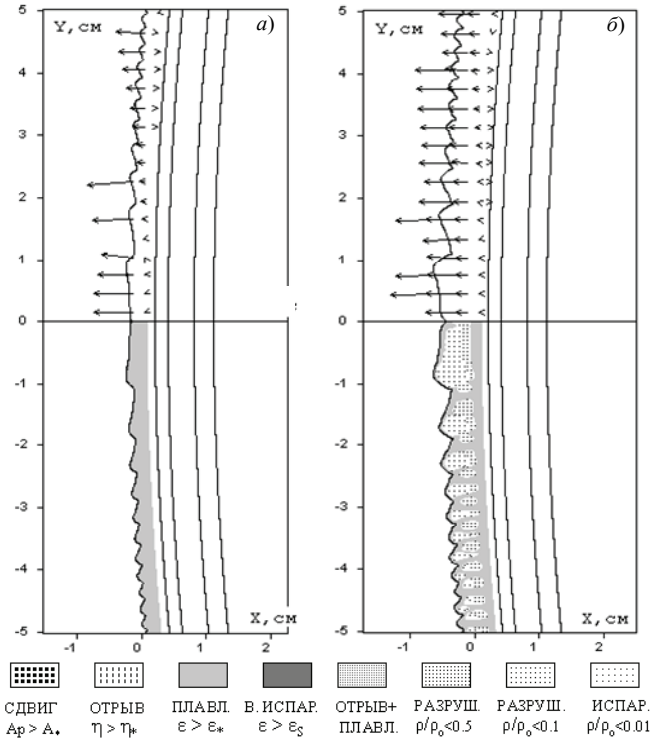


Рис. 5.111. Области разрушения четвертого слоя оболочки:

$a - t = 0.5$ мкс; $b - t = 1$ мкс

На рис. 5.112 показаны две стадии разлета расплавленного и распыленного вещества четвертого слоя оболочки в обратном направлении оси X и процесс разрушения третьего слоя. Поскольку материал четвертого слоя оболочки перемещается в обратном направлении оси X , а материал третьего слоя движется в прямом направлении, то такое движение приводит к нарушению их контакта. Для ускорения решения задачи левый край расчетной сетки первоначально сдвигается, а затем, после $t = 4$ мкс, четвертый слой оболочки удаляется из расчета, и к моменту времени $t = 6$ мкс расчет задачи осуществляется только для 3 передних слоев оболочки. Из этого следует вывод, что четвертый слой оболочки, по существу, является лишь средством передачи механического импульса передним слоям оболочки. В дальнейшем этот слой не влияет на процессы деформации и разрушения оставшихся передних слоев. Этот вывод касается лишь центральной части конструкции шириной $H < 30$ см.

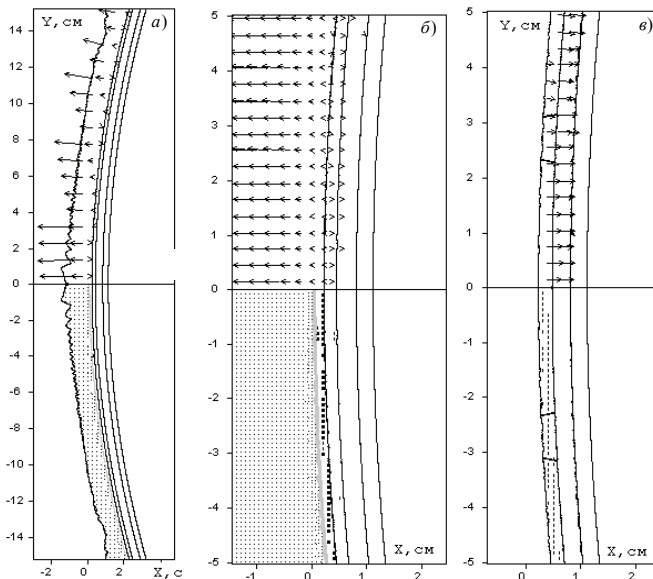


Рис. 5.112. Области разрушения оболочки: $a - t = 2$ мкс;

$P_{\max} = 0.95$ ГПа; $V_{\max} = 7.78$ км/с; $b - t = 4$ мкс; $P_{\max} = 1.43$ ГПа;

$V_{\max} = 5.38$ км/с; $v - t = 6$ мкс; $P_{\max} = 1.08$ ГПа; $V_{\max} = 0.37$ км/с

Рисунок 5.113 характеризует механизм передачи импульса от четвертого слоя к третьему. Здесь показана зависимость осевой состав-

ляющей массовой скорости Vx на границе контакта от времени процесса, эта кривая на рисунке помечена символом Vk . Кривая в правой части рисунка – зависимость импульса давления от времени процесса. По поведению кривой Vk видно, что активный этап воздействия на третий слой закончился к моменту времени $t = 1.5$ мкс, скорость лицевой границы этого слоя достигает 200 м/с. Увеличение импульса давления происходит в течение 3 мкс, и он возрастает до величины $Ix = 0.7$ ГПа×мкс. В остальных сечениях $Y > 0$ картина поведения этих параметров качественно совпадает.

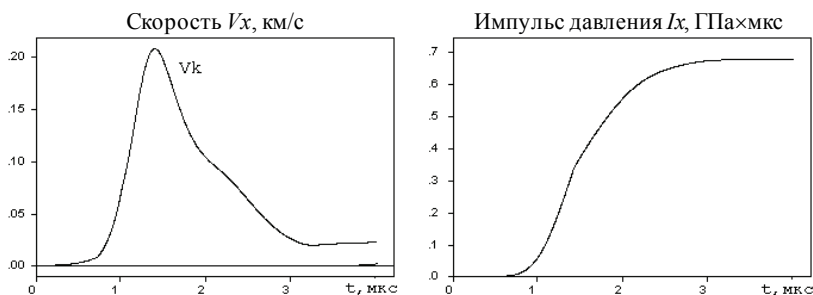


Рис. 5.113. Зависимость скорости Vx и импульса давления на контактной границе четвертого и третьего слоя оболочки от времени процесса при $Y = 0$

На рис. 5.114 показано распределение осевой составляющей массовой скорости Vk и импульса давления Ix вдоль контактной границы четвертого и третьего слоя оболочки. Символом Vt здесь обозначена осевая составляющая массовой скорости внутренней границы первого слоя. К моменту времени $t = 4$ мкс скорость Vk уже снизилась до величины $Vk < 30$ м/с, а скорость внутренней границы Vt имеет почти нулевые значения. Импульс давления Ix плавно снижается при увеличении координаты Y , т.е. к боковому краю расчетной области.

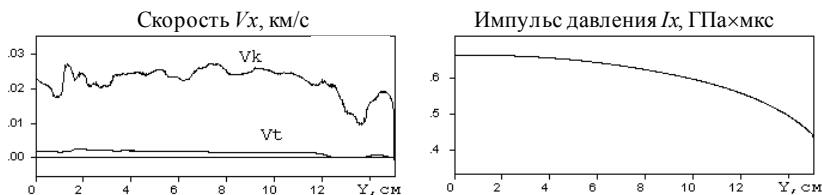


Рис. 5.114. Распределение скорости Vx и импульса давления Ix вдоль контактной границы четвертого и третьего слоя оболочки при $t = 4$ мкс

На рис. 5.115 представлено распределение давления и массовой скорости вдоль оси $Y = 0$ в момент времени после удаления четвертого слоя (6 мкс). Механический импульс волны сжатия вышел на внутреннюю границу первого слоя оболочки. Судя по величинам давления и массовой скорости, в этом варианте термомеханического воздействия разрушения первого, несущего, слоя оболочки не произойдет. Этот факт подтверждают окончательные картины разрушения и фрагментации третьего слоя, приведенные на рис. 5.116.

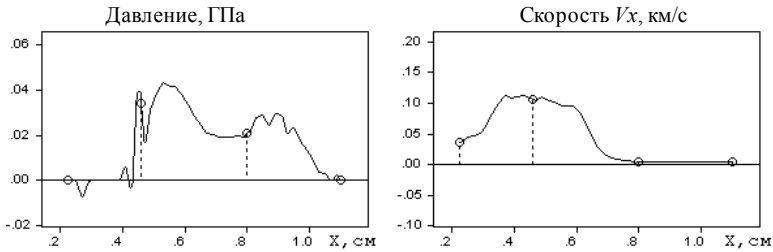


Рис. 5.115. Распределение давления и массовой скорости на оси симметрии $Y = 0$ при $t = 6$ мкс

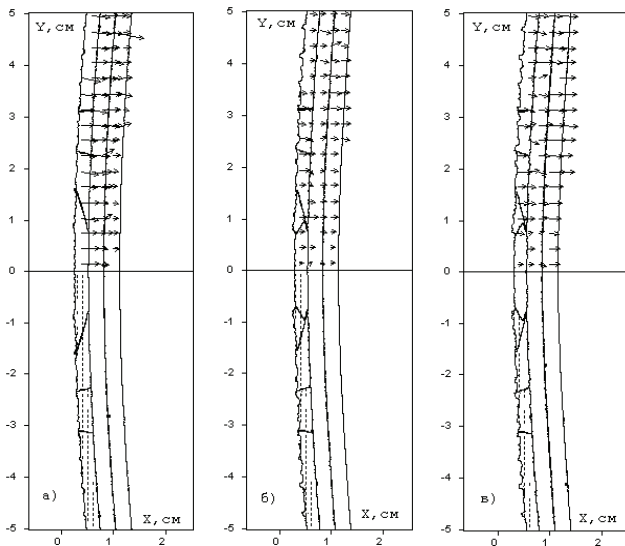


Рис. 5.116. Разрушение и фрагментация третьего слоя: а - $t = 10$ мкс; $P_{\max} = 1.45$ ГПа; $V_{\max} = 0.20$ км/с; б - $t = 15$ мкс; $P_{\max} = 1.19$ Па; $V_{\max} = 0.40$ км/с; в - $t = 20$ мкс; $P_{\max} = 1.40$ ГПа; $V_{\max} = 0.19$ км/с

На рис. 5.117 приведено распределение осевой составляющей массовой скорости Vt вдоль внутренней границы оболочки. Хотя распределение скорости Vt вдоль оси Y не стабильно, ее значения $Vt < 80$ м/с, могут привести лишь к незначительным пластическим деформациям первого, несущего, слоя оболочки. Разрушения этого слоя в данном варианте термомеханического воздействия не прогнозируются.

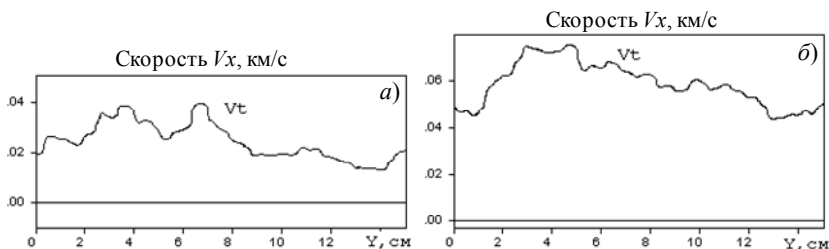


Рис. 5.117. Распределение массовой скорости по внутренней границе первого слоя оболочки: $a - t = 10$ мкс; $b - t = 20$ мкс

Распределение давления и скорости по толщине передних трех слоев на рис. 5.118 также не подтверждает потерю прочности оболочки. Рисунок 5.119 свидетельствует о незначительном повышении остаточной температуры во втором, пористом, слое оболочки. Оно произошло из-за частичного схлопывания пор. Температура внутреннего слоя практически не изменилась.

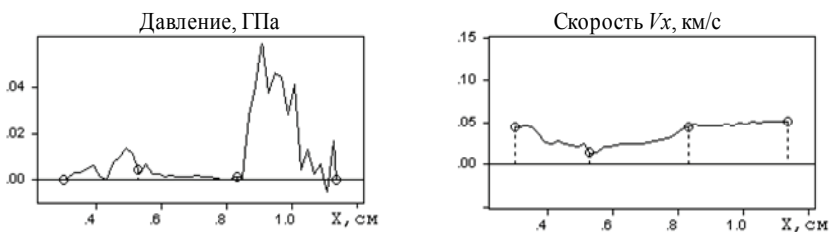


Рис. 5.118. Распределение давления и массовой скорости на оси симметрии $Y = 0$ при $t = 20$ мкс

При задании энерговыделения на границе лицевого слоя оболочки равным $E_{00} = 110$ МДж/кг, картина деформации слоистой конструкции изменится не только количественно, но и качественно. Лицевая граница внешнего слоя оболочки приобретает значительную обратную скорость, более 20 км/см, большая часть материала четвертого слоя переходит в

испаренное состояние. В данной постановке задачи наличие воздушной массы не предусмотрено, в предлагаемых расчетах происходит разлет газообразного облака в пустоту. Это несогласование по скорости разлета в данном варианте термомеханического воздействия может повлиять на процесс формирования механического импульса давления. В реальных испытаниях воздействие механического импульса на первый, несущий, слой оболочки может оказаться выше прогнозируемого в данных расчетах без учета воздушной подпорки.

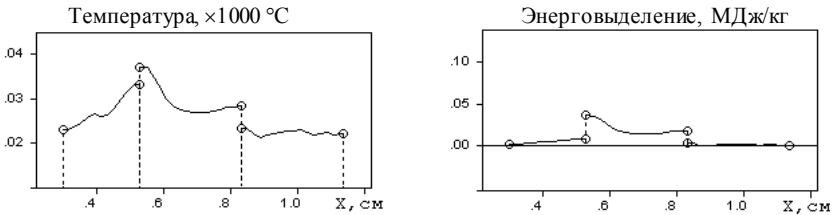


Рис. 5.119. Распределение температуры и внутренней энергии на оси симметрии $Y = 0$ при $t = 20$ мкс

Фрагментация третьего слоя оболочки носит интенсивный характер, эти фрагменты приобретают скорость, имеющую обратное направление, они уже не влияют на деформацию и разрушение передних слоев. На рис. 5.120, *a* представлено распределение массовой скорости по толщине передних трех слоев в сечении $Y = 0$, а на рис. 5.120, *б* – по толщине передних двух слоев. К моменту времени 20 мкс скорость переднего слоя оболочки выравнивается по толщине и составляет 500 м/с, второй слой перемещается с несколько меньшей скоростью. Это распределение скорости, изображенное на рис. 5.120, *б*, не меняется и к моменту времени $t = 30$ мкс; т.е. процесс деформации и перемещения первого слоя оболочки приобретает стабильный характер.

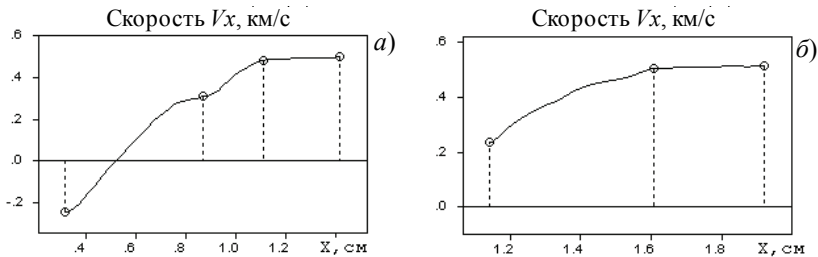


Рис. 5.120. Распределение массовой скорости по толщине оболочки:
a – $t = 10$ мкс; *б* – $t = 20$ мкс

Из анализа результатов решения этого варианта задачи следует, что внутренний, несущий, слой оболочки приобретает значительную скорость порядка 500 м/с. Это неизбежно приведет к его большой пластической деформации. К моменту времени 30 мкс в этом слое имеют место отдельные разрушения. В этом варианте нагружения оболочки вполне вероятно нарушение ее прочности, которое может произойти на более поздней стадии и возможно за пределами заданной расчетной области.

Мехимпульсное воздействие на слоистую оболочку. Особенность данной задачи заключается в том, что материалы слоев оболочки будут находиться в ненапряженном и в недеформированном состоянии некоторый промежуток времени до начала взаимодействия ПД с лицевым слоем оболочки (см. рис. 5.104, б). Начальные условия для оболочки имеют тот же вид, что и для случая термомеханического воздействия, но при условии равенства нулю начальной внутренней энергии.

При описании поведения взрывчатого вещества в зоне детонации используется методика расчета стационарной детонационной волны, модифицированная для эйлеровых пространственных переменных (см. п. 5.1). В качестве взрывчатого вещества задан пентолит с уравнением состояния (5.38) и константами из табл. 5.5.

На рис. 5.121 представлен начальный этап детонации цилиндрического заряда ВВ, расположенного на оси $Y = 0$.

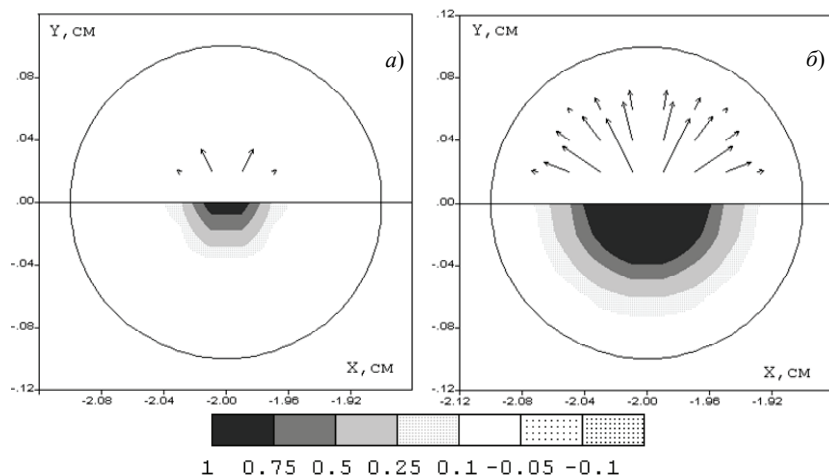


Рис. 5.121. Детонация заряда ВВ:

$a - t = 0.05 \mu\text{с}$, $P_{\text{max}} = 11.6 \text{ ГПа}$; $b - t = 0.1 \mu\text{с}$, $P_{\text{max}} = 24.5 \text{ ГПа}$

В верхней полуплоскости рисунка изображено поле массовых скоростей, максимальная длина стрелки соответствует максимальной массовой скорости $V_{\max} = 1.3$ км/с и $V_{\max} = 1.9$ км/с. В нижней полуплоскости рисунка показаны интервалы относительного давления P / P_{\max} . Обозначения этих интервалов приведено под рис. 5.121.

На рис. 5.122 показано распределение давления и массовой скорости вдоль оси $Y = 0$. Характерным является большой градиент массовой скорости в окрестности центра заряда ВВ, в точке инициирования процесса детонации. Рисунок 5.122, б свидетельствует о том, что к моменту подхода передней границы детонационной волны к свободной поверхности заряда импульс давления успевает сформироваться до нужного значения, равного давлению Чепмена – Жуге $P_H = 24.5$ ГПа (см. табл. 5.5). Фронт детонационной волны растянут примерно на три расчетные точки. В данном примере расчета детонации шаги по координатам X и Y задавались равными $Dx = Dy = 0.02$ см, т.е. вдоль диаметра заряда располагалось 10 расчетных точек. Этого количества точек оказалось достаточно для формирования детонационной волны с давлением заданной интенсивности.

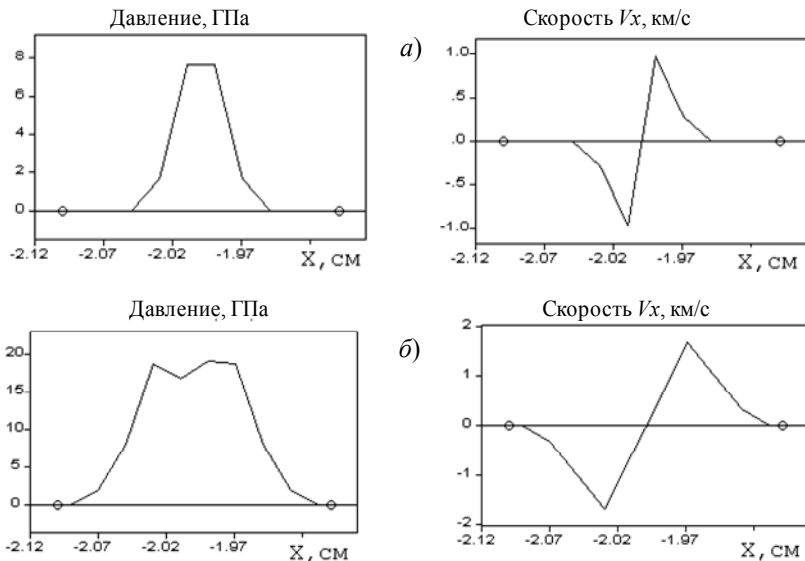


Рис. 5.122. Распределение давления и массовой скорости вдоль оси симметрии: а – $t = 0.05$ мкс; б – $t = 0.1$ мкс

Взаимодействие ПД с оболочкой происходит одновременно с интенсивным разлетом ПД в обратном направлении, что приводит к многократному увеличению объема решаемой задачи, к увеличению количества новых узлов эйлеровой расчетной сетки. Для сокращения времени решения задачи применен алгоритм сдвига расчетной сетки таким образом, чтобы разлетающийся газообразный материал продуктов взрыва оказался за пределами расчетной сетки. На этой границе расчетной области удовлетворяются граничные условия свободного перетока среды (см. п. 5.1). На рис. 5.123 показана конфигурация разлетающейся области ПД перед сдвигом расчетной сетки (рис. 5.123, а) и после выполнения сдвига (рис. 5.123, б). Все обозначения и пояснения под рис. 5.123 имеют тот же смысл, что и для рис. 5.121. Исходный диаметр заряда ВВ задавался 1 см. К моменту времени $t = 6$ мкс диаметр ПД увеличился почти в 10 раз. По значениям параметров V_{\max} и P_{\max} на рис. 5.123 видно, что максимальная скорость возросла более чем в 5 раз, а максимальное давление снизилось более чем в 200 раз по сравнению с теми же значениями на рис. 5.121.

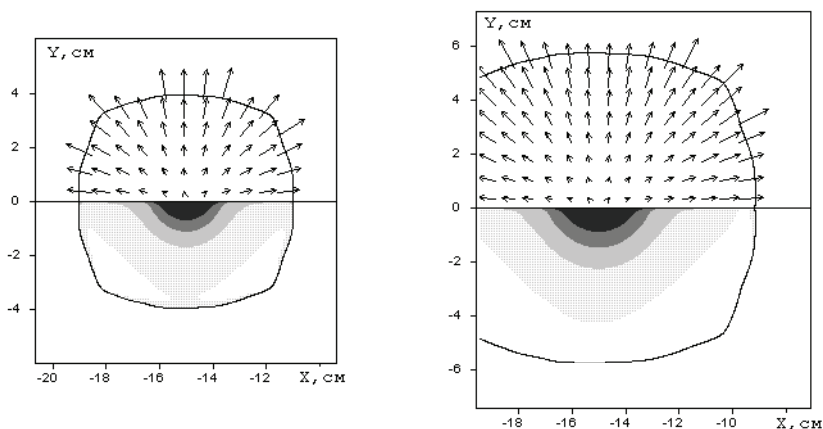


Рис. 5.123. Разлет ПД до сдвига (а) и после сдвига (б) расчетной сетки:

$$a - P_{\max} = 0.11 \text{ ГПа}, V_{\max} = 10 \text{ км/с}, t = 6 \text{ мкс};$$

$$б - P_{\max} = 0.05 \text{ ГПа}, V_{\max} = 11 \text{ км/с}, t = 8 \text{ мкс}$$

На рис. 5.124 представлено распределение давления и осевой составляющей массовой скорости V_x вдоль оси симметрии в те же моменты времени, что и на рис. 5.123, т.е. до сдвига и после сдвига расчетной сетки. Следует отметить, что нулевой отсчет оси X начинается

от лицевой точки внешнего слоя оболочки. Условиями сдвига расчетной сетки являются отрицательные значения скоростей и малая относительная плотность продуктов взрыва $\rho / \rho_0 < 0.01$. Из рис. 5.124 видно, что максимальное давление остается в расчетной области задачи; за пределы расчетной сетки уходит лишь область ПД, имеющая низкое давление, низкую плотность и большую скорость разлета.

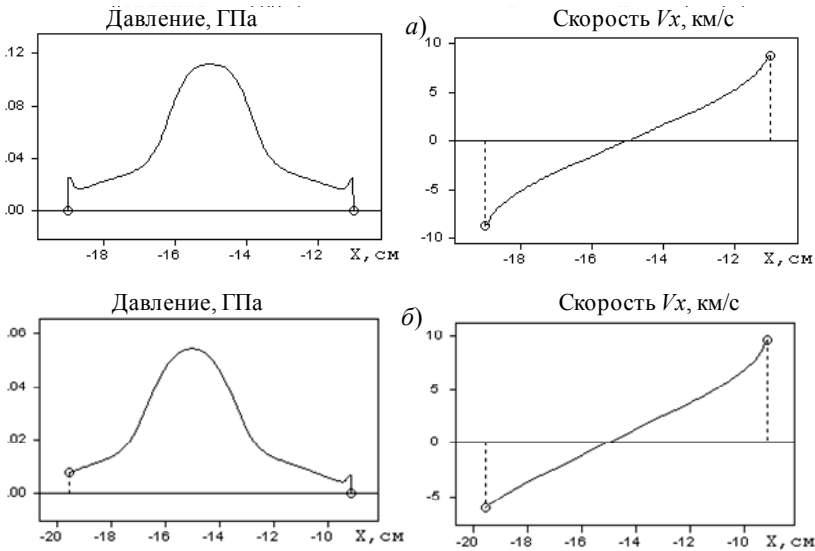


Рис. 5.124. Распределение давления и массовой скорости до сдвига и после сдвига границы расчетной сетки: *a* – $t = 6$ мкс; *б* – $t = 8$ мкс

Ниже анализируются результаты численного решения полной задачи, конфигурация которой изображена на рис. 5.104, б. Исходные данные этого расчета имеют следующие значения. Заряд ВВ, имеющий в сечении Z диаметр $d = 0.2$ см, удален от внешней поверхности оболочки на расстояние $h = 3$ см. Решение задачи осуществлялось лишь для центрального участка оболочечной конструкции шириной $H = 12$ см; $Dx = Dy = 0.02$ см – расстояние между расчетными точками, шаги по координатам. Оболочка – слоистая, состоит из четырех слоев, параметры материалов слоев приведены в табл. 5.9.

На рис. 5.125 представлены начальные этапы разлета ПД до начала ударного взаимодействия с оболочечной конструкцией. Распределения давления и массовой скорости в сечении $Y = 0$ приведены на рис. 5.126. Для конфигурации ПД, изображенной на рис. 5.125, б, уже

применен алгоритм сдвига расчетной сетки, о целесообразности применения которого сказано выше.

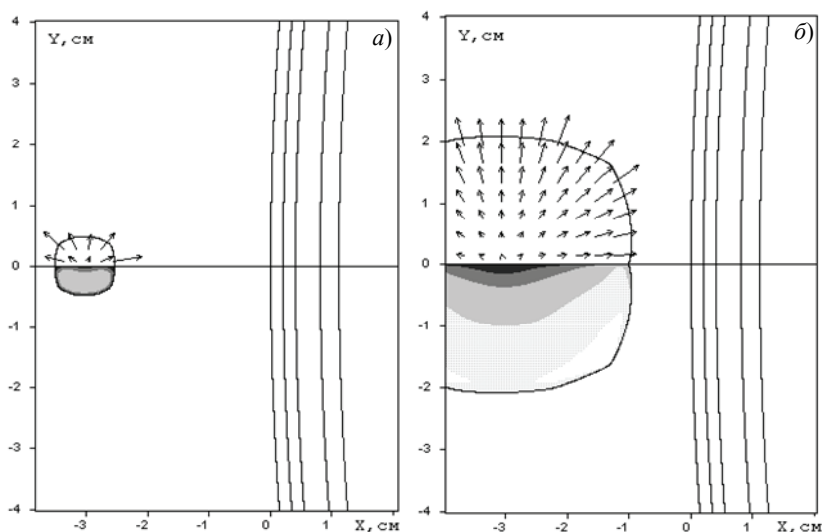


Рис. 5.125. Разлет ПД до сдвига (а) и после сдвига (б) расчетной сетки:

$$a - t = 1 \text{ мкс}, P_{\max} = 0.26 \text{ ГПа}, V_{\max} = 7.1 \text{ км/с};$$

$$b - t = 3 \text{ мкс}, P_{\max} = 0.015 \text{ Па}, V_{\max} = 10.4 \text{ км/с}$$

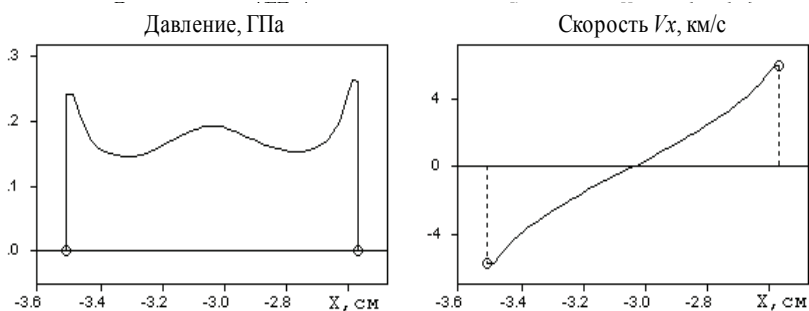


Рис. 5.126. Распределение давления и массовой скорости на оси симметрии $Y = 0$ при $t = 1 \text{ мкс}$

На рис. 5.127 показаны два начальных этапа разрушения четвертого, внешнего, слоя оболочки. Под рисунком дана краткая расшифровка этих состояний: СДВИГ – материал разрушен по типу сдвига; ОТРЫВ –

материал разрушен по типу отрыва и т.д. Точки в области ПД означают, что материал здесь имеет очень низкую плотность. К моменту времени $t = 10$ мкс (см. рис. 5.127, б) в четвертом слое оболочки преобладают разрушения сдвигового характера, причем они начинают формироваться вблизи лицевой границы слоя. Поверхность этой границы имеет неплавный характер из-за больших градиентов массовых скоростей. Здесь происходило торможение газообразных продуктов детонации, разлетающихся с высокой скоростью порядка 10 км/с (см. рис. 5.127, а). При взаимодействии с твердым материалом оболочки они начинают перемещаться в касательном направлении к ее поверхности. После удаления из расчета материала ПД максимальная скорость во всей расчетной области снижается до величины 230 м/с.

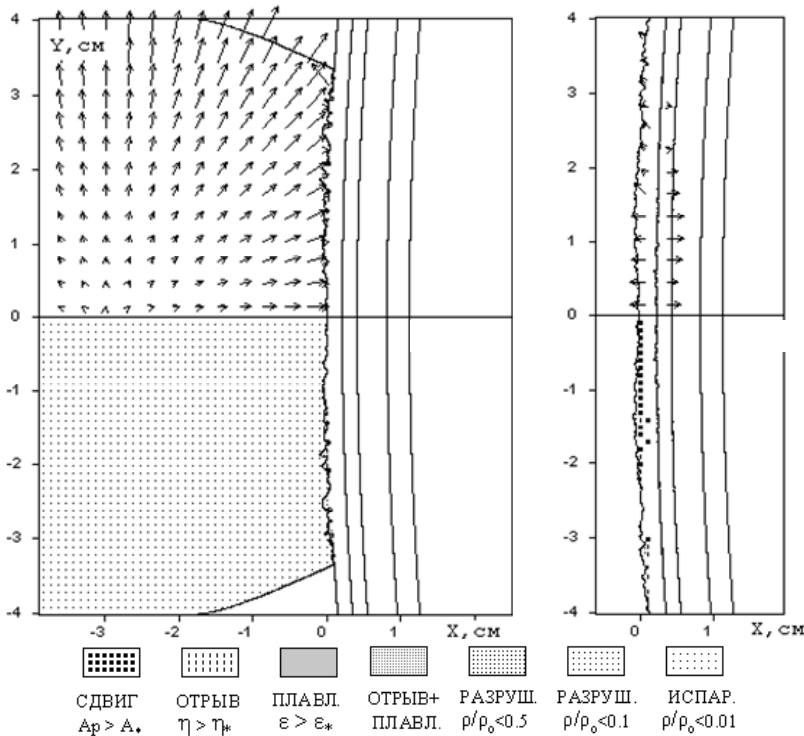


Рис. 5.127. Разрушение четвертого, внешнего слоя оболочки:

$$a - t = 5 \text{ мкс}, P_{\max} = 0.20 \text{ ГПа}, V_{\max} = 13.7 \text{ км/с};$$

$$б - t = 10 \text{ мкс}, P_{\max} = 0.49 \text{ Па}, V_{\max} = 0.23 \text{ км/с}$$

Рисунок 5.128 характеризует механизм передачи импульса от ПД к четвертому слою оболочки. Здесь показана зависимость осевой составляющей массовой скорости V_x на границе контакта от времени процесса, эта кривая на рисунке помечена символом V_k . Кривая в правой части рисунка – зависимость импульса давления I_x от времени процесса. По поведению кривой V_k видно, что активный этап воздействия ПД на четвертый слой оболочки закончился к моменту времени $t = 5.5$ мкс, скорость лицевой границы этого слоя достигает 150 м/с. Затем эта скорость снижается вплоть до отрицательных значений. Заметное увеличение импульса давления происходит в течение 2 мкс, и он возрастает до величины $I_x = 0.18$ ГПа×мкс. Дополнительное незначительное возрастание импульса давления происходит уже после удаления ПД из расчета задачи за счет внутренних напряжений в оболочке.

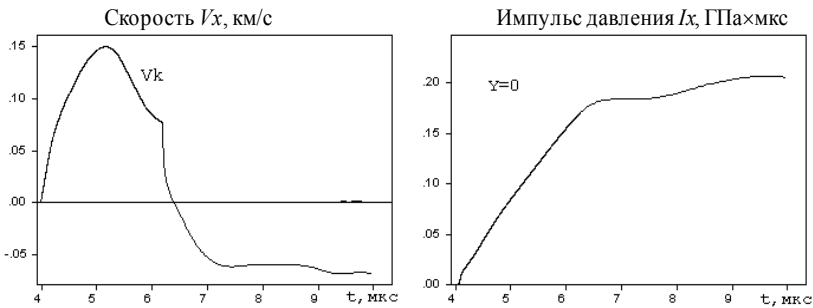


Рис. 5.128. Зависимость скорости V_x и импульса давления I_x на внешней границе оболочки от времени процесса

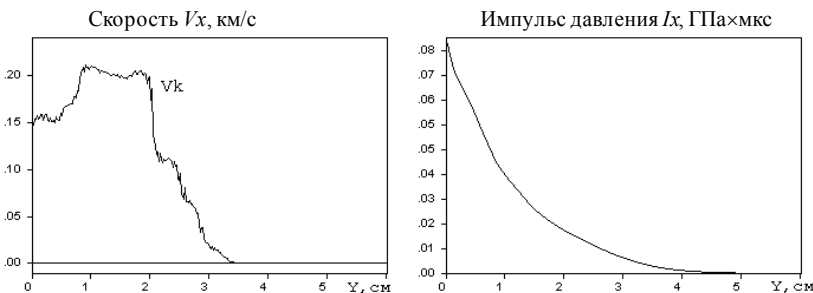


Рис. 5.129. Распределение скорости V_x и импульса давления I_x вдоль поверхности оболочки при $t = 5$ мкс

На рис. 5.129 и 5.130 показаны распределения осевой составляющей массовой скорости V_k и импульса давления I_x вдоль лицевой поверх-

ности четвертого слоя оболочки. Символом Vt здесь обозначена осевая составляющая массовой скорости внутренней границы первого слоя. К моменту времени $t = 5$ мкс скорость Vk принимает свое максимальное значение по времени (см. рис. 5.128). По координате Y максимальное значение скорости $Vk = 200$ м/с реализуется на некотором удалении от оси симметрии – на удалении $Y > 1$ см. У бокового края ПД эта скорость снижается до нулевых значений. Импульс давления Ix резко падает при увеличении координаты Y , т.е. к боковому краю расчетной области. Его величина еще не достигла своего максимального значения.

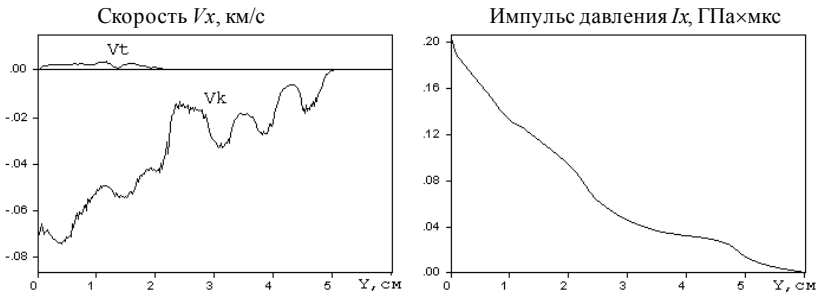


Рис. 5.130. Распределение скорости Vx и импульса давления Ix вдоль поверхности оболочки при $t = 10$ мкс

К моменту времени $t = 10$ мкс поведение кривой Vk качественно меняется. Значение скорости Vk становится отрицательным по всей нагруженной поверхности оболочки. Это свидетельствует об отставании внешнего слоя от передних слоев. Распределение Vk по поверхности оболочки не носит монотонного характера. Импульс давления достиг в лобовой точке нагружения своего максимального значения $Ix = 0.2$ ГПа×мкс, а его распределение по оси Y существенно не изменилось.

На рис. 5.131 представлены этапы окончательного разрушения и фрагментации внешнего слоя оболочки. К моменту времени $t = 20$ мкс фрагментация этого слоя произошла только в центральной зоне его нагружения. В этой же зоне он отделился от передних слоев оболочки. Это видно по направлению стрелок поля массовых скоростей в верхней части рисунка.

В данном варианте мехимпульсного нагружения оболочечной конструкции разрушение передних слоев не прогнозируется. Об этом свидетельствуют малые величины скоростей Vt , значения которых не превышают 40 м/с.

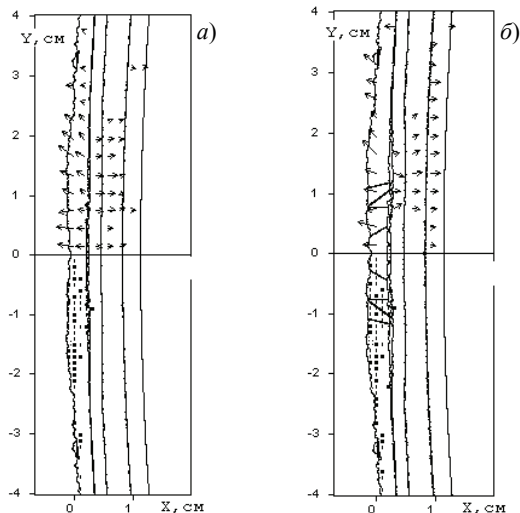


Рис. 5.131. Разрушение четвертого, внешнего, слоя оболочки:

$$a - t = 16 \text{ мкс}, P_{\max} = 0.80 \text{ ГПа}, V_{\max} = 350 \text{ м/с};$$

$$б - t = 20 \text{ мкс}, P_{\max} = 0.92 \text{ ГПа}, V_{\max} = 130 \text{ м/с}$$

Анализ решения задачи, рассмотренной выше, проводился для случая, когда в нагружении оболочки участвовал только один заряд ВВ. Далее рассматривается общий случай задачи, представленной на рис. 5.104, б, когда механическое воздействие на слоистую оболочку осуществляется с помощью семи зарядов ВВ.

Размеры зарядов и их удаление от внешней поверхности оболочки имеют те же самые значения. Расстояние между центрами зарядов $s = 3 \text{ см}$. Решение задачи осуществлялось для центрального участка оболочечной конструкции шириной $H = 20 \text{ см}$; $Dx = Dy = 0.02 \text{ см}$ – расстояние между расчетными точками, шаги по координатам.

На рис. 5.132 представлены два характерных этапа разлета ПД – перед взаимодействием различных областей ПД между собой и перед взаимодействием с лицевой поверхностью оболочки. До момента времени $t = 3.5 \text{ мкс}$ (рис. 5.132, б) реализовано два алгоритма – сдвиг расчетной сетки в направлении оси X и объединение различных областей ПД в единую область. В верхней части рисунков изображено поле массовых скоростей, максимальная длина стрелки соответствует максимальной массовой скорости V_{\max} . В нижней полуплоскости рисунка показаны интервалы относительного давления P / P_{\max} .

Разлет ПД, представленный на рис. 5.132, сопровождается ударным взаимодействием соседних областей газообразных продуктов взрыва между собой. Это приводит к локальному повышению давления в зоне их контакта (затемненные области на рис. 5.132, б). Максимальное давление здесь возрастает более чем в 10 раз по отношению к давлению на оси $Y = 0$.

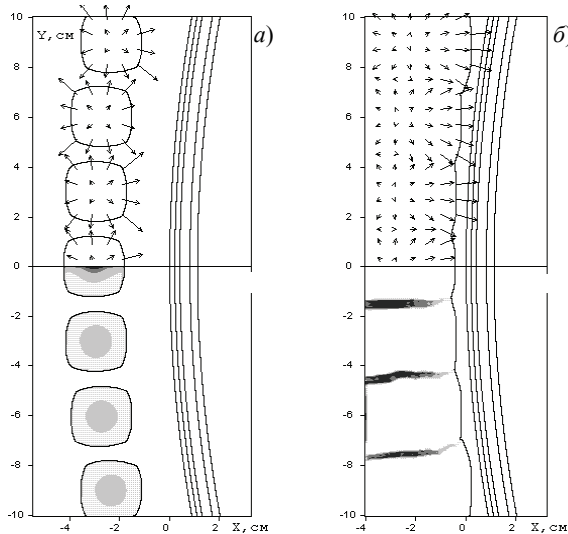


Рис. 5.132. Разлет продуктов детонации:

$$a - t = 2 \text{ мкс}, P_{\max} = 0.062 \text{ ГПа}, V_{\max} = 9.6 \text{ км/с};$$

$$б - t = 3.5 \text{ мкс}, P_{\max} = 0.20 \text{ Па}, V_{\max} = 12.6 \text{ км/с}$$

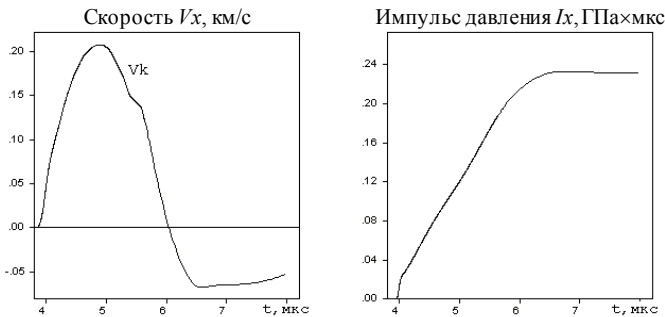


Рис. 5.133. Зависимость скорости V_x и импульса давления I_x на внешней границе оболочки от времени процесса на оси симметрии $Y = 0$

Рисунок 5.133 характеризует механизм передачи импульса от ПД к четвертому слою оболочки. Здесь показана зависимость осевой составляющей массовой скорости Vx на границе контакта от времени процесса, эта кривая на рисунке помечена символом Vk . Кривая в правой части рисунка – зависимость импульса давления Ix от времени процесса.

По поведению кривой Vk видно, что активный этап воздействия ПД на четвертый слой оболочки закончился к моменту времени $t = 5$ мкс, скорость лицевой границы этого слоя достигает 200 м/с. Затем эта скорость снижается вплоть до отрицательных значений.

Заметное увеличение импульса давления происходит в течение 2 мкс, и он возрастает до величины $Ix = 0.24$ ГПа×мкс, которая несколько выше, чем в предыдущем варианте расчета, представленном на рис. 5.128. Это связано с боковым сжатием ПД соседними областями. Дополнительное незначительное возрастание импульса давления происходит уже после удаления ПД из расчета задачи, за счет внутренних напряжений в оболочке.

На рис. 5.134 и 5.135 показаны распределения осевой составляющей массовой скорости Vk и импульса давления Ix вдоль лицевой поверхности четвертого слоя оболочки. К моменту времени $t = 5$ мкс скорость Vk принимает свое максимальное значение по времени (см. рис. 5.134). По координате Y максимальное значение скорости $Vk > 250$ м/с реализуется в трех точках, соответствующих зонам взаимодействия соседних областей ПД между собой (см. рис. 5.132, б).

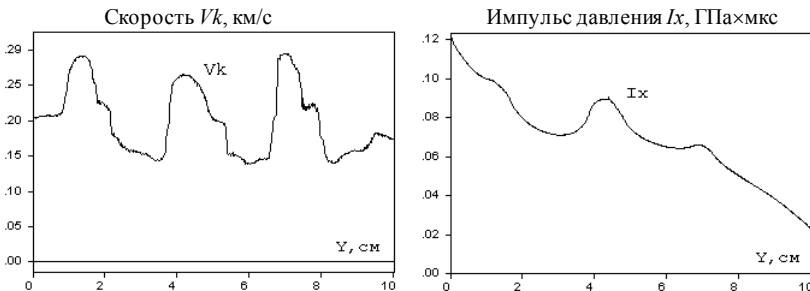


Рис. 5.134. Распределение скорости Vx и импульса давления Ix вдоль поверхности оболочки при $t = 5$ мкс

Импульс давления Ix падает при увеличении координаты Y не так резко, как на рис. 5.129. Его величина еще не достигла своего максимального значения. Немонотонность распределения скорости Vk по оси Y повторяется и на импульсе давления, причем эта немонотонность усиливается со временем. К моменту времени $t = 6$ мкс (см. рис. 5.135),

наряду с локальными максимумами, общий максимум реализуется в сечении $Y = 4.5$ см. Скорость V_k в этом сечении принимает отрицательное значение.

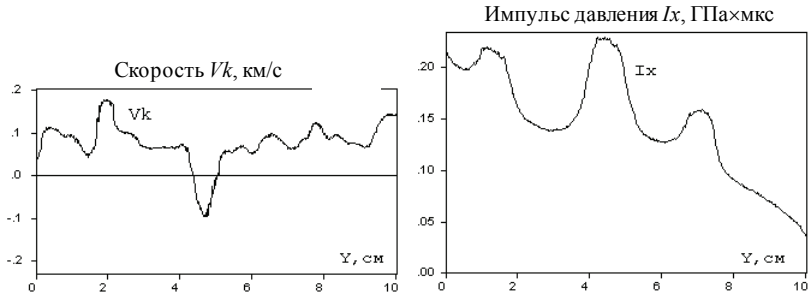


Рис. 5.135. Распределение скорости V_x и импульса давления I_x вдоль поверхности оболочки при $t = 6$ мкс

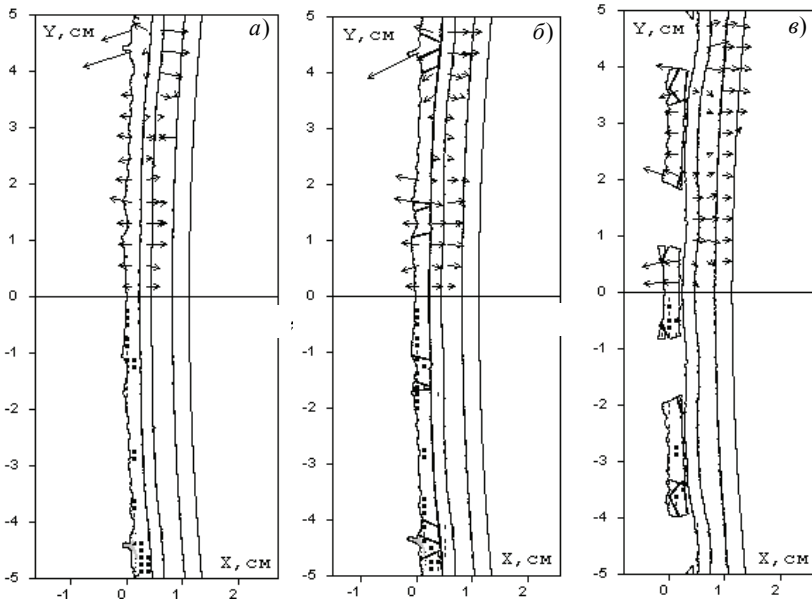


Рис. 5.136. Разрушение четвертого, внешнего, слоя оболочки:

$$a - t = 10 \text{ мкс}, P_{\max} = 0.72 \text{ ГПа}, V_{\max} = 560 \text{ м/с};$$

$$б - t = 12 \text{ мкс}, P_{\max} = 0.91 \text{ ГПа}, V_{\max} = 540 \text{ м/с};$$

$$в - t = 20 \text{ мкс}, P_{\max} = 0.73 \text{ ГПа}, V_{\max} = 360 \text{ м/с}$$

На рис. 5.136 представлены этапы окончательного разрушения и фрагментации внешнего слоя оболочки. К моменту времени $t = 20$ мкс фрагментация этого слоя произошла во всей зоне нагружения оболочки. В этой же зоне его фрагменты отделяются от передних слоев. В данном варианте мехимпульсного нагружения разрушение передних слоев вполне возможно на более поздних стадиях ее деформации. К моменту времени $t = 10$ мкс скорость внешнего слоя V_k принимает отрицательные значения и имеет немонотонный характер, а к моменту времени 20 мкс, когда механический импульс прошел все слои оболочки, скорость передней границы внутреннего слоя не превышает 60 м/с.

Литература к главе 5

1. Трушков В.Г., Ягницина Е.А. Компьютерное моделирование процессов пробития слоистых преград, содержащих керамические слои // Известия РАН. – 2005. – Вып. 1. – С. 107–113.
2. Афанасьева С.А., Трушков В.Г. Численное моделирование метеоритного удара по горной породе и воде // Известия РАН. МТТ. – 1997. – №1. – С. 77–86.
3. Ефремова Л.В., Корнеев А.И., Трушков В.Г. Численное моделирование процесса деформации конической облицовки // Физика горения и взрыва. – 1987. – Т. 23, №2. – С. 110–115.
4. Гриднева В.А., Корнеев А.И., Трушков В.Г. Численный расчет напряженно-го состояния и разрушения плиты конечной толщины при ударе бойками различной формы // Известия АН СССР. МТТ. – 1977. – №1. – С. 146–157.
5. Динс Дж., Уолли Дж. Теория удара: некоторые общие принципы и метод расчета в эйлеровых координатах // Высокоскоростные ударные явления. – М.: Мир, 1973. – С. 49–111.
6. Уилкинс М. Расчет упругопластических течений // Вычислительные методы в гидродинамике. – М.: Мир, 1967. – С. 212–263.
7. Майнчен Д., Сак С. Метод расчета «Тензор» // Вычислительные методы в гидродинамике. – М.: Мир, 1967. – С. 185–211.
8. Carrol M.M., Holt A.C. Static and dynamic pore-collapse relations of ductile porous materials // J. Appl. Phys. – 1972. – Vol. 43, №4. – P. 1626–1635.
9. Johnson J.N. Dynamic fracture and spallation in ductile solids // J. Appl. Phys. – 1981. – Vol. 52, №4. – P. 2812–2825.
10. Альтиллер Л.В., Бражник М.И., Телегин Г.С. Прочность и упругость железа и меди при высоких давлениях ударного сжатия // ПМТФ. – 1971. – №6. – С. 159–166.
11. Жуков А.В. Константы и свойства уравнений состояния с линейной P – ρ – ϵ связью // Механика деформируемого твердого тела. – Томск: Изд-во Том. Ун-та, 1990. – С. 43–46.
12. Жуков А.В. Интерполяционное широкодиапазонное уравнение состояния металлов в переменных: давление, плотность, энергия // Механика деформируемого твердого тела. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 1987. – С. 70–79.

13. Толкачев В.Ф., Трушков В.Г. Математическое моделирование процесса сдвиговых и откольных разрушений при ударном взаимодействии упруго-пластических тел // Химическая физика. – 1993. – Т. 12, вып. 2. – С. 170–174.
14. Бушман А.В., Канель Г.И., Ни А.Л., Фортвов В.Е. Теплофизика и динамика интенсивных импульсных воздействий. – Черногловка: Изд-во АН СССР, 1988. – 200 с.
15. Баум Ф.А., Орленко Л.П., Станюкович К.П. и др. Физика взрыва. – М.: Наука, 1975. – 704 с.
16. Gust W.H., Royce E.B. Dynamic yield strengths of V_4C , BeO and Al_2O_3 ceramics // J. Appl. Phys. – 1971. – Vol. 42, №1. – P. 276–295.
17. Трушков В.Г. Компьютерное моделирование процессов формирования кумулятивных элементов и их взаимодействия с разнесенными преградами // Труды междунар. семинара «Гидродинамика высоких плотностей энергии». – Новосибирск, 2003. – С. 597–610.
18. Трушков В.Г. Программный комплекс «Численное моделирование процессов высокоскоростного взаимодействия деформируемых тел» (ПК ИМРАСТ) / Российское агентство по патентам и товарным знакам: Свидетельство об официальной регистрации программ для ЭВМ №2003611166. – М., 2003.
19. Дробкова М.С, Трушков В.Г. Оценка эффективности многослойной экранной защиты в зависимости от скорости компактных ударников // Матер. Пятой Всерос. конф. «Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики», г. Томск, 3–5 октября 2006 г. – Томск, 2006. – С. 259–260.
20. Трушков В.Г. Численное моделирование процессов ударного взаимодействия компактных элементов с экранированными преградами // Известия РАН. – 2005. – Вып. 1 (42). – С. 100–107.
21. Трушков В.Г. Компьютерное моделирование процессов формирования кумулятивных элементов и их взаимодействия с разнесенными преградами // Труды междунар. семинара «Гидродинамика высоких плотностей энергии». – Новосибирск, 2003. – С. 597–610.
22. Титов В.М. Возможные режимы гидродинамической кумуляции при схлопывании облицовки // ДАН СССР. – 1979. – Т. 247, № 5. – С. 1082–1084.
23. Титов В.М., Фадеенко Ю.М., Швецов Г.А. Удар с высокой скоростью по горным породам // ДАН СССР. – 1970. – Т. 191, №2. – С. 298–300.
24. Трушков В.Г., Ягницина Е.А. Разрушение опасных космических объектов путем тандемного ударного воздействия // Матер. Пятой Всерос. конф. «Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики», г. Томск, 3–5 октября 2006 г. – Томск, 2006. – С. 316–317.
25. Бушман А.В. Численное моделирование взаимодействия импульса рентгеновского излучения на конденсированную среду / А.В. Бушман, О.Ю. Воробьев, И.В. Ломоносов и др. – Черногловка: Изд-во ИХФ АН СССР, 1990. – 50 с.

Глава 6

ДИНАМИКА ДЕФОРМИРОВАНИЯ И РАЗРУШЕНИЯ НЕОДНОРОДНЫХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ УДАРЕ

Наиболее эффективный и информативный способ моделирования высокоскоростного соударения твердых тел базируется на решении основной системы уравнений механики деформируемого твердого тела (МДТТ). Как правило, для задач удара такая система уравнений с определяющими соотношениями, граничными и начальными условиями аналитического решения не имеет. Для ее решения используют численные методы. Современные методы конечных разностей обладают большой гибкостью и позволяют моделировать движение среды с разрывами, с контактными и свободными поверхностями. По существу они также являются приближенными (решаются системы конечно-разностных уравнений, а не сами дифференциальные). При помощи численных методов можно проследить по времени весь процесс динамического деформирования твердых тел. В ходе численного эксперимента можно определить место и время образования очагов разрушений, их характер и эволюцию. Важным достоинством данного подхода является возможность получения полной информации о текущем значении выбранного параметра в каждой точке исследуемого тела, что в свою очередь позволяет выяснить механизмы и основные закономерности процесса. Результаты численного моделирования можно использо-

вать для оценки существующих и разработки новых инженерных методик расчета.

На достижение успеха при математическом моделировании также влияет рациональный выбор метода численного решения, который зависит от конкретного класса решаемой задачи. Традиционно для описания движения сплошной среды используют эйлеров и лагранжевы подходы. Оба подхода эквивалентны между собой, однако схемы, разработанные на их основе, обладают некоторыми отличиями, причем каждая из таких схем имеет как свои достоинства, так и недостатки.

В численных схемах, основанных на эйлеровом представлении о движении точек сплошной среды, система координат не связана со средой, а фиксирована в пространстве, т.е. материал перемещается относительно узлов сетки. Поэтому здесь возникают трудности при расчете контактных и свободных поверхностей. Кроме того, сами методы сложны в реализации и использовании. Выделение подвижных областей с различными свойствами материала приводит к появлению нерегулярных граничных ячеек, конфигурации которых меняются во времени. При подключении к подвижным областям новых расчетных узлов там появляются флуктуации параметров течения. В этом случае точность решения значительно теряется. Эйлеровы методы удовлетворительно описывают течения с большими деформациями, причем шаг по времени остается постоянным в течение всего времени счета. Наиболее часто при решении задач удара применялись методы Лакса – Вендроффа и Мак-Кормака [1–7]. В обоих методах используется дивергентная форма записи основной системы уравнений, которая аппроксимируется разностной схемой второго порядка точности типа «предиктор – корректор». В методе Лакса – Вендроффа центральная, а в методе Мак-Кормака – нецентральная разностные схемы.

В лагранжевых численных схемах [8–12] расчетная сетка пространственных координат «вморожена» в материал среды и деформируется далее со средой в течение всего времени счета. Это позволяет с высокой точностью вести расчет в граничных точках, т.е. сравнительно легко отслеживать контактные и свободные поверхности. Лагранжевы методы относительно просты в реализации и использовании. Однако в задачах с большими деформациями возникает проблема искажения расчетной сетки, что приводит к чрезмерному уменьшению шага по времени, а поэтому к невозможности дальнейшего продолжения счета. Этот факт является существенным недостатком данных методов. Для его преодоления используют специальные приемы, которые вносят дополнительную погрешность в расчеты. Наиболее известные лагранжевы методы, хорошо зарекомендовавшие себя при решении задач ударного и взрыв-

ного нагружения твердых тел – это методы Неймана – Рихтмайера [13], М.Л. Уилкинса [8] и Г.Р. Джонсона [9].

Рассмотренные выше подходы и численные методы обычно учитывают разрушение материала путем введения скалярного параметра поврежденности. Разрушенная среда моделируется некоторой однородной сплошной средой с корректировкой компонент тензора напряжений и прочностных характеристик. Понятно, что такое приближение является довольно грубым и требует аккуратной привязки корректирующих констант и зависимостей для каждого решаемого класса задач и заданного диапазона начальных условий.

В последнее время для описания разрушения получил развитие подход, основанный на выделении поверхностей разрыва сплошности материалов, который так или иначе связан с модификацией первоначальной расчетной сетки, т.е. с формированием новой свободной поверхности. В этом направлении можно отметить несколько способов. В одних способах происходит локальная перестройка сетки в области разрушения [14], в других расщепление узлов происходит в предположении заранее известной свободной поверхности (т.е. введение линии сдвоенных узлов) [15, 16], в-третьих, расщепление узлов совершается с автоматической перестройкой свободной поверхности с введением дополнительных узлов [17].

Первый способ выделения поверхностей разрыва сплошности материалов при численном решении задач разрушения описан в работе [14], и назван авторами «алгоритмом явного выделения берегов макроскопического нарушения сплошности материала». Этот способ основан на локальной перестройке разностной сетки в области возникновения разрыва. Если в ячейке выполняется условие разрушения, то на ее месте строятся два берега разрыва, а ячейка выбрасывается из счета. Масса ячейки, ее импульс и другие характеристики распределяются по соседним ячейкам. На берегах разрыва реализуются, в зависимости от ситуации, условия либо свободной, либо контактной поверхности. К недостаткам метода авторы отнесли ограничения для построения сильно ветвящихся разрывов, а также то, что при моделировании множественных разрушений параллельные разрывы можно построить только в слоях, разделенных хотя бы двумя слоями ячеек, поэтому для достижения необходимой точности требуется применять измельченную расчетную сетку. К этому следует добавить, что поскольку данный метод основан на перестройке разностной сетки, то происходит передача материала из перестраиваемой ячейки в соседние. В результате этого, если соседние ячейки содержат различные материалы, некоторые из перестроенных ячеек могут содержать конгломерат нескольких материалов. Подобрать

адекватные параметры материала и уравнение состояния для такого конгломерата не просто, а зачастую невозможно, и, следовательно, невозможно решение определенного класса задач, например задачи с армированными или градиентными материалами.

В методе, предложенном в [15, 16] и названном авторами «методом раздвоения точек сетки», заранее определяются в узле две совокупности координат и скоростей, которые при определенных условиях раздваиваются. Очевидный недостаток такого подхода в необходимости дублировать данные для раздвоения, а в случае «разчетверения» – хранить четыре совокупности. Кроме того, метод разрабатывался для регулярного четырехугольного разбиения, а при нерегулярной и тем более при треугольной сетке придется дополнительно хранить большое количество не только координат и скоростей, но и значения масс узлов.

Третий способ выделения поверхности разрыва сплошности, базирующийся на схеме расщепления расчетных узлов, представлен в методе, описанном в работе [17]. Этот метод не предполагает расщепление узла заведомо, следовательно, хранить какую-либо дополнительную информацию, как в методе, приведенном в [15], нет нужды. Также в этом методе образование новой свободной поверхности не сопровождается «перетеканием» вещества из одной ячейки в другую, как в [14], поэтому и параметры, и уравнение состояния содержимого ячейки не изменяются на протяжении всего процесса. Однако проблема с расщеплением узла в рассматриваемом методе возникает при расчете критерия разрушения в узле при разнородных материалах в ячейках, ассоциированных с узлом. Различные материалы в ассоциированных ячейках предполагают различные критерии разрушения, а для того, чтобы воспользоваться методом [17], необходимо усреднение критерия разрушения, что для разнородных материалов приводит в итоге к неточности.

Вышерассмотренные методы применялись для решения модельных задач с простой компоновкой и геометрией взаимодействующих тел и, естественно, они мало пригодны для моделирования перспективных ударостойких защит, которые, как правило, являются структурно-неоднородными, а именно: наполненными высокопрочной керамикой, армированные вольфрамом или ураном и т.д. [18]. В связи с этим в настоящее время существует потребность в создании численного метода, позволяющего моделировать высокоскоростное деформирование и фрагментарное разрушение материала, или, другими словами, в методе расчета должна быть заложена возможность выделения поверхностей разрыва сплошности материала, а также возможность отслеживать контактные и свободные поверхности, как имеющиеся в начальный момент времени, так и образующиеся в процессе деформирования и разруше-

ния. Выполнение этих условий имеет важное значение при решении многоконтактных задач удара [19].

6.1. Математическая модель высокоскоростного деформирования и разрушения твердых тел

Основное достоинство рассматриваемого в данной работе подхода заключается в том, что он позволяет проследить по времени процесс деформирования и разрушения материала, а также иметь полную информацию о напряженно-деформированном и термодинамическом состоянии элементов конструкции в любой момент времени. Следует отметить, что этот подход, изложенный в данной работе, в отличие от большинства существующих, позволяет решать многоконтактные задачи удара с учетом фрагментации материала. Для задач соударения представляется возможным получить во времени всю картину внедрения, пробития и образования осколков с учетом ударно-волнового характера деформирования и разрушения как материала ударника, так и преграды.

6.1.1. Уравнения сжимаемого уругопластического тела

Следуя наиболее общему и оправданному подходу к математическому моделированию процессов ударного взаимодействия твердых тел, считаем, что рассматриваемая среда сжимаема, изотропна, отсутствуют массовые силы, внутренние источники тепла и теплопроводность. В этом случае система уравнений для описания деформаций такой среды включает уравнения неразрывности, движения, энергии:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla_i (\rho v_i) &= 0; \\ \rho \dot{v}_i - \nabla_j \sigma_{ij} &= 0; \\ \rho \dot{\varepsilon} - \sigma_{ij} e_{ij} &= 0; \end{aligned} \quad (6.1)$$

$$\sigma_{ij} = \sigma_{ij}(\varepsilon_{ij}, \varepsilon, t); \quad \nabla_i = \frac{\partial}{\partial x_i}, \quad i, j = 1, 2, 3,$$

где ρ – плотность вещества; v_i – компоненты вектора скорости; σ_{ij} , ε_{ij} , e_{ij} – компоненты тензоров напряжений, деформаций и скоростей деформаций; ε – удельная внутренняя энергия.

Система уравнений (6.1) выполняется для всех адиабатных процессов, кроме того, она не содержит никаких предположений о частных

свойствах вещества. Система не замкнута. Для замыкания ее необходимо задать дополнительные соотношения между параметрами, учитывающими конкретные физические свойства исследуемой среды. Такими соотношениями являются определяющие уравнения.

В общем случае при ударном нагружении твердого тела происходит как изменение объема (плотности), так и изменение формы, причем по разным зависимостям. Поэтому при рассмотрении деформации элемента среды целесообразно выделить компоненты напряжений, вызванные изменением его объема и формы. В связи с этим тензор напряжения разбивается на девиаторную и шаровую составляющие:

$$\sigma_{ij} = S_{ij} - P\delta_{ij}, \quad (6.1a)$$

где δ_{ij} – символ Кронекера, P – гидростатическое давление.

Определяющие уравнения задаются в форме Прандтля – Рейса при условии текучести Мизеса:

$$\begin{aligned} 2\mu \left(e_{ij} - \frac{1}{3} e_{kk} \delta_{ij} \right) &= \frac{DS_{ij}}{Dt} + \lambda S_{ij}; \\ \frac{DS_{ij}}{Dt} &= \frac{dS_{ij}}{dt} - S_{ik} w_{jk} - S_{jk} w_{ik}; \\ 2e_{ij} &= \nabla_j v_i + \nabla_i v_j; \quad 2w_{ij} = \nabla_j v_i - \nabla_i v_j; \\ 3S_{ij} S_{ij} &= 2\sigma_T^2, \end{aligned} \quad (6.2)$$

где μ – модуль сдвига; σ_T – предел текучести материала; D / Dt – производная Яумана. Производная Яумана учитывает поворот элемента среды во время его перемещения. В упругой области множитель $\lambda \equiv 0$. В численных расчетах обычно применяется процедура приведения напряжений к кругу текучести [8], поэтому конкретный вид параметра λ здесь не приводится.

6.1.2. Уравнения состояния для пористого твердого тела

Известно, что в материалах, подвергшихся большим пластическим деформациям, перед разрушением появляются поры приближенно сферической формы, в результате роста и сжатия которых образуются магистральные трещины. В работе [20] развивается подход, согласно которому определяющие соотношения дополняются уравнениями, характеризующими усредненное поведение микроповреждений в виде микропор сферической формы, способных при определенных условиях развиваться в микротрещины.

Данный подход используется нами ввиду того, что он является наиболее рациональным и отражает физическую суть явления. В этом случае неоднородную пористую среду будем рассматривать как двухкомпонентный композиционный материал, состоящий из твердой фазы – матрицы и включений – пор. Кроме этого, будем считать, что поры в материале матрицы распределены равномерно по всем направлениям.

Удельный объем пористой среды V представим в виде суммы удельного объема пор V_p и удельного объема матрицы V_s :

$V = V_p + V_s$. Пористость материала можно охарактеризовать объемной долей пор ξ либо параметром α , равным отношению удельного объема пористого материала к удельному объему матричного материала. Параметры α и ξ связаны следующими соотношениями:

$$\alpha = \frac{V}{V_s} = \frac{V_p + V_s}{V_s}; \quad \xi = \frac{V_p}{V}; \quad \alpha = \frac{1}{1 - \xi}; \quad \xi = 1 - \frac{1}{\alpha}.$$

Кинетическое уравнение при $\Delta P > 0$, полученное из приближенного решения задачи о деформации сферической полости под действием приложенного давления, выбрано в виде

$$\dot{\alpha} = -\frac{(\alpha_0 - 1)^{\frac{2}{3}}}{\eta} \alpha (\alpha - 1)^{\frac{1}{3}} \Delta P \operatorname{sign}(P); \quad (6.3)$$

$$\Delta P = |P| - \frac{a_s}{\alpha} \ln \frac{\alpha}{\alpha - 1},$$

где α_0 , a_s , η – константы материала.

Прочностные характеристики пористого материала через α и ξ определяются следующим образом [21]:

$$\sigma_T = \frac{\sigma_{Ts}}{\alpha}; \quad \mu = \mu_s (1 - \xi) \left(1 - \frac{6K_s + 12\mu_s}{9K_s + 8\mu_s} \xi \right), \quad (6.4)$$

где K_s – объемный модуль сжатия матрицы, μ_s – модуль сдвига матрицы.

Давление в пористой среде вычисляется по уравнению состояния для матрицы:

$$P = P_s(\alpha\rho, \varepsilon) / \alpha; \quad P_s = P_s(\rho_s, \varepsilon).$$

При решении задач удара широко используются уравнения состояния Осборна, Уолша, Ми – Грюнайзена, Тэта, Жаркова – Калинина [22, 23]. Эти уравнения имеют вид $P = P(\rho, \varepsilon)$ и с приемлемой точностью описывают поведение материалов в широком диапазоне внутренних значений параметров, охватывающих различные агрегатные состояния вещества.

Следует отметить, что вид уравнения состояния в существенной степени определяется характером межатомного взаимодействия. В общем случае для конструкционных материалов вид уравнения состояния ничем не ограничен, поэтому целесообразно выбрать его наиболее простым, позволяющим экономить машинное время при решении задач механики деформируемого твердого тела.

В данной работе использовалось уравнение состояния в форме Уолша. Помимо вышеперечисленных качеств это уравнение удобно тем, что оно содержит константы, которые для большинства конструкционных материалов приведены в доступных источниках [22, 24–26]. В случае отсутствия их можно определить по ударной адиабате. Уравнение состояния для пористого твердого тела имеет следующий вид:

$$P_s = P_A (1 - \gamma x / 2) + \gamma \rho_{0s} \varepsilon; \quad (6.5)$$

$$P_A = \sum_{i=1}^3 k_i (x - 1)^i; \quad x = \rho_s / \rho_{0s}; \quad \gamma = \gamma_0 (1 - x),$$

где k_i – константы уравнения, γ – коэффициент Грюнайзена.

6.1.3. Критерии разрушения

Известно [27], что разрушение как хрупких, так и пластичных материалов при действии ударного нагружения может происходить по отрывному или сдвиговому механизму. Нередко в частном случае может доминировать один тип разрушения (например, при отколе). В целом при решении прикладных задач необходимо учитывать оба типа разрушений. Механизм разрушения зависит от многих факторов: прочностных свойств материала, скорости удара, формы ударника и относительных размеров ударника и мишени и т.д. Модель поведения среды, используемая в работе, предусматривает реализацию обоих механизмов разрушения.

Принято, что отрывные разрушения происходят при достижении главным растягивающим напряжением значения откольной прочности:

$$\sigma_1 > \sigma_k \quad (6.6a)$$

либо при достижении пористостью предельного значения:

$$\xi \geq \xi^*. \quad (6.66)$$

Для прогнозирования сдвиговых разрушений используется критерий, где мерой повреждения материала является удельная работа сдвиговых пластических деформаций A_p .

При выполнении условия

$$A_p \geq A_p^*; \quad A_p = \int_0^{t_*} dA_p = \int_0^{t_*} \frac{\sigma_{ij} d\varepsilon_{ij}^p}{\rho}, \quad (6.7)$$

материал считается разрушенным по типу сдвига (A_p^* – критическое значение работы).

Для большинства рассматриваемых в главе материалов:

$$\sigma_k = 0.02 \dots 5.0 \text{ ГПа}; \quad \xi^* = 0.30 \dots 0.33; \quad A_p^* = 25 \dots 200 \text{ кДж/кг}.$$

Будем считать, что при выполнении одного из вышеперечисленных условий в какой-либо точке среды в ее ближайшей окрестности образуется проходящая через данную точку контактная поверхность, которая в процессе деформирования может стать свободной поверхностью. Таким образом, при моделировании допускается появление новых свободных поверхностей, в том числе разделяющих рассматриваемое тело на отдельные фрагменты. Для отрывного разрушения ориентация трещин определяется согласно гипотезе о перпендикулярности ее плоскости максимальному главному растягивающему напряжению. Для сдвигового разрушения ориентация трещины определяется плоскостью действия максимальных касательных напряжений [28, 29].

6.1.4. Начальные и граничные условия

Начальные условия в задачах ударного взаимодействия твердых тел предполагают равенство нулю компонентов напряжений, давления и внутренней энергии:

$$\sigma_{ij}(\bar{x}, 0) = P(\bar{x}, 0) = \varepsilon(\bar{x}, 0) = 0, \quad (6.8)$$

плотность ρ и скорость V_0 заданы:

$$v(\bar{x}, 0) = V_0, \quad \rho(\bar{x}, 0) = \rho_0, \quad \bar{x} = \bar{x}(x, y, z). \quad (6.9)$$

Граничные условия на свободных поверхностях задают равенство нулю вектора напряжений $\bar{\sigma}_n$ на площадке с нормалью \bar{n}

$$\sigma_{nn} = \sigma_{n\tau} = 0, \quad (6.10)$$

где σ_{nn} , $\sigma_{n\tau}$ – проекции $\bar{\sigma}_n$ на нормальное и касательное направления к поверхности в рассматриваемой точке.

Граничные условия на контактных поверхностях допускают их скольжение без трения:

$$\sigma_{nn}^+ = \sigma_{nn}^-; \quad \sigma_{n\tau}^+ = \sigma_{n\tau}^- = 0; \quad v_n^+ = v_n^-, \quad (6.11)$$

где v_n – проекции вектора скорости $v(\bar{x}, t)$ на нормальное направление к поверхности в рассматриваемой точке.

Знаки «+» и «-» относятся к значениям параметров по разные стороны от контактной поверхности.

6.1.5. Метод решения системы уравнений

Замкнутая система уравнений, описывающая нестационарное движение сжимаемой упругопластической среды, при вышезаписанных начальных и граничных условиях (6.8)..(6.11) аналитически неразрешима. Для ее решения в работе используется численный метод Джонсона [9, 30, 31], в котором сочетаются идеи методов конечных элементов и конечных разностей.

Дифференциальные операторы в основной системе уравнений при необходимости заменяются разностными аналогами на всей расчетной области, представляющей собой дискретную модель тела, состоящую из конечного числа связанных соответствующим образом в угловых точках треугольных элементов, испытывающих деформации и перемещения в продольных и поперечных направлениях. Масса каждого элемента равномерно распределена между тремя узлами, а масса, сосредоточенная в i -м узле, равна одной трети массы всех элементов, содержащих этот узел.

Компоненты скорости элементов выражаются через узловые величины в рамках линейной аппроксимации:

$$\begin{aligned} u &= \alpha_1 + \alpha_2 r + \alpha_3 z; \\ v &= \alpha_4 + \alpha_5 r + \alpha_6 z, \end{aligned} \quad (6.12)$$

α_K – константы, зависящие от геометрии элементов и скорости узлов.

Подставляя в (6.12) скорости и координаты узлов элемента с вер-

шинами i, j, m , можно определить α_K . В результате решения трех уравнений с тремя неизвестными получим для одной компоненты скорости

$$u = \frac{1}{2A_1} \left[(a_i + b_i r + c_i z) u_i + (a_j + b_j r + c_j z) u_j + (a_m + b_m r + c_m z) u_m \right], \quad (6.13)$$

где $\alpha = r_j z_m - r_m z_j$, $b_i = z_j - z_m$, $c_j = r_m - r_j$; A_1 – площадь элемента.

Для другой компоненты скорости – v – получается аналогичное выражение.

Сосредоточенные узловые силы, статически эквивалентные распределенным напряжениям в элементах, определяются следующим образом:

$$\begin{aligned} F_r^i &= -\frac{\pi \bar{r}}{3} \left[(z_j - z_m) \sigma_{rr} + (r_m - r_j) \sigma_{rz} \right] - 2\pi A \sigma_{\theta\theta}; \\ F_z^i &= -\pi \bar{r} \left[(r_m - r_j) \sigma_{zz} + (z_j - z_m) \sigma_{rz} \right]; \\ F_\theta^i &= -\pi \bar{r} \left[\frac{\bar{r}}{r_i} (z_j - z_m) \sigma_{r\theta} + (r_m + r_j) \sigma_{z\theta} \right], \end{aligned} \quad (6.14)$$

где \bar{r} – среднее значение трех радиусов.

Уравнения движения для типичных элементов выводятся, исходя из принципа возможных скоростей, и интегрируются непосредственно, а не с помощью обычного приближения матрицы жесткости. В конечном счете ускорения i -го узла вычисляются из уравнения движения вида

$$\bar{M}^i \ddot{u}^i = \bar{F}_r^i; \quad \bar{M}^i \ddot{v}^i = \bar{F}_z^i, \quad (6.15)$$

где \bar{F}_r^i, \bar{F}_z^i – результирующие векторы сил в i -м узле, действующих со стороны сил в i -м узле, действующие со стороны всех элементов, содержащих этот узел; \bar{M}^i – масса, сосредоточенная в i -м узле.

Уравнения движения интегрируются в предположении, что ускорение постоянно на каждом временном шаге. Новое значение скорости на $(n + 1)$ временном шаге будет

$$u_i^{n+1} = u_i^n + \dot{u}^{n+\frac{1}{2}} \Delta t. \quad (6.16)$$

Затем по новым значениям скоростей вычисляются координаты узла.

Компоненты девиатора тензора напряжений:

$$S_{rr}^{n+1} = S_{rr}^n + 2\mu \left[e_{rr}^{n+1/2} - \frac{1}{3} \left(\frac{\dot{V}}{V} \right)^{n+1/2} \right] \Delta t^{n+1/2} + \delta_{rr}^{n+1}.$$

Аналогичным образом рассчитываются S_{zz}^{n+1} , $S_{\theta\theta}^{n+1}$, S_{rz}^{n+1} .

Для сглаживания разрывов и демпфирования колебаний параметров течения используются искусственные скалярная и тензорная вязкости:

$$\begin{aligned} q &= a_1 \rho c_s h |e_V| + a_2 \rho h^2 (e_V)^2 & \text{при } e_V < 0; \\ q &= 0 & \text{при } e_V \geq 0 \quad \text{при } e_V = e_{kk}, \end{aligned} \quad (6.17)$$

где h – минимальная высота; c_s – скорость звука; a_1 , a_2 – константы;

$$q_{ij} = \begin{cases} 2\mu \left[e_{ij} - \frac{\dot{V}}{3V} \right] & \text{при } \sigma_i > \sigma_T; \\ 2\mu & \text{при } \sigma_i \leq \sigma_T, \end{cases} \quad (6.18)$$

где σ_i – интенсивность напряжений.

Полные напряжения с учетом (6.15)...(6.17):

$$\sigma_{rr}^{n+1} = S_{rr}^{n+1} + q_{rr}^{n+1/2} - \left(P^{n+1} + q^{n+1/2} \right).$$

Временной шаг интегрирования выбирается из условия устойчивости численного решения

$$\begin{aligned} \Delta t &= \frac{h}{3 \left(g + \sqrt{g^2 + c_s^2} \right)}, \\ g^2 &= \frac{a_2 q}{\rho}. \end{aligned}$$

При нарушении условия текучести Мизеса (6.2) каждая компонента S_{ij} умножается на корректирующий множитель $\sqrt{2\sigma_T / 3} / \sqrt{2J^{n+1}}$, где J^{n+1} – второй инвариант нескорректированных компонент тензора напряжений.

В вышеизложенном методе различают локальные и глобальные узлы. О локальных узлах говорят, когда рассматривают отдельный элемент. Например, масса элемента сосредоточена в его отдельных узлах и при треугольном разбиении масса локального узла равна $1/3$ массы элемента. Глобальный узел располагается на пересечении многих сеточных линий, а значит, находится в вершинах многих элементов, о которых можно сказать, что они ассоциированы с этим узлом. Тогда масса глобального узла будет равна сумме масс локальных узлов. Аналогично через ассоциированные с узлом элементы вычисляются все параметры узла, определенные на элементах.

Поэтому определить узел – значит не только локализовать его в пространстве, но и указать ассоциированное с узлом множество элементов, а расщепить узел – значит указать отношение, которое разделит первоначальное множество на фактор-множества – новые узлы. Кроме отношения, надо определить критерий расщепления узлов.

Для более правильного и детального описания процессов пробития и проникания в методе численного решения должна быть заложена возможность выделения поверхностей разрыва сплошности материала. Существующие в настоящее время способы выделения таких поверхностей предполагают введение заранее линии сдвоенных узлов [15] либо используют локальную перестройку сетки [14], либо алгоритм расщепления узлов с автоматической перестройкой свободной поверхности [17]. Данные способы мало пригодны для моделирования разрушения современных ударников и преград при наличии разноплотных материалов и появлении ветвящихся разрывов.

В данной работе предложен и апробирован следующий подход. В каждом расчетном элементе вычисляются главные растягивающие напряжения. При выполнении условия разрушения (6.6а) вычисляется главная площадка, которая переносится параллельно из центра рассматриваемой ячейки в ближайший к ней узел. Затем данный узел расщепляется в направлении плоскости этой площадки. Если вычисленная площадка не совпадает со сторонами ассоциированных элементов, то направление расщепления выбирается по сторонам, соединяющим ближайшие к площадке узлы сетки. При выполнении критерия разрушения (6.6б) рассматриваемый узел расщепляется по прямой, лежащей в плоскости действия максимальных касательных напряжений.

Такой подход не предполагает расщепление узла заведомо, следовательно, хранить какую-либо дополнительную информацию, как в работе [15], нет необходимости. Также в этом подходе образование новой свободной поверхности не сопровождается «перетеканием» вещества из одной ячейки в другую, как в [14], поэтому и параметры, и уравнение

состояния содержимого ячейки не изменяются на протяжении всего процесса. Кроме того, при этом не требуется для случая различных материалов в ассоциированных с узлами ячейках проводить, как в [17], усреднение критерия разрушения, приводящее к снижению точности расчетов.

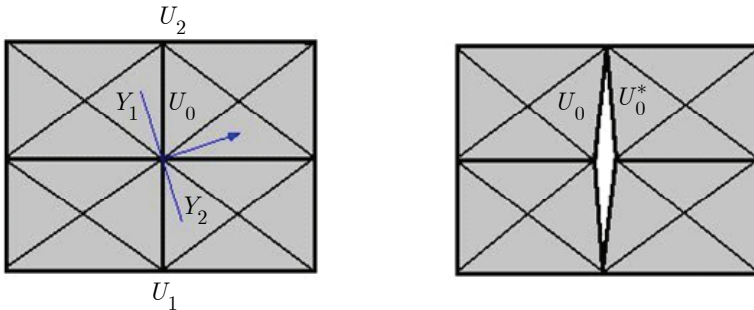


Рис. 6.1. Схема расщепления расчетного узла, основанная на критерии главного растягивающего напряжения

Схема расщепления расчетного узла, основанная на критерии главного растягивающего напряжения, применительно для разбивки типа «конверт» изображена на рис. 6.1. При выполнении критерия (6.6а) определяется плоскость микротрещины, как площадка с максимальным нормальным напряжением. В окрестности узла находятся расчетные ячейки Y_1 и Y_2 , через которые проходит плоскость трещины, и в них определяются грани U_0U_1 и U_0U_2 , составляющие наименьший угол с плоскостью трещины. Создается новый узел U_0^* , координаты и скорость которого совпадают с параметрами узла U_0 , и производится расщепление расчетной сетки по линии $U_1U_0U_2$ (рис. 6.1). Расщепление расчетного узла, основанное на критерии (6.7), происходит аналогичным образом, только в этом случае узел расщепляется вдоль площадки с максимальным касательным напряжением. В результате этих действий появляются новые узлы, координаты и скорости которых прежние, а масса и другие параметры, вычисляемые через элементы, переисчисляются. Расщепляясь, узлы образуют сначала локальные трещины, которые располагаются произвольно относительно друг друга и скрещиваются под разными углами. Затем в процессе деформирования происходит их слияние и образование магистральных трещин.

Механизм разрушения расчетных элементов вводится на свободных и контактных поверхностях подобно эрозионному процессу. Критерием эрозии выбрана эквивалентная пластическая деформация ε_{eqp} . Если в одном из элементов выполняется критерий, то он удаляется из счета, а свободная и контактная поверхности автоматически перестраиваются. При этом масса удаленного элемента сохраняется в ассоциированных с ним узлах, импульс которых консервативен. Свободные узлы, т.е. узлы, не имеющие ассоциированных элементов, также консервативны по массе и импульсу и подобно другим граничным узлам участвуют в вычислениях.

Следует отметить, что описанная выше расчетная часть модели разрушения не привязана жестко к какому-либо критерию. Основным требованием в выборе критерия являются класс рассматриваемых задач, а также безусловное соответствие физике процесса и математической постановке задачи [32].

6.1.6. Алгоритм расчета и описание программного комплекса

Полностью весь процесс вычислений можно представить в виде следующей последовательности:

1. Задание геометрии тел, начальных и граничных условий.
2. Определение параметров узлов (координаты, скорости) и элементов (площадь, напряжения, энергия).
3. Вычисление шага интегрирования по условию Куранта.
4. Вычисление скоростей деформаций.
5. Обработка контактных поверхностей (скольжение, слипание).
6. Вычисление новых параметров элементов: площадь, плотность, напряжение, энергия.
7. Вычисление сосредоточенных сил в узлах элементов.
8. Вычисление новых значений скоростей узлов и координат.
9. Удовлетворение граничных условий.
10. Проверка выполнения критериев разрушения. В случае выполнения – введение дополнительных узлов и удаление элементов.
11. Корректировка граничных условий для новой конфигурации рассчитываемых областей.
12. Проверка выполнения условия сохранения замкнутой системой ее полной энергии и массы.
13. Проверка критерия окончания счета, который может задаваться как время процесса, время счета, глубина внедрения ударника, его скорость и т.д.

Вышеописанный порядок вычислений реализован в программном комплексе, состоящем из следующих программ:

1. Ввод и обработка данных.
2. Счет параметров процесса.
3. Пересчет расчетных областей, контактных и свободных поверхностей.
4. Визуализация и мониторинг моделируемого процесса.
5. Графическая и табличная обработка результатов.

Программа ввода и обработки данных предназначена для подготовки и описания в интерактивном режиме геометрии тел, физико-механических характеристик расчетных областей, контактных и свободных поверхностей. При подготовке начальных данных в интерактивном режиме можно осуществлять разбивку расчетной области с использованием автоматической триангуляции. В этом случае задается граница области, внутри которой происходит ее разбиение на треугольные элементы, имеющие форму равностороннего треугольника и конверта.

Программа счета предназначена для расчета подготовленных данных в консольном режиме. Вычисляются все параметры $(\sigma_{ij}, \varepsilon_{ij}, \dots)$, необходимые для полного описания напряженно-деформированного состояния элементов тела в любой момент времени. Проводится проверка выполнения всех предусмотренных критериев.

Программа пересчета расчетных областей, контактных и свободных поверхностей реализует алгоритм механизмов расщепления расчетных узлов и разрушения расчетных элементов.

Программа визуализации и мониторинга процесса позволяет отслеживать по времени рассчитываемые конфигурации взаимодействующих тел, а также рассчитываемые параметры среды как в целом по расчетным областям, так и в отдельных интересующих оператора моментах времени и местах.

Программа графической и табличной обработки результатов позволяет строить в заданном масштабе зависимости параметров процесса от координат и времени как в графическом, так и табличном виде. Кроме этого, предусмотрена возможность построения гистограмм и карт физических параметров либо их изолиний по расчетным областям.

Программный продукт выполнен на языке объектно-ориентированного программирования Си++. Разработано две модификации программного комплекса, а именно: для двумерного случая плоской и осевой симметрии [18, 19, 23, 27–29, 32].

6.2. Тестовые расчеты

Для того чтобы интерпретировать результаты ударно-волнового нагружения однородных и структурно-неоднородных преград, прежде всего необходимо решить вопрос о достоверности результатов, полученных при помощи разработанной методики компьютерного моделирования. С этой целью проводят тестовые расчеты, которые должны быть направлены на проверку как качества самого решения, так и заложенной в алгоритме модели среды. После того как проведены тестовые расчеты и полученные данные вполне согласуются с экспериментальными, становится в полной мере возможным использовать результаты численного моделирования в прогностических целях.

В данном параграфе проведено тестирование используемой в качестве инструмента исследований методики компьютерного моделирования на качественное и количественное соответствие параметрам моделируемого процесса, а также бесспорным физическим соображениям. Проведено тестирование на сравнение расчетных интегральных характеристик ударного взаимодействия конкретных материалов (глубины внедрения, остаточной скорости ударника и т.п.) с соответствующими экспериментальными значениями.

Достоверность результатов численного моделирования устанавливалась решением ряда тестовых задач: о расчете амплитуд и скоростей ударных волн, о соударении двух одинаковых цилиндров, об ударе однородного цилиндра по жесткой стенке, о пробитии шариком однородных и двухслойных преград и о глубоком внедрении ударников с оживальной головной частью в полубесконечные преграды. Экспериментальные данные были получены в разное время в НИИ ПММ ТГУ различными группами ученых и связаны с именами В.И. Афанасьева, В.М. Захарова, Ю.Н. Орлова, В.П. Глазырина, Ю.Ф. Христенко и др. [25].

6.2.1. Сравнение с аналитическим решением

Прежде чем приступить к численному моделированию задач ударно-волнового нагружения твердых тел, сравним результаты численных расчетов с известным аналитическим решением. С этой целью рассчитанные значения амплитуд и скоростей плоских ударных и упругих волн сравнивались с аналитическим решением Ренкина – Гюгионо. Эти соотношения при наличии упругой волны имеют вид [22]

$$\begin{aligned}
 \rho_y (D - U_y) &= \rho (D - U); \\
 \sigma_1 - \sigma_{1y} &= -\rho_y (U - U_y)(D - U_y); \\
 E - E_y &= \frac{1}{2} (\sigma_1 - \sigma_{1y})(V - V_y).
 \end{aligned}
 \tag{6.19}$$

Индекс « y » означает, что параметры течения соответствуют амплитуде упругого предвестника.

При заданной начальной скорости ударника можно аналитически определить скорость ударной волны D , продольную скорость звука C_1 , массовую скорость U_1 и амплитуду упругого предвестника σ_{1y} и сравнить их со значениями, получаемыми в расчете при помощи разработанного программного комплекса.

Амплитуду упругого предвестника или величину предела упругости на адиабате Гюгонио также можно определить аналитически. Очевидно, что

$$\sigma_{1y} = -P + S_{1y}; \quad P = -K\varepsilon_{1y}; \quad S_{1y} = \frac{4}{3}\mu\varepsilon_{1y},$$

где K – модуль объемного сжатия.

С другой стороны, известно [22], что

$$S_{1y} = \frac{2}{3}\sigma_T = \frac{4}{3}\mu\varepsilon_{1y},$$

отсюда

$$\varepsilon_{1y} = \sigma_T / 2\mu.$$

В результате имеем:

$$\sigma_{1y} = \sigma_T \left(K + \frac{4}{3}\mu \right) / 2\mu. \tag{6.20}$$

Формулы для расчета D , C_1 , U_1 также взяты из [22], а все необходимые для этого параметры материалов приведены в работах [24–26]. В табл. 6.1 представлены полученные аналитически (индекс « A ») и численно (индекс « P ») значения данных параметров при начальной скорости ударника $V_0 = 400$ м/с.

Сравнивая аналитические и численные значения, можно заключить, что во всех случаях расхождение не превышало 0.2%.

Таблица 6.1. Сравнение аналитических и расчетных параметров

Материал	C_{LA} ,	C_{LP} ,	D_A ,	D_P ,	U_{1A} ,	U_{1P} ,	σ_{1y}^A ,	σ_{1y}^P ,
	м/с	м/с	м/с	м/с	м/с	м/с	ГПа	ГПа
	Аналит.	Расчет	Аналит.	Расчет	Аналит.	Расчет	Аналит.	Расчет
Алюминий	6316.0	6306.5	5520.0	5515.4	200.0	197.7	0.5888	0.5879
Медь	4680.0	4675.2	4283.0	4276.0	200.0	199.8	0.1908	0.1905
Бериллий	12252.0	12240.3	7994.0	7984.0	200.0	199.7	0.0480	0.0479
Вольфрам	5214.0	5207.5	4261.0	4255.0	200.0	199.8	1.9230	1.9201
Свинец	2082.0	2079.1	2331.0	2328.0	200.0	199.7	0.0438	0.0437

Кроме того, проверка численного решения осуществлялась путем контроля за сохранением системой энергией. Начальная энергия системы равна кинетической энергии ударника, т.е. $m_y V_0^2 / 2$. Система «ударник – мишень» является замкнутой, и энергия ее должна сохраняться во времени. В процессе счета на каждом временном шаге отслеживалась величина дисбаланса энергии, показывающая отклонение от закона сохранения энергии в виде

$$\Delta E^t = \frac{|E_n^0 - E_n^t|}{E_n^0} 100\%,$$

$$E_n^t = \frac{1}{2} \left(u_{xi}^t u_{xj}^t + u_{yi}^t u_{yj}^t \right) \delta_{ij} + \epsilon_n^t,$$

$$\epsilon_n^t = \epsilon_l^t \delta_{kl},$$

где E_n^0 , E_n^t – полная энергия системы в начальный момент времени и момент времени t (рассматривается энергия, отнесенная к единице массы); u_{xi}^t , u_{yj}^t – составляющие скорости в i -м узле в момент времени t ; ϵ_l^t – удельная внутренняя энергия элемента l в момент времени t ; $i, j = 1, \dots, N_y$ – число узлов расчетной сетки; $l, k = 1, \dots, N_e$ – число элементов сетки;

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 1, & \text{если } i = j, \\ 0, & \text{если } i \neq j, \end{cases} \text{ – символ Кронекера.}$$

Было установлено, что наибольшее значение ΔE , равное 15%,

достигает в вариантах расчетов с большими разрушениями материала. В задачах с незначительными разрушениями материала или без разрушения величина $\Delta E < 1\%$ в течение всего времени счета.

6.2.2. Задача о соударении двух одинаковых тел (цилиндров)

Наиболее распространенным тестом, используемым для проверки программ, предназначенных для расчета ударно-волнового нагружения твердых тел, можно считать задачу о соударении двух одинаковых металлических цилиндров.

Рассмотрим задачу фронтального соударения двух стальных цилиндров, размерами в сечении 10×10 мм. Начальная скорость верхнего $V_0 = 400$ м/с, нижний – покоится (рис. 6.2). Проверим на этом примере выполнение соотношений в задаче распада разрыва, а в общем случае выполнение универсального принципа симметрии. В задаче распада разрыва рассчитываются параметры течения по обе стороны контактной поверхности. Для одинаковых материалов взаимодействующих тел за фронтом ударной волны массовая скорость равна $V_0 / 2$, давление $P = \rho_0 Du$ (ρ_0 – начальная плотность, D – скорость ударной волны, u – массовая скорость) наблюдалось в расчетах, изображенных на рис. 6.2.

Анализируя результаты расчетов, было установлено, что в момент времени $t = 1$ мкс практически $2/3$ материала нижнего цилиндра находилась в состоянии покоя. На 10-й мкс материал обоих цилиндров движется, при этом длина каждого составила 8.73 мм при начальной 10 мм. На рис. 6.2, б и 6.2, в изображены изолинии эквивалентной пластической деформации и гидростатического давления. Оригинальная форма изолиний образована разгрузкой, приходящей от боковых поверхностей. На приведенных рисунках, иллюстрирующих расчет, хорошо видно, что наблюдается полная симметрия процесса как относительно контактной поверхности, так и относительно оси вращения взаимодействующих тел. Кроме того, сравнивая аналитические и расчетные значения в задаче распада разрыва, можно утверждать о соответствии созданной методики компьютерного моделирования, положенным в ее основу соотношениям и законам.

На рис. 6.3 показаны графики давления и осевой компоненты дивергенции тензора напряжений в момент времени 1, 3, 4 и 5 мкс. Видно, что расхождение с аналитическим решением незначительно.

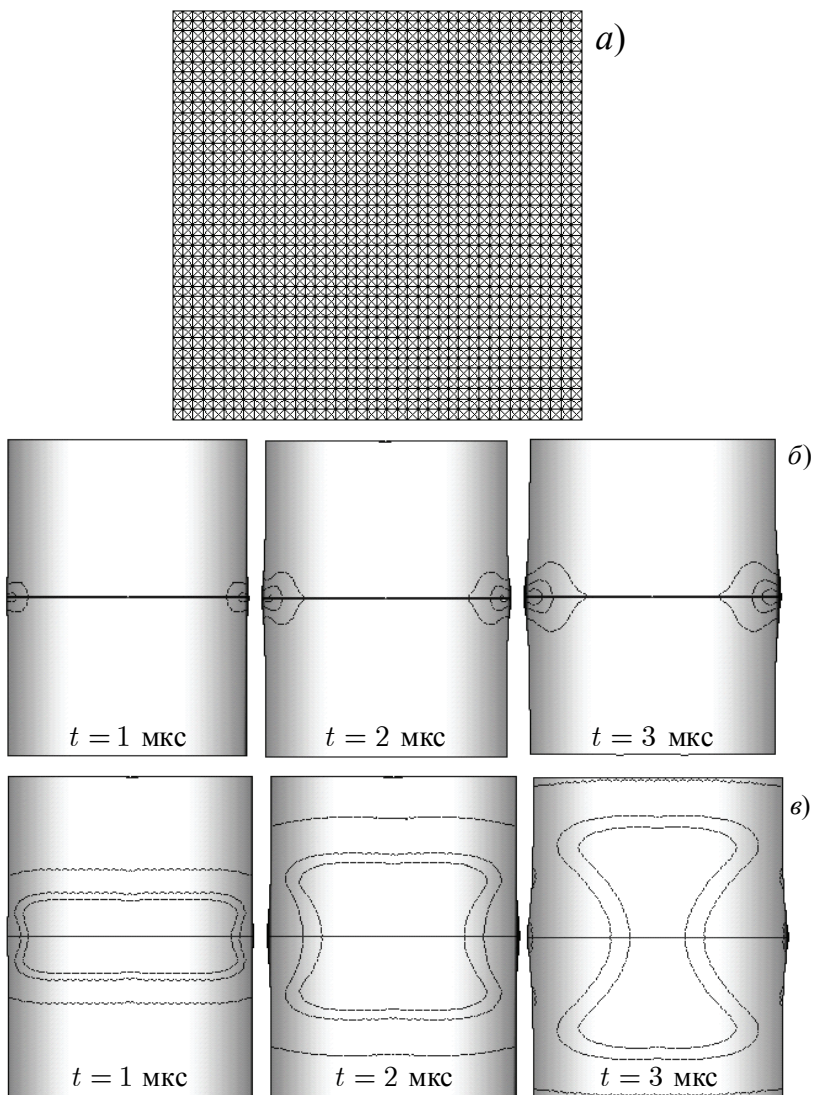


Рис. 6.2. Нормальное соударение двух идентичных стальных цилиндров $V_0 = 400 \text{ м/с}$: *a* – конечно-элементное разбиение; *б* – изолинии эквивалентной пластической деформации ε_{eqp} ; *в* – изолинии гидростатического давления P

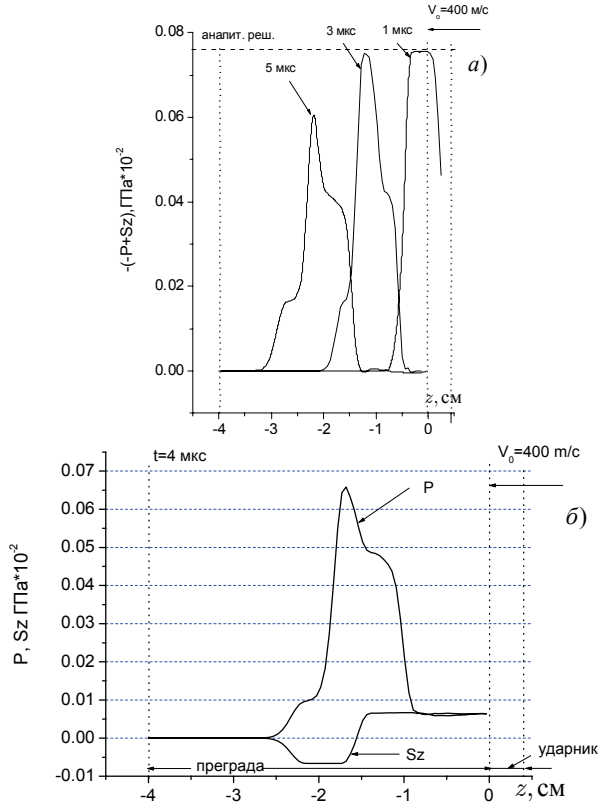


Рис. 6.3. Графики давления P и компоненты девиатора тензора напряжений в осевом направлении S_z

Приведенные данные, полученные при помощи разработанного программного комплекса, характеризуют некоторые аспекты напряженно-деформированного состояния, анализ которого невозможен любыми современными экспериментальными методиками.

6.2.3. Задача об ударе цилиндра по жесткой стенке

Кроме проверки численной модели на соответствие теоретическим данным, основанным на общефизических предположениях, необходимо провести сравнение численных расчетов с данными, взятыми из экспериментов. С этой целью рассмотрим удар по нормали стального цилиндра по жесткой стенке. Результаты численного решения подобного

класса задач также широко используются для определения динамического предела текучести материала на основе различных модификаций формулы Тейлора. В натурном эксперименте динамика процесса регистрировалась с помощью рентгеноимпульсных аппаратов РИНА-2Д и РИНА-3Д. В качестве жесткой стенки использовалось высокопрочное основание из твердого сплава ВК-8 [33].

Численные расчеты проведены при следующих исходных данных. Начальная длина цилиндра $l_0 = 20.6$ мм, диаметр $d_0 = 6.88$ мм. Скорость удара равнялась 542 м/с. Вся расчетная область разбивалась «конвертом» на 2500 треугольных элементов. В ходе численного эксперимента фиксировалась конечная длина цилиндра l_k . На рис. 6.4 показаны графические иллюстрации к решению данной задачи. Конечная длина цилиндра, зафиксированная в расчетах, равнялась 9.0 мм. В эксперименте отмечено укорочение длины цилиндра до $l_k = 9.3$ мм, т.е. расхождение между экспериментальными данными составило не более 3%.

Кроме вышерассмотренной задачи моделировался удар по жесткой стенке алюминиевым и стальным цилиндрами длиной $l_0 = 4.694$ см и диаметром $d_0 = 0.762$ см. В расчетах фиксировалось окончательное относительное укорочение цилиндра, равное отношению конечной длины к начальной l_k / l , которое сравнивалось с экспериментальными данными [25]. Результаты сравнения при различных начальных скоростях представлены в табл. 6.2.

Таблица 6.2. Сравнение результатов расчетов и экспериментов

Алюминий			Сталь		
Скорость удара, (м/с)	Укорочение относит. (расчет)	Укорочение относит. (эксперимент)	Скорость удара, (м/с)	Укорочение относит. (расчет)	Укорочение относит. (эксперимент)
161	0.905	0.893	161	0.891	0.905
207	0.888	0.876	266	0.803	0.812
367	0.708	0.722	319	0.754	0.745

Из таблицы видно, что при моделировании удара алюминиевого цилиндра по жесткой стенке расхождение между полученными и экспериментальными значениями l_k / l с ростом начальной скорости удара увеличивается, но незначительно.

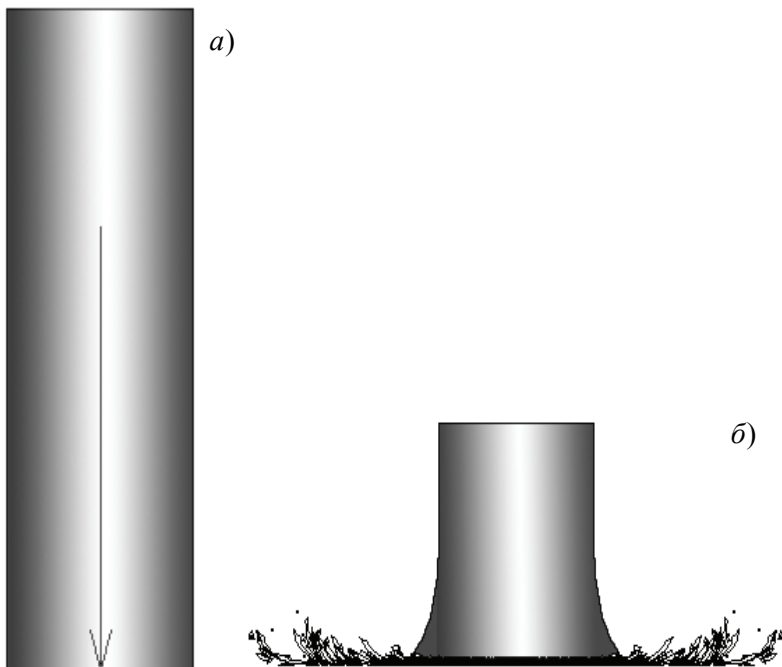


Рис. 6.4. Компьютерная визуализация тестовых расчетов:
а – конфигурация стального цилиндра до удара;
б – конечная конфигурация при $t = 40$ мкс

В случае стального цилиндра наибольшее расхождение между расчетными и экспериментальными данными отмечено при наименьшей начальной скорости удара, равной 161 м/с. В целом расхождение не превышает 1.95%. Таким образом, полученные результаты расчетов вполне согласуются с экспериментом, что подтверждает их достоверность для рассмотренного типа задач удара.

6.2.4. Расчет сквозного пробития стальным ударником однородных и двухслойных преград

Как было отмечено ранее, важным этапом при проверке численного решения в задачах динамического нагружения является моделирование экспериментов. Ниже сравниваются численные результаты с экспериментальными данными, полученными в НИИ ПММ ТГУ. Для проведения опытов сотрудниками института создан баллистический стенд на базе уникальных технологий и приборов. В его состав входит пороховая

баллистическая установка ПБУ калибром 13.2 мм, которая является модификацией штатного ствола ДШК 12.7 мм. С ее помощью в опыте осуществлялось метание стального ударника. Запреградная скорость ударника V_3 измерялась с помощью рам-мишеней и измерителя времени ЧЗ-34 [34].

Физическая постановка задачи формулируется как контактное взаимодействие однородного стального шарика диаметром $d = 12.7$ мм с преградами трех типов. Скорость направлена вдоль нормали преграды, материалом ударника является высокопрочная сталь ШХ-15, основные физико-механические характеристики которой следующие: $\rho_0 = 7.87$ г/см³, $\sigma_T = 1.4$ ГПа, $\sigma_k = 3.7$ ГПа, $A_p^* = 200$ кДж/кг, $\varepsilon_{egr} = 1.3$. Первый и второй тип преграды – это однородные стеклотекстолитовые и алюминиевые плиты толщиной 10.5 и 6 мм соответственно. Третий тип преграды – это двухслойная преграда, верхний слой которой изготовлен из стеклотекстолита, а нижний – из алюминиевого сплава. На контактной границе задавалось условие скольжения. Сравнить будем расчетные и экспериментальные запреградные скорости центра масс ударника. Скорость центра масс ударника вычислялась по формуле

$$V_c = \sum V_i m_i / \sum m_i,$$

где V_i , m_i – скорость и масса узла соответственно, суммирование проводится по всему ударнику.

Моделирование пробития однородной стеклотекстолитовой плиты проводилось для начальных скоростей удара 267, 562 и 728 м/с. На рис. 6.5 представлены рассчитанные конфигурации «ударник – мишень» при $V_0 = 267$ м/с в моменты времени 0 и 75 мкс и изолинии некоторых параметров напряженно-деформированного состояния, необходимых при детальном анализе процесса. Расчетами установлено, что при $t = 50$ мкс ударник внедрился на глубину, практически равную его радиусу. В области контакта «ударник – мишень» имели место разрушения в основном сдвигового характера.

Результаты моделирования процесса пробития алюминиевой преграды стальным шариком при $V_0 = 460$ м/с показаны на рис. 6.6. Выявлено, что при $t = 24$ мкс под действием ударника материал преграды сильно деформируется в осевом направлении. Процесс пробития происходит путем срезания «пробки».

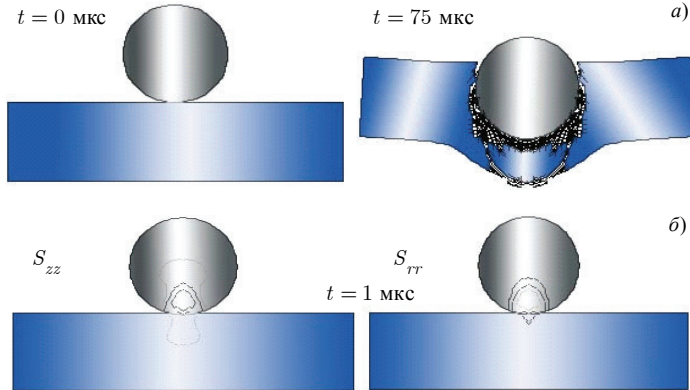


Рис. 6.5. Результаты расчетов процесса пробития сферическим ударником однородной стеклотекстолитовой плиты: *a* – исходные и текущие конфигурации «ударник – мишень», рассчитанные при начальной скорости ударника $V_0 = 267$ м/с; *б* – изолинии радиальной компоненты девиатора тензора напряжений S_{rr} ($1.34 \cdot 10^{-5}$; 0.00066; 0.00132 Мбар) и осевой компоненты девиатора тензора напряжений S_{zz} (-0.00279 ; -0.00172 ; -0.00065 Мбар)

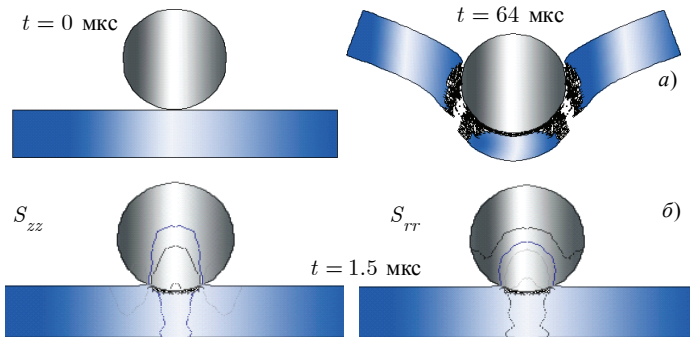


Рис. 6.6. Результаты расчетов процесса пробития сферическим ударником однородной алюминиевой плиты: *a* – исходные и текущие конфигурации «ударник – мишень», рассчитанные при начальной скорости ударника $V_0 = 460$ м/с; *б* – изолинии радиальной компоненты девиатора тензора напряжений S_{rr} (-0.00123 ; 0.00058; 0.0021 Мбар) и осевой компоненты девиатора тензора напряжений S_{zz} (-0.0059 ; -0.003 ; -0.0011 Мбар)

Графические иллюстрации к задаче о пробитии двухслойной преграды, верхний слой которой моделировался стеклотекстолитом, а нижний – алюминиевым сплавом, представлены на рис. 6.7. В этом варианте начальная скорость ударника была равной 557 м/с. Расчетами показано, что до $t = 44$ мкс ударник внедрился в преграду на глубину, равную толщине верхнего слоя. Также имело место незначительное деформирование преграды в осевом направлении. Далее с момента времени $t = 44$ мкс до $t = 64$ мкс происходит пробитие нижнего слоя преграды путем выбивания из нее «пробки». Из рисунков видно, что во всех вариантах расчетов материал ударника не разрушался. Уровень его пластической деформации был незначительным в течение всего процесса пробития.

В табл. 6.3 представлены результаты расчетов пробития стальным шариком рассматриваемых преград при различных начальных скоростях соударения.

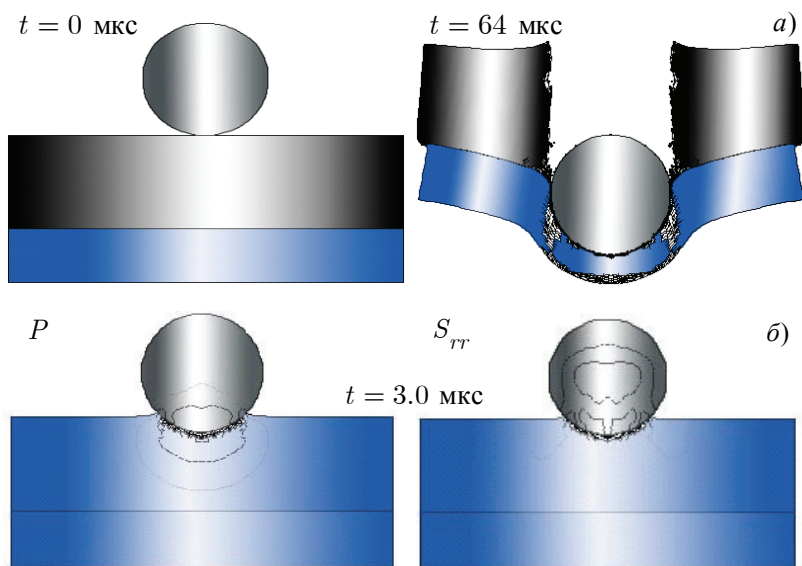


Рис. 6.7. Результаты расчетов процесса пробития двухслойной преграды, из стеклотекстолитового и алюминиевого слоев: *а* – исходные и текущие конфигурации «ударник – мишень», рассчитанные при начальной скорости ударника $V_0 = 557$ м/с; *б* – изолинии давления P (0.0017 ; 0.0045 ; 0.0072 Мбар); радиальной компоненты девиатора тензора напряжений S_{rr} (–0.00044 ; 0.001 ; 0.0026 Мбар)

Таблица 6.3. Рассчитанная V_p и экспериментальная V_3 скорости ударников, м/с

Тип и материал преграды	V_0	V_p	V_3
1. Стеклотекстолит, $h = 10.5$ мм	373	187	191
	562	412	402
	728	602	576
2. Алюминиевый сплав Д16, $h = 6$ мм	287	156	147
	460	328	312
	810	670	644
3. Стеклотекстолит + алюминиевый сплав $h = (10.5 + 6)$ мм	557	83.5	80.9
	680	327	316
	932	615	593

Из табл. 6.3 видно, что расхождения между численными результатами и данными, взятыми из эксперимента, не превышают 4.5%. В рамках используемой модели такое совпадение можно считать хорошим.

6.2.5. Расчет внедрения ударников с оживальной головной частью в полубесконечные преграды

Ниже, как и в предыдущем параграфе, сравниваются результаты расчетов, полученные при помощи разработанной методики компьютерного моделирования, с экспериментом. Рассматриваются задачи о глубоком внедрении ударников с оживальной головной частью в полубесконечные преграды. Под полубесконечной (массивной) будем понимать такую преграду, размеры которой позволяют пренебрегать реакцией тыльных и боковых свободных поверхностей, т.е. ее геометрические размеры значительно превышают размеры ударника. В рассматриваемом диапазоне скоростей достаточно превышение на порядок [35].

Вначале рассматривалось проникание сердечников пули 6,1В32 отечественного производства (масса $m = 5.5$ г, длина $l = 30$ мм) при различных начальных скоростях метания в массивные алюминиевые преграды. Далее в качестве ударников рассматривался сердечник пули 6,1Smk массой 2.55 г и длиной 16 мм, затем проведено сравнение полученных в расчетах и эксперименте глубин внедрения ударников L_p и L_3 .

Численно смоделируем процесс внедрения ударником 6,1В32 в алюминиевую плиту при $V_0 = 336$ м/с. Константы разрушения для данной и всех последующих задач корректировались по отдельным экспериментам. Исходные и текущие рассчитанные конфигурации «удар-

ник – мишень» в моменты времени 0, 12, 20, 30 и 50 мкс представлены на рис. 6.8. На рис. 6.8, а – в показаны изолинии параметров ε_{eff} , S_{rr} и S_{zz} при $t = 1.5$ мкс.

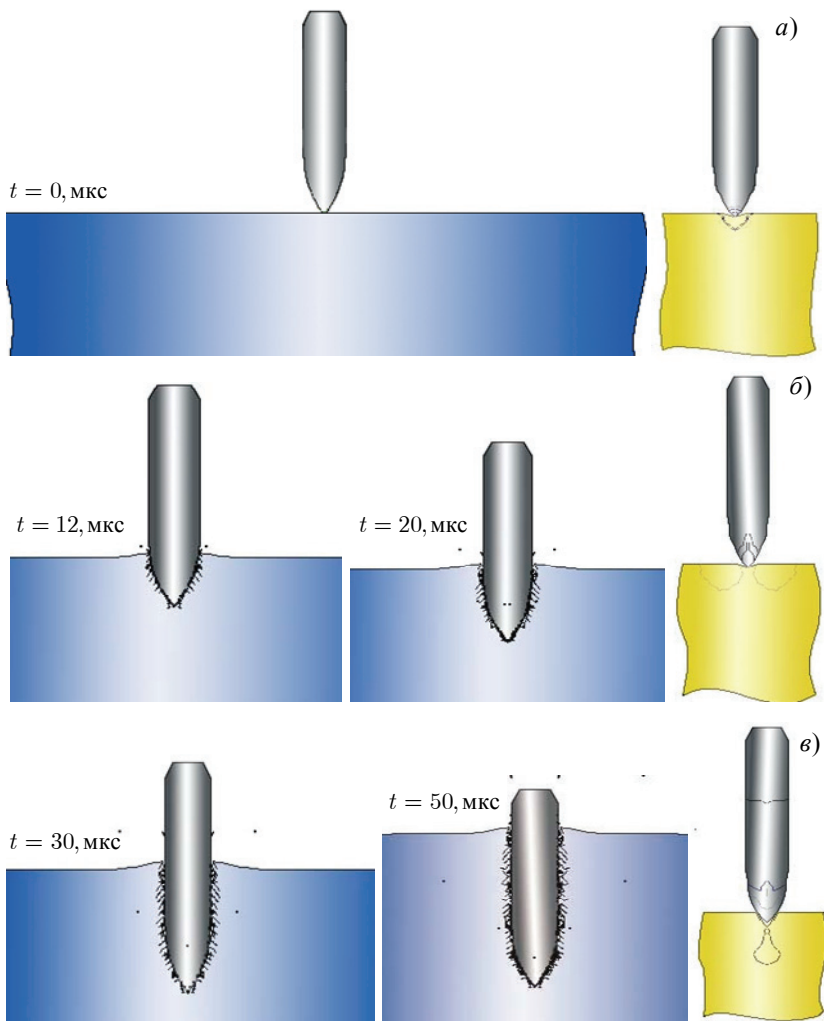


Рис. 6.8. Расчеты внедрения ударника Б32 в полубесконечную алюминиевую преграду

Деформационная картина внедрения типична для низкоскоростного удара ударником с оживальной головной частью по плите из алюминиевого сплава. Характерным для такого соударения является практически совпадающий по форме с ударником кратер в мишени. Выплеск материала мишени с поверхности и приповерхностных слоев наблюдается незначительное время, по сравнению с общим временем процесса. Для времени взаимодействия 190 мкс глубина внедрения составила 13.4 мм. Глубина кратера, полученного в эксперименте, составила 13.8 мм, т.е. расхождение с экспериментом было менее 3% [36].

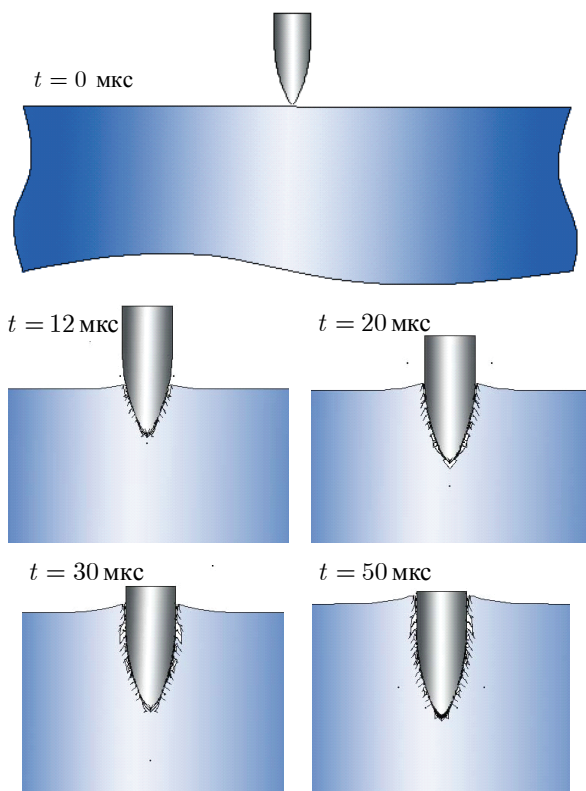


Рис. 6.9 Расчеты внедрения ударника 6,1Smk в полубесконечную алюминиевую преграду

Расчет внедрения сердечника пули 6,1Smk в алюминиевую преграду проводился с начальными скоростями удара 536 и 1031 м/с. Рассчитанные глубины внедрения составили 18.4 и 36.0 мм соответственно.

Исходные конфигурации «ударник – мишень», а также текущие, рассчитанные при $V_0 = 536$ м/с, изображены на рис. 6.9.

Из рисунков, иллюстрирующих процесс внедрения ударников с ОГЧ в полубесконечные преграды, хорошо видно, что в обоих случаях процесс внедрения происходил по одному механизму: как при действии ударника 6,1В32, так и при действии ударника 6,1Smk в материале преграды появлялись разрушения в основном сдвигового характера. Отметим, что при внедрении уровень пластической деформации материала ударника был незначительным.

В табл. 6.4 приведено сравнение значения глубины внедрения полученной численно L_p и величины $L_э$, отмеченной в эксперименте при начальных скоростях 336 и 592 м/с.

Таблица 6.4. Сравнение параметров L_p и $L_э$

Тип ударника	V_0 , м/с	L_p	$L_э$
6,1В32	336	13.4	13.8
6,1В32	592	22.9	24.0
6,1Smk	536	18.4	19.0
6,1Smk	1031	36.0	37.8

Примечание. Материал преграды – алюминиевый сплав.

Видно, что расхождения между расчетной глубиной проникания L_p и экспериментальной $L_э$ для обоих типов ударников незначительны. При сопоставлении результатов расчетов и экспериментов выявлено, что расхождение не превышало 5%.

Таким образом, проведенные тестовые расчеты показали, что результаты численного моделирования адекватно передают основные закономерности рассматриваемых процессов в твердых телах и хорошо согласуются с экспериментальными данными в рассмотренном диапазоне скоростей.

6.3. Исследования поведения неоднородных пластин при ударно-волновом нагружении

6.3.1. Постановка задачи

Успешное развитие многих современных отраслей техники связано, прежде всего, с использованием новейших материалов в конструкциях, отдельные части которых в силу различных причин подвергаются экстремальным нагрузкам. Оправданный выбор материала, способного в определенный промежуток времени выдерживать действующую нагрузку, достаточно трудоемок без проведения теоретического прогноза. Данные расчета напряженно-деформированного и термодинамического состояния нагруженного материала в руках опытного исследователя являются ключом к повышению надежности и увеличению срока эксплуатации всей конструкции.

В настоящее время в литературе описаны различные способы по управлению процессами разрушения металлической преграды при ударно-волновом нагружении [20, 37]. Известно, что при использовании пористых слоев материала или слоев функционально-градиентного материала может существенно измениться динамика деформирования и разрушения исследуемых образцов.

Изучению влияния внутренней структуры материала на изменение его свойств под нагрузкой посвящены работы, приведенные в [20]. В работе [38] показано, что наличие железокремниевых включений в прочной стали повышает ее ударную стойкость, а присутствие прочных включений в мягкой стали практически не защищает ее от разрушения. Это обусловлено тем, что сами включения являются дополнительными концентраторами напряжений по границам контакта с матрицей. Там же рассматривалась пластинчатая геометрия включений (площадь включений в горизонтальном сечении превышала начальную площадь действия приложенной нагрузки) и мелкозернистая (их горизонтальные площадки меньше, чем площадь действующей нагрузки).

В данном параграфе рассмотрено влияние неоднородностей в пластине на процесс ее разрушения. В качестве объекта исследования выбраны однородные и неоднородные пластины бесконечной длины из стали и алюминиевого сплава толщиной 10 и шириной 40 мм. Неоднородные пластины представляют собой матрицу и включения, схема расположения и форма которых показаны на рис. 6.10. Прямоугольные в сечении включения размерами 1.7×2.0 мм как бы армируют часть пластины в шахматном порядке от тыльной стороны ее поверхности вглубь в четыре ряда.

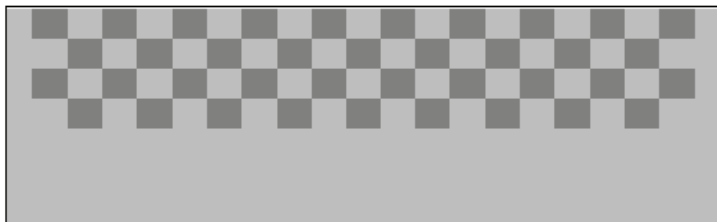


Рис. 6.10. Расположение инородных включений

Рассматривались инородные включения с начальными плотностями от 0.91 до 17.0 г/см³. В ходе расчетов при помощи разработанной методики компьютерного моделирования отслеживались время и место зарождения, а также дальнейшее развитие зон разрушения в материале матрицы и включений. Кроме этого, регистрировался профиль скорости тыльной свободной поверхности каждого образца, форма которого сопоставлялась с формой профиля, полученного при расчете однородных образцов.

Из физических соображений понятно, что на конечный результат нагружения рассматриваемых пластин прежде всего влияют такие параметры, как отношения плотностей, скоростей звука, пределов текучести и откольных прочностей материалов матрицы и включений. Кроме того, существенную роль должны играть количество, распределение и геометрия включений. При входе ударной волны в неоднородную часть преграды первоначальная структура ее фронта быстро изменяется вследствие многократных отражений от контактных поверхностей, что приводит к некоторому перераспределению энергии падающего импульса, и вместе с тем – к изменению деформационной картины [27].

6.3.2. Расчет нагружения неоднородной стальной пластины

Разработка ударостойких защит на сегодня является чрезвычайно трудоемкой процедурой, и зачастую просто невозможной без проведения предварительного расчета их напряженно-деформированного и термодинамического состояния в широком диапазоне начальных условий нагружения. Предпочтения в выборе материала будущих защитных конструкций могут отдаваться различным металлам и сплавам, среди которых сталь занимает далеко не последнее место. Физико-механические характеристики этого материала являются уникальными в своем роде, что подтверждается длительным и успешным использованием стали в качестве конструкционного материала.

Объектом исследования была выбрана стальная неоднородная преграда с включениями из парафина, алюминиевого сплава, меди, упроч-

ненного медного сплава, а также вольфрамового сплава ВНЖ. Кроме этого, в качестве материалов включений рассмотрены два стальных сплава, с увеличенными на 40% относительно материала матрицы значениями откольной прочности σ_k и предела текучести σ_T . В первых двух вариантах начальная плотность матрицы была больше начальной плотности включений: $\rho_{0M} > \rho_{0B}$, в следующих трех, наоборот: $\rho_{0M} < \rho_{0B}$, и в последних двух: $\rho_{0M} = \rho_{0B}$.

Серия вычислительных экспериментов проведена для двумерного случая плоской симметрии. Расчетная область разбивалась «конвертом» на 8000 треугольных элементов. Нумерация рядов включений проведена сверху вниз [39].

Нагружение стальных неоднородных образцов осуществлялось плоской ударной волной с амплитудой 175 м/с, а время ее действия задавалось равным 1.2 мкс.

Вначале были проанализированы результаты расчетов однородной стальной преграды. Полученные конфигурации представлены на рис. 6.11 в моменты времени 4, 8, 12 мкс. Видно, что развитие разрушений в преграде соответствовало общепринятым представлениям об образовании откола. Расчетным путем установлено, что первые очаги разрушения вследствие действия растягивающих напряжений появляются на 4-й мкс на расстоянии 3.3 мм от тыльной свободной поверхности. Далее эти очаги растут, локализуясь на одной плоскости, и к 12-й мкс картина разрушения полностью формируется в виде образования откольной тарелочки (см. рис. 6.11, в).

Из рассчитанного профиля скорости тыльной поверхности $U_s(t)$ (см. рис. 6.11, г) видно, что амплитуда ударной волны при ее выходе на тыльную поверхность была уже понижена действием догоняющей волны разгрузки с 350 до 311 м/с. В дальнейшем на графике наблюдается еще одно возрастание скорости с 4-й по 5-ю мкс, при этом в момент времени 12 мкс движение происходит при скорости, равной 261.5 м/с.

Интересным представляется случай нагружения стальной преграды с включениями из парафина, результаты расчета которого приведены на рис. 6.12. Первые очаги разрушения появились на 4-й мкс (рис. 6.12, а) в однородной части преграды на расстоянии 3 мм от поверхности нагружения. Далее, к 12-й мкс, они локализуются на одной плоскости. Причина их появления объясняется действием волны разрежения, образованной при выходе падающей ударной волны на четвертый ряд включений. Очевидно, что при увеличении скорости нагружения в этом месте должен произойти откол.

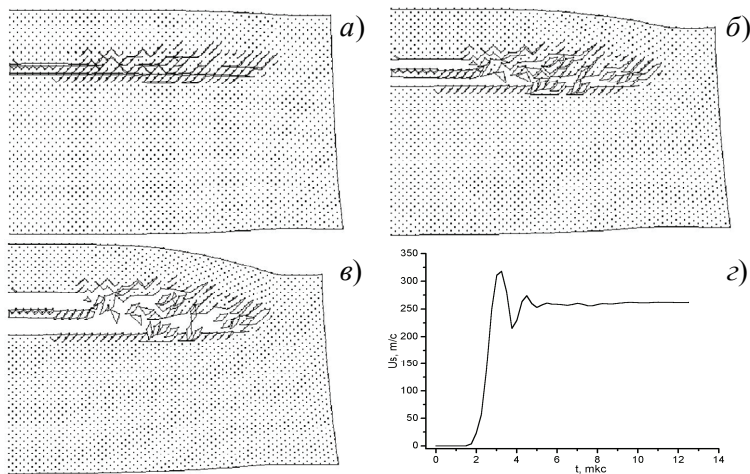


Рис. 6.11. Рассчитанные конфигурации и профиль скорости тыльной поверхности однородной стальной пластины: $a - t = 4$ мкс; $b - t = 8$ мкс; $c - t = 12$ мкс; $d - U_s(t)$

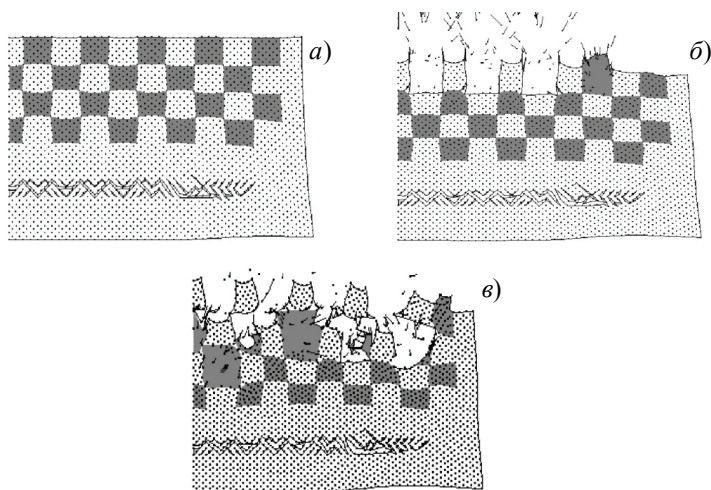


Рис. 6.12. Рассчитанные конфигурации пластины с парафиновыми включениями: $a - t = 4$ мкс; $b - t = 8$ мкс; $c - t = 12$ мкс

На 8-й мкс было зафиксировано разрушение четырех включений (см. рис. 6.12, б), а на 12-й мкс отмечены разрушения во всех пяти включениях во втором ряду (см. рис. 6.12, в). В третьем ряду произошло

разрушение парафина, расположенного во включении, находящемся у оси симметрии. В этой задаче регистрация скорости поверхности была затруднена в связи с большой фрагментацией материала преграды и обильным разрушением первого ряда включений.

Путем расчетов установлено, что первые очаги разрушений в образце с алюминиевыми включениями появляются в материале включений (рис. 6.13). Видно, что на 4-й мкс в средней части преграды большинство включений уже разрушены. На 8-й мкс происходит формирование откольной тарелочки в плоскости, проходящей через второй и третий ряд включений.

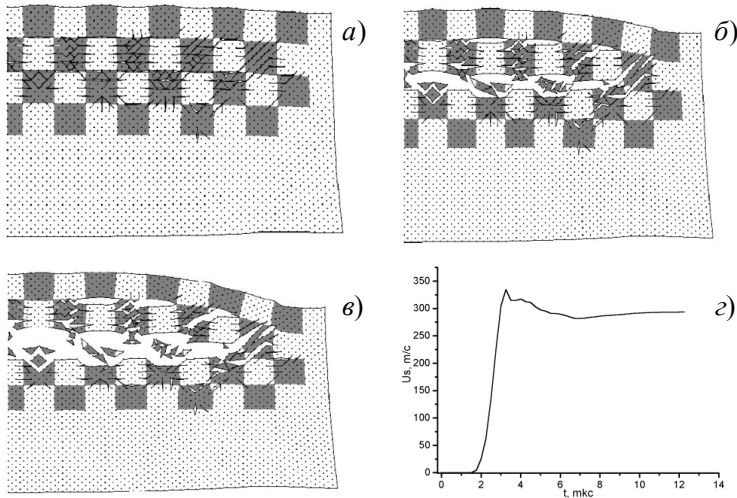


Рис. 6.13. Рассчитанные конфигурации и волновой профиль пластины с алюминиевыми включениями: $a - t = 4$ мкс; $b - t = 8$ мкс; $c - t = 12$ мкс; $d - U_s(t)$

Профиль скорости тыльной поверхности стальной пластины с алюминиевыми включениями показан на рис. 6.13, d . При сопоставлении с формой профиля однородного образца установлено, что в данном случае наблюдалось довольно затянутое торможение поверхности. Приблизительно до 7-й мкс происходило снижение скорости до величины 280 м/с. В промежутке времени от $t = 7$ мкс до $t_k = 12$ мкс наблюдалось возрастание скорости. При $t_k = 12$ мкс движение осуществлялось с постоянной скоростью, равной 293.6 м/с. В варианте расчета однородного образца эта величина была равна 261.5 м/с.

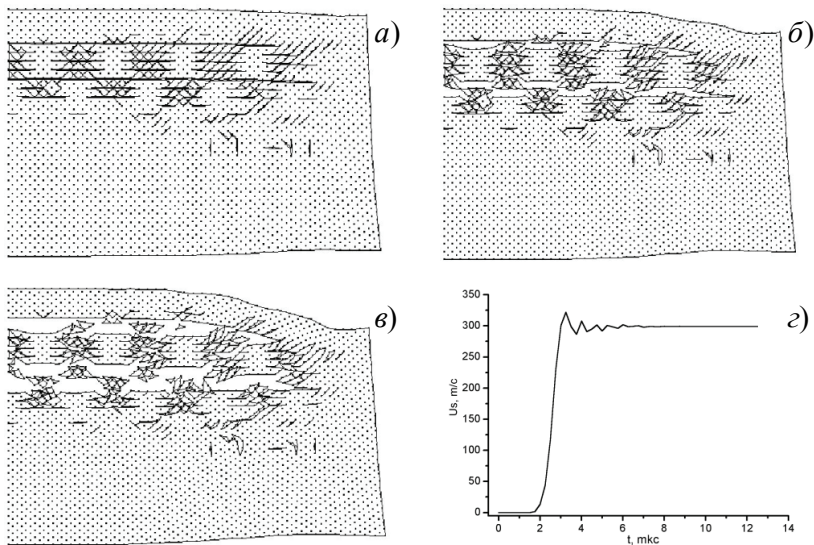


Рис. 6.14. Рассчитанные конфигурации и волновой профиль пластины с медными включениями: $a - t = 4$ мкс; $b - t = 8$ мкс; $в - t = 12$ мкс; $г - U_s(t)$

В плане проводимых исследований определенный интерес представляют результаты расчетов нагружения плоской ударной волной образца с медными включениями, т.к. начальная плотность меди выше плотности стали – материала матрицы, а прочностные характеристики, наоборот, меньше. На рис. 6.14 приведены графические иллюстрации к данному варианту. Основные этапы зарождения и развития разрушений в этом образце аналогичны варианту расчета стальной пластины с алюминиевыми включениями. Однако объем разрушений на момент времени $t_k = 12$ мкс в последнем случае несколько больше. Волновой профиль для этого варианта приведен на рис. 6.14, $г$. При сопоставлении формы данного профиля с профилем предыдущего варианта установлено (см. рис. 6.14, $г$ и 6.13, $г$), что имеющиеся различия носят качественный характер. В последнем случае зафиксированы затухающие колебания скорости поверхности, связанные с реверберацией откольного импульса в отделяющейся от образца тарелочке.

В следующем варианте расчета в качестве материала включений выбран медный сплав со значениями предела текучести σ_k и откольной прочности σ_T , как у материала матрицы (рис. 6.15). Принципиальных

различий между рассчитанным волновым профилем данного образца и однородной пластины не выявлено. В обоих случаях на графиках наблюдаются осцилляции скорости, обусловленные неоднократным отражением волн в откольной тарелочке между поверхностью образца и поверхностью разрушения.

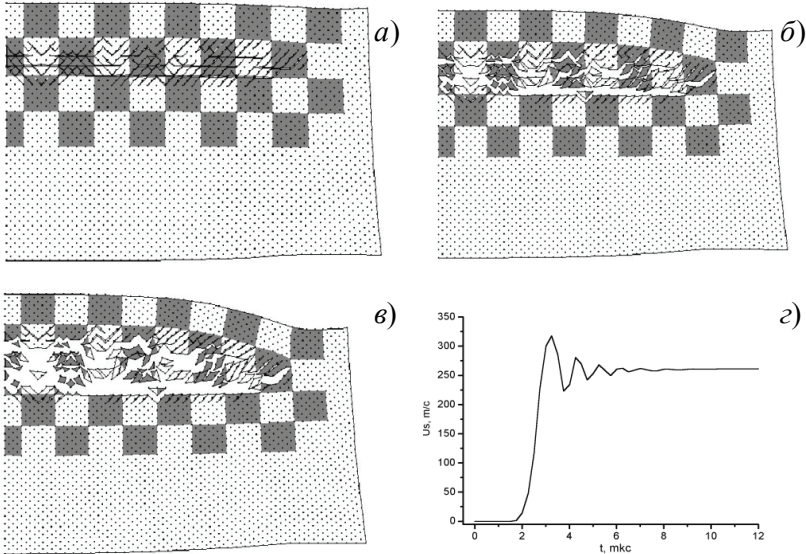


Рис. 6.15. Рассчитанные конфигурации и волновой профиль пластины с включениями из медного сплава (σ_k и σ_T , как у стали):

$a - t = 4$ мкс; $б - t = 8$ мкс; $в - t = 12$ мкс; $з - U_s(t)$

Далее в качестве включений рассматривался вольфрамовый сплав ВНЖ (рис. 6.16). Расчеты показали, что на 4-й мкс появились слабые, едва заметные очаги разрушения в материале матрицы, расположенные во втором ряду между включениями. Затем наблюдался их дальнейший рост, но также в материале матрицы. Видно, что к 12-й мкс зона повреждений была расположена в средней части пластины. Можно отметить, что развитие разрушений в данном случае проходило с меньшей интенсивностью, чем во всех предыдущих вариантах.

Профиль скорости тыльной поверхности стального образца с ВНЖ включениями показан на рис. 6.16, з. На графике с 3-й по 13-ю мкс наблюдается падение скорости с 248 до 129.2 м/с, что является наибольшей величиной из всех рассмотренных вариантов. На момент вре-

мени окончания счета $t_k = 12$ мкс установлено, что движение тыльной поверхности происходит со скоростью 102.5 м/с, т.е. почти на 60% меньшей, чем в варианте с однородной пластиной.

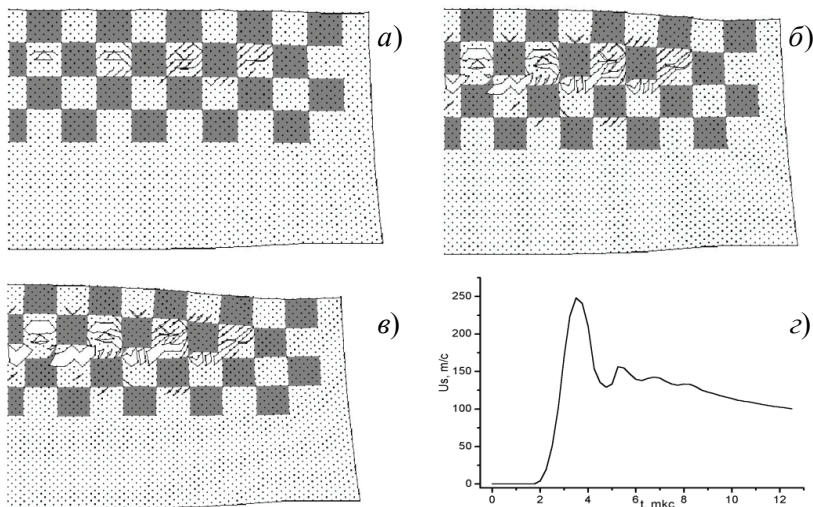


Рис. 6.16. Рассчитанные конфигурации и волновой профиль пластины с ВНЖ включениями: $a - t = 4$ мкс; $b - t = 8$ мкс; $c - t = 12$ мкс; $d - U_s(t)$

Затем в качестве включений рассматривались два стальных сплава, в одном из которых на 40% увеличено значение откольной прочности σ_k относительно материала матрицы, а в другом на 40% был увеличен предел текучести материала σ_T . Графические иллюстрации к этим двум вариантам представлены на рис. 6.17 и 6.18. В том случае, когда в роли включений выступал стальной сплав с завышенным на 40% значением откольной прочности, разрушения образца были средней степени интенсивности (см. рис. 6.17, e). Образование очагов разрушений и их дальнейшее развитие происходили в основном в материале матрицы. Нагружение пластины со стальными включениями с увеличенным на 40% пределом текучести σ_T привело к образованию откольной тарелочки с картиной разрушения, аналогичной варианту с однородной пластиной. При сравнении волновых профилей (см. рис. 6.17, d и 6.18, d) было установлено, что до 5-й мкс рассчитанные цифровые значения

скорости тыльной поверхности в обоих вариантах практически совпадали. В дальнейшем с 5-й по 12-ю мкс наблюдаются различия в движении поверхностей. На рис. 6.17, z скорость убывает и при $t_k = 12$ мкс равняется 177.2 м/с, т.е. на 32% меньше, чем в базовом варианте. На рис. 6.18, z движение происходит при 253.4 м/с. В этом случае расхождение с базовым вариантом уменьшилось до 3%.

В табл. 6.5 представлены полученные в расчетах вид и степень разрушения исследуемых пластин.

Таблица 6.5. Вид и степень разрушения неоднородных стальных пластин при нагружении плоской ударной волной

Материал включений	ρ_0	σ_K	Вид разрушений
1-1 Сталь	$\rho_{0M} = \rho_{0B}$	$\sigma_{KM} = \sigma_{KB}$	Откол
1-2 Парафин	$\rho_{0M} > \rho_{0B}$	$\sigma_{KM} > \sigma_{KB}$	Разрушения в матрице и включениях
1-3 Алюминиевый сплав	$\rho_{0M} > \rho_{0B}$	$\sigma_{KM} > \sigma_{KB}$	Разрушения, откол
1-4 Медь	$\rho_{0M} < \rho_{0B}$	$\sigma_{KM} > \sigma_{KB}$	Разрушения средней степени
1-5 Медный сплав	$\rho_{0M} < \rho_{0B}$	$\sigma_{KM} = \sigma_{KB}$	Откол
1-6 ВНЖ	$\rho_{0M} < \rho_{0B}$	$\sigma_{KM} < \sigma_{KB}$	Слабые разрушения матрицы
1-7 Сталь ($\sigma_k \times 1,4$)	$\rho_{0M} = \rho_{0B}$	$\sigma_{KM} = \sigma_{KB}$	Откол
1-8 Сталь ($\sigma_T \times 1,4$)	$\rho_{0M} = \rho_{0B}$	$\sigma_{KM} < \sigma_{KB}$	Средняя степень разрушения

Из таблицы видно, что разрушение двух неоднородных образцов (1-5) и (1-7) проходило по типу откола, так же, как и в случае для однородного образца (1-1). Во всех трех вариантах откольная прочность матрицы была равной откольной прочности включений: $\sigma_{KM} = \sigma_{KB}$. В варианте (1-6) зафиксирован наименьший объем разрушений, при этом откольная прочность матрицы была меньше откольной прочности включений, а в варианте (1-2), наоборот, зафиксирован наибольший объем разрушений, при этом $\sigma_{KM} > \sigma_{KB}$. В вариантах (1-3) и (1-4) объемы разрушений были больше, чем в базовом, но меньше, чем в варианте (1-2).

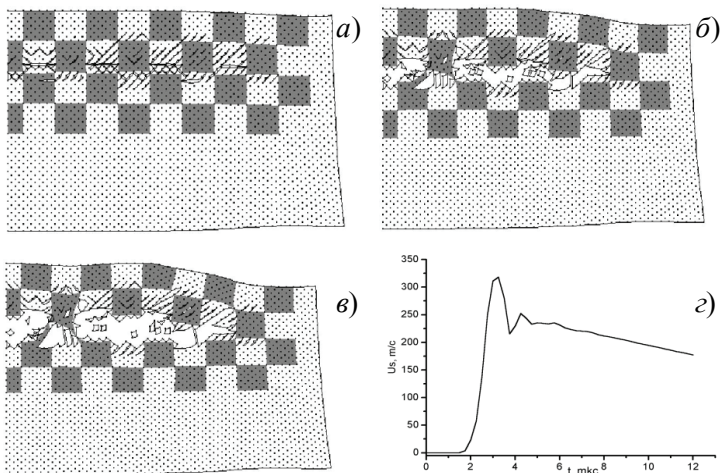


Рис. 6.17. Рассчитанные конфигурации и волновой профиль пластины со стальными включениями ($\sigma_k \times 1.4$):
 $a - t = 4$ мкс; $b - t = 8$ мкс; $в - t = 12$ мкс; $z - U_s(t)$

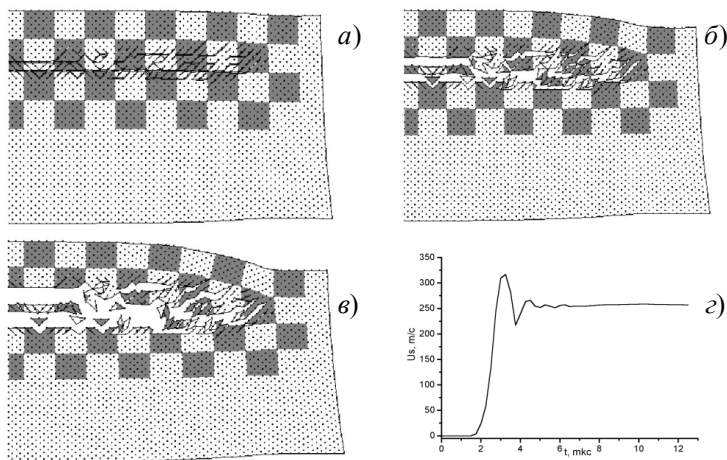


Рис. 6.18. Рассчитанные конфигурации и волновой профиль пластины со стальными включениями ($\sigma_T \times 1.4$):
 $a - t = 4$ мкс; $b - t = 8$ мкс; $в - t = 12$ мкс; $z - U_s(t)$

Таким образом, картины разрушения рассмотренных пластин могут существенно изменяться в зависимости от вида включений. Путем под-

бора их материалов можно управлять процессами разрушения в целом, увеличивая их объем в материале матрицы и уменьшая в материале включений, либо наоборот.

6.3.3. Расчет нагружения неоднородной алюминиевой пластины

Изучение поведения неоднородной алюминиевой преграды в условиях нагружения плоским ударным импульсом продиктовано широким использованием алюминия в качестве конструкционного материала. Применение алюминия, а также сплавов на его основе в отдельных элементах конструкций, работающих в условиях короткоимпульсных нагрузок, внесло существенный вклад в развитие многих отраслей техники, в том числе ракетно-космической.

Для выявления влияния наличия неоднородностей в алюминиевой пластине на процесс ее разрушения была проведена серия вычислительных экспериментов, где в качестве включений использовались следующие материалы и сплавы: парафин, бериллий, сталь, медь, медный сплав, вольфрамовый сплав ВНЖ, алюминиевые сплавы с увеличенным на 40% значениями σ_k и σ_T [40].

Расчеты проведены при помощи разработанной методики численно-го моделирования для двумерного случая плоской симметрии. Начальная амплитуда ударной волны равнялась 125 м/с.

На рис. 6.19 представлены рассчитанные конфигурации однородной алюминиевой преграды в моменты времени 4, 8, 12 мкс. Если проследить полученные результаты по времени, то можно обнаружить, что зарождение очагов разрушений (в этой и во всех других задачах) начинается несколько раньше, чем в случае стальной преграды, что объясняется разностью скоростей волн. Так, на 4-й мкс на расстоянии 3 мм от свободной поверхности уже произошло формирование откольной тарелочки.

На рис. 6.19, з приведен профиль скорости тыльной поверхности однородного алюминиевого образца. Видно, что при выходе ударной волны на тыльную поверхность догоняющая волна разгрузки уже понизила значение скорости с 250 до 203 м/с. В отличие от волнового профиля, рассчитанного в варианте однородного стального образца, в этом случае на графике наблюдается большее количество колебаний за фронтом волны. Это объясняется тем, что приповерхностный слой в откольной тарелочке был менее поврежден. На момент времени окончания счета $t_k = 12$ мкс рассчитанная скорость тыльной поверхности была равной 142.2 м/с.

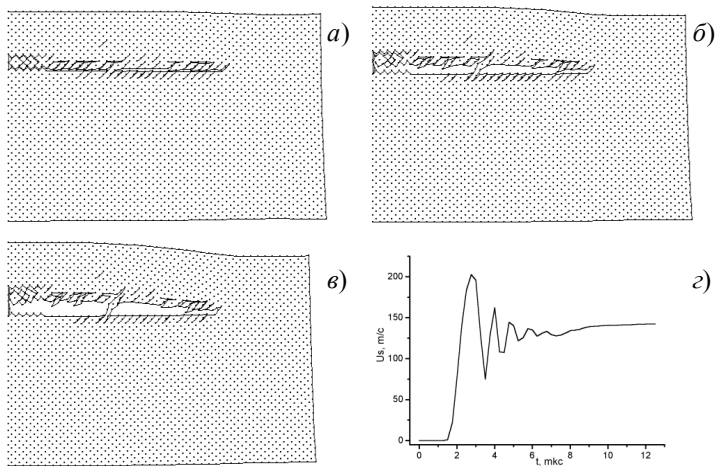


Рис. 6.19. Рассчитанные конфигурации и профиль скорости тыльной поверхности однородной алюминиевой пластины:
 а - $t = 4$ мкс; б - $t = 8$ мкс; в - $t = 12$ мкс; з - $U_s(t)$

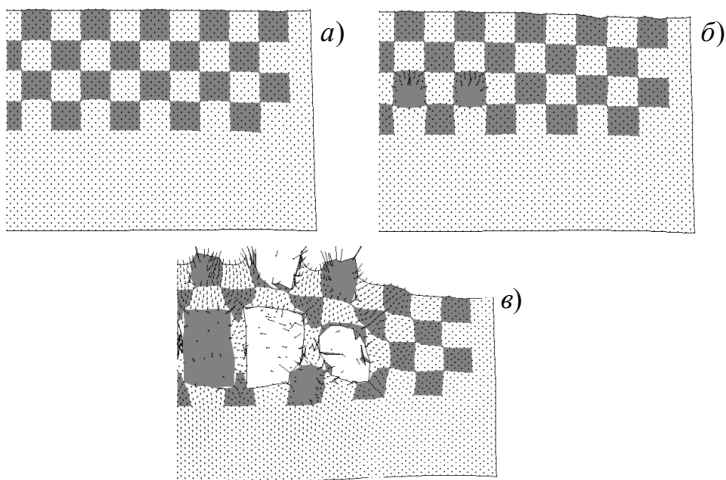


Рис. 6.20. Рассчитанные конфигурации пластины с парафиновыми включениями: а - $t = 0$ мкс; б - $t = 4$ мкс; в - $t = 8$ мкс

Результаты нагружения пластины с парафиновыми включениями показаны на рис. 6.20. В отличие от стальной матрицы, в этом случае в однородной части алюминиевой преграды разрушений не выявлено.

Наибольший объем разрушений зафиксирован в первом и третьем ряду включений. В данном расчете скорость тыльной поверхности так же, как для случая стальной матрицы, не регистрировалась.

Следующим материалом включений был рассмотрен бериллий (рис. 6.21). В настоящее время бериллий также является весьма перспективным материалом в области авиа- и ракетостроения. В процессе счета установлено, что первые очаги разрушений зарождались в материале включений. Вследствие действия растягивающих напряжений на 4-й мкс произошла их локализация в одной плоскости, параллельной тыльной поверхности и проходящей по границе третьего и четвертого ряда включений. Фактически это означает, что если увеличить значение начальной амплитуды ударной волны, то в этом месте преграды может произойти откол.

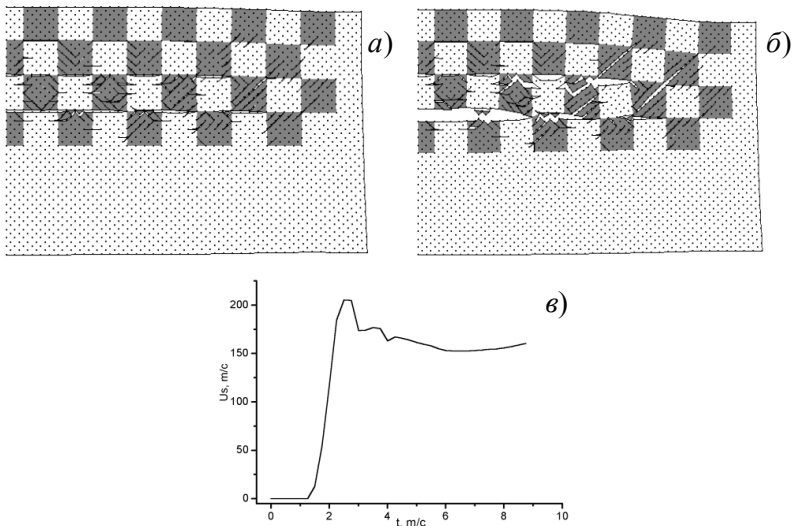


Рис. 6.21. Рассчитанные конфигурации и волновой профиль образца с бериллиевыми включениями: $a - t = 4$ мкс; $b - t = 8$ мкс; $v - U_s(t)$

Волновой профиль для этой задачи представлен на рис. 6.21, v . Видно, что после выхода ударной волны на свободную поверхность догоняющая волна разгрузки понизила значение ее амплитуды с 250 до 205 м/с. Визуально форма профиля, рассчитанного для данного варианта, отличается от случая с однородной пластиной. С момента времени $t = 3$ мкс по $t = 9$ мкс наблюдаются слабые колебания, снижение и некоторый рост скорости. Получено, что в момент времени 10 мкс ско-

рость тыльной поверхности данного образца была равной 160 м/с, т.е. на 12.5% больше, чем в базовом варианте.

Основные этапы зарождения и развития очагов разрушений в пластине со стальными включениями проиллюстрированы в моменты времени 4, 8 и 12 мкс на рис. 6.22. Путем расчетов установлено, что на 2-й мкс появились первые очаги разрушения в материале матрицы между включениями во втором и третьем ряду. Наибольший объем разрушений матрицы зафиксирован в области второго и третьего рядов включений. Разрушений во включениях не обнаружено.

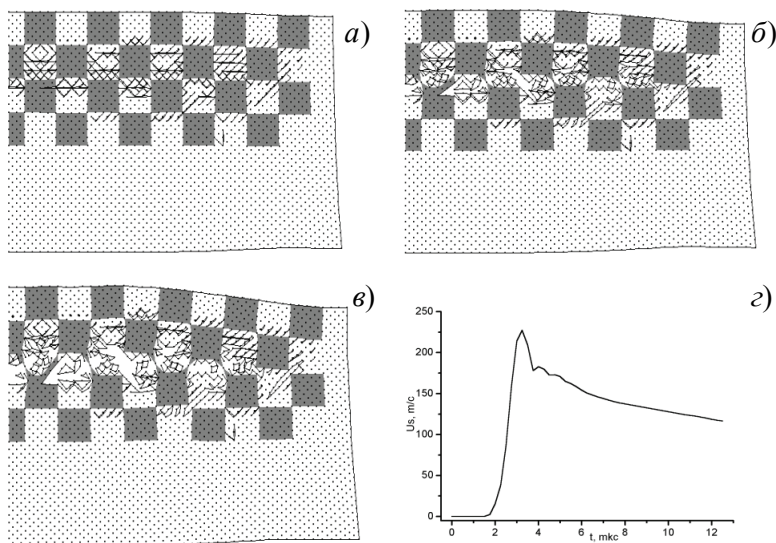


Рис. 6.22. Рассчитанные конфигурации и волновой профиль образца со стальными включениями: а – $t = 4$ мкс; б – $t = 8$ мкс; в – $t = 12$ мкс; г – $U_s(t)$

При сопоставлении формы рассчитанного профиля $U_s(t)$ с предыдущим вариантом (рис. 6.22 и 6.21) обнаружены качественные отличия. Так, в последнем случае с момента $t = 3$ мкс наблюдались слабые колебания и монотонное убывание скорости. При $t_k = 12$ мкс скорость тыльной поверхности была равной 118.5 м/с, т.е. на 18% меньше, чем в варианте с однородной пластиной.

На рис. 6.23 и 6.24 приведены рассчитанные конфигурации алюминиевых пластин с включениями из меди и медного сплава, в котором

откольная прочность и предел текучести матрицы были равны откольной прочности и пределу текучести включений. Из текущих рассчитанных конфигураций видно (см. рис. 6.23 и 6.24), что на 4-й мкс в обоих вариантах основные разрушения сосредоточены в области второго и третьего ряда включений как в материале матрицы, так и в материале включений. В первом случае (см. рис. 6.23) на 6-й мкс вследствие их локализации сформировалось несколько магистральных трещин.

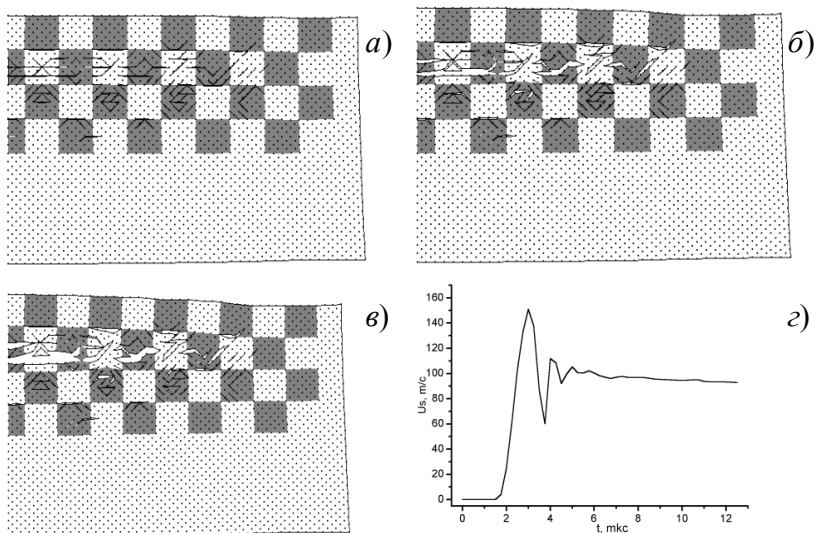


Рис. 6.23. Рассчитанные конфигурации и волновой профиль пластины с включениями из меди: а – $t = 4$ мкс; б – $t = 8$ мкс; в – $t = 12$ мкс; з – $U_s(t)$

Волновые профили для данных вариантов представлены на рис. 6.23, з и 6.24, з. В момент времени $t = 3$ мкс в первом случае скорость тыльной поверхности была равной 151.0 м/с, т.е. на 25.6% меньше, чем в базовом варианте. Во втором – расхождение с базовым вариантом увеличилось до 30%. С 3-й по 6-ю мкс на обоих графиках наблюдаются осцилляции скорости. При $t_k = 12$ мкс в первом варианте скорость была равной 93.4 м/с, а во втором – 53.8 м/с. Это соответственно на 34.3 и 62% меньше, чем в варианте с однородной алюминиевой пластиной.

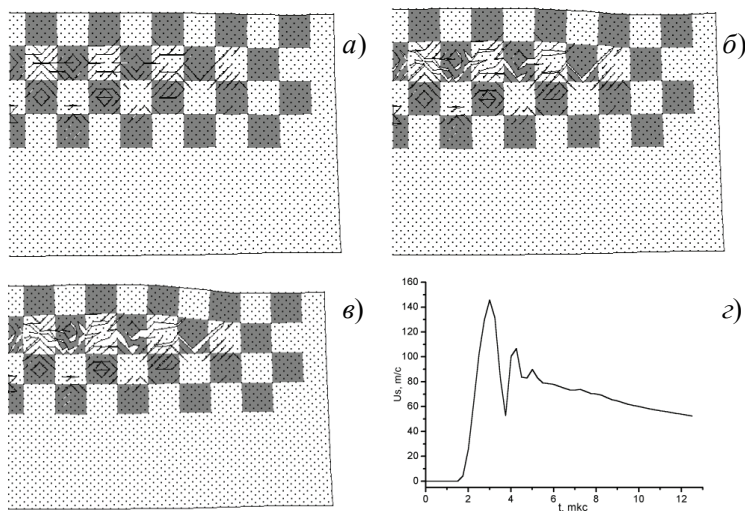


Рис. 6.24. Рассчитанные конфигурации и волновой профиль пластины с включениями из медного сплава:

$a - t = 4$ мкс; $б - t = 8$ мкс; $в - t = 12$ мкс; $з - U_s(t)$

Результаты расчетов ударно-волнового нагружения алюминиевой пластины с ВНЖ включениями показаны на рис. 6.25. Установлено, что на 4-й мкс в средней части пластины отмечены слабые, едва заметные разрушения в материале матрицы. Далее, вследствие действия растягивающих напряжений, область разрушений распространяется на второй и третий ряд включений. На волновом профиле после выхода ударной волны на тыльную поверхность скорость была равной 78.8 м/с, что является наименьшей величиной из всех рассмотренных в данном параграфе вариантов (см. рис. 6.25, в).

Далее проводились расчеты неоднородных образцов с включениями из алюминиевого сплава с увеличенным на 40% значением откольной прочности σ_k (рис. 6.26) и алюминиевым сплавом с увеличенным на 40% значением σ_T (рис. 6.27). В первом варианте первые очаги разрушения появились в материале матрицы на расстоянии 2.8 мм от свободной поверхности. Зона разрушений в данном образце имела форму узкой полосы, расположенной на границе второго и третьего ряда включений в материале матрицы. На рис. 6.27 очаги разрушения также появились на расстоянии 2.8 мм от границы, но в процессе счета слились в магистральную трещину. Отмечены слабые разрушения материала матрицы и включений.

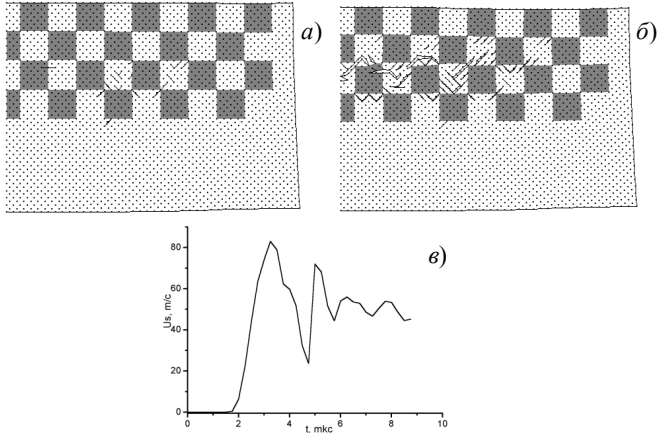


Рис. 6.25. Рассчитанные конфигурации и волновой профиль образца с ВНЖ включениями: $a - t = 4$ мкс; $b - t = 12$ мкс; $c - U_s(t)$

Волновые профили, рассчитанные для обоих вариантов, представлены на рис. 6.26, б и 6.27, б. Видно, что при $t = 3$ мкс скорость тыльной поверхности в обеих задачах была равной 202.6 м/с, что в свою очередь совпадало с вариантом расчета однородной алюминиевой пластины. Далее на графиках наблюдаются колебания скорости за фронтом ударной волны, связанные с отражением волн между поверхностью образца и откольной тарелочки. На момент времени окончания счета в пластине с включениями из алюминиевого сплава с увеличенным на 40% значением откольной прочности σ_k скорость тыльной поверхности была равной 58.0 м/с. В пластине с включениями из алюминиевого сплава с увеличенным на 40% значением σ_T скорость равнялась 85 м/с. В свою очередь, это на 59 и 40% меньше, чем в базовом варианте.

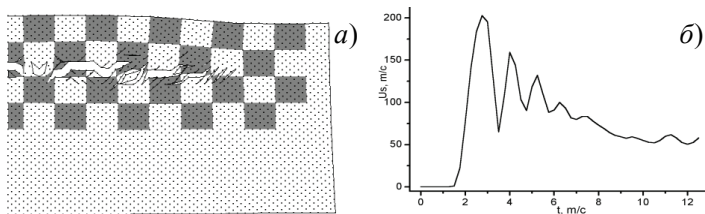


Рис. 6.26. Рассчитанные конфигурации и волновой профиль образца с алюминиевыми включениями ($\sigma_k \times 1.4$): $a - t = 12$ мкс; $b - U_s(t)$

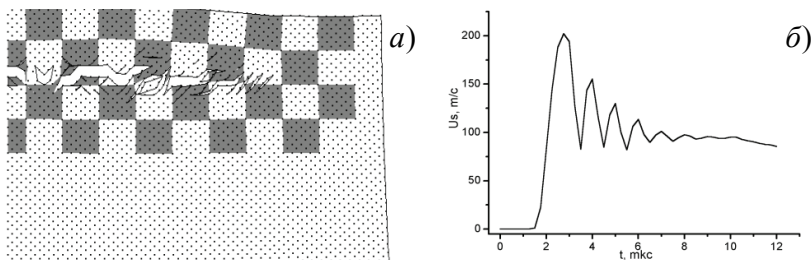


Рис. 6.27. Рассчитанные конфигурации и волновой профиль образца с алюминиевыми включениями ($\sigma_T \times 1.4$): $a - t = 12$ мкс; $b - U_s(t)$

В табл. 6 представлены полученные в расчетах вид и степень разрушения исследуемых преград.

Таблица 6.6. Вид и степень разрушения неоднородных алюминиевых пластин при нагружении плоской ударной волной

Материал включений	ρ_0	σ_K	Вид разрушений
2-1 Ал. сплав	$\rho_{0M} = \rho_{0B}$	$\sigma_{KM} = \sigma_{KB}$	Откол
2-2 Парафин	$\rho_{0M} > \rho_{0B}$	$\sigma_{KM} > \sigma_{KB}$	Разрушения во включениях
2-3 Бериллий	$\rho_{0M} > \rho_{0B}$	$\sigma_{KM} > \sigma_{KB}$	Средняя степень разрушения
2-4 Сталь	$\rho_{0M} < \rho_{0B}$	$\sigma_{KM} < \sigma_{KB}$	Разрушения матрицы
2-5 Медь	$\rho_{0M} < \rho_{0B}$	$\sigma_{KM} < \sigma_{KB}$	Средняя степень разрушения
2-6 Медный сплав	$\rho_{0M} < \rho_{0B}$	$\sigma_{KM} = \sigma_{KB}$	Средняя степень разрушения
2-7 ВНЖ	$\rho_{0M} < \rho_{0B}$	$\sigma_{KM} < \sigma_{KB}$	Слабые разрушения матрицы
2-8 Ал. сплав ($\sigma_k \times 1.4$)	$\rho_{0M} = \rho_{0B}$	$\sigma_{KM} < \sigma_{KB}$	Слабые разрушения матрицы
2-9 Ал. сплав ($\sigma_T \times 1.4$)	$\rho_{0M} = \rho_{0B}$	$\sigma_{KM} = \sigma_{KB}$	Слабые разрушения матрицы

На основе проведенной серии вычислительных экспериментов по нагружению плоской ударной волной неоднородной алюминиевой пластины установлено следующее. Наличие инородных включений в матрице алюминиевой пластины приводит к существенному изменению вида и степени разрушения. Путем подбора материала включений можно управлять процессами разрушения всего образца.

6.3.4. Расчет процесса взаимодействия компактного ударника с неоднородной стальной преградой

Схема нагружения компактным ударником стальных неоднородных преград показана на рис. 6.28. Размер ударника в сечении составляет 5×5 мм, а преграды – 8×40 мм. Соударение происходит по нормали при начальной скорости 500 м/с. Расчетная область разбивалась «конвертом» на 10000 элементов. На контактной поверхности задано условие скольжения. Серия вычислительных экспериментов проведена при помощи разработанной методики компьютерного моделирования для двумерного плоского случая. В процессе счета фиксировались скорость центра масс ударника V_c , глубина его внедрения L_k , деформационная картина и области разрушения. На момент времени 16 мкс счет прекращался, т.к. при этом падение скорости ударника было незначительным, а объем и форма областей разрушений практически не менялись.

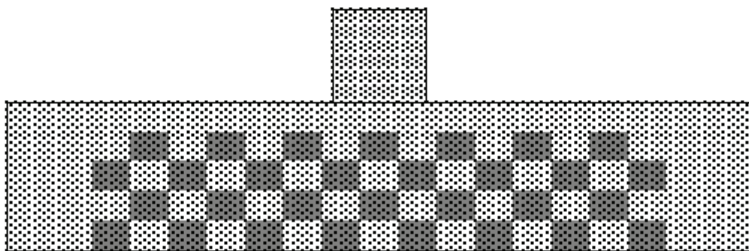


Рис. 6.28. К физической постановке задачи

С целью выявления влияния наличия неоднородностей в стальной пластине на процесс ее разрушения были решены задачи об ударном нагружении стальной преграды с включениями из парафина, алюминия, меди, вольфрамового сплава. Кроме этого, в качестве материала включений использовались алюминиевый сплав со значением откольной прочности $\sigma_k = 2.9$ ГПа, а также стальные сплавы с $\sigma_T = 0.28$ ГПа и $\sigma_k = 1.9$ ГПа.

Графические иллюстрации к задаче о взаимодействии ударника с однородной стальной преградой приведены на рис. 6.29. Видно, что упругопластическое деформирование ударника и преграды происходит без разрушения материала вплоть до 16 мкс. Расчетным путем установлено, что глубина проникания L_k в однородную преграду составила 2.2 мм при скорости центра масс ударника $V_c = 72.0$ м/с.

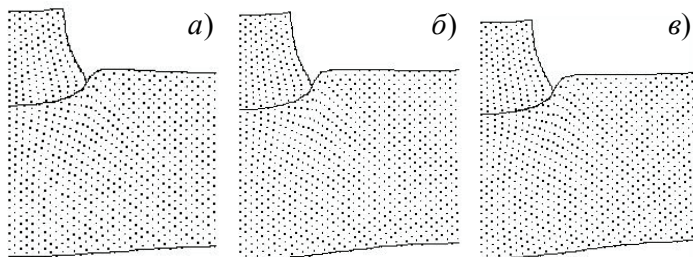


Рис. 6.29. Рассчитанные конфигурации «ударник – мишень» однородной стальной преграды: $a - t = 8$ мкс; $б - t = 12$ мкс; $в - t = 16$ мкс

Следующим материалом включений был рассмотрен парафин (рис. 6.30). Согласно начальным условиям прочностные свойства парафина являются нулевыми, поэтому в процессе счета все парафиновые включения оказались разрушенными. Видно, что в средней части ударника образовалась область слабых разрушений. Показано, что развитие разрушений в материале преграды проходило с высокой интенсивностью. В момент времени $t_k = 16$ мкс скорость центра масс ударника V_c была равной 145.0 м/с, а глубина его внедрения $L_k = 3.8$ мм. Это, соответственно, на 101 и 72% меньше, чем в варианте с однородной преградой.

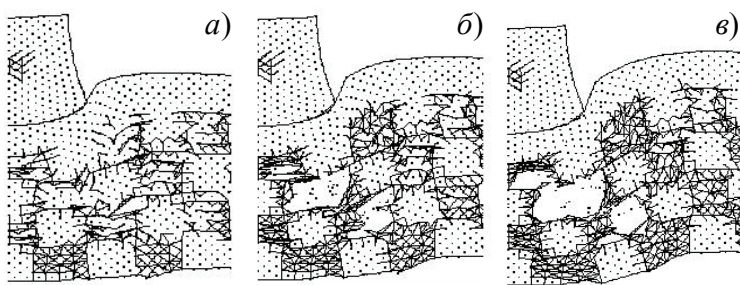


Рис. 6.30. Рассчитанные конфигурации «ударник – мишень» образца с парафиновыми включениями

На рис. 6.31 представлены текущие рассчитанные конфигурации «ударник – мишень» для варианта с алюминиевыми включениями. Наибольший объем разрушений отмечен в материале включений, расположенных по ходу внедрения ударника вблизи тыльной поверхности преграды. Во включениях, находящихся у боковой поверхности, выявлены

слабые, едва заметные разрушения. В материале ударника обнаружена область разрушений, объем которой был меньше, чем в предыдущем случае. Глубина проникания здесь была на 45% больше, чем в базовом варианте, и составила 3.3 мм. Скорость V_c равнялась 128.0 м/с, т.е. на 78% больше, чем в варианте с однородной стальной преградой.

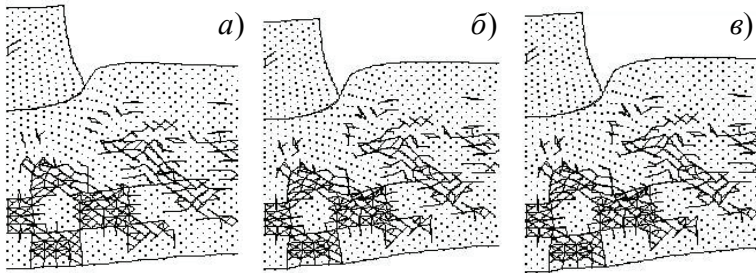


Рис. 6.31. Рассчитанные конфигурации «ударник – мишень» образца с алюминиевыми включениями: $a - t = 8$ мкс; $b - t = 12$ мкс; $v - t = 16$ мкс

Далее моделировался процесс пробития стальной неоднородной преграды с включениями из упрочненного алюминиевого сплава с $\sigma_k = 2.9$ ГПа. Таким образом, в данном варианте расчета откольная прочность матрицы была равна откольной прочности включений $\sigma_{KM} = \sigma_{KB}$. Ввиду завышенного относительно предыдущего случая значения откольной прочности, процесс пробития этой преграды проходил без разрушения материала матрицы и включений. В материале ударника зафиксированы слабые, едва заметные разрушения (рис. 6.32). Рассчитанные значения L_k и V_c были равны 2.6 мм и 118.0 м/с соответственно, т.е. увеличение σ_k в данном случае привело к уменьшению относительно базового варианта значений рассматриваемых интегральных характеристик на 18 и 64%.

Деформационная картина и области разрушения для варианта стальной преграды с медными включениями изображены на рис. 6.33. Развитие разрушений в процессе счета привело к расщеплению расчетных узлов и образованию новых свободных поверхностей, что в рамках используемой модели соответствует нарушению сплошности материала медных включений. Установлено, что с момента времени $t = 8$ мкс до $t_k = 16$ мкс объем разрушений в материале преграды практически не

менялся и был средней степени интенсивности. В этом варианте область разрушений была смещена ближе к тыльной поверхности. Рассчитанная глубина внедрения L_k была равной 2.3 мм при скорости центра масс ударника $V_c = 80.4$ м/с. Это на 4.5 и 12% больше, чем в случае однородной преграды.

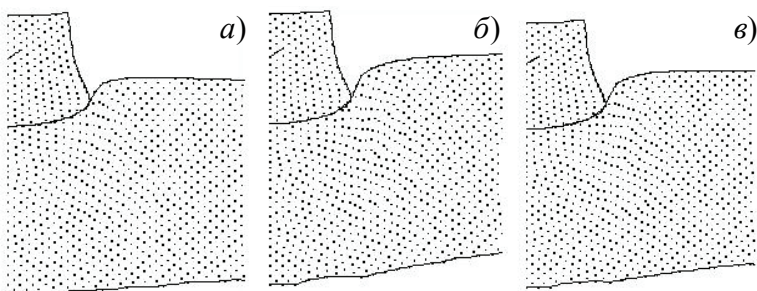


Рис. 6.32. Рассчитанные конфигурации «ударник – мишень» образца с включениями из алюминиевого сплава с $\sigma_k = 2.9$ ГПа:

$a - t = 8$ мкс; $b - t = 12$ мкс; $v - t = 16$ мкс

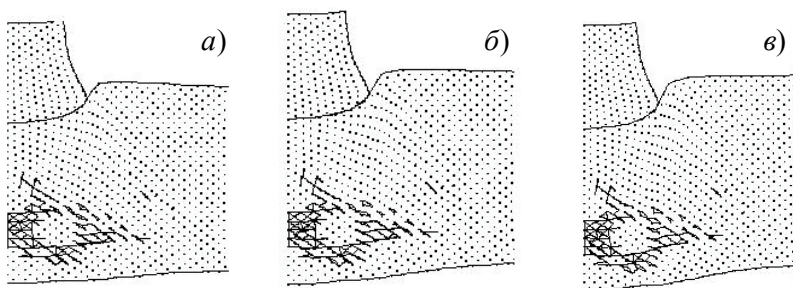


Рис. 6.33. Рассчитанные конфигурации «ударник – мишень» образца с медными включениями: $a - t = 8$ мкс; $b - t = 12$ мкс; $v - t = 16$ мкс

Для преграды с ВНЖ включениями в материале матрицы и включений разрушений выявлено не было (рис. 6.34). В данном варианте уровень пластической деформации ударника в радиальном направлении был наибольшим, а деформации преграды в осевом направлении – наименьшими из всех ранее рассмотренных. В этом случае глубина проникания L_k получилась на 9%, а скорость V_c – на 44% меньше, чем в варианте с однородной преградой.

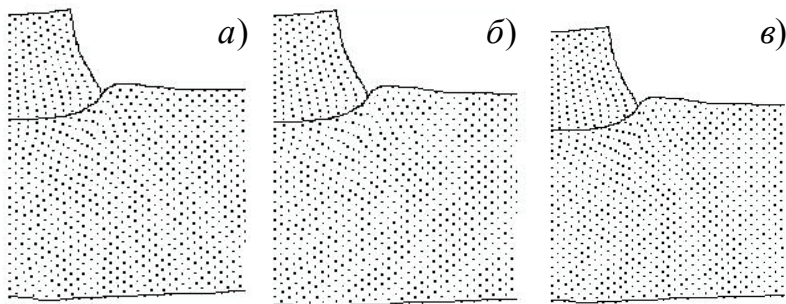


Рис. 6.34. Рассчитанные конфигурации «ударник – мишень» образца с ВЖ включениями: $a - t = 8$ мкс; $b - t = 12$ мкс; $c - t = 16$ мкс

Расчетным путем установлено, что в варианте с включениями из стального сплава с уменьшенным относительно матрицы до 0.28 ГПа значением σ_T при $t_k = 16$ мкс деформационная картина процесса ударного взаимодействия качественно воспроизводит все особенности предыдущего расчета (рис. 6.35). Однако рассчитанные значения L_k и V_c оказались больше и составили 2.0 мм и 80.3 м/с соответственно. Отсюда следует, что при уменьшении предела текучести до 0.28 ГПа полученные значения глубины внедрения и скорости центра масс ударника оказались на 17.6 и 11.5% меньше, чем в варианте с однородной преградой.

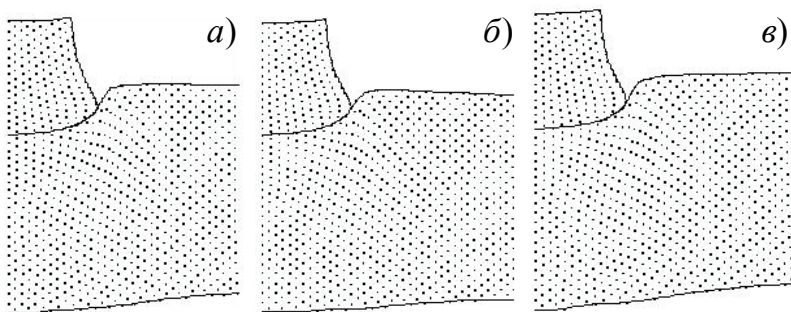


Рис. 6.35. Рассчитанные конфигурации «ударник – мишень» образца с включениями из стального сплава с $\sigma_T = 0.28$ ГПа:

$a - t = 8$ мкс; $b - t = 12$ мкс; $c - t = 16$ мкс

Анализ напряженно-деформированного состояния преграды в варианте со стальными включениями с σ_k , уменьшенным относительно матрицы до 1.9 ГПа, показал, что зарождение и развитие очагов разрушений в ней происходило в материале преграды вблизи ее тыльной поверхности (рис. 6.36). Основной объем разрушений зафиксирован в третьем ряду включений. В ходе вычислительного эксперимента было установлено, что объем разрушений с 8-й по 16-ю мкс практически не менялся. Значения глубины L_k и скорости V_c в этом варианте были меньше, чем в предыдущем, и равнялись 1.8 мм и 71.1 м/с соответственно. Полученная глубина внедрения оказалась на 18% меньше, чем в базовом варианте, а скорость V_c практически совпала с ним.

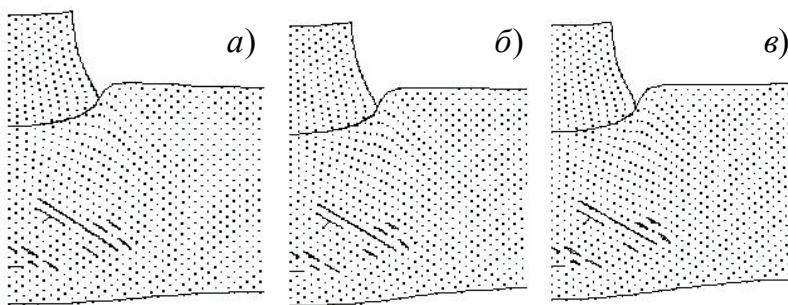


Рис. 6.36. Рассчитанные конфигурации «ударник – мишень» образца с включениями из стального сплава с $\sigma_k = 1.9$ ГПа:

$a - t = 8$ мкс; $b - t = 12$ мкс; $c - t = 16$ мкс

Зависимости скорости центра масс ударника от времени V_c показаны на рис. 6.37. Кривые B , C , D , E , F относятся к однородной стальной преграде, преграде с алюминиевыми включениями, преграде с включениями из алюминиевого сплава с $\sigma_T = 0,28$ ГПа, преграде с медными включениями и преграде с ВНЖ включениями соответственно.

На графиках данных зависимостей можно выделить две области снижения скорости ударников. Приблизительно до $t = 4$ мкс происходит быстрое, а после $t = 8$ мкс – медленное снижение скорости. В момент времени 16 мкс наибольшее значение скорости, равное 128.0 м/с, имеет ударник в варианте с преградой с алюминиевыми включениями, а наименьшее значение, равное 40.0 м/с, – в варианте с преградой с включениями из вольфрамового сплава.

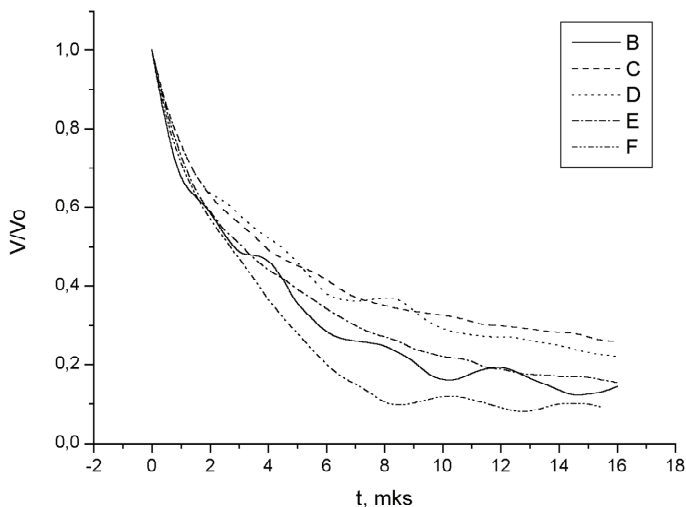


Рис. 6.37. График зависимости скорости центра масс ударника от времени $V_c(t)$

На некоторых кривых $V_c(t)$ по мере снижения скорости присутствуют колебания, которые можно объяснить волновым характером деформационного процесса. При детальном анализе было установлено, что колебания скорости центра масс ударника V_c на рис. 6.37 имеют место в тех случаях, в которых упругопластическое деформирование преград проходило без нарушения сплошности либо со слабыми разрушениями материала. Если в преграде присутствовали заметные разрушения, то колебания на кривой $V_c(t)$ были незначительными, т.к. волны быстро затухали на разрушенном материале. На рис. 6.37 – кривая B , соответствующая варианту расчета нагружения однородной преграды, имеет наиболее заметные колебания скорости V_c из приведенных. Период колебаний здесь приблизительно равен 4 мкс, что соответствует времени прохождения ударной волной расстояния, примерно равного двум толщинам преграды. На кривой C колебания скорости V_c выражены слабо, что объясняется разрушениями материала образца с алюминиевыми включениями. На кривой D эти колебания присутствуют, но меньше, чем на кривой B . На кривой E , также как и на кривой C , колебания скорости едва заметны, что объясняется наличием зоны разрушений, расположенной вблизи тыльной поверхности образца.

Таким образом, в тех вариантах расчета, в которых проникание ударника сопровождается обильным разрушением как материала матрицы, так и материала включений, на графике зависимости $V_c(t)$ колебания отсутствуют, что обусловлено быстрым затуханием волн, вызванным их многократным отражением от новых свободных поверхностей, появляющихся в материале преграды в процессе ее деформирования.

В табл. 6.7 представлены рассчитанные значения параметров L_k и V_c для всех упомянутых вариантов преград.

Таблица 6.7. Рассчитанные значения параметров L_k и V_c

Материал включений	ρ_0	σ_K	L_k , мм	V_c , м/с
3-1 Сталь	$\rho_{0M} = \rho_{0B}$	$\sigma_{KM} = \sigma_{KB}$	1.7	72.0
3-2 Парафин	$\rho_{0M} > \rho_{0B}$	$\sigma_{KM} > \sigma_{KB}$	3.8	145.2
3-3 Алюминиевый сплав	$\rho_{0M} > \rho_{0B}$	$\sigma_{KM} > \sigma_{KB}$	3.2	128.0
3-4 Ал. сплав ($\sigma_k = 2.9$ ГПа)	$\rho_{0M} > \rho_{0B}$	$\sigma_{KM} = \sigma_{KB}$	2.6	118.0
3-5 Медь	$\rho_{0M} < \rho_{0B}$	$\sigma_{KM} > \sigma_{KB}$	2.3	80.4
3-6 ВНЖ	$\rho_{0M} < \rho_{0B}$	$\sigma_{KM} < \sigma_{KB}$	1.4	40.0
3-7 Ст. сплав ($\sigma_T = 0.28$ ГПа)	$\rho_{0M} = \rho_{0B}$	$\sigma_{KM} = \sigma_{KB}$	2.0	80.3
3-8 Ст. сплав ($\sigma_k = 1.9$ ГПа)	$\rho_{0M} = \rho_{0B}$	$\sigma_{KM} > \sigma_{KB}$	1.8	71.1

Из табл. 6.7 видно, что в тех случаях, когда начальная плотность матрицы больше начальной плотности $\rho_{0M} > \rho_{0B}$ и откольная прочность матрицы больше откольной прочности включений $\sigma_{KM} > \sigma_{KB}$, значения L_k и V_c получаются наибольшими. При $\rho_{0M} < \rho_{0B}$ и $\sigma_{KM} < \sigma_{KB}$ эти значения – наименьшие.

Расчетным путем показано, что увеличение откольной прочности σ_K в алюминиевых включениях до 2.9 ГПа (3-4) привело к уменьшению на 23 и 8% соответственно значений L_k и V_c относительно варианта с неупрочненными включениями (3-3). При уменьшении предела

текучности σ_T до 0.28 ГПа (3-7) выявлено, что деформационная картина разрушения при $t_k = 16$ мкс качественно воспроизводила все особенности расчета однородного стального образца (3-1), однако полученные интегральные характеристики были на 17.6 и 11.5% меньше. При уменьшении откольной прочности σ_K до 1.9 ГПа (3-8) в материале преграды выявлены слабые разрушения, при этом глубина внедрения L_k оказалась на 18%, а скорость V_c – на 5% меньше, чем в базовом варианте.

Получено, что при нагружении структурно-неоднородных преград плоским ударным импульсом в процессе их разрушения определяющую роль играет характеристика, отвечающая за образование отрывных разрушений. Наименьший объем разрушений отмечен в образцах с $\sigma_{KM} < \sigma_{KB}$. Показано, что изменение плотности и предела текучести σ_T включений на процесс разрушения имело слабое влияние. Расчеты показали, что при действии компактного ударника на процесс разрушения рассмотренных преград основное влияние оказывала также величина откольной прочности включений. Изменение плотности и предела текучести материала включений приводило к некоторому изменению значений глубины L_k и скорости V_c . Установлено, что в вариантах, в которых проникание ударника сопровождалось обильным разрушением материала преграды, на графике зависимости $V_c(t)$ колебания отсутствуют. Это обусловлено быстрым затуханием волн, вызванным их многократным отражением от новых свободных поверхностей, появляющихся в материале преграды в процессе ее деформирования. Колебания на этой зависимости имеют место тогда, когда деформация преград проходит без нарушения сплошности либо со слабыми разрушениями.

6.4. Исследования процессов пробития слоисто-скрепленных преград

6.4.1. Постановка задачи

Известно, что в качестве защит объектов подводного, наземного, а также воздушного базирования в основном используют слоистые конструкции. Отличительной особенностью любой многослойной конструк-

ции является то, что в ней сохраняются специфические индивидуальные свойства материалов слоев, при этом она обладает новыми, присущими только ей свойствами [41]. Предпочтения, как правило, отдаются материалам с малой плотностью и высокой прочностью. С этой целью часто используют пакеты из высокопрочной ткани (ВПТ), керамики, функционально-градиентные материалы, пористые сплавы и т.д. Применение последних в слоистых системах повышает надежность и долговечность их эксплуатации.

Сегодня для того чтобы создать современную защиту, способную надежно функционировать при многократных импульсных воздействиях, следует искать принципиально новые пути решений. Главным образом это обусловлено постоянным совершенствованием средств ударно-волнового воздействия. От правильного выбора материала и толщины отдельных слоев зависит реакция всей защитной конструкции на действие определенной ударной нагрузки. По понятным причинам решение поставленной задачи чисто экспериментальными методами представляется крайне трудоемким и дорогостоящим. Обладая достаточной информацией о напряженно-деформированном и термодинамическом состоянии материала в любой его точке в заданный момент времени, можно рассчитать нужную толщину слоя, а также подобрать его материал, значительно сэкономив материальные и временные ресурсы. Как было отмечено ранее, это достигается применением средств математического моделирования.

Нередко перед разработчиками возникает задача об усилении уже имеющейся защитной конструкции. Наиболее простым подходом к решению такой задачи можно считать добавление еще одного слоя. Однако расположить дополнительный усиливающий слой в силу различных причин можно как с внешней стороны защищаемого объекта, так и с внутренней. При этом соединить основной слой защиты с дополнительным усиливающим слоем можно несколькими способами в зависимости от условия эксплуатации конструкции.

Способы соединения слоев подробно описаны в [41]. Отметим лишь, что если процесс соединения проходит с пластическим деформированием материала (прессовая, импульсная и диффузионная сварка, а также волочение и прокатка), то толщина скрепляющего слоя может достигать 50% толщины преграды. Если процесс соединения слоев проходит без пластического деформирования материала (литье, наплавка, пайка, сварка плавлением, химические и электрохимические покрытия), то толщина скрепляющего слоя будет измеряться в микронах. Реакция защитной конструкции, имеющей в качестве усиления дополнительный слой со стороны предполагаемого нагружения (либо с внут-

ренной стороны), не всегда является однозначной, а требует подробного рассмотрения. Для экономии материальных затрат также следует детально проанализировать влияние способов соединения слоев.

В данном параграфе речь пойдет о взаимодействии ударников, имеющих различную форму, с однородными и двухслойными преградами. А именно: исследовалось действие компактных и удлиненных однородных стальных элементов в диапазоне начальных скоростей от 500 до 1500 м/с. Компактный ударник имел цилиндрическую форму. Размеры цилиндра в сечении были 5×5 мм.

В качестве удлиненных ударников были выбраны стальные цилиндрические ударники с оживальной и конической головной частями (ОГЧ и КГЧ). Ударник с ОГЧ представлял собой сердечник пули 6.1Smk (Германия). Длина 16, диаметр 6.1 мм, масса 2.55 г. Длина равного ему по массе и диаметру ударника с КГЧ составляла 13.1 мм, угол при вершине конуса – прямой.

Преграды размерами 4×40 мм моделировались сталью, основные физико-механические характеристики которой приведены в [24–26]. Рассматривалось шесть различных вариантов компоновки преград.

1. Первый тип преграды – это однородная преграда толщиной h (рис. 6.38, а). Далее обозначение (h).
2. Второй тип преграды – однородная преграда толщиной $1.5h$ (рис. 6.38, б). Обозначение ($1.5h$).
3. Третий тип преграды – это двухслойная преграда, с толщиной верхнего слоя $0.5h$, а нижнего – h (рис. 6.38, в). Обозначение ($0.5h + h$). На контактной границе слоев задается условие скольжения. Нижний слой в данном случае будет основным, а верхний – дополнительным.
4. Четвертый тип преграды по сути есть перевернутый третий. На контактной границе также задано условие скольжения. Суммарная толщина преграды равна $h + 0.5h$ (рис. 6.38, г). Обозначение ($h + 0.5h$).
5. Пятый тип по структуре отличается от третьего тем, что на контактной границе задается тонкий скрепляющий слой с прочностными характеристиками, вдвое меньшими, чем в материале прилегающих слоев (рис. 6.38, д). Обозначение [$0.5h + h$].
6. Шестой тип преграды по сути есть перевернутый пятый. Здесь также имеется тонкий скрепляющий слой (рис. 6.38, е). Обозначение [$h + 0.5h$].

Для формализации способов соединения слоев введем коэффициент их скрепления K_c таким образом, что в случае третьей и четвертой преграды $K_c = 0$, пятой и шестой – $K_c = 0,5$. Если представить однород-

ную преграду состоящей из двух жестко скрепленных слоев толщиной $0.5h + h$, то в этом случае $K_c = 1$. Рассматривался частный случай однородной преграды при $h = 4$ мм.

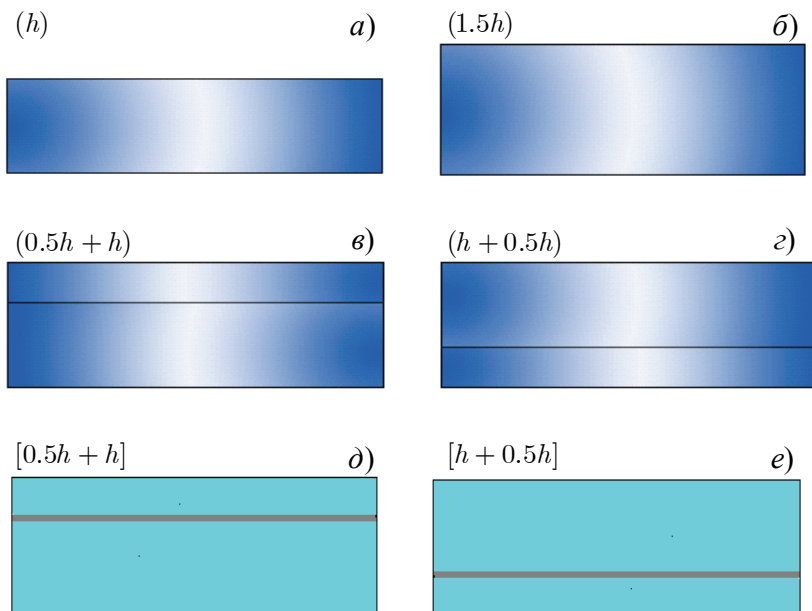


Рис. 6.38. Варианты компоновки преград

Вообще говоря, ответить на вопрос, какая из вышеперечисленных преград обладает большей ударной стойкостью, не представляет особой сложности. Очевидно, что максимальной ударной стойкостью будет обладать преграда $1.5h$, а минимальной – h . Целью данных исследований является проведение количественной оценки сравнительной стойкости преград, а также изучение динамики взаимодействия ударников с преградами. Для получения численного значения стойкости введем в рассмотрение безразмерный критерий, выраженный через скорость ударника в конце процесса взаимодействия:

$$R = 1 - \frac{V_i - V_6}{V_4 - V_6}, \quad i = 1, \dots, 6,$$

где V_i – скорость центра масс ударника при действии по i -й преграде в

момент времени, соответствующий конечной стадии взаимодействия; V_4 , V_6 – то же для преград 4 и 6 соответственно. Значение R будет фактически показывать относительное снижение скорости ударника на конкретной преграде. Очевидно, что для преграды 4 всегда $R = 0$, для преграды 6 всегда $R = 1$.

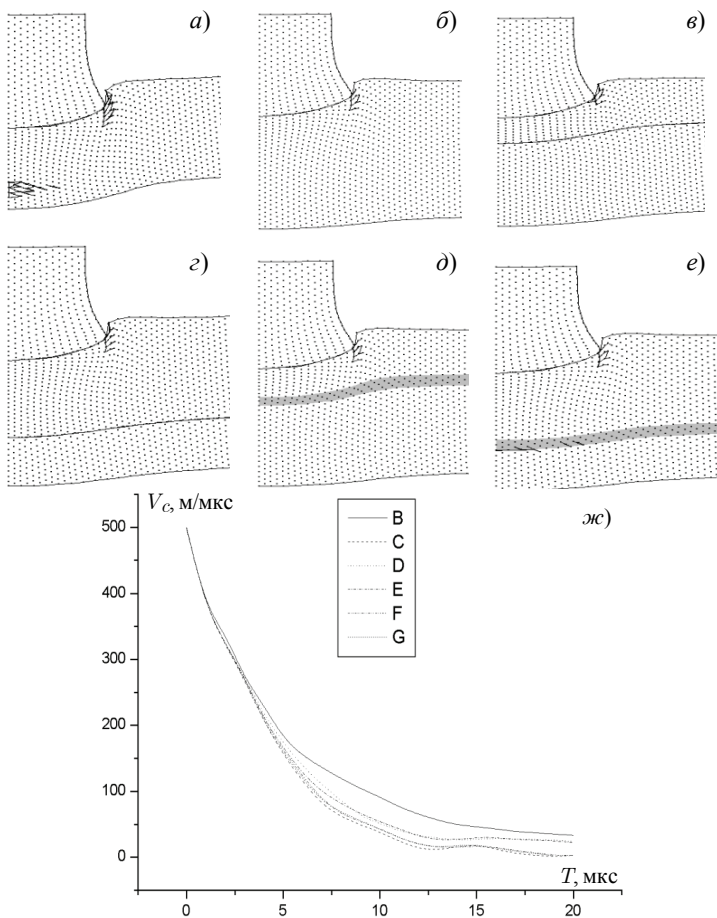
6.4.2. Нагружение слоисто-скрепленных преград компактным ударником

В задачах пробития и проникания в качестве ударников могут фигурировать однородные и неоднородные тела разной геометрии. Остановимся на однородных ударниках компактной и удлиненной формы. Результаты исследований по выявлению роли влияния компактных ударников на процесс пробития преград внесли большой вклад в разработку технологий защиты космических аппаратов от микрометеоритов, а также в изучение поведения новых материалов при сверхвысоких давлениях [42].

Моделирование процессов взаимодействия цилиндрического ударника с шестью вариантами преград осуществлялось при следующих исходных данных. Размеры стального цилиндрического ударника в сечении составляют 5×5 мм. Соударение происходит по нормали при начальных скоростях удара 500, 800 и 1500 м/с. Расчетная область разбивалась «конвертом» на 8000 элементов, из них 1000 относились к материалу ударника. На контактной границе задано условие скольжения. Рассматривался двумерный случай осевой симметрии.

Вначале была проведена серия вычислительных экспериментов по ударному нагружению шести преград цилиндрическим ударником при начальной скорости $V_0 = 500$ м/с. Результаты расчетов представлены на рис. 6.39 в виде конечных конфигураций ударника и мишени в момент времени 20 мкс.

Графические иллюстрации к варианту расчета однородной преграды (4) приведены на рис. 6.39, а. Анализ напряженно-деформированного состояния материала преграды и ударника показал, что первые очаги разрушения, образованные вследствие действия растягивающих напряжений, появляются в материале преграды вблизи тыльной поверхности на 2-й мкс счета. На 6-й мкс счета происходит сдвиг материала преграды в узкой области по периметру ударника. На момент времени окончания счета $t_k = 20$ мкс видно, что объемы разрушений в области контакта «ударник – мишень» и тыльной поверхности примерно одинаковые.



Тип преграды	(4)	(6)	(2+4)	(4+2)	[2+4]	[4+2]	з)
Коэффициент K_c	1	1	0	0	0.5	0.5	
Кривая на графике	<i>B</i>	<i>C</i>	<i>D</i>	<i>E</i>	<i>F</i>	<i>G</i>	
Значение $V_c(t_k)$, м/с	33.0	-3.1	22.0	23.7	2.2	2.9	

Рис. 6.39. Результаты расчетов процесса пробития компактным ударником однородных и слоисто-скрепленных преград при $V_0 = 500$ м/с: *a* – преграда (4); *б* – преграда (6); *в* – преграда (2+4); *г* – преграда (4+2); *д* – преграда [2+4]; *е* – преграда [4+2]; *ж* – графическая зависимость скорости центра масс ударника от времени $V_c(t)$; *з* – таблица некоторых исходных и рассчитанных параметров

Результаты расчетов задачи о пробитии преграды (6) представлены на рис. 6.39, б. В отличие от предыдущего случая зарождения и развития очагов отрывных разрушений вблизи тыльной поверхности не выявлено. На лицевой поверхности преграды происходит зарождение сдвиговых очагов разрушений. Из общей деформационной картины разрушения было видно, что в промежутке с 12-й по 20-ю мкс объем разрушений преграды практически не меняется.

На рис. 6.39, в и г показаны текущие рассчитанные конфигурации ударника и мишени для вариантов (2+4) и (4+2). Полученные деформационные картины и области разрушения этих преград практически не отличаются друг от друга. Разрушение дополнительного слоя в варианте (2+4) и основного в (4+2) проходило по одинаковому механизму. Повреждений материала в нижних слоях, как показывают расчеты, не выявлено.

Графические иллюстрации для вариантов [2+4] и [4+2] показаны на рис. 6.39, д и е. В ходе расчетов установлено, что в первом случае стали появляться сдвиговые разрушения на 6-й мкс счета. В варианте [4+2] в скрепляющем слое по причине его заниженной прочности на 2-й мкс счета появились очаги разрушения отрывного характера. По мере внедрения ударника в преграду стали появляться разрушения в области контакта «ударник – мишень». Визуально объемы разрушений в обеих преградах были примерно одинаковыми и незначительными по сравнению с неразрушенным материалом. Во всех вариантах зафиксировано выпучивание материала преграды в осевом направлении. Уровень пластической деформации ударников при $t_k = 20$ мкс был примерно одинаковым.

При помощи разработанной методики компьютерного моделирования также можно проследить за динамикой внедрения ударников вплоть до момента времени окончания счета $t_k = 20$ мкс. На рис. 6.39, ж представлена зависимость скорости центра масс ударников от времени – $V_c(t)$, а ниже (см. рис. 6.39, з) – таблица, в которой приведены значения скорости центра масс ударника в момент времени окончания счета $V_c(t_k)$. Видно, что наибольшее значение V_c , как и следовало ожидать, зафиксировано в преграде (4). В этой же преграде отмечен наибольший объем разрушений. Наименьшее значение V_c получилось в варианте расчета преграды (6). Там отмечен наименьший объем разрушений материала.

В ходе анализа динамики внедрения ударников в преграды с $K_c = 0$ и $K_c = 0.5$ было выявлено следующее. Вычисленные значения

$V_c(t_k)$ различались практически на порядок. В вариантах расчета [2+4] и [4+2] значения $V_c(t_k)$ получились ближе всех к значению в однородной преграде (6). При этом в первом случае расхождение было минимальным. На рис. 6.39, *жс* кривые B, C, D, E, F, G относятся к преградам с компоновкой типа – (4), (6), (2+4), (4+2), [2+4], [4+2]. Изменение скорости на графике можно разделить на участки быстрого и медленного снижения. Получено, что участок быстрого снижения скорости длился до $t = 7.5$ мкс. Участок медленного снижения от $t = 10$ мкс до $t_k = 20$ мкс. Установлено, что на участке быстрого снижения рассчитанные цифровые значения скорости V_c для всех вариантов, за исключением (4), практически совпадают.

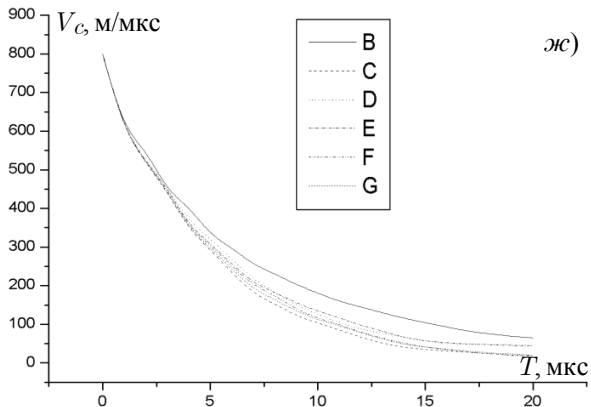
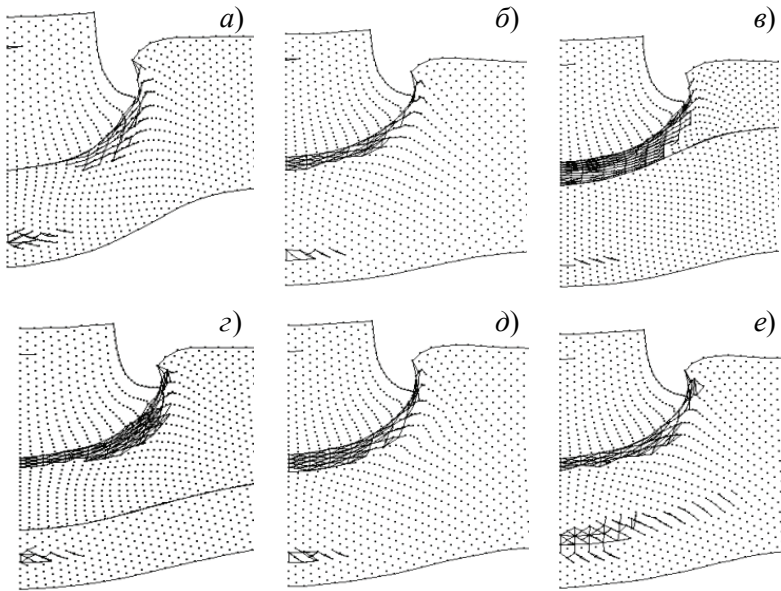
Далее рассмотрены результаты аналогичных расчетов для начальной скорости удара, равной $V_0 = 800$ м/с. Рассчитанные конфигурации ударников и преград в момент времени 20 мкс для всех вариантов представлены на рис. 6.40. В ходе анализа полученных деформационных картин и областей разрушения материала выделен некоторый ряд отличий (или скорее дополнений), которых не было при скорости $V_0 = 500$ м/с:

- в однородной преграде (4) (см. рис. 6.40, *а*), характер разрушения при скоростях 500 и 800 м/с был аналогичный. Полный объем разрушений в преграде равен объему разрушений в зоне контакта ударника и мишени и объему поврежденного материала вблизи тыльной поверхности. В силу того, что начальная скорость удара была увеличена, в материале преграды присутствуют сдвиговые и отрывные разрушения;

- в однородной преграде (6) под действием растягивающих напряжений образовалась область разрушений по типу отрыва, вблизи тыльной поверхности (рис. 6.40, *б*);

- в ходе решения задачи о пробитии преграды (2+4) было обнаружено, что первые очаги разрушений появлялись в дополнительном слое на 4-й мкс. Также отмечено, что объем разрушений нижнего слоя преграды с $t = 4$ мкс по $t_k = 20$ мкс практически не изменился (рис. 6.40, *в*);

- в условиях ударного нагружения в преграде [4+2] произошло разрушение скрепляющего слоя (рис. 6.40, *е*).



Тип преграды	(4)	(6)	(2+4)	(4+2)	[2+4]	[4+2]	з)
Коэффициент K_c	1	1	0	0	0.5	0.5	
Кривая на графике	<i>B</i>	<i>C</i>	<i>D</i>	<i>E</i>	<i>F</i>	<i>G</i>	
Значение $V_c(t_k)$, м/с	65.5	16.9	44.1	47.1	19.4	20.5	

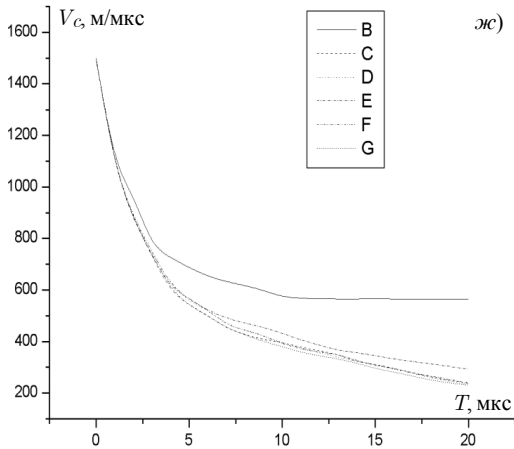
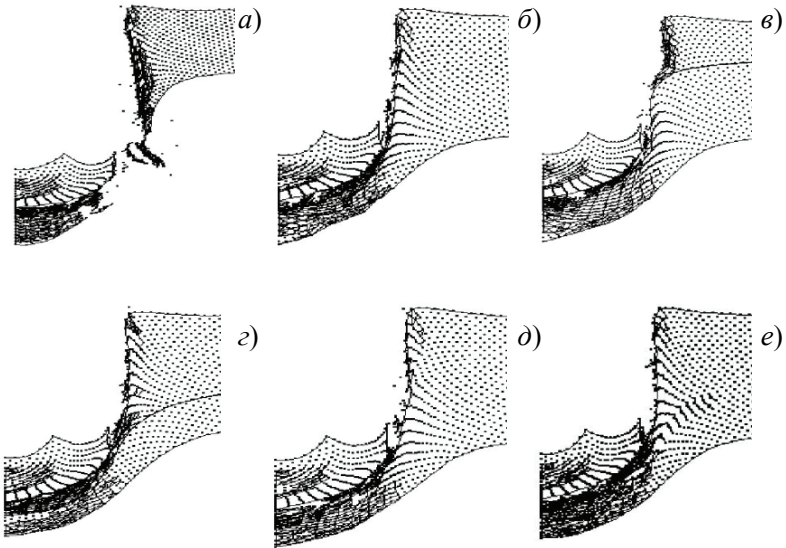
Рис. 6.40. Результаты расчетов процесса пробития компактным ударником однородных и слоисто-скрепленных преград при $V_0 = 800$ м/с

Во всех шести случаях деформирование ударника сопровождалось образованием слабых, едва заметных разрушений. На графике зависимости $V_c(t)$ для $V_0 = 800$ м/с также можно наблюдать интервалы быстрого и медленного снижения скорости. Наименьшее значение V_c зафиксировано в преграде (6). В целом тенденция снижения скорости ударника осталась такой же, как при скорости 500 м/с (см. рис. 6.40, ж и з). Видно, что с увеличением скорости ударника до $V_0 = 800$ м/с наиболее близкое к варианту (6) значение $V_c(t_k)$ было в преграде [2+4]. Установлено, что в данном случае расхождение составило 5%.

Результаты аналогичных расчетов при $V_0 = 1500$ м/с рассмотрены ниже (рис. 6.41). Выявлено, что во всех вариантах уже на 2-й мкс взаимодействия происходит расщепление расчетных узлов и разрушение расчетных элементов, что в рамках используемой модели соответствует появлению очагов разрушений в области контакта «ударник – мишень» и в области тыльной поверхности. По мере продвижения ударника вглубь преграды он теряет свою начальную скорость, претерпевая при этом значительные деформации в продольном и осевом направлениях. Характерным для шести вариантов являлось образование широкой зоны разрушений в центральной части ударника.

В варианте (4) произошло сквозное пробитие. В этом варианте, а также в [4+2] и (4+2) зафиксированы наибольшие объемы разрушений. Установлено, что при наличии дополнительного слоя внизу объемы разрушений получаются меньше, чем когда он расположен вверху. Это обусловлено тем, что эти преграды изначально ослаблены в области возникновения отрывных разрушений. В варианте [2+4] рассчитанное значение скорости ударника на момент времени окончания счета было всего на 1.2% больше, чем в варианте (6).

Зависимость скорости центра масс ударников от времени $V_c(t)$ для скорости $V_0 = 1500$ м/с показана на рис. 6.41, ж. Видно, что участок быстрого снижения скорости на графике сократился, а медленного, наоборот, увеличился. На участке быстрого снижения все рассчитанные значения скорости V_c довольно близки друг к другу, кроме кривой В.



Тип преграды	(4)	(6)	(2+4)	(4+2)	[2+4]	[4+2]	з)
Коэффициент K_c	1	1	0	0	0.5	0.5	
Кривая на графике	<i>B</i>	<i>C</i>	<i>D</i>	<i>E</i>	<i>F</i>	<i>G</i>	
Значение $V_c(t_k)$, м/с	565	239	246	261	242	247	

Рис. 6.41. Результаты расчетов процесса пробития компактным ударником однородных и слоисто-скрепленных преград при $V_0 = 1500$ м/с

В табл. 6.8 представлены вычисленные значения ранее принятого критерия стойкости преград R для скорости центра масс ударника V_c при $t_k = 20$ мкс для 18 вариантов расчетов. Здесь запись С (500 – 33) означает, что имеется ввиду цилиндрический ударник с начальной скоростью 500 и 33 м/с – скорость центра масс ударника в случае преграды (4) в момент времени $t_k = 20$ мкс. Такая же форма записи использована для вариантов с начальной скоростью 800 и 1500 м/с.

Таблица 6.8. Рассчитанные значения критерия R при действии цилиндрического ударника

Преграда	(4)	(2+4)	(4+2)	[2+4]	[4+2]	(6)
Коэф-т скрепления	$K_c = 1$	$K_c = 0$		$K_c = 0.5$		$K_c = 1$
С (500 – 33)	0	0.37	0.31	0.93	0.91	1
С (800 – 65.5)	0	0.44	0.38	0.95	0.93	1
С (1500 – 3565)	0	0.98	0.93	0.99	0.97	1

Из табл. 6.8 видно, что при $V_0 = 500$ м/с стойкость преград с $K_c = 0$ практически в три раза меньше, чем стойкость преград с $K_c = 0.5$. С ростом начальной скорости удара значение критерия стойкости преград с $K_c = 0$ заметно растет, при этом остается меньше, чем для преград с $K_c = 0.5$. Расчетами показано, что различие в вычисленных значениях R между преградами с $K_c = 0.5$ и равной им по толщине однородной преградой (6) не более чем 9%. Стойкость преград со скрепленными слоями довольно близка к стойкости однородной преграды и всегда выше, чем для двухслойных преград без скрепления, особенно при низких скоростях соударения. С ростом скорости удара влияние способа скрепления слоев заметно ослабевает, и стойкость двухслойных преград приближается к стойкости однородной преграды [43].

Установлено, что все значения критерия стойкости R , соответствующие вариантам, в которых дополнительный слой использовался в качестве лицевого, больше, чем его значения, относящиеся к вариантам, где дополнительный слой был тыльным, независимо от способа скрепления с основным и начальной скорости удара.

6.4.3. Нагружение слоисто-скрепленных преград удлинёнными ударниками

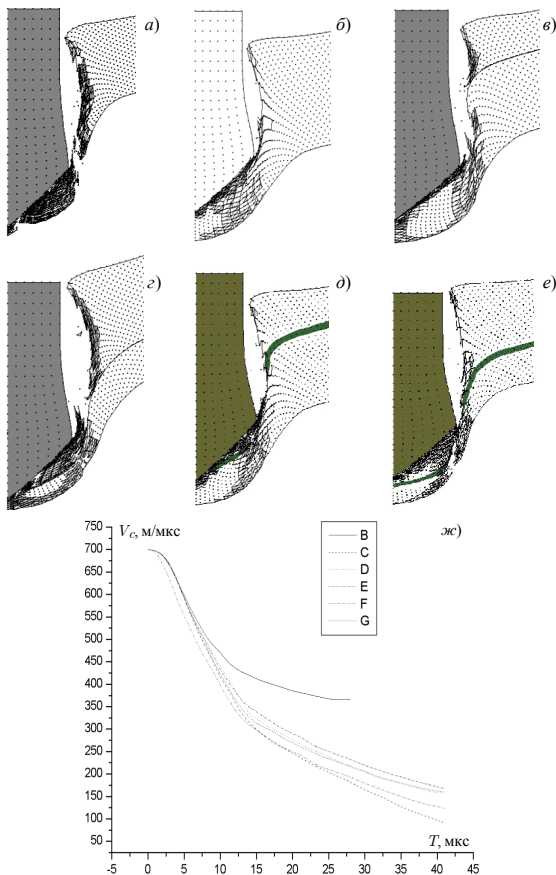
С целью выявления влияния формы ударника на процесс пробития однородных и двухслойных стальных преград проведены расчеты взаимодействия удлинённых ударников с вышеперечисленными преградами. Рассмотрены равные по массе и диаметрам цилиндрические ударники с конической и оживальной головными частями (КГЧ и ОГЧ). Длина ударника с КГЧ и ОГЧ составляла 13.1 и 16.0 мм соответственно. Расчеты проведены для двумерного случая осевой симметрии. Начальная скорость ударников была равной 700 м/с [44].

Расчитанные текущие конфигурации ударника с КГЧ и шести преград в различные моменты времени приведены на рис. 6.42. Из анализа деформационных картин и зон разрушения можно заключить, что материал ударника в процессе счета не разрушился. Установлено, что до 4-й мкс уровень его пластической деформации был слабым, а с 12-й по 42-ю мкс практически не менялся. В течение процесса пробития цилиндрическая поверхность ударника не взаимодействовала с материалом преграды. Видно, что пробитие происходило по сдвиговому механизму путем срезания «пробки». Наибольший объем разрушений зафиксирован в варианте (4) со сквозным пробитием.

На рис. 6.42, *ж* показана графическая зависимость скорости центра масс ударников от времени $V_c(t)$. Кривые *B*, *C*, *D*, *E*, *F*, *G* относятся к вариантам (4), (6), (2+4), (4+2), [2+4], [4+2] соответственно. Видно, что, как и при действии компактного ударника, тенденция снижения скорости ударника с КГЧ сохранила двухэтапный характер, причем продолжительность участков быстрого снижения здесь увеличена до 12-й мкс.

В момент времени $t_k = 42$ мкс наибольшее значение скорости центра масс, равное 366 м/с, как и следовало ожидать, зафиксировано в варианте с преградой (4). Из рис. 6.42, *з* видно, что в варианте (6) было наименьшее значение $V_c(t_k) = 84$ м/с. Наиболее близкое к нему и на 14% меньшее значение отмечено в преграде [2+4]. В вариантах (2+4) и [4+2] расчитанные значения скорости практически совпадали.

Получено, что в преградах, где дополнительный слой расположен сверху, значения $V_c(t_k)$ всегда были меньше, чем когда он был внизу. На графике зависимости $V_c(t)$ участок быстрого снижения скорости длится приблизительно до 15 мкс, кроме варианта (4).



Тип преграды	(4)	(6)	(2+4)	(4+2)	[2+4]	[4+2]	з)
Коэффициент K_c	1	1	0	0	0.5	0.5	
Кривая на графике	<i>B</i>	<i>C</i>	<i>D</i>	<i>E</i>	<i>F</i>	<i>G</i>	
Значение $V_c(t_k)$, м/с	366	84	157	163	123	156	

Рис. 6.42. Результаты расчетов процесса пробития ударником с КГЧ однородных и слоисто-скрепленных преград при $V_0 = 700$ м/с:

a – преграда (4) при $t = 38$ мкс; *б* – преграда (6) при $t = 38$ мкс; *в* – преграда (2+4) при $t = 40$ мкс; *г* – преграда (4+2) при $t = 40$ мкс; *д* – преграда [2+4] при $t = 38$ мкс; *е* – преграда [4+2] при $t = 42$ мкс; *ж* – графическая зависимость скорости центра масс ударника от времени $V_c(t)$;

з – таблица некоторых исходных и рассчитанных параметров

6.4.4. Действие ударника с оживальной головной частью

Моделировалось пробитие вышеперечисленных преград ударником с ОГЧ. Рассчитанные конфигурации «ударник – мишень» представлены на рис. 6.43. В этом случае анализ напряженно-деформированного состояния показал, что в отличие от предыдущего случая в процессе пробития образования «пробки» не выявлено, преграды как бы «прокалывались» под действием ударника. Получено, что при внедрении ударника с ОГЧ уплотнялся объем материала преграды вокруг оживала по всей его длине. Видно, что все очаги разрушений локализованы в области образовавшейся пробоины. Разрушений в материале ударника во всех шести вариантах не обнаружено.

Графики зависимости $V_c(t)$ для всех вариантов приведены на рис. 6.43, ж. Значения $V_c(t_k)$ при действии ударника с ОГЧ получились значительно больше, чем при действии ударника с КГЧ (см. рис. 6.43, з и 6.42, з). Наибольшее значение $V_c(t_k)$ было в преграде (4). Наименьшее значение, равное 255 м/с, отмечено в преграде (2+4). Это на 18% меньше, чем в однородной преграде (6).

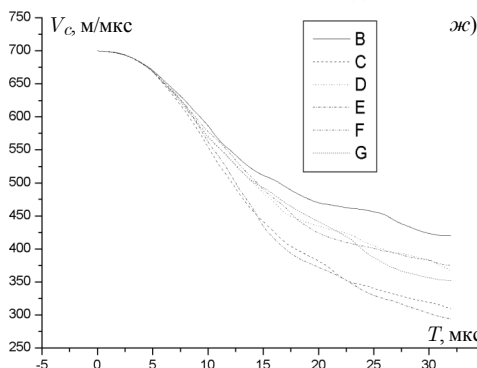
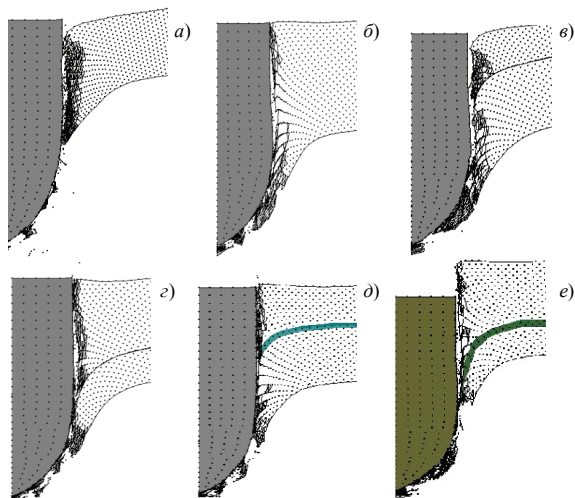
Видно, что почти на всех кривых наблюдаются колебания, которые объясняются волновым характером деформационного процесса. Это наиболее выражено на кривой B , соответствующей варианту (4), и связано с действием преграды на ударник. В остальных вариантах колебания выражены слабо из-за большой толщины преграды и наличия зон разрушения. Вычисленные значения критерия R , в момент времени окончания счета $t_k = 42$ мкс для удлиненных ударников представлены в табл. 6.9.

Таблица 6.9. Рассчитанные значения критерия R при действии КГЧ и ОГЧ ударников

Преграда	(4)	(2+4)	(4+2)	[2+4]	[4+2]	(6)
Коэф-т скрепления	$K_c = 1$	$K_c = 0$		$K_c = 0.5$		$K_c = 1$
КГЧ	0	0.74	0.72	0.86	0.74	1.0
ОГЧ	0	1.18	0.51	0.66	0.57	1.0

Из табл. 6.9, при действии ударника с КГЧ, вычисленные значения критерия R больше, чем при действии ударника с ОГЧ. Исключение составляет вариант (2+4) для ударника с ОГЧ, в котором рассчитанное значение R было на 18% больше, чем в варианте (6). Детальный анализ динамики процесса пробития показал, что повышенная стойкость в

этом случае объясняется более сильным, чем в других вариантах, заземляющим действием верхнего слоя преграды. Разгрузка материала данного слоя вызывает его движение навстречу ударнику, тем самым оказывая дополнительное действие, снижающее скорость ударника.



Тип преграды	(4)	(6)	(2+4)	(4+2)	[2+4]	[4+2]	з)
Коэффициент K_c	1	1	0	0	0.5	0.5	
Кривая на графике	B	C	D	E	F	G	
Значение $V_c(t_k)$, м/с	419	280	255	348	327	340	

Рис. 6.43. Результаты расчетов процесса пробития ударником с ОГЧ однородных и слоисто-скрепленных преград при $V_0 = 700$ м/с

Влияние расположения дополнительного слоя (вверху или внизу) на

значения R изменяется от 0.51 до 1.18. Причем расположение его сверху придает преграде большую стойкость, чем расположение снизу, как для преград с $K_c = 0$, так и для преград с $K_c = 0.5$.

В случае действия удлинённых ударников, независимо от формы их головных частей, выявлено, что наибольшее сопротивление из слоистых оказывают преграды со скреплением. Причем при действии ударника с КГЧ вычисленные значения критерия R были больше, чем при действии ударника с ОГЧ, за исключением варианта (2+4). Детальный анализ динамики процесса пробития в последнем случае показывает, что повышенная стойкость объясняется более сильным, чем в других вариантах, защемляющим действием верхнего слоя преграды [34, 45].

6.5. Исследование поведения функционально-градиентных преград при ударно-волновом нагружении

6.5.1. Постановка задачи

Одной из причин создания функционально-градиентных материалов (ФГМ) является то, что существующие на сегодня конструкционные материалы часто не отвечают растущим требованиям современных технологий и техники. В ряде работ отечественных и зарубежных ученых, рассмотренных в [20], прослеживается тенденция создания материалов, обладающих заданным набором свойств. Наличие таких материалов в конструкциях, работающих в разных экстремальных условиях нагружения, обеспечивает необходимый срок службы изделия и может приводить в целом к снижению стоимости процесса его изготовления.

Известно, что на практике наибольший интерес представляют однонаправленные ФГМ (свойства которых меняются только в одном направлении, а по другим – материал остается однородным). Изготовить градиентные материалы можно посредством ряда технологических процессов: газотермическое и плазменное напыление, электрошлаковая наплавка, электродуговая импульсная сварка, самораспространяющийся высокотемпературный синтез (СВС) и др. На сегодня ФГМ, созданные на основе данных технологий, успешно применяются при изготовлении деталей, которые подвержены силовым, деформационным и температурным нагрузкам. Посредством СВС-технологии можно получать в материалах градиенты исходной плотности, пористости и прочности. Из проведенных исследований по статическому, квазистатическому и тер-

мическому воздействию на ФГМ известно, что они обладают уникальной способностью трансформировать падающий импульс: ослаблять, задерживать во времени, перераспределять по объему материал в нужном направлении и т.п. [46].

Изучению распространения и трансформации ударных волн в градиентных средах, концентрация компонентов которых плавно изменяется по толщине, посвящены работы, частично изложенные в [20]. Однако в одних не рассматривалось разрушение градиентных материалов, а в других не учитывались их прочностные свойства. В работе [47] авторами исследовано распространение ударного импульса в ФГМ с учетом прочностных свойств, но без разрушения. В литературе на сегодня существуют и модели поведения функционально-градиентного пористого упругопластического тела при интенсивных динамических нагрузках. Использование ФГМ, как и других перспективных материалов, при разработке эффективных противоударных защит вызвано скорее совершенствованием средств ударного и взрывного воздействия.

В данном разделе проведено численное исследование ударно-волнового нагружения преград с градиентом прочностных свойств. А именно: исследовано влияние линейного изменения характеристик, отвечающих за образование отрывных и сдвиговых разрушений, по всей толщине преграды от поверхности нагружения до тыльной поверхности на процесс ее деформации и разрушения.

Выбранные интервалы изменения прочностных характеристик соответствуют реальным стальным сплавам. Откольная прочность σ_k в расчетах варьировалась от 2.1 до 3.5 ГПа, а критическое значение удельной работы сдвиговых пластических деформаций A_k от 35 до 55 кДж/кг. Изменение данных характеристик по толщине преграды задавалось возрастающей или убывающей линейной функцией. Для однородной преграды $\sigma_k = 2.8$ ГПа, $A_k = 45$ кДж/кг. Необходимые физико-механические характеристики рассматриваемых материалов приведены в работах [22, 24–26]. Воздействие на преграды задавалось в виде нагружения плоской ударной волной и в виде удара компактного и удлиненного стальных элементов. Размеры преград следующие: диаметр 12, высота 40 мм.

Всего рассмотрено девять вариантов сочетаний изменения значений σ_k и A_k по толщине преграды. Для удобства введены следующие индексы «–», «↑», «↓», которые означают соответственно постоянство, возрастание и убывание указанной характеристики по толщине прегра-

ды. Например, если преграда обозначена как $[\sigma_k^-, A_k^-]$, то по всей толщине преграды σ_k и A_k не меняются. Если преграда обозначена как $[\sigma_k^+, A_k^+]$, то σ_k возрастает, а A_k убывает от поверхности нагружения до тыльной поверхности. Аналогичным образом обозначены остальные семь преград. На рис. 6.44 представлена схема нагружения исследуемых образцов.

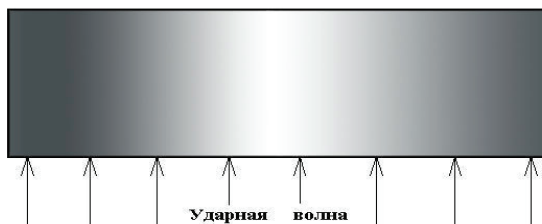


Рис. 6.44. Схема нагружения исследуемых образцов

Применение разработанной методики компьютерного моделирования для решения поставленной задачи позволяет проследить за эволюцией деформационной картины, зон разрушения, внедрения ударника, а также всех параметров, необходимых при детальном анализе процесса. Задача решается в двумерной постановке для осевой симметрии.

6.5.2. Расчет нагружения градиентных преград плоской ударной волной

Нагружение плоской ударной волной девяти вышерассмотренных преград осуществлялось по схеме, показанной на рис. 6.44. Амплитуда ударной волны задавалась равной 175 м/с, время ее действия – 1.2 мкс. Расчеты проводились в рамках двумерного случая осевой симметрии с целью выявления влияния вида линейных зависимостей характеристик отрывной и сдвиговой прочности по толщине преграды на процесс ее разрушения и форму профиля скорости тыльной поверхности.

На рис. 6.45 представлены результаты расчетов для однородной стальной преграды. Получено, что первые очаги разрушения, образовавшиеся вследствие действия растягивающих напряжений, появились на 2-й мкс счета. Далее, уже на 4-й мкс наблюдалась их локализация в одной плоскости в виде магистральной зоны трещин, по которой идет отделение откольной тарелки от образца. Разрушения имеют в основном отрывной характер и среднюю степень интенсивности (см. рис. 6.45, в, $t = 20$ мкс).

На рис. 6.45, *з* приведен рассчитанный профиль скорости тыльной поверхности преграды. Видно, что амплитуда ударной волны при её выходе на свободную поверхность понижена действием догоняющей волны разгрузки по сравнению с начальной на 18.6%. В промежутке времени от 5 до 8 мкс на графике наблюдается небольшой скачок и возрастание скорости, после чего идет её снижение. В момент времени 20 мкс движение тыльной поверхности происходит со скоростью 150 м/с.

Проведенные расчеты ударного нагружения преград $[\sigma_k^-, A_k^+]$ и $[\sigma_k^-, A_k^\perp]$ показали, что полученные цифровые значения по напряженно-деформированному состоянию и скорости тыльной поверхности отличаются от варианта расчета для преграды $[\sigma_k^-, A_k^-]$ не более чем на 0.5%. Визуально картины разрушений и профили скорости тыльной поверхности для этих трех вариантов практически совпадают.

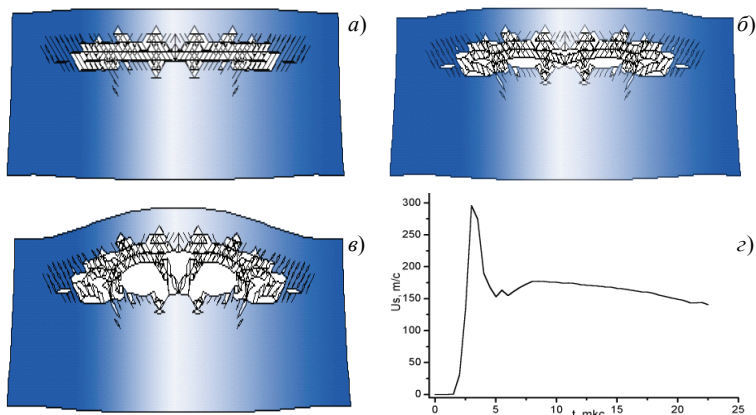


Рис. 6.45. Рассчитанные конфигурации и профиль скорости тыльной поверхности однородного образца: *а* – 4 мкс; *б* – 8 мкс; *в* – 20 мкс; *з* – $U_s(t)$

На рис. 6.46 представлены результаты моделирования процесса нагружения плоским ударным импульсом преграды $[\sigma_k^+, A_k^-]$. Как и в предыдущем случае, имеет место локализация очагов разрушения в одной плоскости (см. рис. 6.46, *в*, $t = 20$ мкс). Преобладающими являются отрывные разрушения. Приповерхностный слой в наметившейся откольной тарелке менее поврежден, чем в варианте для преграды $[\sigma_k^-, A_k^-]$. В

средней части образца наблюдаются слабые разрушения, которых не было в предыдущем варианте. При сопоставлении формы профиля скорости тыльной поверхности для преград $[\sigma_k^-, A_k^-]$ и $[\sigma_k^\dagger, A_k^-]$ установлено, что в последнем случае (см. рис. 6.46, з) осцилляции за фронтом ударной волны выражены более четко, что, очевидно, связано с меньшим объемом разрушений приповерхностного слоя откольной тарелки.

Расчеты ударного нагружения преград $[\sigma_k^\dagger, A_k^\dagger]$ и $[\sigma_k^\dagger, A_k^-]$ показали, что полученные деформационные картины и профили скорости тыльной поверхности практически не отличаются от варианта для преграды $[\sigma_k^\dagger, A_k^-]$.

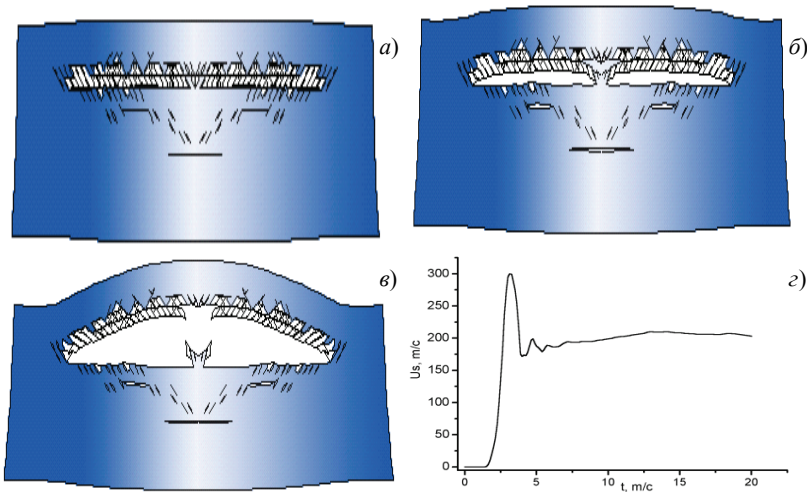


Рис. 6.46. Рассчитанные конфигурации и профиль скорости тыльной поверхности преграды $[\sigma_k^\dagger, A_k^-]$: а – 4 мкс; б – 8 мкс; в – 20 мкс; з – $U_s(t)$

На рис. 6.47 представлены результаты моделирования процесса ударного нагружения преграды $[\sigma_k^\dagger, A_k^-]$. Видно, что образование откольной тарелки (см. рис. 6.47, в, $t = 20$ мкс) происходит с обильным разрушением её приповерхностного слоя, в связи с чем осцилляции за фронтом ударной волны слабо выражены (см. рис. 6.47, з). Объем внутренних разрушений в данном случае является наибольшим из вышерассмотренных вариантов. Результаты расчетов нагружения преград

$[\sigma_k^{\downarrow}, A_k^{\downarrow}]$ и $[\sigma_k^{\downarrow}, A_k^{\uparrow}]$ получились практически совпадающими с результатами для преграды $[\sigma_k^{\downarrow}, A_k^-]$. Расхождения не превышают 0.5%.

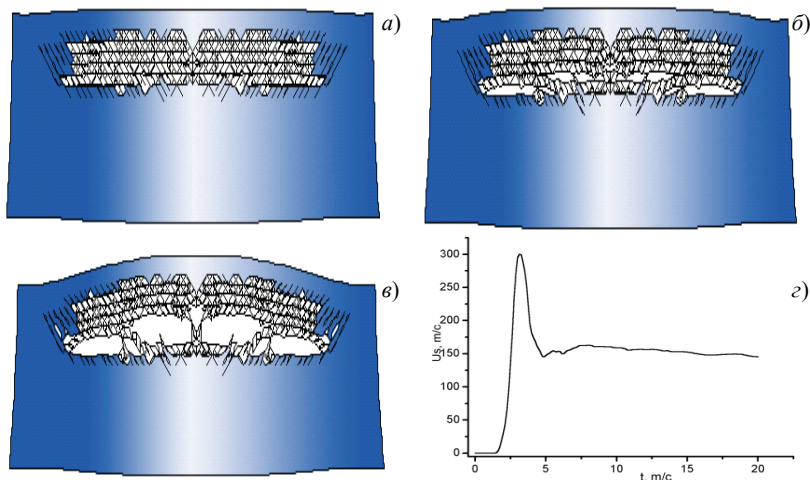


Рис. 6.47. Рассчитанные конфигурации и профиль скорости тыльной поверхности преграды $[\sigma_k^{\downarrow}, A_k^-]$: а – 4 мкс; б – 8 мкс; в – 20 мкс; г – $U_s(t)$

Итогом проведенной серии расчетов по нагружению плоской ударной волной восьми градиентных преград и одной однородной является следующее. Показано, что при ударно-волновом нагружении преград с градиентом прочностных свойств в процессе разрушения преобладает отрывной механизм, поэтому изменение критического значения A_k на деформационную картину, а также на объем и форму разрушений не влияло. При возрастании величины σ_k по толщине преграды образование откольной тарелки сопровождалось меньшими разрушениями приповерхностного слоя по сравнению со случаем однородной преграды. Различия в профилях скорости тыльной поверхности исследуемых образцов связано с объемом и видом поверхностей разрушения [35, 36].

6.5.3. Взаимодействие компактного ударника с градиентными преградами

Схема нагружения компактным ударником преград, описанных в 6.5.1, приведена на рис. 6.48. Размер стального цилиндрического удар-

ника в сечении составляет 5×5 мм. Соударение с преградами происходит по нормали при начальной скорости 800 м/с. Расчетная область разбивалась на 8000 элементов. На контактной поверхности задано условие скольжения. В процессе счета фиксировались: скорость центра масс ударника V_c , глубина внедрения ударника L_k , деформационная картина и области разрушения. В момент времени 20 мкс счет прекращался, т.к. при этом падение скорости ударника было незначительным, а объем и форма областей разрушения практически не менялись. В данный момент времени в рассматриваемом сечении взаимодействующих тел вычисляли площадь разрушенного материала преграды в области контакта «ударник – мишень» – S_k и в области тыльной поверхности преграды – S_b [48].



Рис. 6.48. К физической постановке задачи

Вначале моделировалось взаимодействие ударника с однородной преградой (рис. 6.49, а). Путем расчетов установлено, что на 4-й мкс имелись слабые, едва заметные разрушения в преграде в области контакта «ударник – мишень», а также в материале ударника. Далее, на 8-й мкс, отмечена область разрушений вблизи тыльной свободной поверхности преграды. Видно, что по мере продвижения ударника по преграде с 8-й по 20-ю мкс площадь разрушений в области контакта S_k увеличивается и в момент времени 20 мкс равняется 1.9 мм^2 . Площадь разрушений S_b на момент времени окончания счета равна 0.45 мм^2 . Скорость центра масс ударника V_c составила 25.95 м/с при глубине внедрения 2.79 мм.

Далее были проведены расчеты для преграды $[\sigma_k^+, A_k^-]$. Результаты вычислений в момент времени 20 мкс представлены на рис. 6.49, б. Установлено, что в момент времени 4 мкс имеются лишь слабые разруше-

ния в материале ударника. По мере его продвижения вглубь преграды наблюдалось появление разрушений в основном сдвигового характера в области контакта тел. В момент времени окончания счета площадь разрушений $S_k = 2.64 \text{ мм}^2$, скорость центра масс $V_c = 23.23 \text{ м/с}$, глубина внедрения равна 3.0 мм. Отсутствие разрушений в области тыльной поверхности преграды объясняется ростом значения σ_k от лицевой до тыльной поверхности.

Развитие разрушений в преграде $[\sigma_k^\downarrow, A_k^-]$ представлено на рис. 6.49, в. Выявлено, что на 4-й мкс имеют место значительные повреждения в материале преграды вблизи тыльной свободной поверхности. Отсутствие разрушений в области контакта «ударник – мишень» объясняется убыванием значения σ_k по всей толщине преграды. В процессе счета, на 6-й мкс, появляются сдвиговые разрушения в зоне контакта тел, однако площадь S_k на момент времени окончания счета $t_k = 20 \text{ мкс}$ была равна 2.11 мм^2 , а S_b равна 3.16 мм^2 . Путем расчетов установлено, что скорость центра масс ударника V_c снизилась до значения 19.74 м/с , а глубина внедрения L_k была равна значению, зафиксированному ранее в варианте расчета однородной преграды.

Аналогичным образом проведены расчеты для оставшихся шести вариантов преград. Рассчитанные конфигурации взаимодействующих тел в момент времени 20 мкс представлены на рис. 6.49, з – и, по которым можно проследить эволюцию процессов деформирования и разрушения материала.

Полученные в результате вычислений для всех девяти преград значения V_c , L_k , S_k , S_b и S_Σ в момент времени 20 мкс приведены в табл. 6.10. В последнем столбце представлена суммарная площадь разрушений $S_\Sigma = S_k + S_b$.

Из таблицы видно, что быстрее всего снижение скорости центра масс ударника по мере его внедрения происходит в том случае, если значение сдвиговой прочности A_k уменьшается от лицевой к тыльной поверхности преграды. Если же при уменьшении A_k имеет место увеличение σ_k , то наблюдается заметный рост скорости центра масс ударника в этот момент времени.

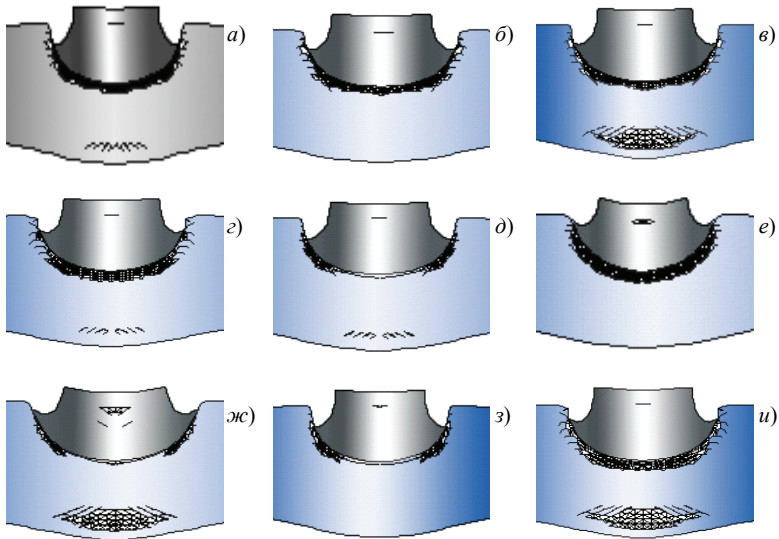


Рис. 6.49. Рассчитанные конфигурации «ударник – мишень», полученные в результате процесса пробития компактным ударником однородных и градиентных преград при $V_0 = 800$ м/с

Таблица 6.10. Рассчитанные значения параметров V_c , L_k , S_k , S_b для градиентных преград при действии компактного ударника

Тип преграды	V_c (t = 20 мкс)	L_k , мм	S_k , мм ²	S_b , мм ²	S_{Σ} , мм ²
$[\sigma_k^-, A_k^-]$, рис. 6.49, а	25.95	2.79	1.9	0.45	2.35
$[\sigma_k^\uparrow, A_k^-]$, рис. 6.49, б	23.23	3.00	2.64	0	2.64
$[\sigma_k^\downarrow, A_k^-]$, рис. 6.49, в	19.74	2.79	2.11	3.16	5.27
$[\sigma_k^-, A_k^\uparrow]$, рис. 6.49, г	23.39	2.95	2.84	0.43	3.27
$[\sigma_k^-, A_k^\downarrow]$, рис. 6.49, д	9.55	2.71	0.64	0.48	1.12
$[\sigma_k^\uparrow, A_k^\uparrow]$, рис. 6.49, е	23.56	2.75	2.6	0	2.6
$[\sigma_k^\downarrow, A_k^\downarrow]$, рис. 6.49, ж	9.77	2.77	1.08	3.6	4.69
$[\sigma_k^\uparrow, A_k^\downarrow]$, рис. 6.49, з	14.71	2.91	0.3	0	0.3
$[\sigma_k^\downarrow, A_k^\uparrow]$, рис. 6.49, и	23.75	2.74	2.84	2.60	5.44

Глубина внедрения ударников для всех вариантов преград различается в пределах 10%. Наименьшее значение $L_k = 2.71$ мм получено для преграды $[\sigma_k^-, A_k^\downarrow]$.

Разрушения в области контакта взаимодействующих тел имеют в основном сдвиговой характер и поэтому для преград, в которых на лицевой поверхности A_k имеет максимальное значение, получено наименьшее значение S_k . Разрушения в области тыльной поверхности имеют в основном отрывной характер и поэтому для вариантов с ростом σ_k получены нулевые значения S_b .

Наибольший суммарный объем разрушений получен для преграды, в которой σ_k убывает, а A_k возрастает от лицевой к тыльной поверхности. Наименьший суммарный объем разрушений зафиксирован для преграды, в которой, наоборот, σ_k увеличивается, а A_k уменьшается.

Таким образом, путем математического моделирования установлено, что снижение сдвиговой прочности по толщине преграды приводит к более быстрому снижению скорости ударника по мере его внедрения. Наименьшие разрушения получены при росте отрывной и снижении сдвиговой прочности материала преграды.

6.5.4. Взаимодействие удлиненного ударника с градиентными преградами

Для выявления влияния формы ударника на процесс пробития, описанных в п. 6.5.1 градиентных преград проведена серия вычислительных экспериментов при следующих исходных данных. Стальной осесимметричный ударник с оживальной головной частью имеет форму и размер сердечника пули 6.1Smk. Диаметр 6.1, длина 16 мм, масса 2.55 г. Скорость удара – 800 м/с. Преграды толщиной 6, диаметром 2 мм [49].

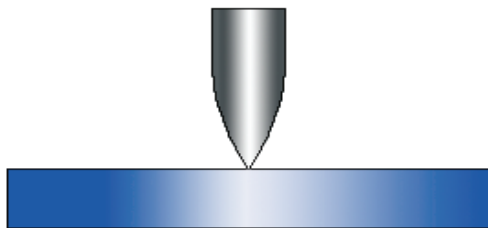


Рис. 6.50. Исходные конфигурации ударника и преграды

На рис. 6.50 изображены в разрезе исходные конфигурации взаимодействующих тел. Для количественного описания ударной стойкости преград в рассмотрение был введен безразмерный критерий R_1 , выраженный через значение начальной скорости центра масс ударника и его скорости в момент времени $t_k = 42$ мкс.

$$R_1 = \frac{(V_0 - V_c^*)}{V_0},$$

где V_0 – начальная скорость ударника; V_c^* – скорость центра масс ударника в момент времени $t_k = 42$ мкс.

Вычисленные значения критерия R_1 для каждого варианта приведены в табл. 6.11 и проанализированы ниже. Отметим лишь, что все они расположены в интервале действительных чисел от 0.49 до 0.67. Понятно, что чем ближе R_1 к единице, тем ударная стойкость преграды выше.

Графические иллюстрации, соответствующие девяти вариантам расчетов, представлены в данном параграфе осесимметричными конфигурациями ударника и преград в моменты времени 44 мкс (рис. 6.51, $a - u$). Из анализа деформационных картин видно, что процесс пробития всех преград совершается по механизму «прокола», а упругопластическое деформирование ударника происходит без нарушения сплошности его материала.

Из сравнения полученных картин разрушения преград установлено следующее. На 12-й мкс имеет место частичное проникание ударника, в результате которого уплотняется объем материала преграды вокруг оживала. Отмечено незначительное пластическое деформирование ударника в радиальном и осевом направлениях. Все очаги разрушения, среди которых преобладающими являются сдвиговые, локализованы вблизи границы сформировавшегося кратера. В данный момент времени глубина кратера практически совпадает с длиной оживальной части ударника. На 20-й мкс счета во всех девяти вариантах носик ударника находится в непосредственной близости к тыльной поверхности преграды. Выявлено, что в вариантах, в которых сдвиговая прочность достигала своего наибольшего значения на тыльной поверхности, в зоне контакта «ударник – мишень» объем разрушений был значительно меньше, чем в остальных. Пластическое выпучивание преграды в осевом направлении и ее взаимодействие с поверхностью ударника также вносят

определенный вклад в процесс торможения. Путем расчетов установлено, что в промежутке с 20-й по 44-ю мкс снижение скорости центра масс ударника V_c происходило значительно медленнее, чем в промежутке от нуля до 20-й мкс.

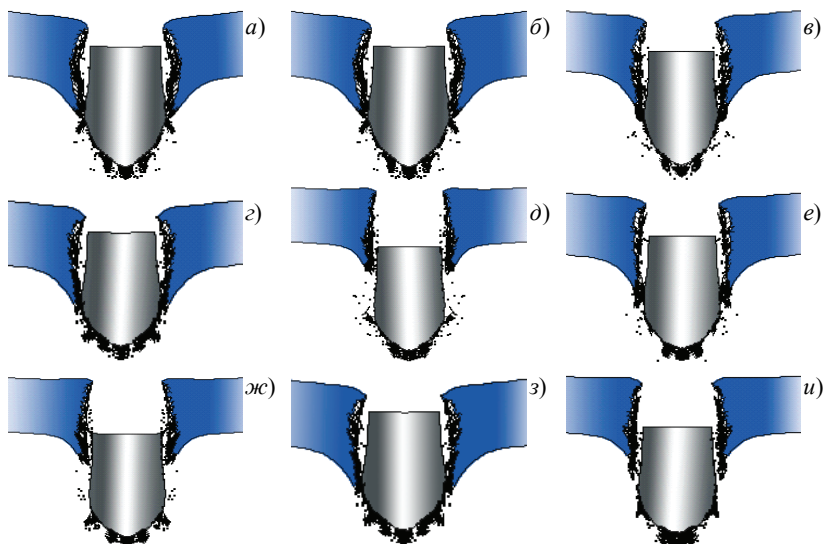


Рис. 6.51. Рассчитанные конфигурации «ударник – мишень», полученные в результате процесса пробития удлиненным ударником с ОГЧ однородных и градиентных преград при $V_0 = 800$ м/с:

- a – преграда $[\sigma_k^-, A_k^-]$; b – преграда $[\sigma_k^\uparrow, A_k^-]$; $в$ – преграда $[\sigma_k^\downarrow, A_k^-]$;
 $г$ – преграда $[\sigma_k^-, A_k^\uparrow]$; $д$ – преграда $[\sigma_k^-, A_k^\downarrow]$; $е$ – преграда $[\sigma_k^\uparrow, A_k^\uparrow]$;
 $ж$ – преграда $[\sigma_k^\downarrow, A_k^\downarrow]$; $з$ – преграда $[\sigma_k^\uparrow, A_k^\downarrow]$; $и$ – преграда $[\sigma_k^\downarrow, A_k^\uparrow]$

За базовый вариант расчета, как и ранее, взят вариант с однородной стальной преградой (см. рис. 6.51, a). В процессе счета установлено, что при $t_k = 42$ мкс значение скорости центра масс ударника V_c было равно 286.3 м/с.

По результатам расчетов ударного нагружения преград $[\sigma_k^\uparrow, A_k^-]$ и $[\sigma_k^\downarrow, A_k^-]$ было выявлено влияние градиентного распределения величини

ны откольной прочности σ_k . Графические иллюстрации к данным вариантам показаны на рис. 6.51, б и в соответственно. Путем расчетов установлено, что при $t_k = 42$ мкс в первом случае скорость центра масс ударника была равной 270.0 м/с, а во втором – 272.0 м/с. Таким образом, расхождение в полученных данных было менее процента. Данный факт свидетельствует о том, что на ударную стойкость преграды как возрастание, так и убывание по всей толщине преграды величины σ_k не влияет. При этом наличие градиентного распределения данной величины приводит к снижению на 6% значения скорости центра масс ударника V_c по сравнению с однородной преградой.

Для выявления влияния градиентного распределения величины A_k по всей толщине преграды на процесс пробития были рассчитаны варианты взаимодействия удлиненного ударника с преградами $[\sigma_k^-, A_k^\dagger]$ и $[\sigma_k^-, A_k^\downarrow]$. Конфигурации «ударник – мишень» представленные в последовательные моменты времени, показаны на рис. 6.51, з и д. Расчетным путем установлено, что при линейном возрастании по всей толщине образца величины A_k скорость V_c была равной 263.0 м/с. Это на 8% меньше, чем в варианте с однородной преградой, и является наименьшей величиной из всех приведенных ранее. В образце с непрерывным убыванием величины A_k при $t_k = 42$ мкс, наоборот, зафиксировано наибольшее значение скорости V_c , равное 409.1 м/с. В свою очередь, это почти на 43% больше, чем в варианте с однородной преградой $[\sigma_k^-, A_k^-]$.

Далее моделировался процесс ударного нагружения градиентных образцов, в которых откольная и сдвиговая прочность линейно возрастала или убывала по толщине преграды (рис. 6.51, е – ж). Проведенные расчеты ударного нагружения преграды $[\sigma_K^\dagger, A_k^\dagger]$ показали, что полученные цифровые значения по напряженно-деформированному состоянию отличаются от варианта $[\sigma_k^-, A_k^-]$ не более чем на 11%. В преграде $[\sigma_k^\downarrow, A_k^\downarrow]$ это расхождение увеличивается приблизительно до 40%.

В задаче об ударном нагружении преграды, в которой откольная прочность возрастает, а сдвиговая убывает (см. рис. 6.51, з) рассчитан-

ное значение V_c в $t_k = 42$ мкс составило 363.5 м/с. В варианте расчета градиентной преграды с убывающей отрывной и возрастающей сдвиговой прочностью (см. рис. 6.51, *u*) значение V_c было равно 263.1 м/с, т.е. совпала с вариантом, в котором возрастала только сдвиговая прочность (см. рис. 6.51, *z*).

В табл. 6.11 представлены результаты расчетов проведенной серии вычислительных экспериментов по ударному нагружению удлиненным ударником с оживальной головной частью однородной и восьми градиентных преград. В последнем столбце приведены рассчитанные значения критерия R_1 .

Таблица 6.11. Рассчитанные значения параметров V_c и R_1 для градиентных преград при действии удлиненного ударника

Тип преграды	Скорость центра масс ударника V_c в $t_k = 20$ мкс	Вычисленное значение критерия стойкости R_1
$[\sigma_k^-, A_k^-]$	286.3	0.64
$[\sigma_k^\uparrow, A_k^-]$	270.0	0.66
$[\sigma_k^\perp, A_k^-]$	272.0	0.66
$[\sigma_k^-, A_k^\uparrow]$	263.0	0.67
$[\sigma_k^-, A_k^\perp]$	409.1	0.49
$[\sigma_k^\uparrow, A_k^\uparrow]$	318.7	0.60
$[\sigma_k^\perp, A_k^\perp]$	397.0	0.50
$[\sigma_k^\uparrow, A_k^\perp]$	363.5	0.55
$[\sigma_k^\perp, A_k^\uparrow]$	263.1	0.67

Из таблицы видно, что наибольшее сопротивление действию удлиненного ударника оказывают те преграды, в которых значение величины A_k увеличивается по линейному закону от лицевой до тыльной поверхности. Действительно, во всех случаях, когда величина A_k достигала своего наибольшего значения на тыльной поверхности, значение

безразмерного критерия стойкости R_1 было равно 0.6 и более. В случае когда величина A_k достигала наибольшего значения на лицевой поверхности, соответствующие данным вариантам расчетов значения R_1 получались не более 0.55 [50].

Таким образом, в случае удлиненного ударника в процессе разрушения преград преобладал сдвиговой механизм. Увеличение сдвиговой прочности по толщине преграды приводит к более быстрому снижению скорости ударника.

Выводы

Проведенные исследования по ударно-волновому нагружению структурно-неоднородных материалов позволили сформулировать выводы:

1. На основе предложенного подхода для математического моделирования высокоскоростного деформирования сжимаемого, пористого, упругопластического материала, учитывающего в явном виде образование отрывных и сдвиговых разрушений, разработана новая модификация метода численного моделирования применительно к решению многоконтактных задач удара, в том числе глубокого внедрения ударников и сквозного пробития преград. Представляется возможным иметь полную информацию о напряженно-деформированном и термодинамическом состоянии элементов конструкции в любой момент времени, а также получить по времени всю картину внедрения, пробития и образования осколков с учетом ударно-волнового характера деформирования и разрушения как материала ударника, так и преграды.

2. Для случая плоской и осевой симметрии в двумерной постановке создан программный комплекс, позволяющий в интерактивном режиме подготавливать начальные данные, включая автоматическое разбиение расчетной области, осуществлять расчет в консольном режиме, а также проводить графическую и табличную обработку полученных результатов. В процессе счета можно отслеживать расчетные параметры среды (скорость, давление, напряжение и т.д.) как в целом по конфигурации, так и в отдельно интересующие оператора моменты времени и места. В любой выбранный момент времени можно вывести на экран монитора рассчитанные конфигурации, поля скоростей, изолинии параметров и их карт в заданных оператором цветах, а также площадки к главным напряжениям.

3. Путем решения ряда тестовых задач: о расчете амплитуд и скоростей ударных волн, о соударении двух одинаковых цилиндров, об ударе

цилиндра по жесткой стенке, о пробитии сферическим ударником однородных и двухслойных преград и о глубоком внедрении ударников с оживальной головной частью в полубесконечные преграды – проведена проверка достоверности результатов численного моделирования. Хорошее совпадение расчетных и экспериментальных данных свидетельствует о перспективности разработанной методики для решения задач удара, связанных с процессами пробития и проникания.

4. Численным моделированием установлено, что при наличии в однородной пластине включений путем подбора их материалов можно управлять процессами разрушения преграды при различных начальных условиях нагружения с целью прогноза их стойкости. Получено, что при ударно-волновом нагружении структурно-неоднородных преград в процессе их разрушения определяющую роль играет характеристика, отвечающая за образование отрывных разрушений, и поэтому изменение других прочностных характеристик на процесс разрушения влияло слабо. При действии компактного ударника на процесс разрушения основное влияние оказывала также величина откольной прочности включений. Изменение плотности и предела текучести материала включений в этом случае приводило к некоторому изменению значений глубины внедрения и скорости ударника.

5. Численно установлено, что расположение дополнительного слоя на лицевой поверхности преграды при действии как компактных, так и удлиненных ударников придавало защитной конструкции большую стойкость, чем расположение его на тыльной поверхности независимо от способа скрепления. С увеличением начальной скорости удара влияние скрепления слоев ослабевает, и стойкость преград без скрепления приближается к стойкости однородной преграды такой же толщины. При действии ударника с КГЧ значения критерия стойкости преграды всегда были больше, чем при действии ударника с ОГЧ, за исключением варианта компоновки преграды, в котором дополнительный слой обладает повышенным защемляющим свойством.

6. Получено, что при нагружении плоской ударной волной преград с градиентом прочностных свойств изменение характеристики, отвечающей за образование сдвиговых разрушений, на общую картину разрушения не влияло. В случае нагружения градиентных преград компактным ударником быстрее всего снижение его скорости происходит при уменьшении сдвиговой прочности от лицевой до тыльной поверхности. Изменение сдвиговой и откольной прочности по толщине преграды слабо влияет на глубину внедрения компактного ударника. Наименьший объем разрушения преграды при действии компактного ударника зафиксирован при увеличении отрывной и снижении сдвиговой прочно-

сти от лицевой поверхности к тыльной. При нагружении градиентных преград удлиненным ударником в процессе проникания преобладал сдвиговой механизм разрушения. При этом наибольшее снижение скорости центра масс ударника отмечено при увеличении сдвиговой прочности от лицевой поверхности до тыльной.

7. Разработанные средства математического моделирования и полученные результаты могут быть полезны как для выявления основных закономерностей и механизмов высокоскоростного деформирования и разрушения структурно-неоднородных материалов, так и при выработке практических рекомендаций по поиску оптимальных путей повышения стойкости перспективных противоударных защит.

Литература к главе 6

1. *Mac Cormack R.W.* The effect of viscosity in hypervelocity impact cratering // AIAA Paper. – 1969. – № 69-354. – P. 151–164.
2. *Lax P.D., Wendroff B.* // Comm. Pure Appl. Math. – 1960. – Vol. 13. – P. 217.
3. *Харлоу Ф.Х.* Численный метод частиц в ячейках для задач гидродинамики // Вычислительные методы в гидродинамике. – М.: Мир, 1967. – С. 316–342.
4. *Анучина Н.Н.* О методах расчета течений сжимаемой жидкости с большими деформациями // Информационный бюллетень. Численные методы механики сплошной среды. – Новосибирск, 1970. – Т. 1, №3. – С. 3–84.
5. *Динс Дж., Уолш Дж.* Терия удара: некоторые общие принципы и метод расчета в эйлеровых координатах // Высокоскоростные ударные явления. – М.: Мир, 1973. – С. 165–173.
6. *Николс Б.* Дальнейшее развитие метода маркера и ячеек для течений сжимаемой жидкости // Численные методы в механике жидкостей. – М.: Мир, 1973. – С. 165–173.
7. *Deiwert G.S.* Numerical simulation of high Reynolds number transonic flows // AIAA. – 1975. – Vol. 13, №10. – P. 1354–1359.
8. *Wilkins M.L.* // Int. J. Engng. – 1978. – Vol. 16, №11. – P. 793.
9. *Johnson G.R.* Analysis of elastic-plastic impact involving severe distortions // Appl. Mech. – 1976. – Vol. 43, №3. – P. 439–444.
10. *Уилкинс М., Френч С., Сорем М.* Конечно-разностная схема решения задач, зависящих от трех переменных координат и времени // Численные методы в механике жидкостей. – М.: Мир, 1973. – С. 115–119.
11. *Мейчен Д., Сан С.* Метод расчета «Тензор» // Вычислительные методы в гидродинамике. – М.: Мир, 1967. – С. 185–211.
12. *Оден Дж.* Конечные элементы в нелинейной механике сплошных сред. – М.: Мир, 1976. – 464 с.
13. *Нейман Дж, Рихтмайер Р.* Численный метод расчета гидродинамических скачков // Механика. – 1951. – №1. – С. 27–30.
14. *Фомин В.М., Гулидов А.И., Сапожников Г.А. и др.* Высокоскоростное взаимодействие тел. – Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999. – 600 с.

15. *Немирович-Данченко М.М.* Модель гиперупругой хрупкой среды: применение к расчету деформирования и разрушения горных пород // Физическая мезомеханика. – 1998. – Т. 1, №2. – С. 107–114.
16. *Стефанов Ю.П.* Некоторые особенности численного моделирования поведения упругопластических материалов // Физическая мезомеханика. – 2005. – Т. 8, №3. – С. 129–142.
17. *Flis W.J.* Advanced algorithm for computer simulation of hypervelocity impact // Ibid. – 1990. – Vol. 5. – P. 269–275.
18. *Орлов М.Ю.* Численные исследования поведения структурно-неоднородных преград при ударно-волновом нагружении: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. – Томск, 2006. – 28 с.
19. *Глазырин В.П., Орлов Ю.Н.* Метод расчета ударного взаимодействия твердых тел // Сборник докладов науч. конф. Волжского регионального центра РАН «Современные методы проектирования и отработки ракетно-артиллерийского вооружения». – Саров, ВНИИЭФ, 2000. – С. 164–167.
20. *Люшкин Б.А., Герасимов А.В., Крестулева Р.А., Люшкин П.А.* Моделирование физико-механических процессов в неоднородных конструкциях. – Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2001. – 272 с.
21. *Johnson J.N.* Dynamic fracture and spallation in ductile solids // J. Appl. Physics. – 1981. – Vol. 52, №4. – P. 1626–1635.
22. Физика взрыва / Под ред. Л.П. Орленко. – 3-е изд. перераб.: В 2 т. – М.: Физматлит, 2002. – Т. 1. – 832 с.
23. *Глазырин В.П., Орлов Ю.Н., Орлов М.Ю.* Исследование взаимодействия комбинированных ударников с преградами // Химическая физика и мезоскопия. – 2005. – Т. 7, №3. – С. 251–258.
24. Высокоскоростные ударные явления: Пер. с англ.; под ред. В.Н. Николаевского. – М.: Мир, 1973. – 533 с.
25. Создание методов прогнозирования стойкости бронепреград различного состава: Отчет о НИР, шифр «Ибрис» – (заключительный) / НИИ прикладной механики и математики при ТГУ; руководитель Глазырин В.П. Рег. №1601743. – Томск, 2001. – 221 с.
26. *Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортон В.Е.* Ударные волны в конденсированных средах. – М.: Янус-К, 1996. – 407 с.
27. *Глазырин В.П., Орлов М.Ю., Орлов Ю.Н.* Моделирование ударного нагружения неоднородных пластин // Вычислительные технологии. – 2002. – Т. 7, ч. 2. – Спецвыпуск. – С. 154–162.
28. *Глазырин В.П., Орлов М.Ю.* Моделирование процесса пробития слоистых преград // Вычислительные технологии. – 2003. – Т. 8, ч. 4. – С. 143–151.
29. *Глазырин В.П., Орлов М.Ю., Орлов Ю.Н.* Численный анализ взаимодействия комбинированных ударников с преградами // Вычислительные технологии. – 2003. – Т. 8, ч. 4. – С. 151–156.
30. *Джонсон Г.Р.* Динамическое поведение осесимметричных тел под действием удара и вращения // Ракетная техника и космонавтика. – 1975. – Т. 17, №9. – С. 58–64.

31. *Johnson G.R., Stryke R.A.* Eroding interface and improve tetrahedral elements algorithm for high-velocity impact computation in three dimension // *J. Appl. Physics.* – 1987. – Vol. 5. – P. 411–422.
32. *Glazyrin V.P., Orlov M.Yu., Orlov Yu.N.* Investigation of destruction of functional gradient barrier at shockwave loading // *AIP conference proceeding Zababakhin scientific talks – 2005: International conferences on high energy density physics, Sneginsk (Russia), 5-10 september 2005.* – Vol. 849. – August 3, 2006. – P. 421–426.
33. *Орлов А.Ю., Орлов М.Ю., Глазырин К.В.* К вопросу о влиянии функционально-градиентного слоя на процесс пробития двухслойных преград // *Наука. Промышленность. Оборона: Труды VII Всерос. науч.-тех. конф. Ежегодное приложение к журналу «Вестник академии военных наук».* – Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2006. – С. 336–340.
34. *Глазырин В.П., Орлов М.Ю., Орлов Ю.Н., Стуканов А.Л.* Анализ процесса пробития слоистых преград удлинёнными ударниками // *Труды междунар. конф. «Вычислительные и информационные технологии в науке, технике и образовании».* – Павлодар, 2006. – Т. 1. – С. 319–322.
35. *Глазырин В.П., Орлов М.Ю., Орлов Ю.Н.* Расчет ударно-волнового нагружения преград с градиентом прочностных свойств // *Сборник матер. V Междунар. школы-семинара «Внутрикамерные процессы, горение и газовая динамика дисперсных систем»:* В 2 т. – СПб.: Изд-во БГТУ «Военмех», 2006. – Т. 2. – С. 79–80.
36. *Глазырин В.П., Орлов М.Ю., Орлов Ю.Н.* Анализ разрушения функционально-градиентных преград при ударном нагружении // *IX Всерос. съезд по теоретической и прикладной механике: Аннотации докладов.* – Т. III. – Нижний Новгород: Изд-во Нижегород. госун-та им. Н.И. Лобачевского, 2006. – С. 67–68.
37. *Белов Н.Н., Демидов В.Н., Ефремова Л.В. и др.* Компьютерное моделирование динамики высокоскоростного удара и сопутствующих явлений // *Известия высших учебных заведений. Физика.* – 1992. – Т. 35. – С. 5–48.
38. *Герасимов А.В., Кректулева Р.А.* Исследование влияния мезоструктуры на разрушение стальных образцов при динамическом нагружении // *Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики: Доклады I Всерос. науч.-тех. конф.* – Томск: Изд-во Том. ун-та, 1998. – С. 93–94.
39. *Глазырин В.П., Орлов М.Ю., Орлов Ю.Н.* Моделирование откола в пластинах с неоднородностями // *Исследование по баллистике и смежным вопросам механики / Под ред. И.Б. Богоряда.* – Томск: Изд-во Том. ун-та, 2001. – Вып. 4. – С. 68–70.
40. *Глазырин В.П., Орлов М.Ю., Орлов Ю.Н.* Моделирование ударного нагружения неоднородных преград // *Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики: Доклады III Всерос. науч.-тех. конф.* – Томск: Изд-во Том. ун-та, 2002. – С. 148–149.
41. *Король В.К., Гильденгорн М.С.* Основы технологии производства многослойных металлов. – М.: Металлургия, 1970. – 237 с.
42. *Удар, взрыв и разрушение / Под ред. О.Н. Крохина.* – М.: Мир, 1974. – 486 с.

43. *Глазырин В.П., Орлов М.Ю., Орлов Ю.Н.* Анализ взаимодействия компактных ударников со скрепленными преградами // Сборник матер. III науч. конф. Волжского регион. центра РАН «Современные методы проектирования и отработки ракетно-артиллерийского вооружения»: В 2 т. – Саратов, РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2004. – Т. 2. – С. 543–548.
44. *Глазырин В.П., Орлов М.Ю., Орлов Ю.Н.* Численное моделирование процесса ударного нагружения двухслойных преград // Тезисы докладов IV Школы-семинара «Физика взрыва и применение взрыва в физическом эксперименте». – Новосибирск: Изд-во Ин-та гидродинамики им. М.А. Лаврентьева, 2003. – С. 52–53.
45. *Глазырин В.П., Орлов М.Ю., Орлов Ю.Н.* Особенности пробития слоистых преград удлиненным ударником // Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики: Матер. конф. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 2006. – С. 251–252.
46. *Алимжанов А.М.* Упругопластическое состояние непрерывно-неоднородного массива с полостью // Вестник МГУ. – Сер 1. Математика, механика. – 1999. – №1. – С. 30–37.
47. *Герасимов А.В., Кректулева Р.А.* Пространственное распространение ударного импульса в конденсированных градиентных средах // Труды XIII Междунар. конф. «Численные методы решения задач теории упругости и пластичности». – Новосибирск: ИТПМ СО РАН, 1995. – С. 139–150.
48. *Глазырин В.П., Орлов М.Ю., Орлов Ю.Н.* Влияние функционально-градиентного слоя на стойкость преграды при действии компактного ударника // Труды XI Междунар. науч.-практ. конф. молодых ученых «Современные техника и технологии»: В 2 т. – Томск: Изд-во ТПУ, 2005. – Т. 2. – С. 115–116.
49. *Орлов М.Ю., Глазырин К.В., Орлов А.Ю.* Влияние функционально-градиентного слоя на стойкость преграды при действии удлиненного ударника // Труды XII Междунар. науч.-практ. конф. молодых ученых «Современные техника и технологии»: В 2 т. – Томск: Изд-во ТПУ, 2006. – Т. 1. – С. 448–451.
50. *Глазырин В.П., Орлов М.Ю., Орлов Ю.Н.* Численные исследования ударного нагружения преград с градиентным распределением прочностных свойств // Фундаментальные и прикладные проблемы современной механики: Матер. конф. – Томск: Изд-во Том ун-та, 2006. – С. 244–245.

Глава 7

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НАПРЯЖЕННО-ДЕФОРМИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ ВЕДУЩИХ УСТРОЙСТВ МЕТАЕМЫХ СБОРОК

Под термином «сборка» понимается конструкция, представляющая собой неоднородное по физико-механическим и теплофизическим характеристикам тело вращения, состоящее из метаемого элемента и вспомогательного ведущего устройства (ВУ). С помощью ВУ осуществляется ведение сборки по стволу высокэнергетической метательной установки (МУ) при метании. Ведущие устройства в зависимости от размеров и назначения метаемых элементов различаются между собой по способу ведения сборки, размерами и конструкцией.

Существуют разные типы МУ, которые могут сообщать сборкам разные скорости. Так, «...с помощью обычных артиллерийских и стрелковых систем твердым телам могут быть сообщены скорости, не превышающие 1000...1500 м/с. Если в этих системах удлинить ствол (до 160 калибров или больше) и использовать пороховые заряды, вес которых на порядок больше веса выстреливаемого тела, то скорости метания можно увеличить примерно до 2000...2500 м/с» [1], что является пределом для этих систем. Если применять для разгона тел легкие газы (водород, гелий), то сборку малой массы в стволе высокоскоростной легкога-

зовой баллистической установки можно разогнать до скорости 10 км/с и более.

Проблемы выстрела и высокоскоростного метания связаны с интенсивным импульсным нагружением всех конструктивных элементов сборки. Процесс метания характеризуется высокой интенсивностью действующих на конструкцию давлений и массовых сил, что может привести к нежелательному уровню деформаций и напряжений и, как следствие, разрушению самой сборки и метательной установки. Повышение скорости метания приводит, как правило, к увеличению действующих на сборку нагрузок. Одним из ограничений, с которым встречается конструктор при разработке методов повышения скорости сборки, является «...прочность метаемого тела, которой ограничивается максимальное давление в стволе установки» [1]. Например, для сборки, состоящей из цилиндрического ведущего поддона и меньшего по размеру утопленного в него более чем наполовину своей длины цилиндра (метаемый элемент), скорость метания может быть тем выше, чем больше так называемый коэффициент полноты эпюры давления, прочность поддона, длина ствола и чем меньше длина элемента и его плотность.

Таким образом, прочность поддона зависит от действия всего комплекса внешних нагрузок, действующих на сборку при метании, и прежде всего нагрузки от метаемого элемента. Другие силовые факторы, например давление форсирования, также оказывают влияние на прочность поддона. При метании сборки с помощью высокоскоростной легкогазовой баллистической установки «...обычно применяются три метода форсирования: форсирование за счет деформации поддона, продавливаемого через конический входной участок ствола, за счет специальных диафрагм и срезающихся поясков на снаряде.

Использование конического поддона – наиболее простой способ, однако он разрешает получить лишь сравнительно небольшие давления форсирования и приводит к необходимости делать довольно тяжелый поддон, так как его прочность должна быть сохранена и после обжата» [1].

Экспериментальные исследования компоновочных схем метаемых сборок являются необходимым и обязательным этапом при их проектировании и отработке. Поэтому, учитывая большие временные, финансовые и экономические затраты при проведении этих работ, естественным является стремление разработчиков использовать математические методы механики деформируемого твердого тела (МДТТ) для моделирования поведения элементов конструкции и описания ее деформирования при метании с целью сокращения экспериментальных испытаний.

Данная глава посвящена математическому моделированию и анализу напряженно-деформированного состояния (НДС) ведущих устройств

сборки и метаемого элемента. Вследствие того, что ВУ изготавливаются из материалов, прочностные характеристики которых в разы или на один-два порядка уступают по величине соответствующим характеристикам материала метаемых элементов, в главе больше внимания уделяется анализу ведущих устройств.

Несмотря на то, что при проектировании подобных конструкций накоплен достаточно большой опыт проведения как расчетных, так и экспериментальных работ, при создании новых изделий перед проектировщиком вновь и вновь ставятся вопросы прочностного расчета. Причиной этому является ряд обстоятельств, среди которых наиболее очевидны следующие: разработка новых видов и конструкций сборок; предъявление более жестких требований к уже существующим изделиям; применение новых конструкционных материалов для их изготовления и новых видов взрывчатого вещества (ВВ) для их метания и т.д. Появление мощных электронно-вычислительных машин коллективного пользования и персональных компьютеров позволяет на основе более полных физических и математических моделей выявить резервы прочности в уже существующих конструкциях сборок.

7.1. Квазистатический подход к анализу напряженно-деформированного состояния метаемых сборок

В монографии деформирование сборок при метании анализируется в квазистатической постановке, хотя, на первый взгляд, расчет НДС рассматриваемых конструкций при действии нагрузок, характерных для движения этих конструкций в канале ствола МУ, необходимо проводить с использованием динамических уравнений.

Но для импульсов внешней нагрузки большой длительности численный счет на основе этих уравнений становится неустойчивым и требует неоправданных затрат времени на ЭВМ. В литературе, в частности, для оболочечных конструкций обосновывается [2] возможность использования квазистатического или статического решения, если за время нагружения упругая волна успевает пробежать расстояние порядка максимального габарита изделия примерно 8...10 раз. Очевидно, еще в большей мере это относится к толстостенным конструкциям, так как они имеют более высокие частотные характеристики, чем оболочечные. В конечном счете, учет инерционных членов приводит к получению волновой картины распространения деформаций, которая становится

несущественной после нескольких пробегов волны по конструкции, так как в результате дисперсии и интерференции волн постепенно устанавливается картина НДС, характерная для статического нагружения. Поэтому, несмотря на относительно высокую скорость протекания процессов при метании, в большинстве случаев можно использовать результаты статического расчета изделий.

К выводу о возможности использования статического подхода при решении задачи о деформировании корпуса подобных конструкций при метании пришли А.А. Ильющин и Г.Н. Головин. Проведенный ими анализ результатов экспериментальных исследований показал, что в большинстве расчетных случаев нагружение при метании можно рассматривать как квазистатическое, поскольку частота основных форм колебаний сборки, как правило, на порядок превосходит характерную частоту процесса нагружения, что существенно упрощает постановку и решение (теоретическое и экспериментальное) задач прочности рассматриваемых в главе конструкций, значительную часть которых можно решить статическими стендовыми испытаниями.

Оценочные расчеты показывают, что при длительности процесса метания 0.06 с (что приемлемо для пороховых систем) и скорости упругого возмущения в металле корпуса сборки порядка 5000 м/с время пробега волны по длине корпуса (это максимум 0.5 м) составит около 0.0001 с, а за время метания получится 600 пробегов. В этих условиях нет смысла рассматривать волновую (динамическую) постановку и, учитывая все вышесказанное, задачу можно решать в статической постановке.

Таким образом, решение исходной динамической задачи в квазистатической постановке возможно благодаря введению в расчетную схему нагружения массовых сил, являющихся следствием использования связанной со сборкой неинерциальной системы координат [3]. При метании сборка в стволе МУ движется поступательно с ускорением. Согласно принципу Даламбера, «...всякое тело, движущееся с ускорением, можно рассматривать как неподвижное, добавив к реально действующим силам фиктивные силы инерции» [4]. Возникающие в каждом сечении сборки осевые силы равняются произведению его ускорения в данный момент времени на расположенную выше рассматриваемого сечения его массу. Для работы с появляющимися массовыми силами вводится понятие коэффициента перегрузки (или просто перегрузки) N , который представляет собой отношение ускорения сборки в данный момент к ускорению силы тяжести. Осевые силы инерции достигают наибольших значений при максимальном давлении газов, поскольку сборка в этот момент получает наибольшее ускорение. Получаемая система нагрузок

является самоуравновешенной, а из рассмотрения исключается постоянная составляющая осевых перемещений конструкции. Возможность использования квазистатического подхода для решения задачи высокоскоростного метания подтверждается результатами сравнения с динамическим решением для случая умеренных пластических деформаций.

Методики расчета НДС сборки при движении в канале ствола МУ должны учитывать сочетание различных нагрузок – давления газов на дно и боковую поверхность, массовых сил, реакции ВУ и давления снаряджения. Необходимо учитывать работу материала корпуса за пределами упругости при действии нагрузок большой интенсивности. При метании максимальные значения всех составляющих внешней нагрузки достигаются не одновременно, поэтому статический расчет, в котором учитываются, как правило, максимальные значения этих составляющих, проводится с известным запасом по прочности. В существующих на сегодня статических (квазистатических) методиках расчет проводится с одновременным приложением нагрузок.

7.2. Вариационно-разностный метод решения задачи теории упругости и пластичности

Решение задачи упругопластического деформирования конструкций так или иначе сводится к решению последовательности упругих задач с уточняемыми в каждом приближении коэффициентами. Поэтому реализация упругих задач является основой для исследования физически нелинейных проблем.

Математическое описание процесса деформирования упругого тела в самом общем случае представляется в виде вариационных принципов теории упругости. Эти принципы включают в себя некоторые основные теоремы в форме интегральных равенств, связывающих напряжения, деформации и перемещения во всем объеме деформируемого тела. Вариационные принципы представляют собой теоретическую основу современных численных методов, позволяющих находить эффективное решение задач в тех случаях, когда аналитическое интегрирование уравнений теории упругости не представляется возможным.

Для решения задачи воспользуемся вариационным принципом Лагранжа, который можно представить следующим уравнением:

$$\delta \mathcal{E} = 0, \quad (7.1)$$

где \mathcal{E} – квадратичный функционал полной потенциальной энергии системы «тело – нагрузка» (далее просто функционал энергии), который

достаточно просто записывается для любой конструкции. Следствием этого является широкое использование принципа Лагранжа при решении прикладных задач МДГТ.

В отличие от вариационных принципов Ху-Вашицу и Рейсснера, принцип Лагранжа является экстремальным, ибо для действительного напряженно-деформированного состояния функционал полной потенциальной энергии системы \mathcal{E} достигает минимума по сравнению с другими возможными состояниями упругого тела.

Возможна следующая формулировка вариационного принципа Лагранжа: «...из всех возможных напряженных состояний упругого тела, для которых выполнены граничные условия в перемещениях, а деформации и перемещения связаны геометрическими уравнениями теории упругости, истинным является то, при котором потенциальная энергия системы получает минимальное значение» [5].

Уравнения равновесия и статические граничные условия служат уравнениями Эйлера для функционала энергии \mathcal{E} . Поэтому при решении задачи теории упругости и пластичности в вариационной постановке (7.1) нет необходимости заранее удовлетворять уравнения равновесия и граничные условия в напряжениях, ибо они удовлетворяются автоматически при нахождении минимума функционала энергии [5–8]. Обладая описанными достоинствами, вариационный принцип Лагранжа явился теоретической основой, фундаментом для создания метода Ритца и вариационно-разностного метода.

Одним из методов, реализующим вариационную задачу (7.1), является вариационно-разностный метод (ВРМ). В этом методе при решении вариационной задачи (минимизации функционала энергии \mathcal{E}) используются элементы, приемы и положения метода конечных разностей: дискретизация задачи и расчетной области; конечно-разностная сетка; конечно-разностные представления для частных производных от перемещений по координатам; сеточные уравнения и т.д. Сущность ВРМ заключается в сведении задачи минимизации функционала полной потенциальной энергии системы \mathcal{E} , являющейся квадратичной функцией относительно деформаций и перемещений, к задаче минимизации функции многих переменных, отнесенных к узлам конечно-разностной сетки.

Первой известной нам работой, где был применен вариационный подход для получения сеточных уравнений при численном расчете изгиба прямоугольных армированных пластин поперечной нагрузкой, является работа Л.А. Оганесяна [9]. Аналогичный подход к решению задачи о деформировании пластин рассмотрен в [10, 11]. В работе [10] доказывается, что вариационная методика получения конечно-

разностных уравнений приводит к симметричной и положительно определенной матрице системы линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) и подчеркивается важность этого факта для практических приложений.

Применительно к решению осесимметричных и плоских задач теории упругости ВРМ был разработан Д.С. Гриффином и Р.Б. Келлогом [12]. В отличие от предыдущих работ, где реализация СЛАУ проводится итерационным методом и методом сопряженных градиентов, в [12] используется метод Гаусса, который предполагает наличие ЭВМ с большой оперативной памятью. Решению задач упругопластического деформирования вариационно-разностным методом с использованием соотношений теории малых упругопластических деформаций посвящены работы Ю.Г. Коротких, С.А. Капустина и А.Н. Паутова [13, 14]. С помощью ВРМ решено множество линейных и нелинейных задач расчета пластин, плит и оболочек, оболочек химических аппаратов. ВРМ успешно применяется для решения задач деформирования плит, тел в форме параллелепипеда и тел вращения. Основные различия в реализации процедуры ВРМ во всех работах связаны с использованием различных конечно-разностных аппроксимаций производных и методов реализации минимума дискретизированного функционала полной потенциальной энергии системы.

В обзоре литературы, посвященной решению задач МДТТ с использованием ВРМ, невозможно привести даже малую часть исследований. При этом следует отметить большую роль в развитии этого метода исследований А.Г. Угодчикова, Н.П. Абовского и их школ, а из монографий, посвященных разработке и классификации вариационных принципов теории упругости и теории оболочек, – работу Н.П. Абовского, Н.П. Андреева и А.П. Деруги [8].

Описание вариационно-разностного метода проведем для пространственной задачи, ибо в двумерной постановке этот метод достаточно подробно описан в литературе.

Функционал энергии \mathcal{E} определяется классическим соотношением

$$\mathcal{E} = U - A_1 - A_2,$$

где U – потенциальная энергия деформации тела; A_1 , A_2 – работа объемных и поверхностных сил на вызванных ими перемещениях.

Вычисление энергии деформации, или, что то же, упругого потенциала, проводится суммированием произведений компонент тензора напряжений на соответствующие компоненты тензора деформаций и интегрированием полученной величины по объему тела. Половинное значение данной величины и составит искомую энергию деформации.

ции U . Запишем выражение для полной потенциальной энергии системы:

$$\Theta = \frac{1}{2} \int_V \sigma_{ij} \varepsilon_{ij} dV - \int_V X_i u_i dV - \int_S p_i u_i dS. \quad (7.2)$$

Составляющие функционала полной потенциальной энергии системы Θ в декартовой системе координат x, y, z записываются следующим образом:

потенциальная энергия деформации –

$$U = \frac{1}{2} \int_V (\sigma_{xx} \varepsilon_{xx} + \sigma_{yy} \varepsilon_{yy} + \sigma_{zz} \varepsilon_{zz} + \sigma_{xy} \varepsilon_{xy} + \sigma_{yz} \varepsilon_{yz} + \sigma_{xz} \varepsilon_{xz}) dV; \quad (7.3)$$

работа объемных сил –

$$A_1 = \int_V (X_{xv} u + X_{yv} v + X_{zv} w) dV;$$

работа поверхностных нагрузок –

$$A_2 = \int_{S_\sigma} (p_{xs} u + p_{ys} v + p_{zs} w) dS;$$

где $\sigma_{xx}, \dots, \varepsilon_{xz}$ – компоненты тензоров напряжений и деформаций соответственно; X_{xv}, X_{yv}, X_{zv} – компоненты объемных нагрузок; p_{xs}, p_{ys}, p_{zs} – компоненты поверхностных нагрузок; u, v, w – компоненты вектора перемещения в направлении осей координат x, y, z соответственно; V – объем конструкции; S_σ – часть поверхности S конструкции, на которой заданы внешние нагрузки.

В литературе известно и другое, более удобное с точки зрения решения задачи упругопластического деформирования представление энергии деформации в виде двух слагаемых, которое следует из разложения тензоров напряжений и деформаций на шаровой тензор и девиатор [15]:

$$U = U_o + U_\phi, \quad (7.4)$$

где U_o – энергия изменения объема; U_ϕ – энергия изменения формы тела.

При упругих и упругопластических деформациях объемная дефор-

мация элемента тела подчиняется закону Гука

$$\sigma_0 = K\theta = 3K\varepsilon_0,$$

где $\sigma_0 = (\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz}) / 3$ – среднее нормальное напряжение; $\theta = 3\varepsilon_0$ – объемная деформация; $\varepsilon_0 = (\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}) / 3$ – среднее относительное удлинение; $K = E / (3(1 - 2\mu))$ – модуль объемной деформации; E – модуль упругости при растяжении – сжатии (модуль Юнга); μ – коэффициент поперечной деформации (коэффициент Пуассона).

Тогда выражение для U_0 будет определяться так же, как и в случае упругого деформирования [15–17]:

$$U_0 = \int_V \frac{9}{2} K \varepsilon_0^2 dV.$$

Удельная энергия изменения формы \bar{U}_Φ определяется выражением

$$\bar{U}_\Phi = \int_0^{e_i} \sigma_i de_i.$$

Здесь интегрирование ведется от исходного состояния до текущего e_i . Выражение для \bar{U}_Φ зависит от вида связи между интенсивностью напряжений σ_i и интенсивностью деформаций e_i .

Используем для зависимости $\sigma_i = \sigma_i(e_i)$ следующее выражение [16, 17]:

$$\sigma_i = 3Ge_i [1 - \omega(e_i)]. \quad (7.5)$$

Тогда для удельной энергии изменения формы получаем выражение

$$\bar{U}_\Phi = 3G \int_0^{e_i} e_i [1 - \omega(e_i)] de_i, \quad (7.6)$$

где $G = E / (2(1 + \mu))$ – модуль упругости при сдвиге, $\omega(e_i)$ – функция пластичности Ильюшина.

Приближенное интегрирование (7.6) может быть осуществлено раз-

личными способами. Воспользуемся методом переменных параметров упругости [18], при помощи которого сводим нелинейную задачу минимизации неквадратичного функционала полной потенциальной энергии системы к задаче минимизации последовательности квадратичных функционалов. Считая функцию пластичности $\omega(e_i)$ известной из решения на предыдущей итерации, будем иметь:

$$\bar{U}_\Phi = \frac{3G}{2} [1 - \omega(\bar{e}_i)] e_i^2.$$

Здесь величина функции пластичности Ильюшина $\omega(\bar{e}_i)$ определяется по значениям интенсивности деформаций на предыдущей итерации. Тогда для всего тела энергия изменения формы запишется следующим образом:

$$U_\Phi = \int_V \frac{3}{2} G [1 - \omega(\bar{e}_i)] e_i^2 dV,$$

а окончательное выражение для энергии деформации будет [19]

$$U = \frac{3}{2} \int_V \left\{ 3K \varepsilon_0^2 + G [1 - \omega(\bar{e}_i)] e_i^2 \right\} dV. \quad (7.7)$$

Для определения значений функции пластичности используются аппроксимации зависимости (7.5) моделью упругопластического тела с линейным упрочнением (рис. 7.1).

В этом случае функцию пластичности $\omega(e_i)$ можно вычислить по следующим формулам [17]:

$$\begin{aligned} \omega &= 0, & e_i &\leq e_s; \\ \omega &= \lambda \left(1 - \frac{e_s}{e_i} \right), & e_i &> e_s, \end{aligned} \quad (7.8)$$

где λ – так называемое разупрочнение ($\lambda = 1 - E_1 / 3G$; для идеально упругопластического материала $\lambda = 1$); e_s – предел текучести; e_s – деформация начала текучести; E_1 – модуль упрочнения материала, характеризующий тангенс угла наклона к оси e_i участка прямой зависимости $\sigma_i(e_i)$ за пределом упругости. Для сталей величина E_1 в

10 ~ 50 раз меньше модуля упругости E .

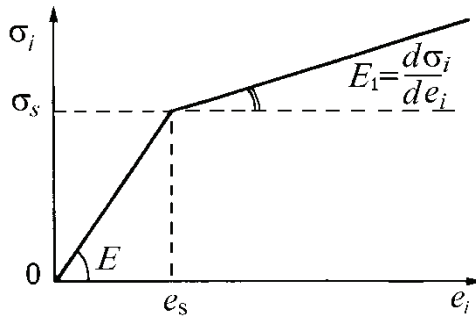


Рис. 7.1. Зависимость интенсивности напряжений σ_i от интенсивности деформаций e_i

Зависимость $\sigma_i = \sigma_i(e_i)$ можно представить и в виде многозвенной ломаной линии, параметры которой определяются экспериментальным путем.

Полученные для потенциальной энергии деформации формулы (7.3) и (7.7) идентичны. В этом можно убедиться, подставив в (7.3) выражения напряжений (7.9) для случая активной деформации и простого нагружения [16]:

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= 3K\varepsilon_0 + 2G[1 - \omega(\bar{e}_i)](\varepsilon_{xx} - \varepsilon_0), & \sigma_{xy} &= G[1 - \omega(\bar{e}_i)]\varepsilon_{xy}, \\ \sigma_{yy} &= 3K\varepsilon_0 + 2G[1 - \omega(\bar{e}_i)](\varepsilon_{yy} - \varepsilon_0), & \sigma_{zy} &= G[1 - \omega(\bar{e}_i)]\varepsilon_{zy}, \\ \sigma_{zz} &= 3K\varepsilon_0 + 2G[1 - \omega(\bar{e}_i)](\varepsilon_{zz} - \varepsilon_0), & \sigma_{zx} &= G[1 - \omega(\bar{e}_i)]\varepsilon_{zx}. \end{aligned} \quad (7.9)$$

Получим выражение энергии деформации U через деформации, которые представляются с помощью уравнений Коши.

Закон Гука можно записать через двенадцать коэффициентов a_{11} , a_{12} , a_{13} , a_{21} , a_{22} , a_{23} , a_{31} , a_{32} , a_{33} , a_{41} , a_{51} , a_{61} следующим образом:

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= a_{11}\varepsilon_{xx} + a_{12}\varepsilon_{yy} + a_{13}\varepsilon_{zz}, \\ \sigma_{yy} &= a_{21}\varepsilon_{xx} + a_{22}\varepsilon_{yy} + a_{23}\varepsilon_{zz}, \\ \sigma_{zz} &= a_{31}\varepsilon_{xx} + a_{32}\varepsilon_{yy} + a_{33}\varepsilon_{zz}, \\ \sigma_{xy} &= a_{41}\varepsilon_{xy}, \quad \sigma_{yz} = a_{51}\varepsilon_{yz}, \quad \sigma_{zx} = a_{61}\varepsilon_{zx}. \end{aligned} \quad (7.10)$$

Для упругопластического изотропного материала при использова-

нии деформационной теории пластичности эти коэффициенты записываются следующим образом:

$$\begin{aligned} a_{11} = a_{22} = a_{33} &= K + \frac{4G(1-\omega)}{3}, \\ a_{41} = a_{51} = a_{61} &= G(1-\omega), \\ a_{12} = a_{13} = a_{21} = a_{23} = a_{31} = a_{32} &= K - \frac{2G(1-\omega)}{3}. \end{aligned}$$

Для ортотропного тела закон Гука имеет другой вид в связи с тем, что величина деформаций зависит не только от величины действующих напряжений, но и от направления их действия в материале. Пусть оси координат x , y , z совпадают с направлениями осей симметрии ортотропного материала. Тогда

$$\begin{aligned} a_{11} &= \frac{E_x(1-\mu_{yz}\mu_{zy})}{a}, & a_{22} &= \frac{E_y(1-\mu_{zx}\mu_{xz})}{a}, \\ a_{33} &= \frac{E_z(1-\mu_{xy}\mu_{yx})}{a}, & a_{12} = a_{21} &= \frac{E_x(\mu_{yx} + \mu_{zx}\mu_{yz})}{a}, \\ a_{13} = a_{31} &= \frac{E_x(\mu_{zx} + \mu_{yx}\mu_{zy})}{a}, \\ a_{23} = a_{32} &= \frac{E_y(\mu_{zy} + \mu_{zx}\mu_{xy})}{a}, \\ a_{41} = G_{xy}, & a_{51} = G_{yz}, & a_{61} &= G_{zx}, \\ a &= 1 - \mu_{yz}\mu_{zy} - \mu_{xy}\mu_{yx} - \mu_{xz}\mu_{zx} - \mu_{xy}\mu_{zx}\mu_{yz} - \mu_{yx}\mu_{xz}\mu_{zy}. \end{aligned}$$

Число независимых упругих постоянных равняется девяти. Из независимости потенциальной энергии элемента от порядка приложения напряжений следуют соотношения связи между константами ортотропного тела [20]:

$$\mu_{xy} = \frac{E_x\mu_{yx}}{E_y}, \quad \mu_{yz} = \frac{E_y\mu_{zy}}{E_z}, \quad \mu_{xz} = \frac{E_x\mu_{zx}}{E_z}. \quad (7.11)$$

Подставляя формулы (7.10) в (7.3), получим выражение для потенциальной энергии деформации через деформации:

$$\begin{aligned}
 U = \frac{1}{2} \int_V & \left[a_{11} \varepsilon_{xx}^2 + a_{22} \varepsilon_{yy}^2 + a_{33} \varepsilon_{zz}^2 + \right. \\
 & + 2 \left(a_{12} \varepsilon_{xx} \varepsilon_{yy} + a_{13} \varepsilon_{xx} \varepsilon_{zz} + a_{23} \varepsilon_{yy} \varepsilon_{zz} \right) + \\
 & \left. + a_{41} \varepsilon_{xy}^2 + a_{51} \varepsilon_{yz}^2 + a_{61} \varepsilon_{zx}^2 \right] dV. \quad (7.12)
 \end{aligned}$$

Интенсивности напряжений и деформаций записываются так:

$$\begin{aligned}
 \sigma_i &= \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{(\sigma_{xx} - \sigma_{yy})^2 + (\sigma_{yy} - \sigma_{zz})^2 + (\sigma_{zz} - \sigma_{xx})^2 + 6(\sigma_{xy}^2 + \sigma_{yz}^2 + \sigma_{zx}^2)}, \\
 e_i &= \frac{\sqrt{2}}{3} \sqrt{(\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy})^2 + (\varepsilon_{yy} - \varepsilon_{zz})^2 + (\varepsilon_{zz} - \varepsilon_{xx})^2 + \frac{3}{2}(\varepsilon_{xy}^2 + \varepsilon_{yz}^2 + \varepsilon_{zx}^2)}.
 \end{aligned}$$

Таким образом, с учетом формулировки вариационного принципа Лагранжа решение задачи об упругопластическом деформировании тела, нагруженного объемными силами и поверхностными нагрузками, состоит в нахождении функций перемещений $u(x, y, z)$, $v(x, y, z)$, $w(x, y, z)$, доставляющих минимум функционалу полной потенциальной энергии системы Э (7.2).

Основой всех сеточных методов является дискретизация модели исследуемого объекта. На исследуемое тело наносится сетка. Если тело состоит из материалов с различными физико-механическими характеристиками (ФМХ), то сетку необходимо наносить таким образом, чтобы эти параметры не терпели разрывов в пределах ячейки.

Дискретизацию расчетной области проведем с помощью многогранников (шестигранников), ограниченных четырехугольными плоскостями. В частном случае это параллелепипеды (прямоугольные в том числе) и призмы с основаниями в виде трапеций и с параллелограммами и прямоугольниками в качестве граней. Чтобы не нарушать принятой в численном анализе терминологии, будем называть эти шестигранники ячейками. На рис. 7.2, а представлена ячейка-многогранник с номером m , которая имеет шесть граней $n = 1, \dots, 6$ и восемь узлов конечно-разностной сетки. Объем ячейки обозначим ΔV_m .

Сеточный аналог функционала полной потенциальной энергии системы (7.2) реализуется заменой составляющих его интегралов конечными суммами, а производных – их конечно-разностными представлениями. Приближенное конечно-разностное выражение сеточного аналога получается в предположении, что все функции и их производные остаются постоянными в пределах каждой ячейки.

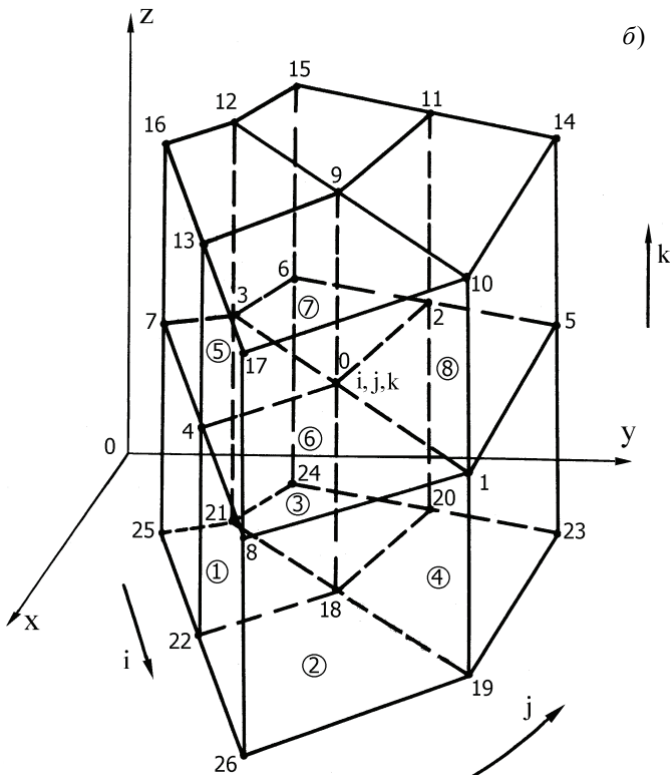
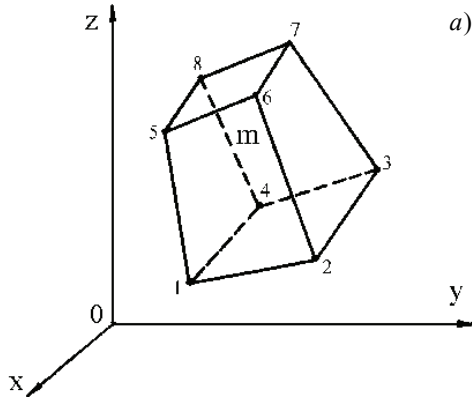


Рис. 7.2. Ячейка-многогранник (а). Шаблон для случая дискретизации расчетной области с помощью многогранников (б)

Обозначим через \mathcal{E}_m энергию m -й ячейки ($m = 1, 2, \dots, M$; M – число ячеек, на которое разбито тело). Тогда

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_m = & \frac{1}{2} \left[a_{11} \varepsilon_{xx}^2 + a_{22} \varepsilon_{yy}^2 + a_{33} \varepsilon_{zz}^2 + \right. \\ & + 2 \left(a_{12} \varepsilon_{xx} \varepsilon_{yy} + a_{13} \varepsilon_{xx} \varepsilon_{zz} + a_{23} \varepsilon_{yy} \varepsilon_{zz} \right) + a_{41} \varepsilon_{xy}^2 + a_{51} \varepsilon_{yz}^2 + \\ & \left. + a_{61} \varepsilon_{zx}^2 \right] \Delta V_m - \left(X_{xv} u^{cp} + X_{yv} v^{cp} + X_{zv} w^{cp} \right)_m \Delta V_m - \\ & - \sum_{n=1}^{n_p} \left(p_{xs} u^{cp} + p_{ys} v^{cp} + p_{zs} w^{cp} \right)_n \Delta S_n. \end{aligned} \quad (7.13)$$

Деформации и другие параметры НДС вычисляются для данной ячейки и остаются постоянными в ее пределах. Средние перемещения при вычислении работы объемных сил определяются как среднеарифметические значения восьми перемещений в узлах m -й ячейки, а средние перемещения при вычислении работы поверхностных нагрузок – четырех перемещений в узлах n -й грани ячейки, к которой приложены эти нагрузки. Здесь ΔS_n – площадь n -й грани m -й ячейки;

n_p – число граней m -й ячейки, к которым приложена внешняя нагрузка.

Выбор аппроксимирующих соотношений для производных, входящих в выражения для компонент тензора деформаций, средней деформации и интенсивности деформаций является важным моментом при реализации задачи. Этот этап в решении задачи МДТТ обуславливает главные отличия в работах, посвященных ВРМ. Использование тех или иных аппроксимирующих соотношений приводит к различным вариантам сеточных уравнений и делает постановку и реализацию граничных условий либо сложной и трудоемкой, либо упрощает эту процедуру.

Запишем выражения для производной по объему от скалярной функции F в декартовых координатах. Используя интегральную формулу преобразования объемного интеграла в поверхностный интеграл (формула Остроградского – Гаусса), получим [21]

$$\frac{\partial F}{\partial x} = \lim_{V \rightarrow 0} \frac{\iint_S F n_x dS}{V}, \quad \frac{\partial F}{\partial y} = \lim_{V \rightarrow 0} \frac{\iint_S F n_y dS}{V}, \quad \frac{\partial F}{\partial z} = \lim_{V \rightarrow 0} \frac{\iint_S F n_z dS}{V}, \quad (7.14)$$

где n_x , n_y , n_z – косинусы углов между вектором нормали \bar{n} к замкнутой поверхности S , заключающей в себя объем V , и соответствующей осью координат.

Таким образом, производные в трехмерном пространстве определяются через интеграл по замкнутой поверхности. При этом функция F должна быть непрерывной в объеме V и иметь там непрерывные ограниченные первые частные производные. Накладываются некоторые ограничения и на поверхность S .

Аналогичные по построению формулы для конечно-разностной аппроксимации производных в двумерном случае представлены в работе Уилкинса [22]

$$\frac{\partial F}{\partial x} = \lim_{A \rightarrow 0} \frac{\int_C F(\bar{n} \cdot \bar{i}) dS}{A}, \quad \frac{\partial F}{\partial y} = \lim_{A \rightarrow 0} \frac{\int_C F(\bar{n} \cdot \bar{j}) dS}{A},$$

где C – граница области A , S – длина дуги, \bar{n} – вектор нормали к замкнутой кривой C ; и в работе Ноха [23], которые на случай осесимметричного деформирования тела вращения приводятся к удобному виду

$$\left(\frac{\partial u}{\partial r}\right)_j \approx -\sum_{i=1}^n (u_{i+1} + u_i)(z_{i+1} - z_i) / \sum_{i=1}^n (z_{i+1} + z_i)(r_{i+1} - r_i),$$

$$\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)_j \approx \sum_{i=1}^n (u_{i+1} + u_i)(r_{i+1} - r_i) / \sum_{i=1}^n (z_{i+1} + z_i)(r_{i+1} - r_i),$$

где n – количество вершин j -й ячейки. Аналогично записываются выражения для производных $(\partial w / \partial r)_j$, $(\partial w / \partial z)_j$. Эти соотношения использовались при реализации двумерных задач, рассмотренных в данной главе.

Используя интегральную формулу записи пространственной производной (7.14), получаем выражение для производной в m -й ячейке:

$$\left(\frac{\partial F}{\partial x}\right)_m = \lim_{\Delta V_m \rightarrow 0} \frac{\oint S_m F n_x dS}{\Delta V_m},$$

где S_m – поверхность, заключающая в себе объем ΔV_m . Эта поверхность состоит из шести граней ($n = 1, \dots, 6$) представляющих собой четырехугольники (параллелограммы, прямоугольники и пр.). Поэтому интеграл можно представить суммой шести слагаемых

$$\left(\frac{\partial F}{\partial x}\right)_m \cong \frac{1}{\Delta V_m} \sum_{n=1}^6 (\bar{F}_n n_x \Delta S)_n = \frac{1}{\Delta V_m} \sum_{n=1}^6 \bar{F}_n n_{xn} \Delta S_n,$$

где \bar{F}_n – среднее арифметическое значение функции F на грани с номером n :

$$\bar{F}_1 = \frac{1}{4}(F_1 + F_2 + F_3 + F_4), \dots, \bar{F}_6 = \frac{1}{4}(F_3 + F_4 + F_8 + F_7),$$

$F_i (i = 1, 2, \dots, 8)$ – значения функции в узлах элементарного объема m . Аналогично записываются производные по координатам y, z от функции F для m -й ячейки:

$$\left(\frac{\partial F}{\partial y}\right)_m \cong \frac{1}{\Delta V_m} \sum_{n=1}^6 \bar{F}_n n_{yn} \Delta S_n, \quad \left(\frac{\partial F}{\partial z}\right)_m \cong \frac{1}{\Delta V_m} \sum_{n=1}^6 \bar{F}_n n_{zn} \Delta S_n.$$

Поочередно заменяя в формулах для производных скалярную функцию F перемещениями u, v, w , получаем выражения для аппроксимации деформаций в m -й ячейке.

Суммируя энергию \mathcal{E}_m (7.13) по всем M ячейкам многогранникам, приходим к следующему выражению функции энергии

$$\begin{aligned} \mathcal{E} [u(x, y, z), v(x, y, z), w(x, y, z)] &\approx \\ &\approx \mathcal{E}(u_s, v_p, w_k) = \frac{1}{2} \sum_{m=1}^M \left[a_{11} \varepsilon_{xx}^2 + a_{22} \varepsilon_{yy}^2 + a_{33} \varepsilon_{zz}^2 + \right. \\ &+ 2(a_{12} \varepsilon_{xx} \varepsilon_{yy} + a_{13} \varepsilon_{xx} \varepsilon_{zz} + a_{23} \varepsilon_{yy} \varepsilon_{zz}) + a_{41} \varepsilon_{xy}^2 + a_{51} \varepsilon_{yz}^2 + \\ &+ a_{61} \varepsilon_{zx}^2 \left. \right] \Delta V_m - \sum_{m=1}^M \left(X_{xv} u^{cp} + X_{yv} v^{cp} + X_{zv} w^{cp} \right)_m \Delta V_m - \\ &- \sum_{n=1}^{N_p} \left(p_{xs} u^{cp} + p_{ys} v^{cp} + p_{zs} w^{cp} \right)_n \Delta S_n, \end{aligned} \quad (7.15)$$

где N_p – количество граней, к которым приложены поверхностные нагрузки; u_s, v_p, w_k – соответствующие перемещения узлов конечно-разностной сетки ($s = s1, s1 + 1, \dots, S$; $p = p1, p1 + 1, \dots, P$; $k = k1, k1 + 1, \dots, K$); $S - s1 + 1, P - p1 + 1, K - k1 + 1$ – количество

искомых перемещений u , v , w соответственно. Разное количество искомых перемещений объясняется различиями в геометрических граничных условиях, заданных на поверхности тела.

После подстановки аппроксимирующих деформации выражений в (7.15) получаем представление функции энергии через перемещения узлов конечно-разностной сетки.

Таким образом, использование ВРМ сводит задачу об отыскании минимума функционала энергии (7.2) к отысканию минимума функции многих переменных $\mathcal{E}(u_s, v_p, w_k)$ (7.15). При этом возможны два способа: прямая минимизация и использование необходимого условия экстремума функции многих переменных, приводящего к системе линейных алгебраических уравнений.

Прямые методы минимизации функции многих переменных позволяют находить экстремаль заданной функции непосредственно, минуя уравнения Эйлера. Использование преимуществ этого подхода возможно при наличии эффективных алгоритмов минимизации. Для прямой минимизации функции многих переменных применяются в основном три метода: локальных вариаций, сопряженных градиентов и наискорейшего спуска [19, 24–29]. К недостаткам этих методов следует отнести медленную сходимость для функций овражного типа, необходимость наличия хорошего нулевого приближения, возможность попадания в локальный минимум и большое время решения.

Методы реализации минимума функции многих переменных, основанные на использовании принципа стационарности (необходимого условия экстремума), связаны с получением и решением систем алгебраических уравнений высокого порядка, что оказывается в некоторых случаях менее выгодным. Эти методы можно разделить на итерационные и прямые. Главное отличие итерационных методов от прямых заключается в том, что первые дают решение системы уравнений лишь как предел последовательности итерационных приближений $\{f_k\}$ при $k \rightarrow \infty$.

Прямые методы позволяют получать точное решение за конечное число вычислений (если нет ошибок округления). Алгоритм прямого метода в отличие от итерационного, который состоит из повторного применения простого алгоритма, сложен и состоит из неповторяющихся частей. Метод исключения Гаусса решения СЛАУ является примером прямого метода.

Представленные ниже результаты получены с использованием необходимого условия экстремума сеточного аналога функционала энергии:

$$\frac{\partial \mathcal{E}(u_s, v_p, w_k)}{\partial u_s} = 0, \quad \frac{\partial \mathcal{E}(u_s, v_p, w_k)}{\partial v_p} = 0, \quad \frac{\partial \mathcal{E}(u_s, v_p, w_k)}{\partial w_k} = 0, \quad (7.16)$$

$$s = s1, s1 + 1, \dots, S; \quad p = p1, p1 + 1, \dots, P; \quad k = k1, k1 + 1, \dots, K.$$

Это условие сводит задачу минимизации функции многих переменных $\mathcal{E}(u_s, v_p, w_k)$ к решению системы J линейных алгебраических уравнений относительно J искомых компонент вектора перемещений узлов конечно-разностной сетки:

$$\sum_{j=1}^J a_{ij} f_j = b_i, \quad i = 1, 2, \dots, J. \quad (7.17)$$

Здесь коэффициенты a_{ij} – элементы матрицы $\{A\}$ СЛАУ; f_j – проекции u_s, v_p, w_k вектора перемещений на оси координат; b_i – свободные члены, включающие в себя статические и геометрические граничные условия; $J = (S - s1) + (P - p1) + (K - k1) + 3$.

При получении аналитического выражения условия стационарности функции энергии (7.16) для определения коэффициентов необходимо пользоваться шаблоном, представленным на рис. 7.2, б. В каждом из трех уравнений (7.16) содержится 81 перемещение 27 узлов и свободный член. Таким образом, при варьировании энергии в одном узле необходимо вычислять 243 коэффициента a_{ij} и три свободных члена. Причем не все свободные члены равны нулю. Следует отметить, что при реализации СЛАУ (7.17) методом исключения Гаусса вследствие симметрии матрицы $\{A\}$ вычислению подлежат лишь 123 коэффициента системы уравнений. Структура выражения функции энергии такова, что от смещения в некотором узле (i, j, k) сетки с номером 0 зависит лишь часть энергии $\mathcal{E}(u_s, v_p, w_k)$, а именно энергия ячеек, примыкающих к этому узлу. Количество таких ячеек меняется от одной в угловом узле сетки до восьми ячеек в середине массива (см. рис. 7.2, б). Поэтому производная в этом узле в общем случае также состоит из восьми слагаемых по количеству ячеек, коим принадлежит рассматриваемый узел.

Для учета температуры при анализе упругопластического НДС тела получим выражение функционала полной потенциальной энергии системы задачи термоупругости. Воспользуемся принципом виртуальных работ в виде

$$\int_V X_i \delta u_i dV + \int_S p_i \delta u_i dS = \int_V \sigma_{ij} \delta \varepsilon_{ij} dV, \quad (7.18)$$

где δu_i – вариация перемещения.

Являясь частным случаем принципа Даламбера для статической нагрузки и стационарного температурного поля, «...этот принцип справедлив как для упругого, так и для неупругого тела, для линейных и нелинейных соотношений между деформированным и напряженным состояниями. Принцип виртуальных работ справедлив также и для задачи термоупругости» [30].

Подставим в правую часть (7.18) соотношения Дюгамеля – Неймана

$$\sigma_{ij} = 2G\varepsilon_{ij} + (\lambda\varepsilon_{kk} - \gamma\theta)\delta_{ij},$$

связывающие деформации и температуру с напряжениями. Здесь введены следующие обозначения: $\lambda = \mu E / [(1 + \mu)(1 - 2\mu)]$; $\gamma = (3\lambda + 2G)\alpha$; α – коэффициент линейного теплового расширения; $\theta = T - T_0$ – температура, отсчитываемая от естественного состояния тела; T_0 – абсолютная температура естественного состояния; δ_{ij} – символ Кронекера.

Тогда получим

$$\int_V X_i \delta u_i dV + \int_S p_i \delta u_i dS = \delta U - \int_V \gamma\theta \delta \varepsilon_{kk} dV, \quad (7.19)$$

где U – энергия деформации (7.3) или (7.7).

После проведения математических выкладок, использования интегральной формулы преобразования объемного интеграла в поверхностный интеграл и предполагая, что во время виртуального перемещения внешние нагрузки и температура не изменяются, выносим символ вариации за знак интеграла. Учитывая, что на поверхности тела S_u , где заданы перемещения, вариация $\delta u_i = 0$, приходим к следующему выражению:

$$\begin{aligned} \delta \Gamma &= 0, \\ \Gamma &= U - \int_V \left\{ X_i - \theta_{,i} \gamma - \left[(3\lambda + 2G)\alpha_{,i} + 3\alpha\lambda_{,i} + 2\alpha G_{,i} \right] \theta \right\} u_i dV - \\ &\quad - \int_{S_\sigma} (p_i + \gamma\theta n_i) u_i dS, \end{aligned} \quad (7.20)$$

или, переходя к двум постоянным μ и E ,

$$\Gamma = U - \int_V \left\{ X_i - \frac{E\alpha}{1-2\mu} \theta_{,i} - \left[\frac{E}{1-2\mu} \alpha_{,i} + \frac{\alpha}{1-2\mu} E_{,i} + 3\alpha E \left(\frac{\mu}{(1+\mu)(1-2\mu)} \right)_{,i} + E\alpha \left(\frac{1}{1+\mu} \right)_{,i} \right] \theta \right\} u_i dV - \int_{S_\sigma} \left(p_i + \frac{E\alpha\theta}{1-2\mu} n_i \right) u_i dS. \quad (7.21)$$

Здесь запятая означает дифференцирование по координатам.

Тогда получаем обобщение теоремы о минимуме потенциальной энергии системы на случай стационарной задачи термоупругости: среди всех геометрически возможных положений равновесия в действительности осуществляется то, для которого функционал Γ достигает минимума. На то, что достигается минимум, указывает положительность второй вариации функционала. В выражениях (7.20) и (7.21) интегралы по объему и по поверхности представляют работу объемных и поверхностных сил соответственно:

$$A_1 = \int_V \left\{ X_i - \theta_{,i} \gamma - \left[(3\lambda + 2G) \alpha_{,i} + 3\alpha \lambda_{,i} + 2\alpha G_{,i} \right] \theta \right\} u_i dV, \quad (7.22)$$

$$A_2 = \int_{S_\sigma} (p_i + \gamma \theta n_i) u_i dS$$

или

$$A_1 = - \int_V \left\{ X_i - \frac{E\alpha}{1-2\mu} \theta_{,i} - \left[\frac{E}{1-2\mu} \alpha_{,i} + \frac{\alpha}{1-2\mu} E_{,i} + 3\alpha E \left(\frac{\mu}{(1+\mu)(1-2\mu)} \right)_{,i} + E\alpha \left(\frac{1}{1+\mu} \right)_{,i} \right] \theta \right\} u_i dV, \quad (7.23)$$

$$A_2 = \int_{S_\sigma} \left(p_i + \frac{E\alpha\theta}{1-2\mu} n_i \right) u_i dS.$$

Сравнивая выражения (7.22) для A_1 и A_2 с выражениями для работ внешних сил в (7.2), видим, что наличие температуры приводит к появлению дополнительных объемных сил

$$-\theta_{,i}\gamma - \left[(3\lambda + 2G)\alpha_{,i} + 3\alpha\lambda_{,i} + 2\alpha G_{,i} \right] \theta \quad (7.24)$$

и поверхностных нагрузок

$$+\gamma\theta n_i$$

или

$$\begin{aligned} & -\frac{E\alpha}{1-2\mu}\theta_{,i} - \left[\frac{E}{1-2\mu}\alpha_{,i} + \frac{\alpha}{1-2\mu}E_{,i} + \right. \\ & \left. + 3\alpha E \left(\frac{\mu}{(1+\mu)(1-2\mu)} \right)_{,i} + E\alpha \left(\frac{1}{1+\mu} \right)_{,i} \right] \theta \end{aligned} \quad (7.25)$$

и

$$+\frac{E\alpha\theta}{1-2\mu}n_i$$

соответственно.

Работа объемных сил записывается с учетом зависимости физико-механических характеристик и теплофизических констант (ТФК) материала от координат. Для изотропного материала выражения в квадратных скобках в (7.24) и (7.25) тождественно равны нулю. В случае рассмотрения неоднородного тела, имеющего четкую границу изменения ФМХ и ТФК, при численном решении эти выражения могут присутствовать или отсутствовать. Это зависит от способа реализации задачи определения НДС. В случае использования дифференциальных уравнений равновесия на границе материалов в упомянутых выражениях производные хотя бы по одному из направлений не будут равняться нулю. При использовании методов, основанных на интегральных равенствах (например, ВРМ), когда наносимые на сечение тела ячейки конечно-разностной сетки размещены с учетом границы раздела материалов, а вычисляемые производные усреднены для текущей ячейки, члены в квадратных скобках будут тождественно равны нулю, и выражения для работ A_1 и A_2 значительно упрощаются:

$$A_1 = \int_V (X_i - \gamma\theta_{,i}) u_i dV, \quad A_2 = \int_{S_\sigma} (p_i + \gamma\theta n_i) u_i dS \quad (7.26)$$

или

$$A_1 = \int_V \left(X_i - \frac{E\alpha}{1-2\mu} \theta_{,i} \right) u_i dV, \quad A_2 = \int_{S_\sigma} \left(p_i + \frac{E\alpha\theta}{1-2\mu} n_i \right) u_i dS. \quad (7.27)$$

В реальной конструкции между двумя средами с разными характеристиками всегда существует некоторая область (например, сварочный шов), в которой происходит переход от одних значений характеристик к другим их значениям.

Если тело одинаково прогрето на всю толщину и длину, то величина $\theta_{,i} = 0$ и от действия температуры в выражении для работы поверхностных сил A_2 остается дополнительный член

$$+ \frac{E\alpha\theta}{1-2\mu} n_i.$$

Итак, из выражений (7.26) и (7.27) следует, что решение задачи термоупругости (термоупругопластичности) для изотропного тела сводится к учету дополнительных объемных сил

$$-\gamma\theta_{,i} \quad \text{или} \quad -\frac{E\alpha}{1-2\mu}\theta_{,i} \quad (7.28)$$

и поверхностных нагрузок (нормального давления)

$$+\gamma\theta n_i \quad \text{или} \quad +\frac{E\alpha\theta}{1-2\mu} n_i, \quad (7.29)$$

содержащих температуру. Эти дополнительные члены вводятся в функционал полной потенциальной энергии системы \mathcal{E} или в уравнения равновесия и статические граничные условия. Такой подход к решению задачи термоупругости носит название метода устранения деформаций [31].

Возможен и другой способ учета температуры в задаче термоупругости. Деформации растяжения – сжатия ε_{xx} , ε_{yy} , ε_{zz} зависят не только от напряжений, но и от изменения температуры. Поэтому формулы, представляющие закон Гука для этих деформаций, запишутся следующим образом:

$$\varepsilon_{xx} = \frac{1}{E} \left[\sigma_{xx} - \mu (\sigma_{yy} + \sigma_{zz}) \right] + \alpha\theta,$$

$$\varepsilon_{yy} = \frac{1}{E} \left[\sigma_{yy} - \mu (\sigma_{xx} + \sigma_{zz}) \right] + \alpha\theta,$$

$$\varepsilon_{zz} = \frac{1}{E} \left[\sigma_{zz} - \mu (\sigma_{xx} + \sigma_{yy}) \right] + \alpha \theta.$$

Выражения для деформаций сдвига остаются без изменения ввиду того, что в изотропном материале изменение температуры не вызывает искажения углов. В правых частях выражений для нормальных напряжений σ_{xx} , σ_{yy} , σ_{zz} обратной формы закона Гука (7.10) появляются температурные члены

$$-\frac{E\alpha\theta}{1-2\mu}.$$

Записав выражение (7.3) энергии деформации U через деформации, получим форму записи, отличающуюся от известной формулы (7.12) наличием под интегралом температурного члена:

$$-\left(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz} \right) \frac{E\alpha\theta}{1-2\mu},$$

который совпадает с интегралом в правой части интегрального уравнения (7.19) [после того, как в (7.19) вынести знак вариации за знак интеграла и учесть, что $\gamma = E\alpha / (1 - 2\mu)$].

Завершая описание методов решения термоупругой задачи с использованием вариационного, интегрального подхода, сформулируем следующее заключение: задача теории упругости (пластичности) для изотропного тела при наличии температурного воздействия решается с помощью уравнений Дюгамеля – Неймана. При этом имеют место два способа реализации задачи. Первый способ – метод устранения деформаций – заключается в добавлении к функционалу полной потенциальной энергии системы учитывающих температуру дополнительных объемных сил (7.28) и поверхностных нагрузок (7.29). Для аппроксимации производных от температуры $\theta_{,i}$ применяются те же формулы, что и при аппроксимации производных от перемещений по координатам. Второй способ основан на учете температуры в соотношениях для деформаций. Температурные члены, находящиеся в выражении для энергии деформации, после варьирования функционала по осевым и радиальным перемещениям переходят в правую часть системы линейных алгебраических уравнений, являясь аналогом силовых нагрузок. Очевидно, что эти два способа реализации термоупругой задачи должны давать одинаковые результаты.

Общий алгоритм реализации термоупругопластической задачи ВРМ состоит из двух вложенных один в другой блоков. Во внешнем блоке с помощью метода переменных параметров упругости задача минимизации неквадратичного функционала сводится к последовательной минимизации функционалов (7.2) или функций (7.15), содержащих только квадратичные и линейные члены. Во внутреннем блоке определяются перемещения u_s, v_p, w_k , для которых функция энергии (7.15) имеет минимум. Методы минимизации функции энергии $\mathcal{E}(u_s, v_p, w_k)$, основанные на использовании принципа стационарности, описаны выше.

Последовательность расчета такова. На первом шаге для нулевых значений функции пластичности Ильюшина ($\omega_m^{(0)}(e_i) = 0$) решается упругая задача. По найденным во внутреннем блоке перемещениям $u_s^{(1)}, v_p^{(1)}, w_k^{(1)}$, дающим минимум функции энергии $\mathcal{E}(u_s, v_p, w_k)$, и интенсивностям деформаций $(e_i)_m$ определяются функции пластичности $\omega_m^{(1)}(e_i)$, не все равные нулю, и решается следующая задача определения перемещений $u_s^{(2)}, v_p^{(2)}, w_k^{(2)}$. Величины перемещений $u_s^{(1)}$ и $u_s^{(2)}$, $v_p^{(1)}$ и $v_p^{(2)}$, $w_k^{(1)}$ и $w_k^{(2)}$ сравниваются между собой. Если заданная точность по перемещениям выполнена, то счет прекращается. В противном случае внешний цикл повторяется.

При использовании во внутреннем блоке итерационных методов о близости к решению можно судить по степени выполнения теоремы Клапейрона (при использовании прямых методов реализации СЛАУ теорема Клапейрона выполняется точно) для двух соседних задач, согласно которой

$$U = \frac{1}{2}(A_1 + A_2).$$

Подставляя выражение для работы внешних сил из этого соотношения в функционал энергии, получим

$$\mathcal{E} = U - (A_1 + A_2) = U - 2U = -U. \quad (7.30)$$

Таким образом, в состоянии равновесия величины полной энергии \mathcal{E} и энергии деформации U должны быть равны (с заданной точностью) друг другу по абсолютной величине, что может служить еще од-

ним дополнительным условием окончания счета и критерием правильности полученных результатов.

По найденным в узлах конечно-разностной сетки перемещениям u_s , v_p , w_k определяются деформации (по соотношениям конечно-разностной аппроксимации) и напряжения (7.9). Учитывая, что величины деформаций вычисляются средними для ячейки, напряжения также будут являться усредненными по ячейке величинами. При необходимости деформации и напряжения могут быть определены в узлах сеточной области по формулам (для узла с номером n):

$$\varepsilon_n = \frac{\sum \varepsilon_m \Delta V_m}{\sum \Delta V_m},$$

где ε_m , ΔV_m – деформации и объемы ячеек, вершинами которых является узел с номером n .

Практическое использование метода переменных параметров упругости показало, что процесс всегда является сходящимся. Вопросы сходимости этого метода рассмотрены в ряде работ, например в [32–34].

Для реализации системы линейных алгебраических уравнений были опробованы оба метода (итерационный и прямой) и проведена оценка их достоинств и недостатков применительно к решению дву- и трехмерных задач теории упругости и пластичности рассматриваемого класса, результаты которой представлены в [35, 36].

Результаты численного эксперимента показали, что для реализуемых ВРМ двумерных упругопластических задач время решения СЛАУ итерационным методом верхней релаксации (МВР) с выбором оптимального коэффициента релаксации ω_{opt} [37] меньше, нежели итерациями Зейделя, и больше, чем методом Гаусса. Поэтому с точки зрения времени реализации метод Гаусса является предпочтительнее по сравнению с итерационными методами.

Анализ методов реализации СЛАУ для трехмерной задачи теории упругости проводился на решении задачи о деформировании цилиндрического сектора, представляющего собой треть толстостенного цилиндра (центральный угол равен 120°) с внутренним отверстием, нагруженного на торце равномерным давлением.

При решении СЛАУ итерационными методами были использованы метод Зейделя и МВР с выбором ω_{opt} . В качестве критерия окончания итерационного процесса бралось условие (7.30) выполнения теоремы

Клапейрона. Применение МВР по сравнению с методом Зейделя не дало сколько-нибудь заметного выигрыша во времени решения. Использование метода исключения Гаусса также не показало заметного выигрыша во времени по сравнению с итерационными методами, что имело место при решении двумерной задачи.

Рассмотрим достоинства итерационных методов. В работе [38] отмечается: «...Если метод итераций сходится, он дает следующие преимущества по сравнению с методами, рассмотренными выше (имеются в виду прямые методы):

1) Если итерации сходятся достаточно быстро, т.е. если для решения СЛАУ требуется менее n итераций (n – количество уравнений), то получаем выигрыш во времени, так как число арифметических действий, необходимых для одной итерации, пропорционально n^2 , а общее число арифметических действий в методе Гаусса, например, пропорционально n^3 .

2) Погрешность округления в методе итераций оказываются значительно меньше, чем в методе Гаусса. Кроме того, метод итераций является самоисправляющимся, т.е. отдельная ошибка, допущенная в вычислениях, не отражается на окончательном результате, так как ошибочное приближение можно рассматривать как новый начальный вектор.

3) Метод итераций становится особенно выгодным при решении систем, у которых значительное число коэффициентов равно нулю.

4) Процесс итераций приводит к выполнению однообразных операций и сравнительно легко программируется на ЭВМ».

В работе [39] также отмечается тот факт, что итерационные методы «...в отличие от прямых методов имеют тенденцию быть самокорректирующимися и, следовательно, минимизируют ошибки округления».

К перечисленным достоинствам итерационных методов следует добавить также следующие моменты [40]:

1) они не требуют обязательного хранения матрицы $\{A\}$ коэффициентов СЛАУ в памяти компьютера, что позволяет с их помощью решать системы уравнений большего порядка по сравнению с прямыми методами;

2) они более алгоритмичны и требуют меньшей квалификации программиста;

3) при их использовании проще реализовывать геометрические граничные условия.

К недостаткам итерационных методов решения СЛАУ можно отнести необходимость наличия нулевого приближения, определение которого в

отдельных случаях может представлять самостоятельную задачу (хотя при выполнении ряда необходимых условий относительно матрицы $\{A\}$ и ее коэффициентов метод сойдется к решению даже тогда, если в качестве нулевого приближения взять нулевые значения перемещений).

В то же время в методе Гаусса даже на относительно небольшой сетке матрицу $\{A\}$ коэффициентов системы уравнений, имеющую от нескольких десятков тысяч до десятков и сотен миллионов элементов, необходимо хранить в оперативной памяти компьютера. Обращение к внешним запоминающим устройствам может в некоторой степени устранить этот недостаток, делая при этом процесс реализации задачи более длительным во времени и все более зависящим от технического состояния вычислительного комплекса и уровня его математического обеспечения. Метод Гаусса требует более высокой квалификации программиста, так как вычислительный алгоритм в этом случае сложнее, нежели в итерационных методах. Следует отметить большую чувствительность метода Гаусса к способу аппроксимации дифференциальных соотношений разностными соотношениями. К негативной стороне применения метода Гаусса можно отнести также и некоторую неалгоритмичность составления матрицы в случае изменения граничных условий, геометрии и пр. Итерационные методы лишены этого недостатка, ибо в этом случае узел конечно-разностной сетки, имеющий отношение, например, к геометрическим граничным условиям, просто не варьируется, т.е. он обходится в процессе решения СЛАУ.

Несколько слов о сходимости метода итераций. П.М. Сосис в работе [41], ссылаясь на [42–44], пишет: «...Было доказано, что существуют универсальные итерационные алгоритмы, обладающие неизбежной сходимостью. Например, процесс Зейделя обладает неизбежной сходимостью для симметричных положительно определенных матриц, а этим свойством обладают матрицы методов сил и деформаций (при правильной постановке задачи). Однако необходимо еще, чтобы в системе было диагональное преобладание (т.е. главные коэффициенты больше побочных). В противном случае процесс будет сходиться настолько медленно, что решение трудно будет получить».

Тем не менее, несмотря на перечисленные недостатки, метод Гаусса применительно к рассматриваемому классу двумерных задач термоупругопластичности является более эффективным прежде всего с точки зрения времени решения СЛАУ. Очевидно, что в задачах оптимального проектирования, где рассматриваются десятки и сотни проектов, метод Гаусса как способ решения системы алгебраических уравнений в задаче определения термоупругопластического НДС, являясь более быстродействующим, предпочтителен по сравнению с итерационными методами.

Что касается решения СЛАУ в трехмерных задачах теории упругости и пластичности, то здесь, анализируя результаты численного сравнения методов решения сеточных уравнений, трудно отдать явное предпочтение какому-либо методу. Итерационные методы, технически проще реализуемые, с гораздо меньшими временными затратами позволяют проводить оценочные расчеты и практически за то же время, что и прямой метод Гаусса, решать задачу теории упругости с достаточно высокой точностью. Кроме того, итерационные методы позволяют получать решения на больших конечно-разностных сетках.

В заключение параграфа сделаем выводы по изложенному методу реализации напряженно-деформированного состояния.

Конечно-разностная реализация вариационного принципа Лагранжа – вариационно-разностный метод – применима для решения широкого класса задач определения статического и квазистатического термодупругопластического напряженно-деформированного состояния твердого тела при действии объемных внешних сил, поверхностных нагрузок и температуры. Методом переменных параметров упругости решение физической нелинейной задачи сведено к решению последовательности упругих задач с уточняемыми на каждом шаге параметрами нелинейности. Реализация каждой отдельной упругой задачи проводится вариационно-разностным методом, имеющим следующие достоинства:

- простота математической формулировки задачи;
- ясный физический смысл используемого функционала;
- автоматическое выполнение уравнений равновесия и статических граничных условий;
- возможность использования метода для расчета тел сложной формы, в том числе неоднородных по деформационно-прочностным характеристикам материалов;
- сводимость проблемы к решению системы линейных алгебраических уравнений, для реализации которой существует достаточно надежный математический аппарат линейной алгебры и вычислительные алгоритмы, причем матрица системы имеет ленточную структуру, симметрична и положительно определена, что очень важно при численной реализации;
- возможность поэтапного контроля точности выкладок и промежуточных результатов.

Сочетанием вариационного подхода и конечно-разностной аппроксимации производных с помощью контурных интегралов в двумерном случае и поверхностных интегралов в трехмерной случае для дискретизации расчетной области становится возможным использование ячейки любой формы и решение задачи для существенно неоднородных тел

сложной неканонической формы с различными выступами, подрезами и пр. Рассмотренные аппроксимации производных имеют второй порядок точности на регулярных и первый порядок точности – на нерегулярных сетках. При этом традиционным является применение четырехугольных ячеек. Использование треугольных ячеек оправдано для дискретизации тел со сложной границей. В этом случае имеет место значительное сокращение размеров матрицы коэффициентов СЛАУ [45], а также становится невозможным эффект «выворачивания» ячеек при больших деформациях. В то же время уменьшение числа степеней свободы делает конструкцию более жесткой.

Разработанный вариант реализации ВРМ позволяет решать пространственные задачи теории упругости и пластичности для конструкций, выполненных как из традиционных изотропных материалов, так и других материалов: композиционных, порошковых [46] и т.д., успешно реализовывать задачи рационального прочностного проектирования [47, 48] тел вращения.

Решение термоупругой задачи, основанное на уравнениях Дюгамеля – Неймана, органично вписывается в созданную методику решения упругопластических задач вариационно-разностным методом. Изложенные два подхода реализации термоупругой задачи приводят к одинаковым результатам. Получено аналитическое выражение для работы дополнительных объемных сил, являющейся следствием приложения температуры, с учетом зависимости физико-механических характеристик и теплофизических констант материала от координат. Отмечено, что ВРМ при выбранном способе аппроксимации производных, в отличие от метода конечных разностей, не требует введения переходной зоны на границе раздела сред. Следствием этого для случая изотропных материалов является значительное упрощение выражений для дополнительных объемных сил.

Сделанный анализ методов реализации системы линейных алгебраических уравнений показал преимущества прямого метода (метод Гаусса) перед итерационными методами при решении двумерных упругопластических задач. При реализации трехмерных задач однозначно нельзя отдать предпочтение тому или иному методу. Для проведения оценочных расчетов предпочтение следует отдать итерационным методам, а для определения НДС при примерно одинаковых временных затратах и одинаковых по точности результатах итерационные методы позволяют реализовывать решение задач на значительно больших конечно-разностных сетках. В то же время использование обоих методов может служить одним из способов проверки достоверности полученных результатов.

Исследования методов решения СЛАУ имеют также и большое методологическое значение. Постоянное усовершенствование вычислительной техники приводит к повышению быстродействия компьютеров, увеличению их оперативной и внешней памяти, что позволяет исследователю при решении задач использовать более полные физические модели и математические постановки, учитывая те моменты, которые по объективным причинам опускались ранее. В результате снова возникают проблемы, связанные с большим временем реализации и нехваткой машинной памяти. Поэтому в качественном отношении полученные оценки скорости сходимости решения СЛАУ итерационными и прямыми методами остаются актуальными.

Проведенные тестирование и сравнение с экспериментом показали работоспособность разработанных на базе ВРМ алгоритмов, численных методик и пакетов прикладных программ, способных решать задачи термоупругопластичности и получать достоверные результаты.

Ниже рассмотрены примеры расчета НДС ведущих устройств нескольких типов, характерных для сборок разного калибра и назначения.

7.3. Определение реакции ведущего пояска снаряда

В артиллерийском снаряде, схематичное изображение которого представлено на рис. 7.3 [49], роль ведущего устройства выполняют ведущий поясок (ВП) и центрирующее утолщение в верхней части корпуса. «...Ведущие пояски изготавливаются чаще всего из чистой меди и запрессовываются в кольцевые канавки на корпусе снаряда, обычно имеющие форму ласточкина хвоста... Применяются также и биметаллические пояски с тонким слоем меди, служащей лишь для уменьшения трения пояска о стенки ствола. Железocerамический поясок состоит из пористой массы железа с ничтожным содержанием углерода, пропитанной смесью парафина с графитом для уменьшения трения о стенки ствола.

Ведущий поясок служит для придания снаряду вращения в канале ствола, обтюрации пороховых газов при выстреле и центрования нижней части снаряда при отсутствии нижнего центрирующего утолщения. Ширина ведущего пояска определяется расчетом его на прочность при выстреле, однако, из баллистических соображений она не должна превышать 25...30 мм для снарядов крупного калибра и 20...25 мм для снарядов среднего калибра...

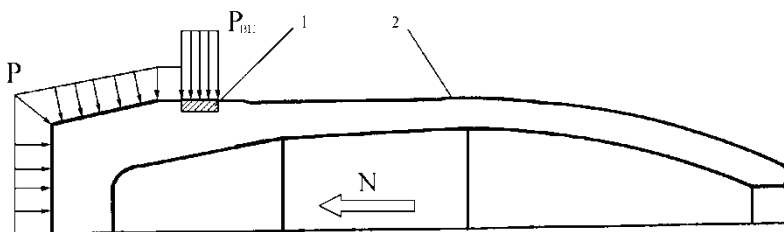


Рис. 7.3. Корпус снаряда: 1 – ведущий пояс; 2 – центрирующее утолщение. Внешние нагрузки, действующие на корпус при выстреле: P – давление газа, $P_{ВП}$ – реакция ведущего пояса, N – коэффициент осевой перегрузки

Каждый пояс обладает так называемым форсированием, представляющим собой превышение диаметра ведущего пояса над диаметром канала ствола по дну нарезов. Форсирование ведущего пояса, составляющее 0.0009...0.012 клб., предназначается для устранения прорыва пороховых газов, уменьшения чувствительности снаряда к износу канала ствола и устранению поворота пояса в канавке на корпусе снаряда при выстреле» [49].

При движении снаряда в канале ствола на него действуют внешние нагрузки: давление пороховых газов P ; реакция ведущего пояса $P_{ВП}$; осевые массовые силы с коэффициентом перегрузки N и давление снаряджения. Радиальными массовыми силами ввиду их малости пренебрегают. Среди перечисленных силовых нагрузок реакция $P_{ВП}$, являясь наиболее значимой, вызывает в корпусе остаточные пластические деформации изгиба. Поэтому знание этой нагрузки необходимо для проведения расчетов на прочность при конструировании как самого снаряда, так и ствола МУ.

Для определения реакции ВП применяются теоретико-экспериментальные методики, использующие результаты эксперимента и аналитические методы, основанные на соотношениях сопротивления материалов и (или) уравнениях теории оболочек. Применяются также методики, которые с помощью реализующих уравнения теории упругости и пластичности современных численных методов в сочетании с результатами эксперимента позволяют не только определять искомую реакцию $P_{ВП}$, но и проводить анализ НДС снаряда в зоне ВП.

Представленный ниже алгоритм определения реакции $P_{ВП}$ изложен для совместного осесимметричного упругопластического деформи-

рования системы «ствол МУ – ВП – корпус снаряда – снаряжение» (рис. 7.4). Задача взаимодействия ствола МУ и корпуса состоит в нахождении положения контактной поверхности AB (см. рис. 7.4, б) системы при посадке их друг на друга с натягом, равным величине 2δ . Алгоритм основан на реализации условия равенства на контактной поверхности радиальных напряжений в стволе МУ и ВП в условиях равновесия.

В модельной осесимметричной задаче рассматриваются участки ствола МУ и корпуса снаряда, прилегающие к ВП. На рис. 7.4, а эти элементы представлены до их посадки друг на друга. Участок снаряда (верхний цилиндр на рис. 7.4, а) состоит из корпуса 1, снаряжения 2 и ВП 3. Нижний цилиндр 4 представляет ствол МУ. При рассмотрении такой модели взаимодействия ствола МУ с корпусом через ВП принимаются следующие допущения: 1) материал ВП в процессе посадки не уносится с его поверхности; 2) гладкая внутренняя поверхность ствола является цилиндрической; 3) не учитывается давление газа и действие массовых сил на ствол и корпус ввиду малости этих нагрузок по сравнению с реакцией $P_{ВП}$ на данном этапе движения снаряда.

Решение задачи о посадке с натягом для контактирующих по всей длине боковой поверхности цилиндров в упругой постановке получено в виде конечных аналитических зависимостей в курсах «Соппротивление материалов» и «Теория упругости» [4, 31] при анализе составных цилиндров. При этом величина натяга Δ (разность диаметров посадочных поверхностей наружного и внутреннего цилиндров) в цилиндрической системе координат r, z удовлетворяет следующему тождеству:

$$\Delta = 2(u_2 - u_1), \quad (7.31)$$

где u_1, u_2 – радиальные перемещения посадочных поверхностей внутреннего и наружного цилиндров соответственно; $u_1 < 0$, а $u_2 > 0$. На посадочной (контактной) поверхности AB , определяемой перемещениями u_1, u_2 , в условиях равновесия имеет место следующее равенство:

$$\sigma_{r1} - \sigma_{r2} = 0, \quad (7.32)$$

где σ_{r1}, σ_{r2} – сжимающие радиальные напряжения на посадочных поверхностях внутреннего и наружного цилиндров соответственно.

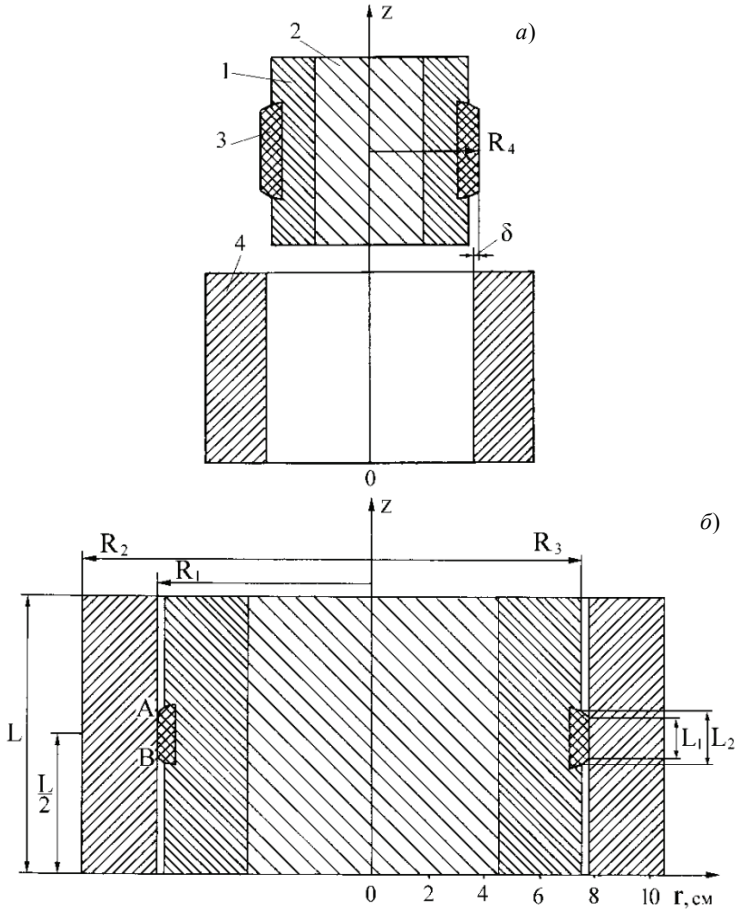


Рис. 7.4. Расчетная схема конструкции до (а) и после (б) посадки друг на друга

Для решения задачи предлагается алгоритм, апробированный на решении упругой задачи о посадке с натягом двух цилиндров для случая контакта между ними по части поверхности [50, 51]. На исследуемую область наносится конечно-разностная сетка. После задания в I узлах контактной поверхности ВП радиальных перемещений u_{1i} ($i = 1, 2, \dots, I$) определяется НДС участка корпуса снаряда, в том числе радиальные напряжения σ_{r1i} на контактной поверхности AB ведущего пояска. Далее с использованием уравнений (7.31) вычисляются величини-

ны перемещений u_{2i} на контактной поверхности участка ствола МУ:

$$u_{2i} = \frac{\Delta}{2} + u_{1i}, \quad i = 1, 2, \dots, I, \quad (7.33)$$

решается задача определения его НДС и определяются значения радиальных напряжений σ_{r2i} на контактной поверхности AB ствола МУ. Затем проверяются условия (7.32). Если они не выполняются с заранее назначенной точностью, то проводится корректировка заданных на контактной поверхности перемещений, допустим – u_{1i} , по формуле

$$u_{1i}^{(k+1)} = u_{1i}^{(k)} (1 - c_i), \quad (7.34)$$

$$c_i = B \frac{\sigma_{r1i}^{(k)} - \sigma_{r2i}^{(k)}}{\sigma_{r1i}^{(k)} + \sigma_{r2i}^{(k)}}, \quad i = 1, 2, \dots, I,$$

где k – индекс, определяющий номер итерации; c_i – корректирующие добавки, на величину которых изменяются радиальные перемещения u_{1i} ; B – математическая вязкость, вводимая для ускорения сходимости. Величина c_i положительна, если $|\sigma_{r1i}| > |\sigma_{r2i}|$, и отрицательна в противоположном случае.

Корректирующая формула (7.34) работает следующим образом. Если в i -м узле контактной поверхности вычисленные радиальные напряжения удовлетворяют неравенству $|\sigma_{r1i}^{(k)}| > |\sigma_{r2i}^{(k)}|$, то использование формулы (7.34) приводит к уменьшению абсолютной величины перемещения $u_{1i}^{(k+1)}$ и, согласно выражению (7.33), увеличению перемещения $u_{2i}^{(k+1)}$. В результате расчета НДС двух тел с новыми значениями заданных на контактной поверхности перемещений $u_{1i}^{(k+1)}$, $u_{2i}^{(k+1)}$ абсолютная величина напряжения $\sigma_{r1i}^{(k+1)}$ несколько уменьшится, напряжения $\sigma_{r2i}^{(k+1)}$ – увеличится, а разница $\Delta\sigma_{ri}^{(k+1)} = |\sigma_{r1i}^{(k+1)} - \sigma_{r2i}^{(k+1)}|$ станет ближе к нулю. Аналогично происходит выравнивание напряжений в случае, когда $|\sigma_{r1i}^{(k)}| < |\sigma_{r2i}^{(k)}|$. Таким образом, с помощью формулы (7.34)

корректируются, по сути дела, все $2l$ радиальные перемещения контактных поверхностей обоих тел. Описанный процесс определения НДС каждого из двух контактирующих тел повторяется до тех пор, пока условия (7.32) не будут выполнены с заданной точностью. Итогом итерационного процесса является искомая величина реакции ВП: $P_{ВП} \approx \sigma_{r1} \approx \sigma_{r2}$. Идея построения такого итерационного процесса аналогична подходу, предложенному в работе [52].

Необходимо отметить, что при использовании ВРМ удовлетворение условий (7.32) возможно только приближенно. Напряжения в снаряде и в МУ определяются в центрах ячеек. В этом смысле погрешности их определения одинаковы с обеих сторон от контактной поверхности и могут трактоваться как систематические. Использование их в принятом виде становится тогда оправданным.

Представленный алгоритм решения контактной задачи был протестирован на решении упругой задачи о посадке двух цилиндров по всей их длине, для которой имеется аналитическое решение [4]:

$$p_k = E \frac{\Delta}{d} \left(\frac{1 + k_1^2}{1 - k_1^2} + \frac{1 + k_2^2}{1 - k_2^2} \right)^{-1},$$

где p_k – контактное давление; E – модуль упругости; d – диаметр посадочной поверхности; $k_1 = d_1 / d$, $k_2 = d_2 / d$ – отношение диаметров цилиндров.

Сравнение, проведенное на достаточно грубой сетке, показало удовлетворительное совпадение результатов численного счета с аналитическим решением. Так, разница по радиальным перемещениям на посадочной поверхности составила около 5%, а величина контактного давления p_k отличалась на 7%.

Представленный алгоритм был применен для решения модельной задачи о взаимодействии ВП и ствола МУ. Параметры, описывающие геометрию МУ и части корпуса снаряда (рис. 7.4), принимались следующими: форсирование $\delta = 0.025$ см; внутренний радиус ствола $R_1 = 7.775$ см; внешний радиус ствола $R_2 = 10.5$ см; радиус корпуса $R_3 = 7.5$ см; радиус корпуса по ВП $R_4 = R_1 + \delta = 7.8$ см; длина $L = 10.0$ см, ширина ВП $L_1 = 1.4$ см; $L_2 = 2.0$ см. Величина параметра L была определена путем численного эксперимента. В табл. 7.1 приведены значения ФМХ материала ствола МУ, корпуса, ВП и снаряжения.

Таблица 7.1. Физико-механические характеристики конструкции

ФМХ	МУ	Корпус	Снаряжение	ВП	
				медь	пластик
E , МПа	2.02×10^5	2.02×10^5	875	1.00×10^5	8.16×10^4
E_1 , МПа	8.00×10^3	8.00×10^3	250	8.00×10^3	2.04×10^3
μ	0.33300	0.33300	0.35000	0.33000	0.23000
e_s	0.00700	0.00173	0.00400	0.00173	0.01500

Задача решалась для следующих условий закрепления торцов $z = 0, L$ участков ствола МУ и корпуса:

$$z = 0, L: \quad u(r, 0) = u(r, L) = w(r, 0) = w(r, L) = 0, \quad (7.35)$$

$$z = 0, L: \quad w(r, 0) = w(r, L) = 0, \quad \sigma_{rz}(r, 0) = \sigma_{rz}(r, L) = 0, \quad (7.36)$$

т.е. жесткой заделки и возможности перемещения их в радиальном направлении соответственно, ибо реальные условия на границе расчетной области такими двумя постановками (7.35) и (7.36) берутся «в вилку».

На оси вращения $0z$ задаются условия симметрии:

$$r = 0: \quad u(0, z) = 0, \quad \sigma_{rz}(0, z) = 0.$$

Внешняя поверхность ствола свободна от нагрузок:

$$\sigma_r(R_2, z) = 0, \quad \sigma_{rz}(R_2, z) = 0$$

также, как и его внутренняя поверхность $r = R_1$ и внешняя поверхность корпуса $r = R_3$, кроме участка длиной $AB = L_1$, по которому осуществляется контакт ствола МУ и корпуса через ВП. Здесь реализуются следующие условия:

$$\begin{aligned} \text{для } (L + L_1) / 2 \geq z \geq (L - L_1) / 2: u_2(r_k, z) - u_1(r_k, z) = \delta, \\ \sigma_{r1}(r_k, z) - \sigma_{r2}(r_k, z) = 0, \quad \sigma_{rz1}(r_k, z) = \sigma_{rz2}(r_k, z) = 0, \end{aligned}$$

где $\sigma_{rz1}(r_k, z)$, $\sigma_{rz2}(r_k, z)$ – сдвиговые напряжения на контактной поверхности ВП и ствола МУ соответственно; r_k – искомые радиальные координаты узлов контактной поверхности. На контактных поверхностях корпуса со снаряжением и ВП задаются условия непрерывного контакта.

Приведенные ниже результаты численного анализа получены для варианта (7.35) граничных условий и, ввиду симметрии НДС рассматриваемой системы относительно координаты $z = L/2$, представлены лишь для половины длины конструкции. Поясок изготовлен из меди.

На рис. 7.5 изображены зависимости радиальных σ_r , осевых σ_z , окружных σ_φ напряжений и интенсивностей напряжений σ_i в стволе МУ от осевой координаты z для $r = 7.8$ см, т.е. у его внутренней поверхности.

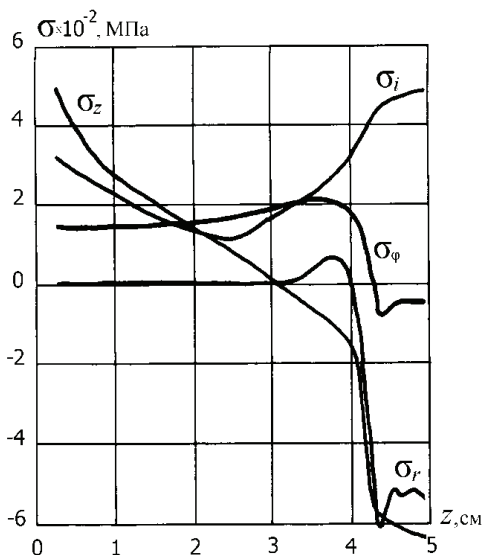


Рис. 7.5. Распределение напряжений вдоль оси Oz

О характере распределения и величине искомой реакции $P_{\text{ВП}}$ можно судить по поведению кривой радиального напряжения σ_r на контактной поверхности для $5 \text{ см} \geq z \geq 4.3$ см. Напряжение σ_r , почти нулевое на отдалении от места контакта с ВП, приближаясь к контактной поверхности, достигает наибольшего значения в точках, соответствующих координатам $z = 4.3$ см, и несколько уменьшается к средней по ширине части $z = L/2$ пояaska. Такое распределение контактного давления p_k характерно для случая посадки с натягом друг на друга

двух цилиндров для случая контакта между ними по части поверхности [4, 31]. Осредненная по ширине ВП величина реакции $P_{ВП}^{ср} = -540$ МПа [53].

На рис. 7.6 приведены эпюры напряжений по толщине снаряда (а) и ствола МУ (б) для средней по длине части с координатой $z = L/2$. Заштрихованные зоны обозначают снаряжение ($4.5 \text{ см} \geq r \geq 0$) и ВП ($7.8 \text{ см} \geq r \geq 7.1 \text{ см}$), между которыми находится корпус (незаштрихованная часть).

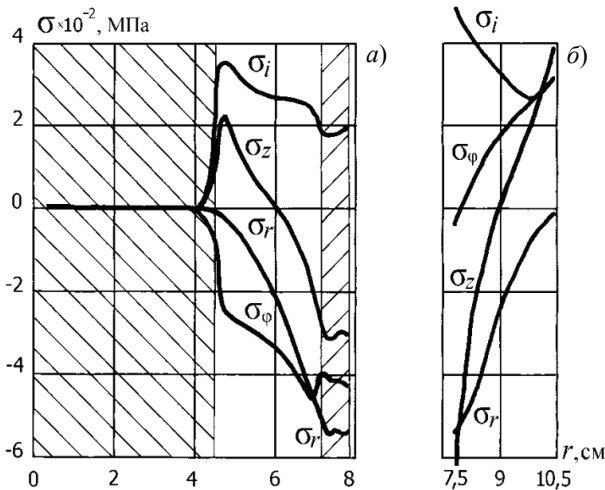


Рис. 7.6. Распределение напряжений по толщине корпуса сборки (а) и ствола МУ (б) для $z = L/2$. Слева направо от оси вращения системы $r = 0$ расположены последовательно снаряжение, корпус, ВП и ствол МУ

Радиальные напряжения σ_r на контактной поверхности в ВП и стволе достигают величины примерно -540 МПа. Такую же величину на рис. 7.5 имеет напряжение σ_r у внутренней поверхности ствола для $z = 5$ см. В снаряжении напряжения малы. При переходе через разделяющую снаряжение и корпус сборки поверхность все напряжения, кроме σ_r , возрастают примерно на два порядка и больше. Так, величина интенсивности напряжений σ_i с 2 МПа в снаряжении возрастает примерно до 350 МПа в корпусе сборки.

На рис. 7.7 представлены распределения реакции $P_{ВП}$ по ширине ВП для разных материалов пояска [54]. Зависимость $P_{ВП}(z)$, описанная кривой 2, получена для медного ВП. Кривая 1 получена также для медного ВП, но при отсутствии снаряжения. Величина реакции в этом случае получается несколько большей, нежели при наличии снаряжения. Для случая, когда ВП выполнен из пластика на основе капрона, распределение реакции $P_{ВП}$ описывается кривой 3. Кривой 4 представлено распределение реакции для ортотропного материала ВП со следующими характеристиками: $E_r = E_z = 2 \cdot 10^4$ МПа, $E_{\varphi} = 2 \cdot 10^5$ МПа, $G_{rz} = 2 \cdot 10^3$ МПа, $\mu_{rz} = 0.25$, $\mu_{\varphi r} = 0.22$, $\mu_{z\varphi} = 0.1$. Остальные три значения коэффициентов Пуассона определяются согласно соотношениям связи (7.11) между константами ортотропного тела: $\mu_{r\varphi} = 0.022$, $\mu_{\varphi z} = 0.1$, $\mu_{zr} = 0.25$.

Осевые перемещения w в узлах на контактной поверхности АВ ствола МУ и ВП имеют величину одного порядка, и на один-два порядка по абсолютной величине меньше радиальных перемещений u . Это соотношение между величинами перемещений u и w имеет место для таких различных по своим физико-механическим характеристикам контактирующих пар, как сталь – медь и сталь – капрон. В ячейках у контактной поверхности величины осевых и радиальных деформаций пары сталь – медь одного порядка. Для пары сталь – капрон осевые и радиальные деформации ствола МУ становятся на порядок меньше, нежели в случае медного ВП. Поэтому можно считать, что значительного (по сравнению с размерами ячейки конечно-разностной сетки) расхождения узлов двух тел в осевом направлении на поверхности контакта нет.

Деформации и напряжения в стволе МУ и корпусе сборки для граничных условий (7.36) имеют несколько меньшие значения. При таком способе закрепления торцов материал снаряжения начинает больше воспринимать нагрузку, несколько разгружая тем самым корпус под ВП. В дополнение к зонам пластического деформирования в ВП и корпусе под ВП, имеющим место для случая задания граничных условий (7.35), пластические деформации возникают также в снаряжении у оси вращения конструкции для $z = L/2$. Материал ствола МУ для обоих случаев закрепления торцов не получает пластических деформаций, что соответствует требованиям эксплуатации. Характер распреде-

ления искомой реакции $P_{ВП}(z)$ на контактной поверхности качественно остается таким же, как и при жесткой заделке торцов, но количественно ее величина становится несколько меньше. Так, средняя величина реакции ВП $P_{ВП}^{ср} = -492$ МПа. Таким образом, использование граничных условий (7.35) и (7.36) позволяет получить своего рода крайние значения для оценки реальных параметров НДС.

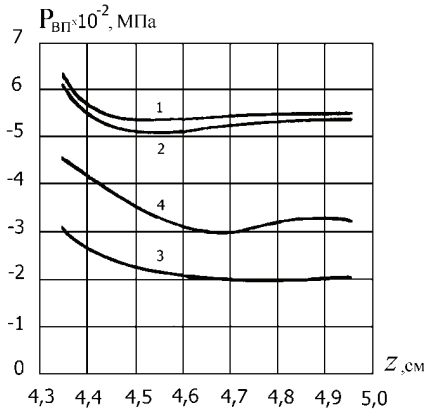


Рис. 7.7. Распределение реакции ведущего пояса $P_{ВП}$ по его ширине

Расчет реакции пояса по известной методике А.А. Ильюшина дает величину $P_{ВП}^T = -475.6$ МПа, которая меньше полученных значений реакции для граничных условий (7.35) и (7.36) на 12.0 и 3.5% соответственно. Реакция $P_{ВП}^T$ вычисляется с использованием уравнений теории оболочек, гипотезы которой приводят к ужесточению конструкции и, таким образом, к некоторому занижению величин определяемых параметров НДС.

Представленные численные результаты получены с погрешностями 2.5% выполнения равенства (7.32) и 5% для вычисления осевых и радиальных перемещений в двух последовательных упругопластических задачах. Корректировка перемещений u_1 , u_2 на контактной поверхности «ствол МУ – ВП» по формулам (7.33), (7.34) проводилась 14 раз.

Таким образом, построенная достаточно строгая и полная в математическом смысле модель и созданная численная методика позволяют

определять реакцию ведущего пояска снаряда на основе информации о ФМХ материалов и геометрии системы «ствол метательной установки – ведущий поясок – корпус снаряда – снаряжение» без проведения дополнительных экспериментальных исследований. Вычислительный алгоритм достаточно эффективен и его следует трактовать гораздо шире. Он позволяет на первом этапе движения снаряда в стволе МУ не только получить закон распределения реакции пояска вдоль контактной поверхности «ствол МУ – ВП», но и провести анализ осесимметричного упругопластического НДС ствола, корпуса и снаряжения в окрестности ведущего пояска, что само по себе представляет практический интерес. Предложенная методика позволяет прогнозировать параметры напряженно-деформированного состояния и, в частности, оценивать реакцию ВП для метаемых сборок нетрадиционной формы и компоновки, изготовленных с применением новых материалов.

7.4. Численный анализ осесимметричного упругопластического напряженно-деформированного состояния конструктивных элементовборок малого калибра

В данном параграфе рассматриваются примеры численного конструирования и анализа напряженно-деформированного состояния метаемыхборок разного типа, роль ведущего устройства в которых выполняет поддон.

Объектом исследования является тело вращения неканонической формы, находящееся под действием системы поверхностных нагрузок: давления газа P_G , давления метаемого элемента – P_{III} , P_C и массовых сил с интенсивностью N . Ствол МУ предполагается недеформируемым, трением между ним и поддоном пренебрегается, хотя его можно учесть заданием касательных напряжений. На внешней поверхности поддона задаются нулевые значения радиальных перемещений. На оси вращения Oz сборки касательные напряжения и радиальные перемещения равны нулю. На свободных поверхностях полагаются равными нулю нормальные и касательные напряжения. На контактных поверхностях конструктивных элементов сложных поддонов и метаемых элементов задаются условия равенства перемещений и напряжений, т.е. условия непрерывного контакта. Вследствие симметрии конструкций относительно оси вращения Oz на рисунках представлены лишь половины осевых сечений рассматриваемыхборок. Как упоминалось выше, при

квазистатическом подходе к реализации задачи определения НДС при постановке граничных условий на осевые перемещения не накладывается никаких ограничений.

Одна из возможных схем сборки – это поддон и метаемый элемент (шарик) – приведена на рис. 7.8. Шарик считается недеформируемым. Поддон конструктивно состоит из двух частей: дюралюминиевого цилиндра (заштрихованная часть), в котором наполовину утоплен шарик, и непосредственно пластикового поддона. Устройство разгоняется газом с давлением P_{Γ} , приложенным к левому торцу $0A$ поддона. На поверхности DE дюралюминиевого цилиндра (в дальнейшем называемого просто цилиндром) приложено давление P_{III} от действия метаемого шарика. Действуют также массовые силы с интенсивностью N , направленные вдоль оси $0z$ противоположно давлению P_{Γ} .

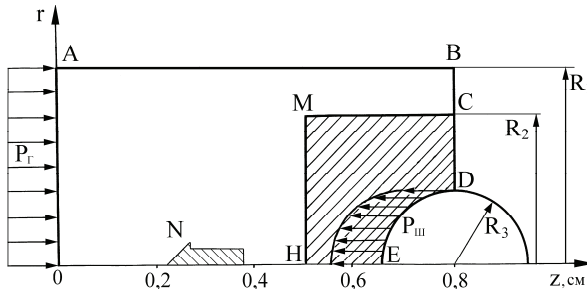


Рис. 7.8. Расчетная схема метаемой сборки

На границах ставятся следующие условия:

на поверхности $0A$:

$$\sigma_z = P_{\Gamma}, \quad \sigma_{rz} = 0;$$

на поверхности AB отсутствует трение и задается ограничение на радиальные перемещения:

$$\sigma_{zr} = 0, \quad u = 0;$$

на свободной поверхности BD :

$$\sigma_z = 0, \quad \sigma_{rz} = 0;$$

на оси симметрии $0z$:

$$\sigma_{zr} = 0, \quad u = 0;$$

на поверхности DE :

$$\begin{aligned} \sigma_r \cos(n, r) + \sigma_{rz} \cos(n, z) &= 0, \\ \sigma_{rz} \cos(n, r) + \sigma_z \cos(n, z) &= P_{III}; \end{aligned}$$

на контактной поверхности CMH ставятся условия непрерывного контакта:

$$u_{ц} = u_{п}, \quad w_{ц} = w_{п},$$

где u , w – радиальная и осевая компоненты вектора перемещений соответственно; индексы «ц» и «п» у перемещений обозначают принадлежность перемещения цилиндру или поддону соответственно; n – внешняя нормаль к поверхности.

Геометрические размеры поддона и шарика брались следующие: длина поддона $AB = 0.8$ см, $OH = 0.5$ см, $R_1 = 0.4$ см, $R_2 = 0.3$ см, $R_3 = 0.15$ см. Для данных геометрических размеров и ФМХ (табл. 7.2) масса ведущего устройства составила 6.3 г, масса метаемого шарика в зависимости от его материала – сталь или сплав ВНЖ – 0.1 и 0.27 г соответственно.

Таблица 7.2. Физико-механические характеристики материалов конструктивных элементов поддона

ФМХ	Дюралюминий	Пластик
Модуль упругости E , МПа	7×10^4	8×10^3
Модуль упрочнения E_1 , МПа	2800	800
Деформация начала текучести e_s	0.0030	0.02000
Коэффициент Пуассона μ	0.3300	0.40000
Плотность ρ , кг/см ³	0.0027	0.00135

Были рассмотрены четыре варианта этой задачи [55], которые различались величинами нагрузок и материалом метаемого шарика (рис. 7.9). Варианты 1 и 2 посчитаны для шарика, материалом которого является сталь, а варианты 3 и 4 – для сплава ВНЖ.

На рис. 7.9, а изображены зоны пластических деформаций (заштрихованная область) пластикового поддона и дюралюминиевого цилиндра для первого варианта нагружения. Наибольшие значения интенсивности

деформации e_i и напряжений σ_i имеют место на оси вращения Oz под метаемым шариком, на контактной с шариком поверхности ED , а также в цилиндре на поверхности MH . Нижняя часть поддона близка к выходу в пластическую область деформирования. Наибольшее значение для цилиндра интенсивности $(e_i)_{\max} = 0.036$.

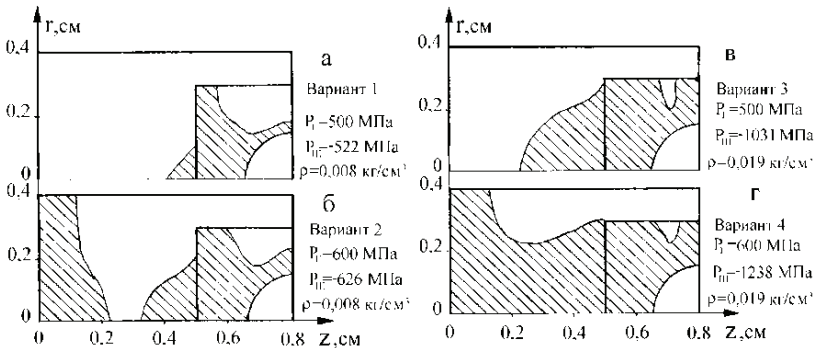


Рис. 7.9. Зоны пластических деформаций сборки для разных значений давления газа P_G и плотности ρ материала метаемого шарика

Увеличение давления газа с 500 до 600 МПа (вариант 2) приводит к увеличению размеров зоны пластической деформации в поддоне (см. рис. 7.9, б) и величины интенсивности деформаций – $(e_i)_{\max} = 0.06$, а также всех остальных параметров НДС. На рис. 7.9, в, г (варианты 3, 4) представлены результаты для случая, когда материал шарика – сплав ВНЖ. Использование этого материала приводит к увеличению значений параметров НДС элементов поддона и зон пластических деформаций. Наибольшие значения e_i для поддона и цилиндра составляют 0.10, 0.16 и 0.13, 0.22 для вариантов 3, 4 соответственно. Но величина интенсивности массовых сил N (перегрузка) с увеличением массы шарика при неизменной величине давления газа уменьшается, и соответственно уменьшается скорость метания. В описанном случае уменьшение величины перегрузки составляет около 18%.

Распределение радиальных σ_r , окружных σ_φ , осевых σ_z напряжений и интенсивности напряжений σ_i и деформаций e_i на поверхности $0ED$ при нагружении сборки согласно вариантам 2 (кривые 1) и 4 (кривые 2) представлены на рис. 7.10...7.12.

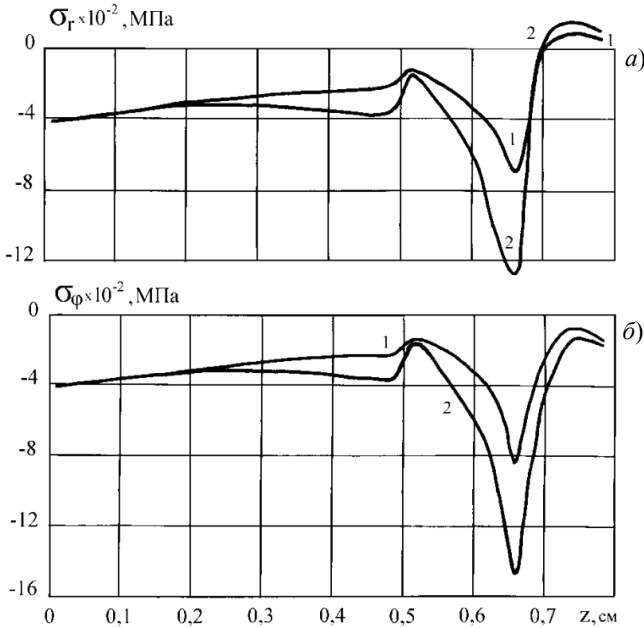


Рис. 7.10. Распределение радиальных σ_r (а) и окружных σ_φ (б) напряжений

Судя по результатам, наиболее напряженным местом в ведущем устройстве является участок на контактной поверхности ED с координатой $z = 0.7$ см, а увеличение плотности материала шарика приводит к значительному увеличению параметров НДС.

Проведенный дополнительный расчет сборки для варианта 4 с увеличенными на 30% значениями предела текучести материала цилиндра и поддона, что характерно для динамического нагружения, дал следующие результаты. Распределение зон пластических деформаций значительно отличается от результатов, представленных на рис. 7.9, з (вариант 4), и подобно распределению, изображенному на рис. 7.9, в для варианта 3. Максимальные значения интенсивности деформаций e_i в поддоне и цилиндре уменьшаются до величин 0.10 и 0.17 соответственно, т.е. на 38 и 15% по сравнению с их значениями для варианта 4, полученными для пределов текучести материала цилиндра и поддона, соответствующих статическому нагружению.

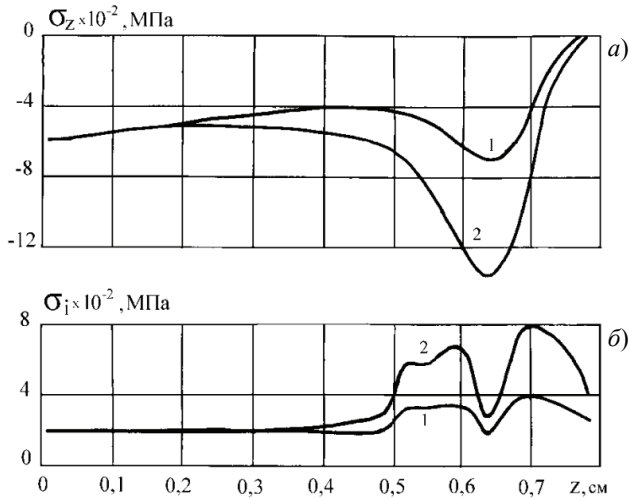


Рис. 7.11. Распределение осевых напряжений σ_z (а) и интенсивности напряжений σ_i (б)

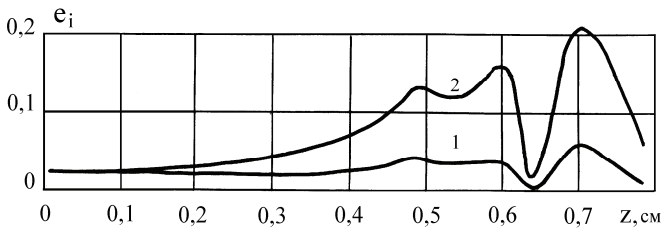


Рис. 7.12. Распределение интенсивности деформаций e_i

Упрощенная расчетная схема другой метаемой сборки приведена на рис. 7.13. Она состоит из стального стержня, опирающегося на дюралюминиевый подпятник, и пластикового ведущего устройства. После выхода из ствола МУ подпятник и часть ВУ отделяются от стержня. Геометрические размеры конструкции следующие: $L = 20.3$ см, длина подпятника $AB = 2.3$ см, длина стержня 18.0 см, длина ВУ $BK = 11.7$ см, $R_1 = 1.165$ см, $R_2 = 0.93$ см, диаметр метаемой стержня 0.6 см. Стержень массой около 40 г выполнен из стали с высоким пределом текучести.

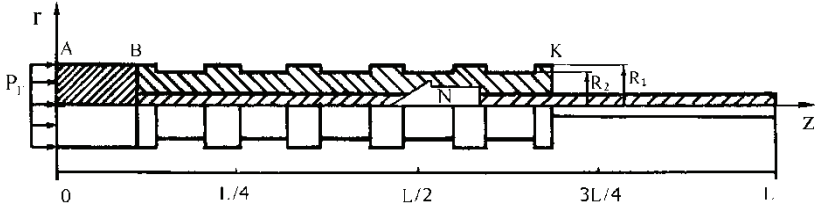


Рис. 7.13. Расчетная схема сборки

На рис. 7.14 представлено распределение интенсивности напряжений σ_i (а) и деформаций e_i (б), а также осевых перемещений w (в) по длине сборки для давления $P_{\Gamma} = 360$ МПа и перегрузки $N = -100000$ [56]. В нижней части рисунка изображен контур сборки.

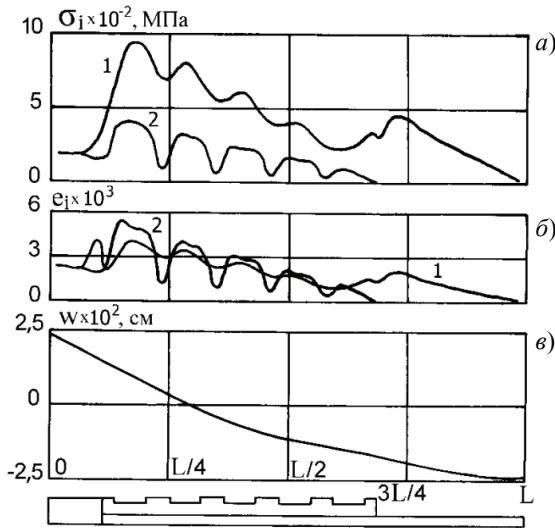


Рис. 7.14. Распределение величин σ_i (а), e_i (б), w (в) по длине сборки

Кривые с номером 1 построены для ячеек, лежащих у оси вращения Oz , кривые с номером 2 – для ячеек, лежащих у поверхности с радиусом R_2 . Характер изменения величин σ_i и e_i , достигающих наибольших значений у подпятника, как это видно на рисунке, согласуется с профилем ВУ. По мере удаления от подпятника величина этих параметров уменьшается практически до нуля.

Возникающие в сборке напряжения – сжимающие, а наибольшими по величине являются осевые напряжения. Максимальное значение величины интенсивности деформаций $e_i = 0.0063$ имеет место в ВУ в ячейке с координатами $r = 0.74$ см, $z = 2.41$ см. Наибольшее значение интенсивности напряжений $\sigma_i = 970$ МПа достигается также в ВУ в ячейке с координатами $r = 0.175$ см, $z = 3.47$ см. Осевые перемещения w на оси стержня (рис. 7.14, в), положительные на торце $z = 0$, плавно уменьшаются вдоль координаты z , меняют знак и принимают отрицательные значения, наибольшие на торце $z = L$.

Численное исследование НДС проводилось также и для других значений давления газа. На рис. 7.15 приведены зоны пластической деформации (заштрихованные области) материала конструктивных элементов сборки для трех значений давления газа и перегрузки: a – 360 МПа, -100000 ; b – 570 МПа, -150000 ; $в$ – 760 МПа, -200000 соответственно.

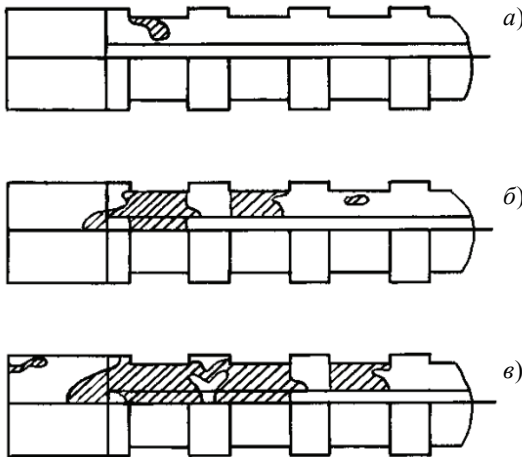


Рис. 7.15. Зоны пластических деформаций в сборке

Максимальные значения величин e_i и σ_i для этих вариантов имеют следующие значения: 0.0063 и 970 МПа; 0.024 и 1785 МПа; 0.063 и 2420 МПа соответственно. Следует отметить, что величины интенсивности деформаций и напряжений определяются осевыми сжимающими деформациями и напряжениями, значительно превышающими по величине остальные компоненты соответствующих тензоров.

На рис. 7.16 представлена расчетная схема поддона (усложненный вариант подпятника AB , изображенного на рис. 7.13), напряженно-деформированное состояние которого определяется. Поддон разгоняется газом с давлением P_{Γ} , приложенным к поверхности дна OD ($z = 0$). На поверхности CG приложены давления от метаемого стержня P_C и ведущего устройства P_T , которые в данной постановке задачи не рассматриваются. К элементам поддона приложены также массовые силы с перегрузкой N , направленной вдоль оси Oz противоположно давлению P_{Γ} . Конструктивно поддон состоит из стального подпятника $0DEFHC$, на который опирается метаемый вольфрамовый стержень, и помещенного на подпятнике текстолитового цилиндра $EGHF$ (заштрихованная область). Давление газа $P_{\Gamma} = 350$ МПа. Геометрические размеры поддона следующие: $R_1 = 1.165$ см, $R_2 = 0.4$ см, длина $OC = 2.0$ см. Масса метаемого стержня равна 97 г, ведущего устройства – 34 г.

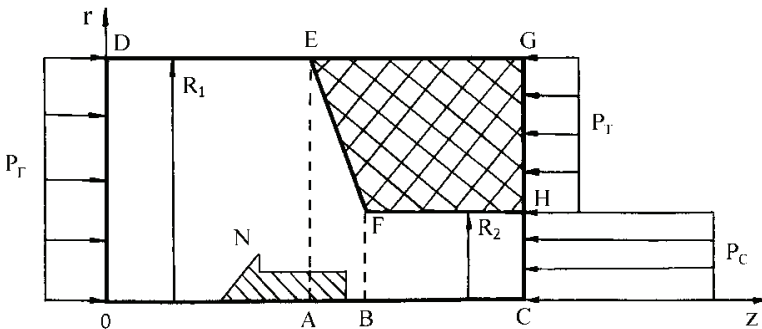


Рис. 7.16. Расчетная схема поддона метаемой сборки

Был проведен численный эксперимент по выявлению наиболее выгодного с точки зрения уровня величин параметров НДС варианта конструкции поддона путем задания положения контактной поверхности EFH при фиксированной длине поддона OC [57]. Для этого были просчитаны пять вариантов конструкции поддона. Результаты расчетов этих вариантов представлены в табл. 7.3 и на рис. 7.17, где штриховкой изображены зоны пластической деформации материала подпятника и цилиндра.

Таблица 7.3. Результаты численного эксперимента

№ п/п	0A, см	0B, см	Масса, г	N	P _C , МПа	P _T , МПа	σ _{i max} , МПа		ε _{i max}	
							ци-линдр	подпятник	ци-линдр	подпятник
1	1.5	1.5	187	-79930	-1542	-72	250	1300	0.086	0.10
2	1.0	1.0	174	-85660	-1653	-77	270	1500	0.097	0.12
3	0.5	0.5	162	-92290	-1781	-83	330	1500	0.120	0.12
4	1.0	1.5	180	-83150	-1605	-75	220	1400	0.076	0.11
5	1.5	1.0	181	-82250	-1587	-74	260	1400	0.093	0.11

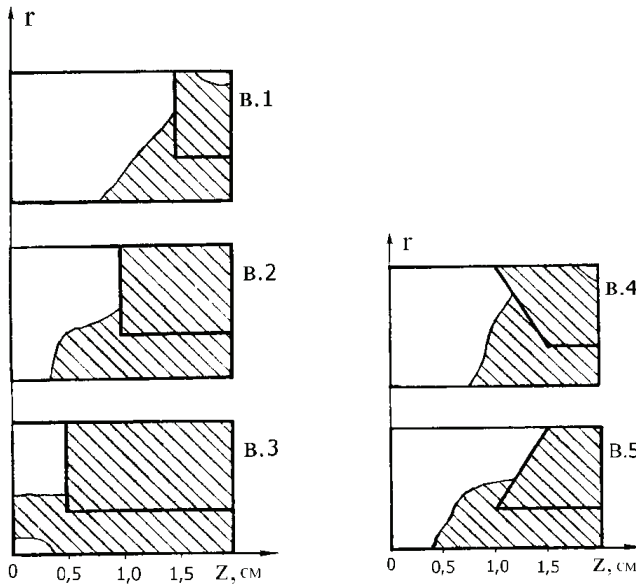


Рис. 7.17. Зоны пластических деформаций для пяти вариантов конструкции поддона

Представленные результаты позволяют выделить варианты 1 и 4 как наименее напряженные. Для этих вариантов конструкции подпятника величины интенсивности деформаций ϵ_i и напряжений σ_i , а также размеры зон пластического деформирования подпятника меньше величин аналогичных параметров для других вариантов. Это объясняется более мощной конструкцией подпятника, нежели в вариантах 2, 3, 5. Если в варианте 1 увеличить длину поддона 0C до 2.5 см, не изменяя при этом размера текстолитового цилиндра, то максимальные значения ϵ_i и σ_i

уменьшаются на 10...15%. При этом уменьшается также и величина осевой перегрузки – $N = -73240$, а значит, и скорость метания. Таким образом, для заданных величин давления газа и рассмотренных материалов для стержня, подпятника и цилиндра варьированием геометрии поддона снизить уровень деформаций не представляется возможным.

На рис. 7.18 представлены схема метаемой сборки (а) и изменение нагрузки P в зависимости от времени (б). Сборка состоит из дюралюминиевого поддона типа «стакан» и стального элемента в виде цилиндрического стержня. Геометрические параметры сборки следующие: толщина днища поддона $L_1 = 2.0$ см, длина поддона $L_2 = 10.0$ см, длина $L_3 = 12.0$ см, радиус метаемого стержня $R_0 = 0.7$ см, радиус поддона $R_1 = 1.2$ см. Характеристики формы импульса нагрузки равны $\tau_1 = 50$ мкс, $\tau_2 = 300$ мкс, $\tau_3 = 350$ мкс. Деформация начала текучести материала поддона $e_s = 0.005$.

При рассмотрении этой задачи реализована возможность двух подходов – квазистатического и динамического, что позволяет провести сравнение полученных решений и оценить возможности каждого из них по адекватному отображению протекающих в конструктивных элементах сборки процессов деформирования.

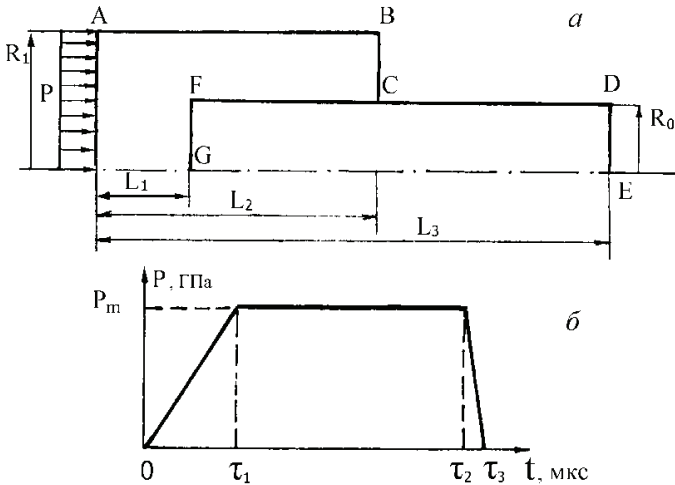


Рис. 7.18. Расчетная схема метаемой сборки (а) и зависимость нагрузки от времени (б)

С точки зрения динамического подхода данный диапазон времени нагружения является «неудобным» в вычислительном плане, так как приводит к довольно большим затратам машинного времени при счете процесса деформирования по явным конечно-разностным схемам. Применение этого подхода может быть оправдано в случае невозможности пренебречь волновыми процессами в сборке, при наличии больших упругопластических течений и при сложном нагружении. Здесь используются соотношения, описывающие процесс упругопластического деформирования тела вращения и базирующиеся на законах сохранения массы, импульса и энергии. Поведение материала подчиняется соотношениям пластического течения типа Прандтля – Рейсса [22]. Конечно-разностная схема второго порядка аппроксимации записывается для лагранжевой сетки с использованием интегрального представления пространственных производных [23], что позволяет использовать нерегулярные и деформированные разностные сетки. Для расчета упругопластических течений используется процедура приведения напряжений на круг текучести [22].

На рис. 7.19 приведены результаты расчета зон пластических деформаций в случае квазистатического приложения давления P и соответствующих им массовых сил с интенсивностью N : $a - 693$ МПа, -150000 , $\bar{b} - 808.4$ МПа, -175000 , $\bar{в} - 924$ МПа, -200000 [56]. Деформация начала текучести материала стержня $e_s = 0.005$. Видно, что увеличение нагрузки приводит к формированию и росту в поддоне зон пластических деформаций. По мере увеличения давления они образуются вначале под торцом стержня, затем распространяются на всю толщину днища, и далее пластическим деформированием охвачена почти вся нижняя часть поддона. Материал стержня работает в упругой области.

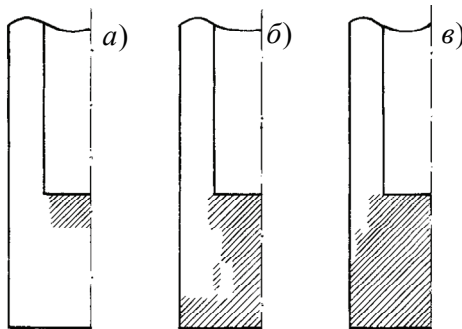


Рис. 7.19. Зоны пластических деформаций в сборке в случае квазистатического приложения давления газа

Представленные на рис. 7.20 результаты получены для нагрузок $P = 924$ МПа, $N = -200000$ и меньшего значения величины деформации начала текучести $e_s = 0.003$ материала стержня, что приводит к появлению в нем пластических деформаций. Сравнение результатов расчета по квазистатической теории (см. рис. 7.20, *а*) с результатами расчета по динамической схеме при условии непрерывного контакта между стержнем и поддоном на боковой поверхности (см. рис. 7.20, *б*) и при условиях скольжения на этой поверхности (см. рис. 7.20, *в*) приводит к выводу о том, что качественно картина пластического деформирования хорошо совпадает для первых двух случаев.

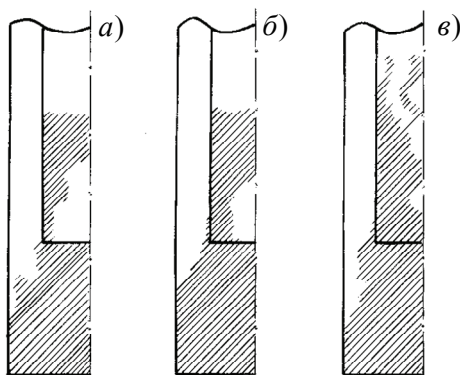


Рис. 7.20. Зоны пластических деформаций в сборке для случая: квазистатического (*а*) и динамического (*б*) приложения давления газа при условии непрерывного контакта между стержнем и поддоном на боковой поверхности; динамического нагружения при условии скольжения на боковой поверхности (*в*)

Результаты динамического расчета метаемого элемента с поддоном типа «стакан» получены А.В. Герасимовым.

Следует отметить, что во всех просчитанных задачах напряжения являются сжимающими и, следовательно, не могут представлять опасности с точки зрения целостности конструкции. Деформации же имеют разные знаки, что приводит к большим значениям интенсивности деформаций e_j , величина которой определяется главным образом сжимающей осевой деформацией ε_{zz} .

Таким образом, известная из расчетной практики возможность квазистатического подхода к оценке прочности большинства подобных конструкций подтверждается в рассмотренных примерах. Это связано с

согласованием характерного времени нагружения и периода пробега упругих возмущений по конструкции малых габаритов. Так, для последней задачи расчета НДС сборки с поддоном типа «стакан» уменьшение времени расчета при квазистатическом подходе (1 мин) по сравнению с физически более оправданным волновым подходом (120 мин), сохраняя основные черты волнового процесса деформирования, позволяет выйти на решение задач оптимизации с целью уменьшения массы поддона без потери его прочности. Вообще говоря, эти модельные задачи могут ставиться шире, нежели только как задачи определения НДС поддона. Необходимо получить такую конструкцию сборки, чтобы материалы конструктивных элементов поддона выдержали нагрузки и не разрушились при метании. Полученные результаты дают представление о характере распределения напряжений, деформаций и перемещений в элементах поддонов для достаточно большого диапазона изменения давления газа и интенсивности массовых сил (скоростей метания), широкого спектра материалов и вариантов конструкций как поддонов, так и метаемых элементов, что позволяет вносить необходимые конструктивные изменения в элементы сборки с целью уменьшения значений тех или иных параметров НДС. При создании подобных конструкций, очевидно, следует пойти путем использования материалов с более высокими значениями величин физико-механических характеристик. Эти материалы должны: 1) иметь невысокие плотности и 2) выдерживать большие деформации, не разрушаясь. Одновременно следует проводить исследование влияния геометрии конструктивных элементов поддонов с целью уменьшения величины параметров НДС сборки.

7.5. Численный анализ пространственного термоупругопластического напряженно-деформированного состояния ведущего устройства сборки большого калибра

Рассматривается сборка, состоящая из тяжелого стержня и ведущего устройства (рис. 7.21). На левом торце сборки приложено давление газа P , посредством которого она разгоняется в стволе МУ. При осесимметричном нагружении рассматривается пространственная постановка задачи, причиной которой является конструктивная трехмерность ВУ.

Ведущее устройство типа «катушка» состоит из трех одинаковых секторов $FPNHGM$ (рис. 7.22, *a*), между гранями которых находится герметик, предотвращающий прорыв газов. Сектора ВУ и метаемый

стержень между собой крепятся по части контактной поверхности «стержень – сектор ВУ» радиусом R_2 , ограниченной осевыми координатами Z_H и Z_B , с помощью резьбового соединения, называемого гребенкой, которое в работе не рассматривается. Таким образом, гребенка представляет собой зону приложения сдвиговой нагрузки $P_{сдв}$ со стороны метаемого стержня к исследуемым секторам ВУ.

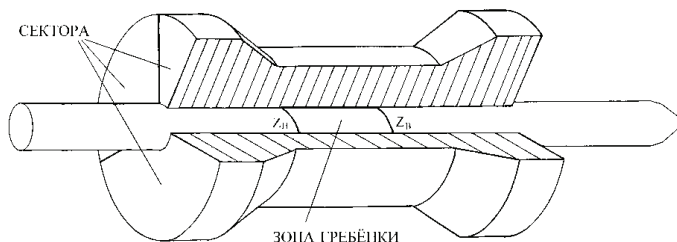


Рис. 7.21. Метаемая сборка

Стержень, выполненный из твердого сплава, считается недеформируемым, и его НДС не анализируется. Но при постановке задачи масса стержня, равная 2 кг, учитывается при определении коэффициента перегрузки N осевых массовых сил и приложенного на гребенке сдвигового напряжения $P_{сдв}$, появляющихся при движении сборки в стволе МУ. Исследуемые сектора ВУ изготовлены из изотропного материала с меньшей плотностью, нежели плотность материала стержня.

Геометрия секторов ВУ задается параметрами: R_1 – внешний радиус секторов; R_2 – внутренний радиус секторов (радиус стержня); R_3 – радиус цилиндрической части секторов; L – длина секторов ВУ; L_1 , L_2 , L_3 , L_4 , L_5 – параметры, характеризующие геометрическую форму секторов. Описанная модельная задача реализуется для следующих значений геометрических параметров: $R_1 = 5.0$ см, $R_2 = 1.0$ см, $R_3 = 3.5$ см, $L = 15.0$ см, $L_1 = L_2 = L_4 = L_5 = 2.0$ см, $L_3 = 7.0$ см, $Z_1 = 2.0$ см, $Z_2 = 4.0$ см, $Z_3 = 11.0$ см, $Z_4 = 13.0$ см, $Z_H = 5.5$ см, $Z_H = 7.0$ см, $Z_B = 9.5$ см. Длина гребенки вдоль оси Oz составляет 4.0 см.

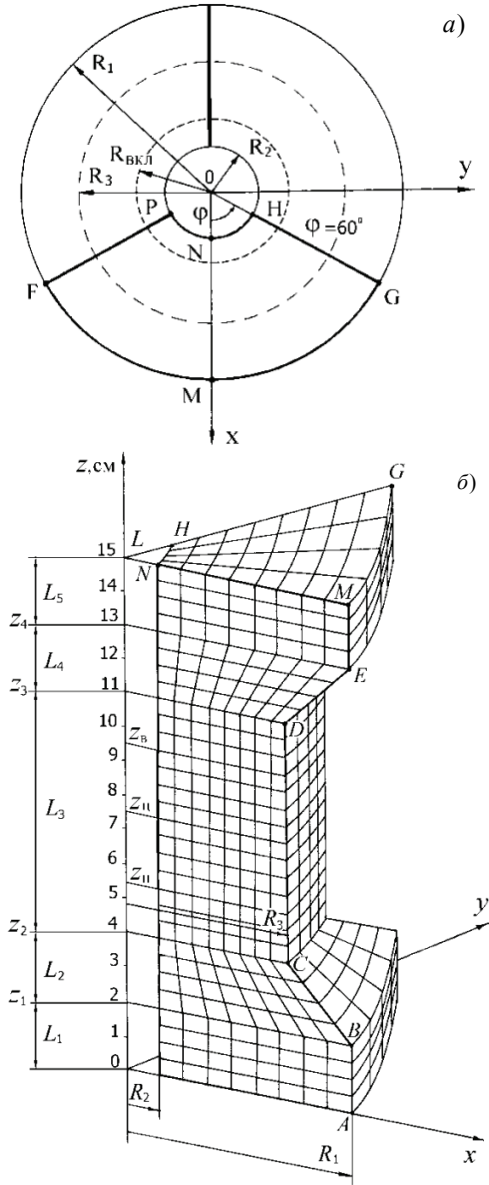


Рис. 7.22. Геометрия секторов ВУ и вариант нанесения конечно-разностной сетки

Ввиду равноправности секторов при нагружении, а также симметрии параметров НДС сектора относительно плоскости Oxz , при численном анализе (как и представлении полученных результатов) рассматривается лишь половина $MNHG$ сектора, величина которой задается углом $\varphi = 60^\circ$ (см. рис. 7.22, а).

Задача решается в декартовой системе координат x, y, z при следующих статических и геометрических граничных условиях для половины сектора [58]:

нижний (левый) торец сектора $z = 0$:

$$\sigma_{xz} = \sigma_{yz} = 0, \quad \sigma_z = P; \quad (7.37)$$

верхний (правый) торец $z = L$:

$$\sigma_{xz} = \sigma_{yz} = \sigma_z = 0; \quad (7.38)$$

контактная поверхность «стержень – сектор ВУ», кроме гребенки (жесткая стенка со скольжением):

$$u = v = 0, \quad \sigma_{xz}n_x + \sigma_{yz}n_y = 0 \quad (\sigma_{rz} = 0);$$

гребенка (жесткая стенка без скольжения):

$$u = v = 0, \quad \sigma_{xz}n_x + \sigma_{yz}n_y = P_{сдв} \quad (\sigma_{rz} = P_{сдв});$$

грань MN ($y = 0$):

$$v = 0, \quad \sigma_{xy} = \sigma_{zy} = 0;$$

контактные поверхности «труба – сектор ВУ» AB и EM (см. рис. 7.22, б) (жесткая стенка со скольжением):

$$u = v = 0, \quad \sigma_{xz}n_x + \sigma_{yz}n_y = 0 \quad (\sigma_{rz} = 0);$$

свободные поверхности BC и DE (равенство нулю проекций на оси координат действующего на наклонной площадке полного напряжения):

$$\sigma_x n_x + \sigma_{xy} n_y + \sigma_{xz} n_z = 0,$$

$$\sigma_{yx} n_x + \sigma_y n_y + \sigma_{yz} n_z = 0,$$

$$\sigma_{zx} n_x + \sigma_{zy} n_y + \sigma_z n_z = 0;$$

свободная поверхность CD , задаваемая радиусом R_3 :

$$\begin{aligned}\sigma_x n_x^2 + \sigma_y n_y^2 + 2\sigma_{xy} n_x n_y &= 0 & (\sigma_r = 0), \\ (\sigma_y - \sigma_x) n_x n_y + \sigma_{xy} (n_x^2 - n_y^2) &= 0 & (\sigma_{r\varphi} = 0), \\ \sigma_{xz} n_x + \sigma_{yz} n_y &= 0 & (\sigma_{rz} = 0); \end{aligned}$$

свободная поверхность грани HG , для которой $\varphi = 60^\circ$ (см. рис. 7.22, а):

$$\begin{aligned}\sigma_x n_y^2 + \sigma_y n_x^2 - 2\sigma_{xy} n_x n_y &= 0 & (\sigma_\varphi = 0), \\ (\sigma_y - \sigma_x) n_x n_y + \sigma_{xy} (n_x^2 - n_y^2) &= 0 & (\sigma_{r\varphi} = 0), \\ \sigma_{yz} n_x - \sigma_{zx} n_y &= 0 & (\sigma_{z\varphi} = 0), \end{aligned} \quad (7.39)$$

где $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z, \sigma_{xy}, \sigma_{yz}, \sigma_{zx}, \sigma_{yx}, \sigma_{zy}, \sigma_{xz}$ – компоненты тензора напряжений; u, v, w – компоненты вектора перемещений в декартовой системе координат; n_x, n_y, n_z – направляющие косинусы; $\sigma_r, \sigma_\varphi, \sigma_z, \sigma_{r\varphi}, \sigma_{\varphi z}, \sigma_{zr}, \sigma_{\varphi r}, \sigma_{z\varphi}, \sigma_{rz}$ – компоненты тензора напряжений в цилиндрической системе координат r, φ, z .

Граничные условия на боковых поверхностях сектора ВУ в декартовых координатах получены с помощью формул преобразования компонент тензора напряжения для цилиндрической системы координат. Поэтому для наглядности рядом с некоторыми статическими граничными условиями в скобках содержатся записи этих условий в цилиндрической системе координат. На осевые перемещения w ограничения не накладываются.

Представленные ниже результаты получены на конечно-разностной сетке $(i \times j \times k) = (15 \times 17 \times 66)$ при реализации системы примерно 50500 линейных алгебраических уравнений методом верхней релаксации с выбором оптимального коэффициента релаксации ω_{opt} . Здесь i – количество узлов сетки по координате $x(r)$ (по толщине секторов); j – количество узлов сетки по координате $y(\varphi)$ (по окружности секторов); k – количество узлов сетки по координате z (по высоте секторов). В качестве критерия окончания итерационного процесса брались условия выполнения теоремы Клапейрона (7.30) или равенства с заранее заданной точностью искомых величин перемещений в двух соседних итерациях и (или) упругих задачах.

Материал секторов – дюралюминий с плотностью $\rho = 0.0027 \text{ кг/см}^3$

и значениями упругих констант: коэффициент Пуассона $\mu = 0.3$; модуль упругости $E = 70000$ МПа; модуль упрочнения $E_1 = E / 5$; деформация начала текучести $e_s = 0.003$. Масса ВУ для заданной геометрии и выбранного материала равна 2.066 кг.

Величины действующих на сектора перегрузки и сдвиговых напряжений на гребенке определяются из условия равенства нулю проекций всех внешних сил на ось Oz и для заданной величины давления $P = 250$ МПа составили $N = -48254.8$ и $P_{\text{сдв}} = -352.8$ МПа. Направление действия нагрузок N и $P_{\text{сдв}}$ противоположно направлению движения сборки (направлению оси Oz).

Распределение осевых напряжений σ_z , а также интенсивности напряжений σ_i и сдвиговых напряжений σ_{rz} по длине секторов (от значения осевой координаты $z = 0$ до $z = L$) вдоль плоскости симметрии Oxz секторов ($y = 0$, $\varphi = 0$, грань MN на рис. 7.22, а) у их внутренней поверхности $r = R_2$ представлены в строках $n = 1, 2, 3$ табл. 7.4 соответственно.

Таблица 7.4. Распределение напряжений вдоль оси Oz

n	Напряжения, МПа	Осевые координаты z , см								
		0.050	4.875	5.375	5.625	6.125	7.375	9.375	10.10	14.80
1	σ_z	-250	-591	-795	-758	-431	-118	385	94.6	-2.8
2	σ_i	251	472	665	733	646	558	505	231	27.5
3	σ_{rz}	-1.0	-14.9	-85.6	-216	-293	-310	-228	-27.6	1.0
4	σ_z	-250	-398	-391	-384	-363	-294	-204	-187	-5.5
5	σ_i	245	282	297	302	304	277	177	148	34.6

Анализ полученных результатов, в частности величины амплитуды изменения осевого напряжения ($\Delta\sigma_z = 1180$ МПа) вдоль гребенки длиной 4.0 см, позволяет рассматривать этот участок как наиболее опасный с точки зрения нарушения целостности секторов ВУ при метании. В строках $n = 4, 5$ представлены значения осевых напряжений σ_z и интенсивности напряжений σ_i при отсутствии метаемого стержня. На-

пряжения σ_{rz} , определенные в цилиндрической системе координат, пересчитывались с помощью формулы преобразования компонентов тензоров по полученным в декартовой системе координат величинам напряжений σ_{xz} , σ_{yz} . Полужирным шрифтом выделены зона гребенки и относящиеся к ней результаты.

В силу характера действующих внешних нагрузок осевые напряжения изначально являются определяющими в НДС секторов ВУ метаевой сборки. Практически во всем их объеме напряжения σ_z – сжимающие. Исключением является область на контактной поверхности «стержень – сектор ВУ» в районе гребенки, где стержень крепится к секторам ВУ. Наибольшее значение напряжения $\sigma_z = -795$ МПа достигается непосредственно под гребенкой. В нижней части гребенки осевые напряжения σ_z , равные -758 МПа, будучи сжимающими, меняют знак и становятся растягивающими, достигая значения 385 МПа в ее верхней части. Помещенные в упомянутых строках таблицы другие напряжения также имеют максимальные значения на гребенке.

На рис. 7.23, *a, б* представлено распределение осевых напряжений σ_z в плоскости поперечного сечения Oxy сектора ВУ для $z = 5.625$ см (*a*) и $z = 9.375$ см (*б*), что по высоте гребенки соответствует первому и последнему слою ее ячеек.

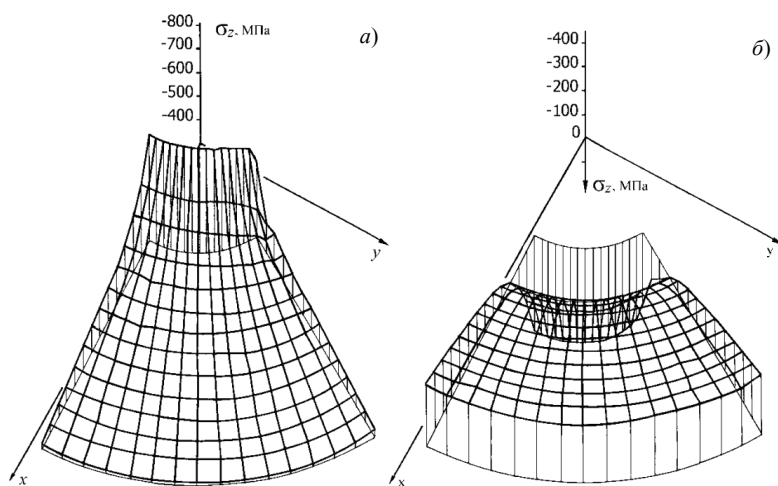


Рис. 7.23. Распределение осевых напряжений в зоне гребенки

Тонкими линиями представлены контур половины сектора $MNHG$ и используемые для построения нормали из центров ячеек. На рис. 7.23, б (верхняя часть гребенки) видно, что у внутренней поверхности осевые напряжения становятся растягивающими (принимают положительные значения), достигая достаточно больших величин (около 385 МПа).

Радиальные напряжения σ_r в секторах большей частью являются сжимающими, которые по величине на порядок превосходят растягивающие напряжения. При этом для напряжений σ_r координатная плоскость Oxy для значения $z = L/2$ является плоскостью симметрии.

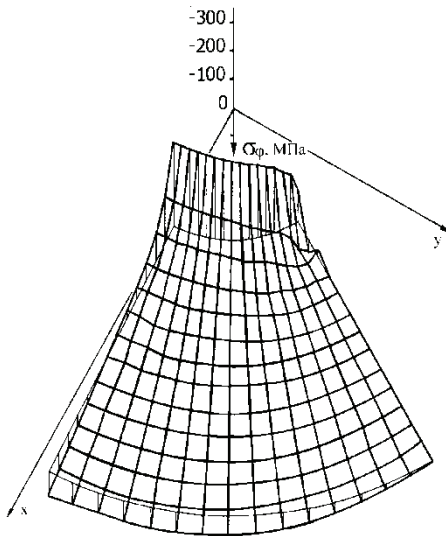


Рис. 7.24. Распределение окружных напряжений в зоне гребенки

Окружные напряжения σ_φ , также как и радиальные напряжения, являются сжимающими практически во всем объеме секторов. От торца $z = 0$ по мере возрастания осевой координаты z напряжения σ_φ увеличиваются по абсолютной величине, достигая на внутренней поверхности $r = R_2$ секторов в ячейке с координатами $\varphi \approx 0$ и $z = 5.375$ см, т.е. прямо под гребенкой, наибольшего значения $\sigma_\varphi = -317$ МПа. Далее по длине секторов эти напряжения уменьшаются.

Следует отметить, что в зоне гребенки напряжения σ_z и σ_φ довольно резко уменьшаются по величине от внутренней поверхности $r = R_2$ секторов к их внешней поверхности $r = R_3$. Окружные напряжения, кроме того, уменьшаются от грани MN , для которой угол $\varphi = 0$, до нулевых значений на свободной поверхности – грани HG , как того требуют граничные условия (7.39). По поводу выполнения статических граничных следует напомнить, что одним из достоинств ВРМ является автоматическое выполнение этих условий (также как и выполнение уравнений равновесия) при минимизации функции энергии.

Абсолютные значения сдвиговых напряжений $\sigma_{\varphi r}$, $\sigma_{z\varphi}$ на один-два порядка меньше величины напряжения σ_{rz} .

Описанная картина деформирования секторов дополняется результатами, полученными для интенсивности деформаций e_i . На рис. 7.25 представлены зависимости изменения интенсивности деформаций от координаты x в зоне гребенки в плоскости симметрии Oxz (т.е. вдоль грани MN) для различных значений осевой координаты z . Кривой 1 обозначена зависимость e_i для $z = 4.625$ см (на 1 см ниже гребенки); кривой 2 – для $z = 5.625$ см (у нижнего края гребенки); кривой 3 – для $z = 8.625$ см (на 1 см ниже верхнего края гребенки); кривой 4 – для $z = 9.625$ см (сразу за гребенкой). Пунктирная линия обозначает деформацию начала текучести $e_s = 0.003$. Величина интенсивности деформаций e_i увеличивается при приближении к гребенке как от торца $z = 0$, так и по радиусу от внешней поверхности сектора. Наибольшие значения e_i имеют место в нижней части гребенки для значения осевой координаты $z = 5.625$ см на грани NH (внутренняя поверхность сектора), вдоль которой интенсивность деформаций возрастает от значения 0.038 (кривая 2) для $\varphi \approx 0$ до максимального значения $(e_i)_{\max} = 0.040$ для значения угла $\varphi \approx 54.4^\circ$ вблизи грани HG . Далее этот параметр НДС уменьшается уже в пределах гребенки, где имеет место неравенство $e_i < e_s$. Так, на кривых 3 и 4 видно, что в средней по толщине части секторов в зоне гребенки материал деформируется упруго, а остальная их часть подвергается пластическому деформированию, особенно значительному у гребенки.

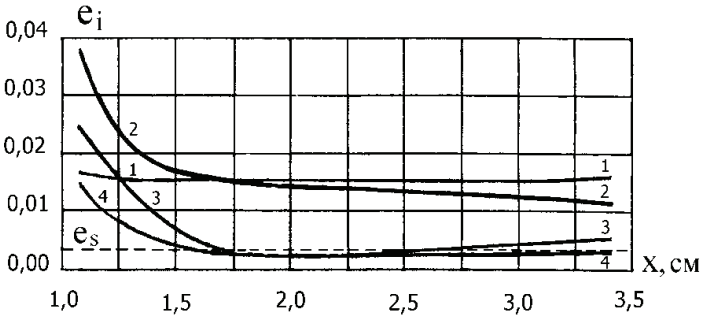


Рис. 7.25. Распределение интенсивности деформаций e_i по толщине секторов ВУ

Резкое уменьшение величины интенсивности деформаций, а также других параметров НДС при незначительном удалении от гребенки по направлению радиуса в плоскости Oxy в сторону внешней поверхности секторов также подтверждает локальный характер влияния нагрузки $P_{сдв}$ на НДС секторов ВУ. Следует отметить, что для заданных величин внешних нагрузок и значений ФМХ материала примерно половина объема секторов ВУ деформируется пластически, включая примерно две третьих части по высоте гребенки. На всю толщину сектора пластические деформации имеют место от координаты $z = 2.7$ см до $z = 8.35$ см.

Достоверность полученных результатов численного счета подтверждается выполнением граничных условий, в частности, условий на поверхности тела, где заданы внешние нагрузки. Опыт расчета двумерных и трехмерных задач с помощью ВРМ показывает достаточно хорошее выполнение этих условий в случае приложения внешних поверхностных нагрузок по нормали или близко к нормали. Так, статические граничные условия на торце $z = 0$ секторов, где задано давление газа P , выполняются точно. Что же касается выполнения граничных условий в случае приложения касательных внешних нагрузок, то этот вопрос в специальной литературе рассматривается достаточно редко.

Проведем анализ выполнения граничных условий в напряжениях от метаемого стержня на гребенке секторов. В строке $n = 3$ табл. 7.4 представлены сдвиговые напряжения σ_{rz} в ячейках, принадлежащих внутренней поверхности секторов и плоскости симметрии Oxz . В таблицу не вошло наибольшее значение напряжений $\sigma_{rz} = -312$ МПа, по-

считанное для значений координат $z = 7.625 \dots 7.875$ см, для которого погрешность выполнения граничного условия составляет около 11%. Для других значений этого напряжения на гребенке погрешность еще больше. Полученные результаты можно объяснить следующим образом. На рис. 7.26, *a* представлено распределение напряжения σ_{rz} по толщине сектора ВУ вдоль оси Ox в плоскости симметрии Oxz для значения координаты $z = 7.625$ см.

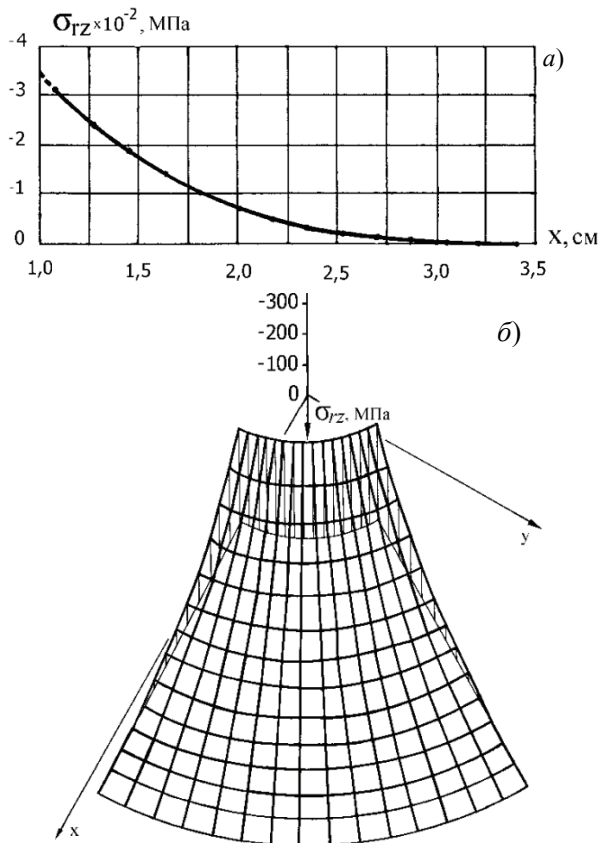


Рис. 7.26. Распределение сдвигового напряжения по толщине сектора ВУ для осевой координаты $z = 7.625$ см:
a – вдоль оси Ox в плоскости симметрии Oxz ;
б – в координатной плоскости Oxy

Поскольку параметры НДС определяются в центрах ячеек многогранников, то величина напряжения $\sigma_{rz} = -312$ МПа, вычисленная в крайней левой ячейке-многограннике у поверхности гребенки, получена для точки с радиусом $r \approx 1.09$ см ($x \approx 1.09$ см), а не для внутренней поверхности сектора с радиусом $r = 1.0$ см ($x = 1.0$ см). Это необходимо учитывать при рассмотрении вопроса о выполнении статических граничных условий на гребенке. Так, если кривую зависимости $\sigma_{rz}(x)$ экстраполировать до значения $x = 1.0$ см, т.е. выйти на внутреннюю поверхность секторов $r = R_2$, то величина напряжения σ_{rz} достаточно хорошо (см. рис. 7.26, а) совпадет с величиной внешней нагрузки $P_{сдв} = -352.8$ МПа.

Нулевые граничные условия для напряжений σ_{rz} на свободной поверхности CD , задаваемой радиусом R_3 , судя по представленным на рис. 7.26, а, б результатам, выполняются достаточно точно. Можно отметить практически осесимметричный характер распределения напряжений σ_{rz} по толщине сектора ВУ для данного значения осевой координаты $z = 7.625$ см. На рис. 7.26, б ближайшая к оси Ox кривая эпюры $\sigma_{rz}(x, y)$ совпадает с кривой, представленной на рис. 7.26, а.

Все компоненты тензора деформаций в ВУ, как и компоненты тензора напряжений, достигают наибольших значений на гребенке или рядом с ней. На рис. 7.27, а представлено распределение компонент тензора деформаций по толщине сектора ВУ вдоль радиуса r для значения угла $\varphi \approx 54.4^\circ$ вблизи грани HG для $z = 5.625$ см, т.е. в нижней части гребенки. Кривая 1 соответствует интенсивности деформаций e_i , кривая 2 – радиальной деформации ε_r , кривая 3 – окружной деформации ε_φ , кривая 4 – сдвиговой деформации ε_{rz} , кривая 5 – осевой деформации ε_z . Выбор угла $\varphi \approx 54.4^\circ$ объясняется тем, что для соответствующего ряда ячеек на внутренней поверхности сектора $r = R_2$ величина интенсивности деформаций достигает максимального значения $(e_i)_{\max} = 0.040$.

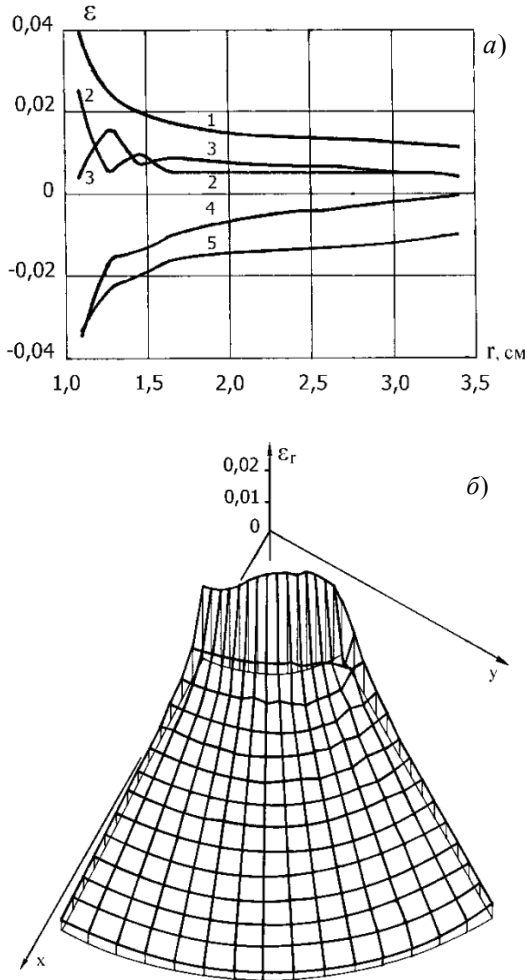


Рис. 7.27. Распределение деформаций в зоне гребенки

Наибольших значений деформации ВУ (кроме окружной деформации ε_φ) достигают также на внутренней поверхности секторов (на гребенке в ее нижней части) в непосредственной близости от грани HG с углом $\varphi = 60^\circ$:

– максимальное значение радиальной деформации $\varepsilon_r = 0.033$ для

$z = 5.625$ см и значения угла $\varphi \approx 37.5^\circ$, т.е. почти в средней части грани NH ;

– максимальное значение окружной деформации $\varepsilon_\varphi = 0.013$ для $z = 4.625$ см и значения угла $\varphi \approx 58^\circ$, т.е. в общей угловой ячейке граней NH и HG ;

– максимальное значение осевой деформации $\varepsilon_z = -0.033$ для $z = 5.625$ см и значения угла $\varphi \approx 54.4^\circ$, т.е. рядом с гранью HG ;

– максимальное значение сдвиговой деформации $\varepsilon_{rz} = -0.044$ для $z = 6.125$ см и значения угла $\varphi \approx 58^\circ$, т.е. в общей угловой ячейке граней NH и HG .

Деформации $\varepsilon_{\varphi r}$, $\varepsilon_{z\varphi}$ на один-два порядка соответственно меньше деформации ε_{rz} .

Распределение радиальных деформаций ε_r в координатной плоскости Oxy для значения осевой координаты $z = 5.625$ см представлено на рис. 7.27, б.

Таким образом, основываясь на полученных результатах анализа, можно сделать следующий вывод: НДС ВУ является практически осесимметричным у плоскости симметрии Oxz сектора для значение угла $\varphi = 0$ и рядом с этой плоскостью, а в остальной части секторов близко к осесимметричному. По мере приближения к внешней грани HG со значением угла $\varphi = 60^\circ$ осевая симметрия нарушается: видны резкие изменения значений деформаций и напряжений (искажения поверхности на двумерных рисунках и кривых на одномерных графиках), особенно в углу расчетной области полусектора в окрестности точки H для разных значений координаты z . В наибольшей степени это проявляется на гребенке и в непосредственной близости от нее. В основном именно здесь деформации и напряжения достигают своих максимальных значений.

Величина модуля упрочнения E_1 материала заметно влияет на поведение конструкции при нагружении. Роль этой прочностной характеристики особенно значима в условиях работы материала за пределами упругости, возможность которой предусматривается для большинства конструкций метаемых сборок. Представленные выше результаты были получены для достаточно большой величины модуля упрочнения E_1 . Для изготовления секторов ВУ могут применяться конструкционные

материалы с меньшими значениями модуля упрочнения E_1 . Проведенные расчеты НДС секторов сборки для $E_1 = E / 25 = 2800$ МПа дали следующие результаты. Величина амплитуды изменения осевых напряжений вдоль гребенки длиной 4.0 см равна $\Delta\sigma_z = 1380$ МПа. По сравнению с рассмотренным выше вариантом задачи величины напряжений изменились незначительно, но деформации выросли примерно в 4...4.7 раза. Пластически деформируется около 60% объема секторов ВУ. Наибольшая интенсивность деформаций увеличилась почти в 4.5 раза – $(e_i)_{\max} = 0.178$, что недопустимо для метаемой сборки. Качественно картина деформирования осталась прежней, ибо максимальные значения параметров НДС достигаются на тех же участках секторов, что и для большей величины модуля упрочнения.

Полученные для дюралюминиевых секторов результаты указывают на высокую неравномерность распределения напряжений и деформаций на гребенке и рядом с ней. Одним из путей понижения уровня деформаций в секторах ВУ сборки при метании является использование материалов с более высокими значениями прочностных характеристик, которые должны 1) иметь невысокие плотности и 2) выдерживать большие деформации, не разрушаясь. Был проведен расчет НДС секторов, выполненных из сплава В95, для которого $E = 70000$ МПа, $E_1 = E / 50$, $e_s = 0.0085$ [59]. Вследствие того, что величины плотности материала секторов и давления газа остались прежними, значения перегрузки и напряжения на гребенке также не изменились. Величина осевых напряжений на гребенке уменьшилась, их амплитуда $\Delta\sigma_z = 920$ МПа. Максимальное значение интенсивности деформаций достигается в том же месте, а ее величина $(e_i)_{\max} = 0.014$ стала меньше почти в 3 раза по сравнению с величиной интенсивности деформаций, полученной для дюралюминиевых секторов с $E_1 = E / 5$, и в 12.5 раза – с $E_1 = E / 25$. Зона пластических деформаций материала толщиной около 0.2 см располагается на внутренней поверхности секторов от значения координаты $z = 5.375$ см до $z = 6.375$ см. Пластически деформируется всего 0.57% объема секторов.

В мощных метательных установках величина давления пороховых газов может достигать несколько больших величин по сравнению с использованным выше давлением $P = 250$ МПа. Поэтому был проведен расчет НДС секторов ВУ, выполненных из сплава В95 для значения

$P = 400$ МПа. В этом случае сдвиговое напряжение на гребенке $P_{\text{сдв}} = -564.5$ МПа, а осевая перегрузка $N = -77207.8$. Пластические деформации имеют место всего в 1.5% объема секторов, что значительно меньше, нежели в случае дюралюминиевых секторов. Распределение зон пластических деформаций носит несколько иной характер. На внутреннюю поверхность секторов пластические деформации выходят несколько ниже гребенки при $z = 4.875$ см, образуя практически по всей толщине сектора так называемый пластический шарнир, который представлен по толщине одним рядом ячеек шириной 0.25 см. Максимальное значение интенсивности деформаций $(e_i)_{\text{max}} = 0.153$ достигается почти в середине ($z = 7.125$ см) гребенки в угловой ячейке, общей для граней NH и HG . В отличие от дюралюминиевых секторов, где максимальные интенсивности деформаций были в нижней части гребенки, для сплава В95 наибольшие значения величин e_i имеют место в ее средней по длине части. Распределение интенсивности деформаций для сплава В95 в координатной плоскости Oxy в этой части сектора носит почти осесимметричный характер, аналогичный результатам для дюралюминиевых секторов. Увеличение давления газа P приводит к увеличению скорости метания сборки. Тем не менее уже для больших значений давления P в материале секторов возникают недопустимые по величине пластические деформации.

Вследствие того, что возникающие при метании в секторах ВУ осевые напряжения являются наибольшими по сравнению с остальными напряжениями, представляется важным провести анализ их поведения в зоне гребенки. На рис. 7.28 представлено распределение осевых напряжений σ_z на внутренней поверхности $r = R_2$ секторов вдоль продольной оси Oz для значения угла $\varphi \approx 0$, т.е. вдоль плоскости симметрии Oxz секторов для нескольких рассмотренных выше вариантов задач. Длина гребенки составляет 4 см.

Кривая 1 построена для основного варианта рассмотренной задачи (давление газа $P = 250$ МПа, материал дюралюминий, модуль упругости $E = 70000$ МПа, модуль упрочнения $E_1 = E / 5$, деформация начала текучести $e_s = 0.003$). Кривая 2 – для основного варианта для значения $E_1 = E / 25$. Кривая 3 – для основного варианта при действии температуры. Результаты получены для следующего распределения температуры по длине сектора. На торце $z = 0$ сектора задается являющаяся функцией осевой координаты z температура $T = 100$ °С, которая на

расстоянии 3 мм по длине сектора (по оси Oz) по линейному закону уменьшается до значения -20 °С, и далее остается неизменной до торца $z = L$ сектора. Таким образом, небольшая часть нижнего торца прогрета, а остальная часть сектора охлаждена до температуры -20 °С. Кривая 4 построена для давления газа $P = 250$ МПа и сплава В95. Кривая 5 – для давления газа $P = 400$ МПа и сплава В95. Кривая 6 – для основного варианта рассмотренной задачи при отсутствии метаемого стержня.

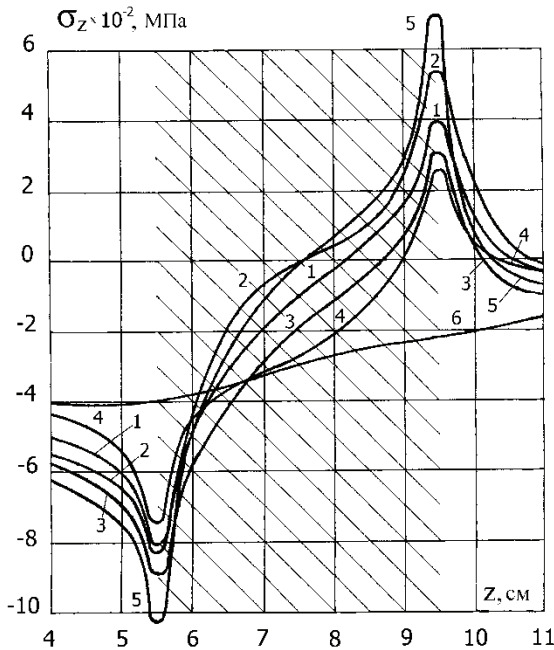


Рис. 7.28. Распределение осевых напряжений.
Штриховкой обозначена гребенка

Наличие приложенной на гребенке внешней нагрузки – сдвигающего напряжения $P_{сдв}$ – приводит к такому распределению осевых напряжений, когда на расстоянии 4.0 см напряжения σ_z меняют свою величину от -1020 до 695 МПа (см. кривую 5 на рис. 7.28). Имеющаяся в материале этой части секторов значительная неравномерность распределения внутренних напряжений по величине и направлению может привести к лавинообразному срезу гребенки и разрушению всей сборки.

Описанная неравномерность характерна для небольшого объема сектора, находящегося у гребенки, и носит локальный характер.

При отсутствии на гребенке внешней нагрузки (кривая б) характер распределения осевого напряжения вдоль внутренней поверхности совершенно другой.

Такое распределение осевого напряжения σ_z (а также и других параметров НДС, в частности, интенсивности напряжений σ_i , которая достигает наибольших значений также на внутренней поверхности секторов) можно объяснить действием приложенного сдвигового напряжения $P_{сдв}$ в зоне гребенки. В подтверждение значительного влияния сдвиговой нагрузки $P_{сдв}$ на НДС секторов в зоне гребенки в строках $n = 4, 5$ табл. 7.4 представлены значения осевых напряжений σ_z и интенсивности напряжений σ_i при отсутствии стержня. В этом случае $P_{сдв} = 0$, а перегрузка $N = -91167.1$. Результаты для напряжений σ_z , σ_i значительно отличаются от результатов, полученных при наличии стержня ($n = 1, 2$). Напряжение σ_z без перемены знака согласно граничным условиям (7.37) и (7.38) плавно меняет свою величину по длине секторов от торца $z = 0$, где $\sigma_z = 250$ МПа, до практически нулевого значения на торце $z = L$. Аналогично поведение интенсивности напряжений σ_i . Сдвиговые напряжения σ_{rz} на поверхности практически отсутствуют. В зону пластических деформаций попадает около 40% объема секторов. Величина $(e_i)_{\max} = 0.0142$, что примерно в 3 раза меньше, нежели при наличии стержня, и достигается в месте сопряжения конической поверхности BC и цилиндрической поверхности CD у внешней поверхности сектора для $\varphi \approx 30^\circ$ [58].

Таким образом, полученные результаты позволяют сформулировать следующий вывод. Причиной образования сложной упругопластической картины деформирования материала с изменяющимися на небольшом пространстве у гребенки свои знаки напряжениями и деформациями и приводящими к образованию зон пластических деформаций сложной конфигурации, распространяющихся на всю толщину секторов ВУ, является приложенное на гребенке внешнее сдвиговое напряжение $P_{сдв}$ от метаемого стержня.

Для устранения неравномерности распределения и понижения уровня напряжений и деформаций на гребенке и во всем ВУ вместе с применением более прочных материалов также были предложены и численно реализованы достаточно очевидные технические решения: 1) увеличение площади контактной поверхности «стержень – сектор ВУ» за счет увеличения длины гребенки $L_{ГР}$; 2) увеличение толщины цилиндрической части секторов, определяемой радиусом R_3 . Проведенные расчеты [60] НДС секторов из сплава В95 для гребенки длиной $L_{ГР} = 7.0$ см, давления газа $P = 400$ МПа и радиуса цилиндрической поверхности ВУ $R_3 = 3.5$ см позволили уменьшить величину интенсивности деформаций $(e_i)_{\max} = 0.153$ до значения $(e_i)_{\max} = 0.018$. Для исходной длины гребенки $L_{ГР} = 4.0$ см и увеличенной толщины цилиндрической части ВУ величина $(e_i)_{\max} = 0.097$ ($R_3 = 4.0$ см) и $(e_i)_{\max} = 0.04$ ($R_3 = 4.5$ см). Эти меры позволили снизить величины параметров НДС на гребенке секторов до значений, позволяющих гарантировать не только штатное функционирование сборки, но и безопасность процесса метания.

Следует отметить, что при реализации второго варианта происходит увеличение массы сборки (4.066 кг для $R_3 = 3.5$ см) на 7 и 16% за счет увеличения толщины цилиндрической части секторов до 4.0 и 4.5 см соответственно, следствием чего является уменьшение скорости метания сборки. Поэтому вариант увеличения длины гребенки является более перспективным при решении задачи понижения величин параметров НДС в секторах и увеличения скорости метания, ибо он не приводит к изменению массы сборки. Проведенные расчеты для случая $L_{ГР} = L$ и $R_3 = 3.5$ см для сплава В95 позволили увеличить величину давления газа до значения $P = 550$ МПа при наибольшем значении интенсивности деформаций в секторах $(e_i)_{\max} = 0.05$ [60].

В случае фиксированных геометрических размеров секторов ВУ, места расположения гребенки в сборке и ее длины, значительно меньшей, чем длина секторов, изложенные подходы и способы устранения неравномерности распределения параметров НДС в зоне гребенки и уменьшения значений этих параметров, как это видно из представленных результатов, не позволяют находить приемлемое решение. Поэтому необходимо искать иные пути решения задачи: например, использова-

ние для ВУ более прочных и легких материалов; новые конструктивные решения для секторов и т.д., имея при этом в виду нежелательным увеличение массы метаемой сборки. Ниже предлагается один из таких подходов.

Для уменьшения значений параметров НДС ВУ при метании сборки предлагается наиболее нагруженную часть секторов в зоне гребенки ужесточить с помощью вкладышей, выполненных из прочного материала. На рис. 7.29 с соблюдением пропорций для описанных выше геометрических размеров представлена половина сектора ВУ с вкладышем (область, расположенная в центральной части сектора и закрашенная темным цветом).

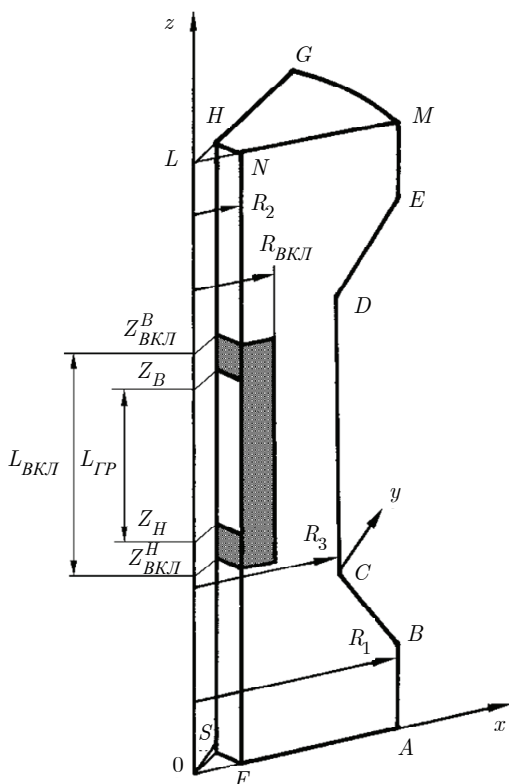


Рис. 7.29. Рассчитываемая половина сектора с вкладышем

Вкладыши одинаковы по форме и размеру, а каждый из них в отдельности представляет собой полученную двумя осевыми сечениями

(для значения угла между ними $\varphi = 120^\circ$) треть толстостенной трубы длиной $L_{\text{ВКЛ}}$ и радиусами $R_{\text{ВКЛ}}$ и R_2 (см. рис. 7.22, а) внешней и внутренней поверхностей соответственно. Длина вкладышей определяется значениями осевой координаты $Z_{\text{ВКЛ}}^{\text{H}}$ и $Z_{\text{ВКЛ}}^{\text{B}}$. Зона гребенки обозначена областью, закрашенной по сравнению с вкладышем более светлым тоном.

Материала секторов – сплав В95. Вкладыши выполнены из высокопрочной хромоникельмолибденованадиевой стали 38ХН3МФА, имеющей высокие предел текучести $\sigma_s = 1080$ МПа и величину деформации начала текучести $e_s = 0.0051$. Рассматривается вариант нагружения сборки давлением $P = 400$ МПа.

Как упоминалось выше, при отсутствии вкладышей для длины гребенки $L_{\text{ГР}} = 4$ см наибольшая величина интенсивности деформации в секторах $(e_i)_{\text{max}} = 0.153$, а величина $(\sigma_i)_{\text{max}} = 889$ МПа. Эти значения достигаются в одной и той же ячейке на внешних боковых гранях *SHG* рядом с внутренней поверхностью $r = R_2$ в средней по длине части сектора. Максимальная амплитуда осевых напряжений в ВУ $\Delta\sigma_z = 1715$ МПа имеет место также на гребенке (см. кривую 5 на рис. 7.28): в верхней ее части для $z = 9.4$ см $\sigma_z = 695$ МПа и $\sigma_z = -1020$ МПа в нижней части для $z = 5.4$ см. Практически во всем объеме сектора ВУ осевые напряжения сжимающие. Исключением является небольшая по размерам область в верхней части гребенки на контактной поверхности «стержень – сектор ВУ», ограниченная по длине сборки значениями 7.5 и 10.0 см осевой координаты и 1.5 см по радиусу, где осевые напряжения являются растягивающими. Около 1.5% объема ВУ деформируется пластически. Ниже гребенки для значения осевой координаты $z = 4.6$ см материал секторов достаточно близок к выходу в область пластического деформирования по всей их толщине (от внутренней поверхности радиусом R_2 до внешней поверхности радиусом R_3). При увеличении величины давления в секторах ВУ возможно образование пластического шарнира. В направлении осевой координаты размеры этой зоны незначительны, ибо по высоте сектора она представлена одним рядом ячеек конечно-разностной сетки.

Учитывая полученные результаты для наибольших значений интен-

сивности напряжений и деформаций, место положения вкладышей в секторах было выбрано симметрично относительно значения осевой координаты $z = L/2$. На рис. 7.30 представлены зависимости максимальных значений интенсивности деформаций $(e_i)_{\max}$ от толщины h и длины $L_{\text{ВКЛ}}$ вкладыша [60]. Толщина вкладыша определяется соотношением: $h = R_{\text{ВКЛ}} - R_2$. Кривые 1...3 построены для случая симметричного расположения вкладыша в секторе ВУ для трех вариантов значений длины $L_{\text{ВКЛ}}$, равных 1,5, 3,5 и 5,0 см соответственно.

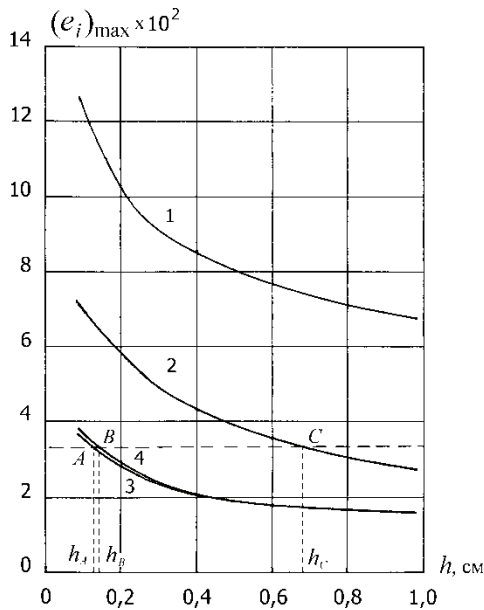


Рис. 7.30. Зависимости максимальных значений интенсивности деформаций от геометрических параметров вкладыша

Как видно из представленных на рис. 7.30 результатов, наличие вкладыша приводит к уменьшению значений параметров НДС, в данном случае — величины интенсивности деформаций. При этом следует отметить комплексный характер влияния геометрических параметров вкладыша на этот процесс: чем больше длина $L_{\text{ВКЛ}}$ вкладыша, тем значительно уменьшение интенсивности деформаций с увеличением толщи-

ны h по сравнению с вариантом без вкладыша. При выборе геометрии вкладышей необходимо иметь в виду, что увеличение их длины и толщины приводит к увеличению массы секторов ВУ и, как следствие, – к уменьшению скорости метания сборки. Поэтому выбор геометрии вкладыша следует делать по результатам всесторонней оценки ее влияния на НДС сектора с учетом изменения массы сборки. В рассмотренных вариантах увеличение массы сборки за счет наличия вкладыша для минимальной и максимальной толщины h составляет 0.22 и 1.94% для варианта 1; 0.53 и 4.50% для варианта 2; 0.76 и 6.50% для варианта 3 соответственно. Наибольшие величины максимальных значений интенсивности деформаций $(e_i)_{\max}$ имеют место на внутренней поверхности $r = R_2$ секторов как в нижней части вкладыша, так и ниже вкладыша в зоне гребенки. Величины $(e_i)_{\max}$, начиная, примерно, со значения 0.017 и меньше, достигаются на внешней цилиндрической поверхности $r = R_3$.

Анализ полученных результатов показал, что верхняя часть вкладышей менее нагружена по сравнению с ее нижней частью, как это было в зоне гребенки секторов при отсутствии вкладышей. Поэтому был рассмотрен вариант несимметричного относительно значения координаты $z = L/2$ расположения вкладыша, для которого на рис. 7.30 построена кривая 4. В этом варианте $Z_{\text{ВКЛ}}^{\text{Н}} = 5.0$ см и $Z_{\text{ВКЛ}}^{\text{В}} = 8.75$ см, а его длина $L_{\text{ВКЛ}} = 3.75$ см. Увеличение массы сборки для минимальной и максимальной толщины h составило 0.56 и 4.90% соответственно, что (для случая максимальной толщины) на 1.6% меньше, нежели в варианте, представленным кривой 3, в котором длина вкладыша $L_{\text{ВКЛ}} = 5.0$ см. Таким образом, с точки зрения наименьшего увеличения массы метаемой сборки вариант несимметричного расположения вкладыша является предпочтительным по сравнению с вариантом симметричного его расположения относительно координаты $z = L/2$.

Представленные на рис. 7.30 результаты позволяют выбирать геометрические параметры вкладыша для получения заранее заданного значения максимальной интенсивности деформаций $(e_i)_{\max}$ в секторах ВУ. Например, для получения в секторах НДС, интенсивность деформаций которого не превышала бы величины $(e_i)_{\max} = 0.33$ (это значение на рис. 7.30 отмечено пунктирной горизонтальной линией), можно

воспользоваться тремя вариантами геометрии для вкладыша:
 1) $h = h_A \approx 0.125$ см, $L_{\text{ВКЛ}} = 5.0$ см; 2) $h = h_B \approx 0.14$ см, $L_{\text{ВКЛ}} = 3.75$ см; 3) $h = h_C \approx 0.68$ см, $L_{\text{ВКЛ}} = 3.50$ см. Что касается пластического шарнира, то, судя по уменьшению объема пластически деформируемого материала сектора, вероятность его появления незначительна.

Сформулируем выводы по полученным результатам решения задачи о деформировании ведущего устройства метаемой сборки. На основе разработанной численной методики проведен подробный анализ НДС секторов и выявлена причина значительной неравномерности распределения напряжений и деформаций в зоне соединения секторов ВУ и метаемого стержня – так называемой гребенки, способной привести к разрушению ВУ.

Рассмотрены способы уменьшения значений параметров пространственного трехмерного напряженно-деформированного состояния ВУ сборки в зоне гребенки. Проведенные исследования, основанные на использовании в качестве материала секторов легкого и прочного сплава В95 и достаточно очевидных конструктивных решений – увеличении площади контактной поверхности «стержень – сектор ВУ» за счет изменения длины гребенки и толщины цилиндрической части секторов, – позволили ценой повышения массы метаемой сборки уменьшить значения интенсивности деформаций. Отмечается, что эти подходы (особенно второй) для сборки данной геометрии практически уже не позволяют повышать скорость метания за счет увеличения давления газа.

Предложенное и численно реализованное в работе конструктивное решение для секторов сборки, имеющее целью ужесточение наиболее нагруженной области в зоне гребенки с помощью выполненных из прочного материала вкладышей, дало положительный эффект. Полученные результаты позволяют ставить и рассматривать вопрос о некоем подобии рационального проектирования геометрических параметров вкладыша секторов ВУ метаемой сборки. Для этого необходимо построить семейство кривых зависимости $(e_i)_{\text{max}} = f(L_{\text{ВКЛ}}, h)$ для разных вариантов расположения вкладыша (и не только для вкладыша рассмотренной цилиндрической формы) с целью получения номограммы, пользуясь которой, для заданного значения максимальной интенсивности деформаций $(e_i)_{\text{max}}$ можно подобрать геометрические параметры вкладыша.

О влиянии температуры на НДС ВУ можно отметить следующее. Кроме рассмотренного варианта локального прогрева торца $z = 0$ сек-

тора ВУ до $+100$ °С при одновременном охлаждении остальной части до -20 °С был проведен расчет для равномерно прогретого или охлажденного до температуры ± 40 °С всего массива ВУ. Отмечено увеличение значений некоторых параметров НДС, хотя интегральные величины, характеризующие деформирование секторов, практически не изменились. Таким образом, наличие температуры не внесло каких-либо значительных изменений в картину НДС секторов, полученную для случая силового нагружения.

Выводы

Основные результаты, представленные в главе, можно сформулировать в виде следующих выводов.

Разработанным вариантом реализации вариационно-разностного метода (ВРМ) проблема поиска экстремума функционала Лагранжа с использованием конечно-разностных представлений сведена к задаче минимизации функции большого числа переменных. При дискретизации функционала полной потенциальной энергии системы в трехмерном случае используются аппроксимации производных через поверхностные, а в двумерном случае – через контурные интегралы. Применением физической модели упругопластического тела и метода переменных параметров упругости, ВРМ решение упругопластической задачи сведено к реализации последовательности упругих задач. Решение каждой из них с использованием необходимого условия экстремума функционала энергии сводится к системам линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) относительно компонент вектора перемещений в узлах сеточной области. Исследования и анализ методов реализации СЛАУ – наиболее важного и сложного этапа решения задачи в разработанной методике – показали преимущества прямого метода Гаусса перед итерационными методами при решении двумерных упругопластических задач. При реализации трехмерных задач итерационные методы позволяют реализовывать решение задач на более подробных конечно-разностных сетках. Проведенные исследования имеют методологическое значение.

Разработанные и реализованные эффективные численные методики расчета упругого, упругопластического и термоупругопластического осесимметричного и пространственного деформирования широкого класса сборок малого и большого калибра при высокоскоростном метании позволяют анализировать НДС и моделировать их поведение при интенсивном нагружении и отчасти заменять дорогостоящие экспериментальные исследования по отработке конструкции и выбору материала поддонов и метаемых элементов относительно дешевым и оперативным численным экспериментом. На основе представленных в главе ре-

зультатов анализа НДС конструктивных элементов метаемых сборок:

– подтверждена известная из расчетной практики возможность квазистатического подхода к оценке их прочности и возможность использования деформационной теории пластичности при анализе их НДС;

– численным путем получены распределение реакции ведущего пояска (ВП) по его ширине и значения параметров НДС ствола метательной установки (МУ) и корпуса снаряда со снаряжением в окрестности ВП. Реакция пояска оценивается на основе данных о внешней нагрузке, физико-механических характеристиках материалов и геометрии гладкого ствола МУ и снаряда без проведения дополнительных экспериментальных исследований;

– при рассмотрении задачи о пространственном деформировании секторов ведущего устройства (ВУ) сборки большого калибра обоснованы предлагаемые технические решения для понижения значений деформаций и напряжений на гребенке. Показано, что разработанная методика дает возможность оценивать НДС секторов для случая диаграммы растяжения материала, близкой к идеальноупругопластической. Подтверждены выводы других авторов о применимости теории малых упругопластических деформаций в методиках прочностного расчета ВУ и метаемых элементов в условиях выстрела из современных метательных установок.

Относительно созданных методик следует отметить, что они позволяют получать информацию обо всех параметрах НДС с точностью до ячейки конечно-разностной сетки при проектировании и оценке прочности не только рассмотренных сборок, но и других конструкций для широкого спектра внешних нагрузок.

Литература к главе 7

1. Баллистические установки и их применение в экспериментальных исследованиях / Под ред. Н.А. Златина и Г.И. Мишина. – М.: Наука, 1974. – 344 с.
2. *Вольмир А.С.* Нелинейная динамика оболочек и пластинок. – М.: Наука, 1973. – 432 с.
3. *Седов Л.И.* Механика сплошной среды: В 2 т. – 2-е изд., испр. и доп. – М.: Наука, 1973. – Т. 1. – 536 с.
4. *Бояринов С.В.* Основы строительной механики машин: Учеб. пособие. – М.: Машиностроение, 1973. – 456 с.
5. *Колтунов М.А., Васильев Ю.Н., Черных В.А.* Упругость и прочность цилиндрических тел. – М.: Высшая школа, 1975. – 528 с.
6. *Тимошенко С.П., Гере Дж.* Механика материалов. – М.: Мир, 1976. – 669 с.
7. *Работнов Ю.Н.* Механика деформируемого твердого тела. – М.: Наука, 1979. – 744 с.

8. *Абовский Н.П., Андреев Н.П., Деруга А.П.* Вариационные принципы теории упругости и теории оболочек. – М.: Наука, 1978. – 288 с.
9. *Оганесян Л.А.* Численный расчет плит // Решение инженерных задач на электронно-вычислительных машинах: Матер. к конф. по механизации и автоматизации инж. и управленч. работ, Ленинград, июнь 1963 г. – Л.: Центр. бюро техн. Информации, 1963. – С. 84–97.
10. *Кармишин А.В., Мяченко В.И., Репин А.А.* Вариационный метод получения конечно-разностных уравнений ортотропных пластин // Некоторые вопросы прочности конструкций: Сб. статей. – Б. м.: ГОНТИ, 1967. – Вып. 3. – С. 63–71.
11. *Вайнберг Д.В., Синяевский А.Л.* Дискретный анализ в теории пластин и оболочек // Труды VI Всесоюз. конф. по теории оболочек и пластинок. – М.: Наука, 1966. – С. 209–214.
12. *Гриффин Д.С., Келлог Р.Б.* Численное решение осесимметричных и плоских задач упругости // Механика: Сб. переводов ин. статей. – М.: Мир, 1968. – № 2 (108). – С. 111–125.
13. *Коротких Ю.Г., Паутов А.Н.* Вариационно-разностный метод решения первой основной плоской задачи для физически нелинейных материалов // Учен. зап. / Горьк. ун-т. – 1969. – Вып. 89. – 104–107.
14. *Капустин С.А.* Расчет тонких произвольно очерченных упругопластических оболочек вариационно-разностным методом // Учен. зап. / Горьк. ун-т. – 1970. – Вып. 108. – С. 16–27.
15. *Малинин Н.Н.* Прикладная теория пластичности и ползучести: Учеб. для вузов. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Машиностроение, 1975. – 400 с.
16. *Ильюшин А.А.* Пластичность. – М.; Л.: ОГИЗ, 1948. – 376 с.
17. *Ильюшин А.А., Огибалов П.М.* Упругопластические деформации полых цилиндров. – М.: Изд-во МГУ, 1960. – 227 с.
18. *Биргер И.А.* Некоторые общие методы решения задач теории пластичности // ПИММ. – 1951. – Т. 15, вып. 6. – С. 765–770.
19. *Барашков В.Н.* К расчету упругопластических осесимметричных деформаций тел вращения // Теория упругости и пластичности. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 1978. – С. 3–10.
20. *Ашкенази Е.К., Ганов Э.В.* Анизотропия конструкционных материалов. – Л.: Машиностроение, 1972. – 216 с.
21. *Барашков В.Н., Люкин Б.А.* Алгоритм реализации трехмерной задачи теории упругости и пластичности // Моделирование в механике: Сб. науч. тр. / РАН. Сиб. отд-ние. Ин-т теор. и прикл. мех. – 1993. – Т. 7 (24), № 4. – С. 10–25.
22. *Уилкинс М.Л.* Расчет упругопластических течений. // Вычислительные методы в гидродинамике: Сб. статей. – М.: Мир, 1967. – С. 212–263.
23. *Нох В.Ф.* СЭЛ – совместный эйлерово-лагранжев метод для расчета нестационарных двумерных задач // Вычислительные методы в гидродинамике: Сб. статей. – М.: Мир, 1967. – С. 128–184.
24. *Черноусько Ф.Л.* Метод локальных вариаций для численного решения вариационных задач // Ж. выч. мат. и математ. физ. – 1965. – Т. 5, № 4. – С. 749–754.

25. *Сквиренко С.М.* Об одной численной реализации вариационных принципов в теории упругости // Вопросы проектирования и расчета самолетов: Сб. трудов. – Ташкент: Изд-во Таш. ПИ, 1977. – Вып. 205. – С. 3–8.
26. *Сквиренко С.М.* Сравнительный анализ прямых методов минимизации квадратичных функционалов в задачах теории оболочек // Конструкция и проектирование самолетов: Сб. трудов. – Ташкент: Изд-во Таш. ПИ, 1979. – Вып. 267. – С. 3–8.
27. *Hestenes M.R., Stiefel E.* Methods of Conjugate Gradients for Solving Linear Systems // J. Res. Nat. Bur. Standards. – 1952. – Vol. 49. – P. 409–436.
28. *Fletcher R.F., Reeves C.M.* Function minimization by conjugate gradients // Computer J. – 1964. – Vol. 7, № 2. – P. 149–154.
29. *Поляк Б.Т.* Методы минимизации функций многих переменных // Экономика и мат. методы. – 1967. – Т. 3, вып. 6. – С. 881–902.
30. *Новацкий В.* Теория упругости. – М.: Мир, 1975. – 872 с.
31. *Тимошенко С.П., Гудьер Дж.* Теория упругости. – М.: Наука, 1975. – 576 с.
32. *Коротких Ю.Г.* Решение плоской задачи физически нелинейных тел методом конечных разностей // Прикл. мех. – 1966. – Т. 2, вып. 3.
33. *Капустин С.А., Коротких Ю.Г.* О применении метода последовательных нагружений и сходимости метода переменных параметров при решении упругопластических задач // Методы решения задач упругости и пластичности: Сб. статей. – Горький: Изд-во ГПИ, 1978. – Вып. 11. – С. 175–178.
34. *Победря Б.Е.* Численные методы в теории упругости и пластичности. – М.: Изд-во МГУ, 1995. – 366 с.
35. *Барашков В.Н.* Алгоритм реализации задачи теории упругости и пластичности вариационно-разностным методом. – Ч. I // Изв. Том. политех. ун-та. – 2003. – Т. 306, № 3. – С. 23–28.
36. *Барашков В.Н.* Алгоритм реализации задачи теории упругости и пластичности вариационно-разностным методом. – Ч. II // Изв. Том. политех. ун-та. – 2003. – Т. 306, № 4. – С. 23–27.
37. *Деруга А.П., Ларионов А.А.* Об одном способе определения оптимального коэффициента сверхрелаксации // Пространственные конструкции в Красноярском крае: Сб. статей. – Красноярск: Изд-во КПИ, 1978. – Вып. 11. – С. 175–178.
38. *Копченова Н.В., Марон И.А.* Вычислительная математика в примерах и задачах. – М.: Наука, 1972. – 367 с.
39. *Вазов В., Форсайт Дж.* Разностные методы решения дифференциальных уравнений в частных производных. – М.: Иностран. лит., 1963. – 488 с.
40. *Барашков В.Н., Люкин Б.А.* К реализации вариационно-разностного метода для осесимметричных задач теории упругости и пластичности / Том. ун-т. – Томск, 1983. – 14 с. – Деп. в ВИНТИ 14.03.83, №1335 – 83 Деп.
41. *Сосис П.М.* Статически неопределимые системы. – Киев: Будівельник, 1968. – 311 с.
42. *Березин И.С., Жидков Н.П.* Методы вычислений: В 2 т. — М.: Физматгиз, 1959. – Т. 1. – 464 с.
43. *Березин И.С., Жидков Н.П.* Методы вычислений: В 2 т. – М.: Физматгиз, 1959. – Т. 2. – 620 с.

44. Фаддеев Д.К., Фаддеева В.Н. Вычислительные методы линейной алгебры. – М.: Физматгиз, 1963. – 734 с.
45. Барашков В.Н., Дмитриева О.Г., Люкишин Б.А. Решение осесимметричных статических задач упругости и пластичности ВРМ на треугольных и четырехугольных ячейках // Механика деформируемого твердого тела. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 1987. – С. 30–34.
46. Барашков В.Н., Люкишин Б.А., Гуськов В.А., Панкратов Ю.П. Теоретико-экспериментальное исследование НДС элементов конструкций, изготовленных из порошковых материалов // Изв. вузов. Машиностроение, 1987. – № 1. – С. 7–11.
47. Барашков В.Н., Люкишин Б.А. Алгоритм прочностного проектирования упругопластических конструкций с использованием вариационно-разностного метода // Прикладные проблемы прочности и пластичности. Анализ и оптимизация деформируемых систем: Всесоюз. межвуз. сборник / Горький: Изд-во Горьк. ун-та, 1988. – С. 91–97.
48. Барашков В.Н. Прочностное проектирование осесимметричных конструкций при квазистатическом нагружении // Изв. Том. политех. ун-та. – 2004. – Т. 307, № 2. – С. 45–49.
49. Третьяков Г.М. Боеприпасы артиллерии. – М.: Воениздат, 1947. – 536 с.
50. Барашков В. Н., Люкишин Б.А. Решение контактной задачи теории упругости и пластичности вариационно-разностным методом // Механика деформируемого твердого тела. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 1990. – С. 3–9.
51. Барашков В.Н. Алгоритм реализации контактной упругопластической задачи вариационно-разностным методом // Вычислительные технологии. – 2001. – Т. 6, ч. 2. – С. 49–53.
52. Цвик Л.Б. Принцип поочередности в задаче о сопряжении и контакте твердых тел // Прикл. мех. – 1980. – Т. XVI, №1. – С. 13–18.
53. Барашков В.Н. Численное моделирование взаимодействия ведущего пояaska и ствола артиллерийского орудия // Внутрикамерные процессы и горение в установках на твердом топливе и в ствольных системах (ICOS-2002): Сб. матер. Четвертой Междунар. конф. Москва, 12–16 ноября 2002 г. – Ижевск: Изд-во Ин-та прикладной механики УрО РАН, 2004. – С. 154–169.
54. Барашков В.Н. Моделирование взаимодействия ведущего устройства и метательной установки // Изв. Том. политех. ун-та. – 2004. – Т. 307, № 5. – С. 13–17.
55. Барашков В.Н. Математическое моделирование напряженно-деформированного состояния метаемых сборок // Изв. Том. политех. ун-та. – 2004. – Т. 307, № 1. – С. 29–33.
56. Барашков В.Н. Расчет напряженно-деформированного состояния метаемых элементов и вспомогательных устройств сборки // Внутрикамерные процессы, горение и газовая динамика дисперсных систем: В 2 т. Сб. трудов Четвертой Междунар. школы-семинара. Санкт-Петербург, 27 июня – 03 июля, 2004. – СПб.: БГТУ «Военмех», 2005. – Т. II. – С. 50–60.
57. Барашков В.Н. Численный анализ напряженно-деформированного состояния метаемых сборок // Труды междунар. конф. «Вычислительные и информационные технологии в науке технике и образовании», г. Павло-

- дар, Казахстан, 20–22 сент. 2006 г. – Павлодар: ТОО НПФ «ЭКО», 2006. – Т. 1. – С. 243 – 252.
58. *Барашков В.Н.* Численное моделирование трехмерного упругопластического деформирования секторов ведущего устройства // Изв. Том. политех. ун-та. – 2004. – Т. 307, № 4. – С. 22–27.
59. *Башуров В.В., Бухарев Ю.Н., Терешин А.И., Тверсков А.В.* Численное моделирование по программе SPH процессов соударения сферических ударников с преградами со скоростями 1–6 км/с // Современные методы проектирования и отработки ракетно-артиллерийского вооружения: Сб. докл. II научн. конф. Волжского регион. центра РАН, г. Саров, 29 мая – 01 июня 2001 г. – Саров: Изд-во РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2003. – С. 23–33.
60. *Барашков В.Н.* Анализ напряженно-деформированного состояния секторов ведущего устройства сборки со вкладышами // Изв. Том. политех. ун-та. – 2006. – Т. 309, № 6. – С. 130–134.

Оглавление

Предисловие.....	3
Глава 1. ДВУХСТУПЕНЧАТЫЕ ЛЕГКОГАЗОВЫЕ УСТАНОВКИ – ИНСТРУМЕНТ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ СВЕРХАРТИЛЛЕРИЙСКИХ И КОСМИЧЕСКИХ СКОРОСТЕЙ В ЛАБОРАТОРНЫХ УСЛОВИЯХ	10
1.1. ЛГУ с тяжелым поршнем.....	13
1.1.1. Анализ существующих конструкций ЛГУ и совершенствование конструкции ЛГУ с тяжелым поршнем.....	14
1.1.2. Выбор конструкции затвора и узла инициирования.....	15
1.1.3. Конструкция камеры сжатия	16
1.1.4. Модернизированный узел форсирования.....	17
1.1.5. Конструкция поршня	18
1.1.6. Разработка новых ЛГУ с тяжелым поршнем	19
1.2. ЛГУ с легким поршнем.....	20
1.2.1. Краткое описание конструкции ЛГУ с легким поршнем.....	21
1.2.2. Экспериментальная отработка и совершенствование конструкции ЛГУ с легким поршнем.....	23
1.2.3. Пути повышения живучести ЛГУ с легким поршнем.....	29
1.2.4. Рекомендации по созданию ЛГУ со скоростями метания 8...10 км/с.....	36
1.3. Пути повышения скоростей метания из ЛГУ	38
Литература к главе 1	47
Глава 2. ОСОБЕННОСТИ ДЕФОРМИРОВАНИЯ И РАЗРУШЕНИЯ ВЫСОКОПРОЧНЫХ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ СОУДАРЕНИИ	50
Введение.....	50
2.1. Некоторые физико-механические свойства высокопрочных КМ.....	52
2.2. Разрушение композиционных материалов при ударно-волновом нагрузении	58
2.3. Разрушение конструкций с керамическим слоем высокоплотными стержневыми ударниками	68
2.4. Исследования защитных свойств стеклопластиков.....	74
2.5. Имитационная модель проникания стержневых ударников в керамику.....	78
Литература к главе 2	87
Глава 3. ФИЗИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО СОУДАРЕНИЯ ТВЕРДЫХ ТЕЛ И СОПУТСТВУЮЩИХ ЯВЛЕНИЙ	92
3.1. Экспериментальные критерии подобия параметров кратера в твердых телах при высокоскоростном ударе.....	95

3.2. Критерии подобия предельной скорости сквозного пробития элементов конструкций.....	111
3.3. Подобие остаточной скорости ударника.....	120
3.4. Затухание дивергентных волн напряжений в твердых телах. Подобие откольного разрушения.....	129
3.5. Масштабный эффект при высокоскоростном соударении твердых тел в килоджоульном и мегаджоульном диапазонах энергии.....	141
Литература к главе 3.....	151
Глава 4. ВЕРОЯТНОСТНЫЙ ПОДХОД К ЧИСЛЕННОМУ МОДЕЛИРОВАНИЮ УДАРНОГО И ВЗРЫВНОГО ДРОБЛЕНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ КОНСТРУКЦИЙ.....	154
Введение.....	154
4.1. Система уравнений, описывающая движение сплошной среды.....	163
4.2. Моделирование разрушения твердых тел.....	168
4.2.1. Вероятностный механизм разрушения. Моделирование начальных неоднородностей.....	171
4.3. Численное моделирование фрагментации твердых тел.....	175
4.4. Метод решения.....	177
4.4.1. Разбивка расчетной области произвольной формы на ячейки.....	177
4.4.2. Метод раздвоения разностной сетки по узлам.....	178
4.4.3. Метод локальной перестройки разностной сетки.....	180
4.4.4. Локальная перестройка разностной сетки с использованием автоматической триангуляции.....	182
4.4.5. Численная схема.....	183
4.5. Фрагментация толстостенных упругопластических цилиндрических оболочек при взрывном нагружении. 2D подход.....	187
4.5.1. Формирование осколочного спектра при взрывном нагружении цилиндрической оболочки.....	191
4.5.2. Влияние дисперсии начального разброса прочностных свойств на осколочный спектр.....	196
4.5.3. Влияние параметров нагружения на осколочные спектры.....	205
4.5.4. Разрушение оболочек с подрезкой.....	210
4.6. Примеры 3D расчетов с использованием вероятностного подхода.....	212
4.7. Особенности численного моделирования вероятностного разрушения в двумерной и трехмерной постановке.....	222
4.8. Использование деформационных критериев разрушения в сеточных методах численного моделирования с явным описанием поверхности разрушения.....	223
Заключение.....	228
Литература к главе 4.....	229
Глава 5. ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ТЕЛ С БОЛЬШИМИ ДЕФОРМАЦИЯМИ СРЕДЫ В ЭЙЛЕРОВЫХ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ПЕРЕМЕННЫХ.....	237
5.1. Расчетно-математическая модель упругопластической среды с учетом изменения пористости и разрушения.....	238

5.2. Методика расчета быстропротекающих процессов в эйлеровых пространственных переменных.....	262
5.3. Основные способы тестирования расчетно-математической модели и методики расчета	275
5.4. Пробитие преград, содержащих слои керамического материала	288
§ 5.5. Взаимодействие компактных элементов с экранированными преградами	299
5.6. Формирование кумулятивных элементов и их проникание в разнесенные преграды	320
5.7. Взаимодействие опасных космических объектов с поверхностью Земли и возможный способ их уничтожения путем тандемного ударного воздействия.....	331
5.8. Деформация песчаных грунтов при высокоскоростном проникании ударников.....	343
5.9. Проникание цилиндрических ударников в водные и ледовые преграды.....	355
5.10. Оценка параметров термомеханического и мехимпульсного воздействия, приводящего к потере прочности слоистой оболочки.....	363
Литература к главе 5	389
Глава 6. ДИНАМИКА ДЕФОРМИРОВАНИЯ И РАЗРУШЕНИЯ НЕОДНОРОДНЫХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ УДАРЕ	391
6.1. Математическая модель высокоскоростного деформирования и разрушения твердых тел	395
6.1.1. Уравнения сжимаемого упругопластического тела.....	395
6.1.2. Уравнения состояния для пористого твердого тела	396
6.1.3. Критерии разрушения	398
6.1.4. Начальные и граничные условия	399
6.1.5. Метод решения системы уравнений	400
6.1.6. Алгоритм расчета и описание программного комплекса.....	405
6.2. Тестовые расчеты	407
6.2.1. Сравнение с аналитическим решением	407
6.2.2. Задача о соударении двух одинаковых тел (цилиндров).....	410
6.2.3. Задача об ударе цилиндра по жесткой стенке	412
6.2.4. Расчет сквозного пробития стальным ударником однородных и двухслойных преград	414
6.2.5. Расчет внедрения ударников с оживальной головной частью в полубесконечные преграды.....	418
6.3. Исследования поведения неоднородных пластин при ударно-волновом нагружении	422
6.3.1. Постановка задачи	422
6.3.2. Расчет нагружения неоднородной стальной пластины	423
6.3.3. Расчет нагружения неоднородной алюминиевой пластины	432
6.3.4. Расчет процесса взаимодействия компактного ударника с неоднородной стальной преградой.....	440
6.4. Исследования процессов пробития слоисто-скрепленных преград	448
6.4.1. Постановка задачи.....	448

6.4.2. Нагружение слоисто-скрепленных преград компактным ударником.....	452
6.4.3. Нагружение слоисто-скрепленных преград удлиненными ударниками.....	460
6.4.4. Действие ударника с оживальной головной частью.....	462
6.5. Исследование поведения функционально-градиентных преград при ударно-волновом нагружении.....	464
6.5.1. Постановка задачи.....	464
6.5.2. Расчет нагружения градиентных преград плоской ударной волной.....	466
6.5.3. Взаимодействие компактного ударника с градиентными преградами.....	469
6.5.4. Взаимодействие удлиненного ударника с градиентными преградами.....	473
Выводы.....	478
Литература к главе 6.....	480
Глава 7. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НАПРЯЖЕННО-ДЕФОРМИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ ВЕДУЩИХ УСТРОЙСТВ МЕТАЕМЫХ СБОРОК.....	484
7.1. Квазистатический подход к анализу напряженно-деформированного состояния метаемых сборок.....	486
7.2. Вариационно-разностный метод решения задачи теории упругости и пластичности.....	488
7.3. Определение реакции ведущего пояска снаряда.....	514
7.4. Численный анализ осесимметричного упругопластического напряженно-деформированного состояния конструктивных элементовборок малого калибра.....	525
7.5. Численный анализ пространственного термоупругопластического напряженно-деформированного состояния ведущего устройства сборки большого калибра.....	538
Выводы.....	562
Литература к главе 7.....	563

Н а у ч н о е и з д а н и е

ГЕРАСИМОВ Александр Владимирович
БАРАШКОВ Владимир Николаевич
ГЛАЗЫРИН Виктор Парфирьевич
КОНЯЕВ Алексей Алексеевич
ОРЛОВ Максим Юрьевич
ПАШКОВ Сергей Владимирович
ТОЛКАЧЕВ Владимир Фомич
ТРУШКОВ Владимир Григорьевич
ХРИСТЕНКО Юрий Федорович

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ
ИССЛЕДОВАНИЯ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ~~ТВЕРДЫХ~~ ТЕЛ

Редактор: *В.Г. Лихачева*
Компьютерная верстка: *И.В. Еремин*

Лицензия ИД № 04617 от 24.04.01 г. Подписано в печать 25.10.2007.

Формат 60x 84¹/₁₆. Бумага офсетная №1.

Печать офсетная. Гарнитура «Таймс».

Печ. л. 35,7; усл. печ. л. 34; уч.-изд. л. 34,2. Тираж 500 экз.

Типография «Экс-Либрис», 634040, г. Томск, ул. В. Высоцкого, 3