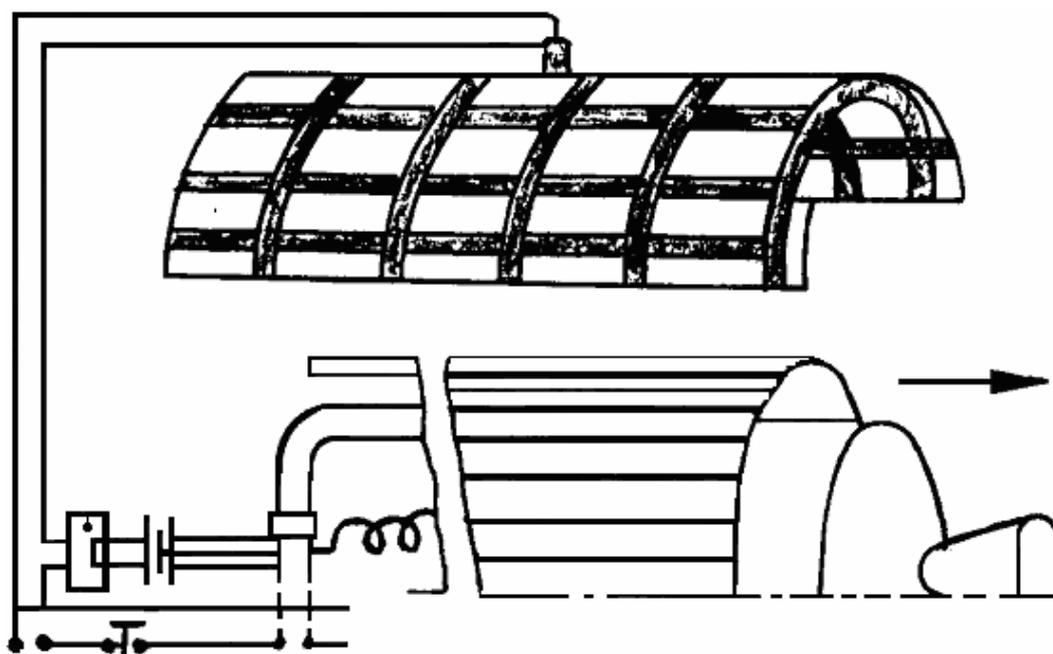


---

---

**МЕХАНИЧЕСКОЕ ДЕЙСТВИЕ  
РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
НА ТОНКОСТЕННЫЕ КОМПОЗИТНЫЕ КОНСТРУКЦИИ**



МОСКВА  
НАУКА  
2008

УДК 532.5:534.2:539.182

**В.Н. Бакулин, В.М. Грибанов, А.В. Острик, Е.А. Ромадинова, А.А. Чепрунов** **Механическое действие рентгеновского излучения на тонкостенные композитные конструкции.** – М.: «Наука», 2008. – 256 с.

Рассматривается расчетно-экспериментальный метод исследования последствий механического действия рентгеновского излучения (РИ) на тонкостенные композитные конструкции летательных аппаратов. Прогнозирование характеристик излучения и оценку параметров механического действия РИ предлагается проводить расчетным путем, а исследование прочности конструкций – посредством проведения их испытаний с моделированием полётных условий и воспроизведением с помощью специальных газодинамических устройств нестационарных нагрузок с параметрами, полученными из расчетов.

Для численного моделирования распространения и поглощения РИ в воздушной среде и гетерогенных слоях преграды наряду с методом Монте-Карло предлагается набор инженерных методик. Профили энерговыделения в компонентах гетерогенного материала строятся с учетом перераспределения энергии вторичными излучениями (флуоресцентным и электронным). При построении модели механического действия ультрамягкого РИ рассматриваются процессы в образующейся у преграды низкотемпературной плазме (в частности, ее просветление и лучистый перенос энергии). В случае действия мягкого и жесткого РИ плазма не образуется, однако объемный характер поглощения обуславливает необходимость использования широкодиапазонных уравнений состояния гетерогенных материалов с учетом пористости, двухфазности, метастабильности и температурной неравновесности их компонентов. Все расчетные результаты приводятся для модельных источников планковского или монохроматического рентгеновского излучения и носят иллюстративный характер.

Для экспериментального определения последствий механического действия РИ на композитные конструкции предлагается комплексная методика проведения испытаний и описывается один из вариантов наборов устройств, воспроизводящих нестационарные нагрузки от излучений в широком диапазоне энергий квантов и плотностей потоков, а также средств моделирования полётных условий. Приводятся и обсуждаются результаты испытаний отдельных элементов конструкций летательных аппаратов, включая и работающие реактивные двигатели на твердом топливе.

Для специалистов по механике сплошных сред и переносу излучения в веществе.

**V.N. Bakulin, V.M. Griбанov, A.V. Ostriк, E.A. Romadinova, A.A. Cheprunov** **X-ray mechanical action on thin-walled composite constructions.** – М.: "Science", 2008. – 256 p.

The calculative-experimental method for research of consequences of x-ray (XR) mechanical action on thin-walled composite constructions of flying devices is considered. Forecasting of characteristics of radiation and estimation of parameters of XR mechanical action is offered to be spent by calculation way, and research of construction strength – by means of carrying out of their tests with modeling flight conditions and reproduction by means of special gas-dynamics devices of non-stationary loadings with the parameters received from calculations.

For numerical modeling XR distribution and absorption in the air environment and heterogeneous layers of a target alongside with a method of Monte-Carlo the set of engineering techniques is offered. Profiles of absorbed energy in components of a heterogeneous material are constructed in view of redistribution of energy by secondary radiations (fluorescent and electronic). At construction of ultra-soft XR mechanical action model processes in formed at a target low-temperature plasma (in particular, its enlightenment and radiant carry of energy) are considered. In case of soft and rigid XR action plasma is not formed, however volumetric character of absorption causes necessity of use wide range equations of state for heterogeneous materials in view of porosity, two-phase states, metastability and temperature non-equilibrium of their components. All calculation results are given for modeling sources of Plank or monochromatic x-ray and have illustrative character.

For experimental definition of consequences of XR mechanical action on composite constructions the complex technique of carrying out of tests is offered and one of variants of sets of the devices reproducing non-stationary loadings from radiations in a wide range of quantum energy and flux density, and also means of modeling of flight conditions is described. Test results of separate elements of flying device constructions, including and working jet engines on firm fuel are presented and discussed.

This book is for experts on mechanics of continuous environments and carry of radiation in substance.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

<b>ВВЕДЕНИЕ.....</b>	4
<b>1. ОБЪЕКТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ И ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ.....</b>	9
1.1. Многослойные композитные оболочки с гетерогенными покрытиями.....	9
1.1.1. Композитные оболочки.....	9
1.1.2. Гетерогенные покрытия.....	11
1.2. Анализ физических процессов.....	13
1.2.1. Распространение излучения в неоднородной атмосфере.....	15
1.2.2. Поглощение излучения конструкционными материалами.....	18
1.2.3. Механическое действие излучения.....	21
1.3. Структура метода исследования.....	23
<b>2. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕНОСА РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ.....</b>	27
2.1. Перенос ультрамягкого рентгеновского излучения.....	27
2.2. Метод Монте-Карло.....	38
2.3. Приближенные методы расчета.....	54
2.4. Результаты расчетов.....	57
<b>3. РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ МЕХАНИЧЕСКОГО ДЕЙСТВИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ.....</b>	63
3.1. Действие ультрамягкого рентгеновского излучения.....	63
3.1.1. Постановка задачи и основные уравнения.....	63
3.1.2. Численный метод решения.....	69
3.1.3. Результаты расчетов.....	70
3.2. Действие мягкого и жесткого рентгеновского излучения.....	77
3.2.1. Постановка задачи и основные уравнения.....	77
3.2.2. Построение уравнений состояния гетерогенных материалов.....	81
3.2.3. Численный метод решения.....	92
3.2.4. Результаты расчетов.....	95
3.3. Параметры механического действия РИ.....	100
<b>4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ МЕХАНИЧЕСКОГО ДЕЙСТВИЯ ИЗЛУЧЕНИЙ НА КОМПОЗИТНЫЕ КОНСТРУКЦИИ.....</b>	109
4.1. Методика проведения испытаний.....	109
4.2. Газодинамические методы воспроизведения механического действия излучения.....	111
4.2.1. Анализ возможностей воспроизведения механического действия излучений.....	111
4.2.2. Параметры механического действия излучений и требования к комплексу воспроизводящих устройств.....	118
4.2.3. Измерение характеристик нагрузок.....	125
4.2.4. Воспроизведение импульсных нагрузок.....	126
4.2.5. Воспроизведение динамических нагрузок.....	129
4.2.6. Генерация нестационарных возмущений в высокотемпературных потоках.....	137
4.2.7. Возможности комплекса воспроизводящих устройств.....	140
4.3. Определение ударно-волновых характеристик посредством электрического взрыва проводников.....	141
4.4. Устройства для моделирования полётных условий.....	145
4.5. Методики измерения параметров реакции.....	149
<b>5. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ.....</b>	153
5.1. Влияние пространственно-временного распределения нагрузки на параметры реакции оболочек.....	153
5.2. Параметры реакции на нестационарные нагрузки предварительно напряженных оболочек.....	163
5.3. Нестационарное деформирование заполненных оболочек.....	166
5.4. Результаты испытаний конструкций.....	167

## ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время большое внимание уделяется исследованию процессов, протекающих при взаимодействии высокоинтенсивных потоков энергии различной физической природы с веществом [1–25]. Менее изученной оказывается более сложная проблема оценки работоспособности конструкций летательных аппаратов (ЛА) в условиях воздействия на них импульсных потоков излучений и частиц [26–34]. Одним из основных поражающих факторов высокоинтенсивного излучения является его механическое действие [30–34]. Прямое экспериментальное исследование последствий механического действия излучения (МДИ) на элементы конструкций авиационной и космической техники не представляется возможным в связи с отсутствием мощных лабораторных источников излучения, способных генерировать необходимые плотности энергии на облучаемых поверхностях с размерами порядка нескольких метров [31]. Поэтому при испытаниях натуральных конструкций летательных аппаратов на прочность к МДИ используются моделирующие устройства воспроизведения нагрузок с параметрами, соответствующими характеристикам воздействующего излучения. При этом проблема исследования механического действия излучений на конструкции ЛА включает следующие три наиболее существенные группы задач и методы их решения [31–32].

1. Прогнозирование характеристик излучения (спектра, длительности, плотности энергии) на поверхности ЛА после прохождения воздушной среды и определение параметров энерговыделения в конструкциях при их облучении посредством численного моделирования переноса фотонов и вторичного электронного излучения (при достаточной жесткости спектра электроны способствуют перераспределению поглощенной энергии) в конструкционных материалах [35–37].

2. Оценка параметров механического действия излучения по определенному энерговыделению на основе математического моделирования газодинамических процессов в нагретом материале конструкции с учетом фазовых переходов, плазмообразования, переноса энергии тепловым излучением и других физических особенностей взаимодействия высокоинтенсивных потоков излучения с конденсированными средами [3, 21–25, 33].

3. Исследование прочности конструкций посредством проведения их испытаний с моделированием полётных условий и воспроизведением с помощью специальных газодинамических устройств нестационарных нагрузок с параметрами, соответствующими МДИ [31, 38].

Таким образом, на современном этапе исследование последствий механического действия импульсных излучений на ЛА может проводиться лишь расчетно-экспериментальным методом [38, 39] (первые две группы задач решаются расчетным путем, а третья – экспериментально). Методическим вопросам решения этих задач и посвящена настоящая работа.

Рассмотреть в рамках одной работы все практически интересные диапазоны изменения длин волн и плотностей потоков [31] не представляется возможным, и основное внимание уделяется действию рентгеновского излучения (РИ) мощного взрыва (энергия фотонов  $1 \leq E_{ph} \leq 100$  кэВ [30]) на многослойные композитные оболочки с гетерогенными покрытиями. Выбор последних в качестве объектов исследований достаточно очевиден, поскольку многослойные композитные оболочки с гетерогенными покрытиями являются основными несущими элементами большинства ЛА, условия функционирования которых предполагают возможность воздействия на них излучений различной физической природы [25, 28, 30, 31]. Следует отметить, что механическое действие РИ на более простые объекты исследования – многослойные пакеты гетерогенных материалов (ГМ) – рассматривалось ранее авторами в работах [33, 34].

Механическое действие жесткого ( $10 \leq E_{ph} \leq 100$  кэВ) РИ на гетерогенные преграды относится к той группе явлений, в которых гетерогенность материалов может проявляться достаточно сильно. Уже первые опыты по облучению ГМ показали, что при одном и том же массовом содержании дисперсного наполнителя, но отличающихся характерных размерах включений параметры термомеханического действия излучения на гетерогенную преграду могут существ-

венно изменяться (были зафиксированы максимальные изменения в интегральном импульсе давления на 60 - 80%). Этот результат был неожиданным, и не сразу стала понятна причина, заключающаяся в гетерогенности материала. Поглощаясь объемно, рентгеновское излучение, имеющее коэффициент фотопоглощения, сильно зависящий от зарядового номера, приводит при облучении преграды к термомеханическому действию, зависящему от структуры материала вследствие неравновесного поглощения энергии РИ в компонентах ГМ. При последовательном подходе к исследованию механического действия жесткого РИ на ГМ гетерогенность материала должна учитываться как при определении распределений энерговыделения в компонентах материала, так и при формировании начального профиля давления в облучаемой преграде [33]. На стадии энерговыделения гетерогенность проявляется в перераспределении энергии между компонентами ГМ вторичными излучениями. При расчете профиля давления учет обусловленной гетерогенностью неравновесности распределения поглощенной энергии в компонентах ГМ приводит к существенному изменению параметров механического действия. Поэтому одной из основных целей предлагаемой работы является уточнение тех частей комплексного расчетно-экспериментального метода исследования последствий механического действия РИ, где влияние гетерогенности существенно.

Первый раздел книги посвящен краткому описанию объектов исследования – композитных оболочек и их защитных гетерогенных покрытий. Дан краткий обзор современного состояния и перспектив развития ГМ. Приведены представляющие интерес для дальнейших исследований геометрические, механические и теплофизические характеристики композитных оболочек, гетерогенных покрытий и их компонентов. Далее проведен анализ физических процессов, протекающих при воздействии РИ на выбранные объекты, с учетом изменения параметров излучения при распространении в неоднородной атмосфере. Приводится описание основных физических процессов, сопровождающих перенос РИ в атмосфере и гетерогенных материалах в зависимости от свойств среды (в частности, ее плотности, зависящей при переносе РИ в атмосфере от высоты воздействия) и жесткости спектра излучения, даются необходимые для исследований параметры модельных источников РИ. Особое внимание уделяется особенностям распространения и поглощения РИ в ГМ. Затем рассматривается физика механического действия излучений на преграды для различных диапазонов спектра и плотностей энергий, а также приводятся аналитические соотношения для оценочных расчетов параметров МДИ. На основе проведенного анализа в заключительной части главы предлагается структура расчетно-экспериментального метода исследования последствий воздействия РИ на композитные конструкции ЛА с учетом полетных условий.

Численное моделирование распространения и поглощения РИ в атмосфере и конструктивных ГМ рассматривается во втором разделе. Перенос РИ рассчитывается на основе метода Монте-Карло, который на современном этапе чрезвычайно развит и имеет большое количество весьма эффективных модификаций [30, 36, 40 – 42]. Однако для исследования механического действия РИ, как правило, не требуется детального расчёта дифференциальных характеристик полей излучения, и при решении многовариантных задач (такие задачи возникают, например, при проектировании современных ЛА) целесообразнее использовать инженерные методы [34, 43, 44], описанию которых и посвящена большая часть раздела. В конце раздела приводятся результаты расчетов параметров РИ на поверхности объекта воздействия и профилей энерговыделения в композитных конструкциях с гетерогенными покрытиями.

Третий раздел посвящен методикам расчета механического действия РИ на многослойные композитные преграды с защитными гетерогенными покрытиями. При построении численной модели механического действия ультрамягкого ( $E_{ph} \leq 1$  кэВ) РИ основное внимание уделяется описанию процессов в образующейся у преграды низкотемпературной плазме (в частности, ее просветлению и лучистому переносу энергии). При механическом действии мягкого ( $1 \leq E_{ph} \leq 10$  кэВ) и жесткого РИ плазмы не образуется, однако объемный характер поглощения излуче-

ния обуславливает необходимость использования широкодиапазонных уравнений состояния ГМ с учетом двухфазности, метастабильности и температурной неравновесности компонентов материалов. В заключительной части раздела приводятся результаты расчетов параметров механического действия мягкого и жесткого РИ.

Отдельным и весьма важным вопросом является разработка экспериментальных методов исследования прочности несущих конструкций ЛА к механическому действию РИ. В соответствии с этим в четвертом разделе предлагается методика проведения таких исследований, предполагающая наличие набора устройств, воспроизводящих нестационарные нагрузки от излучений в широком диапазоне длин волн и плотностей потоков, а также использование средств для моделирования полётных условий совместно с МДИ. Анализ возможностей воспроизведения МДИ совместно с моделированием полетных условий, описанию наборов соответствующих устройств и средств их отработки посвящена большая часть раздела. Следует отметить, что предлагаемый набор устройств по своим возможностям значительно шире рассматриваемой проблемы исследований последствий механического действия РИ и может быть использован (и, на самом деле, использовался [31]) для воспроизведения МДИ оптического диапазона спектра. В связи с этим представлялось целесообразным при формулировке требований к устройствам и их описании не ограничиваться только рассмотрением действия РИ. Кроме того, в процессе эксплуатации и в полете элементы конструкций ЛА подвергаются действию многочисленных нестационарных нагрузок ударного и вибрационного характера, вызванных сменой режима работы маршевых двигателей, порывами ветра, ударной волной, ударами обломками и осколками при взрывах, столкновениями самолетов с птицами и т.д. Характеристики этих нагрузок близки к параметрам МДИ, а пространственно-временные формы не так разнообразны. Поэтому рассматриваемый набор устройств для воспроизведения МДИ несомненно окажется полезным и при отработке прочности конструкций ЛА к более традиционным видам нестационарного нагружения, чем механическое действие импульсных излучений. В конце четвертого раздела излагаются методики измерения параметров реакции композитных тонкостенных конструкций на боковые нестационарные нагрузки и приводятся данные по погрешностям получаемых результатов.

В пятом разделе рассматриваются некоторые результаты исследований, полученные с помощью разработанного научно-методического аппарата. Приводятся данные о влиянии пространственно-временного распределения нагрузки, предварительного напряженно-деформированного состояния и наличия заполнителя на параметры реакции композитных оболочек при их нестационарном боковом нагружении. В заключительной части главы обсуждаются результаты испытаний некоторых элементов конструкций ЛА, включая и работающие реактивные двигатели твердого топлива.

Следует отметить, что изложенные в работе расчетно-экспериментальные методы использовались на протяжении многих лет при оценке последствий механического действия излучений различных диапазонов длин волн на несущие элементы тонкостенных многослойных конструкций и нашли широкое применение при разработке их конкретных реализаций. Надеемся, что накопленный в этой области опыт окажется полезным для решения более широкого круга вопросов проектирования тонкостенных многослойных конструкций, подвергающихся в процессе эксплуатации многократному комплексному действию интенсивных потоков энергии различной физической природы.

Авторы выражают искреннюю благодарность академикам РАН И.Ф. Образцову и В.Е. Фортову за внимание к работе и обсуждение ряда вопросов, затронутых в книге, а также своим многочисленным коллегам, принимавшим участие в разработке научно-методического аппарата исследования последствий механического действия РИ на тонкостенные композитные конструкции.

Работа выполнялась при поддержке РФФИ, гранты N 05-01-08107, 05-01-01026.

1. Немчинов И. В. Разлет плоского слоя газа при постепенном выделении энергии. // Прикл. механика и техн. Физика. - 1961. - № 1.
2. Виленская Г. Г., Немчинов И. В. Явление вспышки поглощения излучения ОКГ и связанные с ним газодинамические эффекты. // Докл. акад. наук. - 1969. - Т. 186, № 5.
3. Анисимов С. Н., Имас, Я. И., Романов Г. С., Ходыко Ю. В. Действие излучения большой мощности на металлы. - М.: Наука, 1970.
4. Афанасьев Ю. В., Крохин О. Н. Газодинамическая теория воздействия излучения лазеров на конденсированные материалы. // Тр. Физ. ин-та АН. - 1970. - Т. 52.
5. Савосько Г. Е. Плоское одномерное движение паров при подводе энергии во внешнем слое испарённого вещества и лучистой передаче к сублимирующей поверхности. // Прикл. механика и техн. физика. - 1971. - № 1.
6. Кларк Б. Л. Параметрическое исследование нестационарной абляции тефлона. // Тр. амер. о-ва инж.-механ. Сер. С. Теплопередача. - М.: Мир. - 1972. - № 4. - С.13-22.
7. Немчинов И. В. О движении плоского слоя нагреваемого газа и его асимптотах. // Механика сплошной среды и родственные проблемы анализа. - М.: Наука, 1972.
8. Бергельсон В. И., Лосева Т. В., Немчинов И. В. Численный расчет задачи о распространении по газу навстречу потоку светового излучения плоской ДРВ. // Прикл. механика и техн. физика. - 1974. - № 4, 22.
9. Полежаев Ю. В., Юревич Ф. Б. Тепловая защита. / Под ред. А.В. Лыкова. - М.: Энергия, 1976.
10. Пирри А. Н., Рут Р. Т. Передача энергии через плазму к металлическим поверхностям, облучаемым лазерными импульсами. // Ракет. техника и космонавтика. - 1978. - Т.16, № 12.
11. Knight C.J. Theoretical Modeling of Rapid Surface Vaporisation with Back Pressure. // AIAA J. - 1979. - Vol. 17, № 5. -P. 519-523.
12. Modelling of the Interaction of 10,6 mkm Laser Radiation with Reinforced Plastics. / A. Ballantyne, J. A. Woodliffe, T. L. Gronburg et.al // AIAA J. - 1980. - Vol. 19, № 6.
13. Бункин Ф.В., Кириченко Н.А., Лукьянчук Б.С. Термохимическое действие лазерного излучения. // Успехи физических наук. - 1982. - Т. 138, Вып. 1.
14. Немчинов И. В. О медленных и быстрых волнах светового горения. // Физика горения и взрыва. - 1982. - Т. 18, № 3.
15. Афанасьев Ю. В., Гамалий Е. Г., Розанов В. Б. Основные уравнения динамики и кинетики лазерной плазмы. // Тр. ФИАН. - 1982. - Т. 134. - С. 10-13
16. Бункин Ф.В., Держиев В.И., Майоров С. А., Яковленко С. И. Радиационное переохлаждение объёмно ионизируемой плазмы многозарядных ионов. / Препринт ФИАН № 221. - М., 1984.
17. Шабуня С.И., Гусев В.С., Мартыненко О.Г., и др. Математическая модель исследования процессов взаимодействия радиационного теплового потока с композиционными материалами. / Препринт № 3. - Минск: Ин-т тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова АН БССР. - 1985.
18. Мажукин В.И., Пестряков Г.А. Численное моделирование поверхностного испарения металла лазерным излучением. // Журн. вычислительной математики и математической физики. - 1985. - Т. 25, № 11.
19. Гамалий Е.Г., Тихончук В.Т. О воздействии мощных ультракоротких импульсов света на вещество. // Письма в ЖЭТФ. - 1988. - Т. 48, Вып. 8.
20. Коротин П.Н., Острик А.В., Петров И.Б. Численное исследование волновых процессов при объёмном энергопоглощении в мишенях конечной толщины. // Докл. акад. наук. - 1989. - Т. 308, № 5.
21. Бушман А.В., Воробьёв О.Ю., Ефремов В.П. и др. Численное моделирование воздействия импульса рентгеновского излучения на конденсированную среду. / Препринт ИХФ АН. - Черногловка, 1990.
22. Острик А.В., Петровский В.П., Стрелкович В.С. Влияние ионизации на профиль энерговыведения при поглощении мягкого рентгеновского излучения плотной плазмой. // Сб. науч. тр. «Воздействие мощных потоков энергии на вещество» под ред. В. Е. Фортова и Е. А. Кузьменкова. - М., 1992. - С. 226-230.
23. Острик А.В., Петровский В.П. Численное моделирование одномерного движения неравновесных паров, образующихся при взаимодействии ультракоротких импульсов излучения с преградой. // Материалы 8 Всесоюз. конф. "Физика низкотемпературной плазмы". - Минск, 1991. - Ч. 2. - С. 229-230.
24. В. Е. Фортов, Е. В. Грабовский, А.В.Острик и др. Генерация мощных ударных волн мягким рентгеновским излучением плазмы Z-пинча. / Письма в ЖЭТФ. - 1994. - Т. 60, Вып. 1.

25. *Бойко В.И., Скворцов В.А., Фортков В.Е., Шаманин И.В.* Взаимодействие импульсных пучков заряженных частиц с веществом. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003.
26. *The Effects of Atomic Weapons.*- New York-Toronto-London, 1950.
27. *Иванов А.И., Рыбкин Г.И.* Поражающее действие ядерного взрыва. – М.: Воениздат, 1960.
28. *Космическое оружие: дилемма безопасности.* / Под ред. *В. П. Велихова, Р. З. Сагдеева, А. А. Кокошина.* - М.: Мир, 1986.
29. *Мырова Л.О., Чепиженко А.З.* Обеспечение стойкости аппаратуры связи к ионизирующим и электромагнитным излучениям. - М.: Радио и связь, 1988.
30. *Физика ядерного взрыва: в 2-х томах.* М.: Наука. Физматлит, 1997.
31. *Лоборев В. М., Острик А. В., Петровский В. П., Чепрунов А. А.* Методы моделирования механического действия излучений на материалы и конструкции. // Научно-техн. сб. №1 ЦФТИ МО РФ. - Сергиев Посад, 1997.
32. *Острик А.В.* Расчетно-экспериментальное прогнозирование последствий механического действия рентгеновского излучения на корпуса летательных аппаратов. // Конструкции из композиционных материалов. - 2002. - Вып. 1. - С. 41-55.
33. *Острик А.В.* Термомеханическое действие рентгеновского излучения на многослойные гетерогенные преграды в воздухе.–М.: НТЦ «Информтехника», 2003.
34. *Грибанов В.М., Острик А.В., Ромадинова Е.А.* Численный код для расчета многократного комплексного действия излучений и частиц на многослойный многофункциональный гетерогенный плоский пакет. – Черногоровка: ИПХМ РАН, 2006.
35. *Острик А. В.* Расчет энерговыделения в задачах теплового и механического действий рентгеновского излучения на композитные преграды в неоднородной воздушной среде. // Конструкции из композиционных материалов.-2000. - Вып. 4.- С. 9-20.
36. *Аккерман А.Ф., Грудский М. Я., Смирнов В.В.* Вторичное электронное излучение из твердых тел под действием гамма-квантов. –М.: Энергоатомиздат, 1986.
37. *Волков И.А., Лоборев В.М., Острик А.В и др.* Электронная эмиссия из конструкционных материалов под действием рентгеновского излучения. // Препринт ИВТАН № 1-388. –М., 1995.
38. *Бакулин В.Н., Острик А.В.* Расчетно-экспериментальное исследование механического действия излучений на композитные элементы конструкций летательных аппаратов в полетных условиях // Механика композиционных материалов и конструкций. - 1999. – Т. 5, №4. - С. 151-166.
39. *Острик АВ.* Расчетно-экспериментальный метод исследования прочности тонкостенных композитных конструкций к механическому действию импульсных излучений. /XIV Юбилейные Петербургские чтения по проблемам прочности. Сборник тезисов.– Санкт-Петербург, 2003. С. 30-31.
40. *Лейпунский О.И., Новожилов Б.В., Сахаров В.Н.* Распространение гамма-квантов в веществе. -М.: Физматгиз, 1960.
41. *Метод Монте-Карло в проблеме переноса излучения.* / Под ред. *Г.И. Марчука.* - М.: Атомиздат, 1967.
42. *Ермаков С. М., Михайлов Г.А.* Курс статистического моделирования. - М.: Наука, 1976.
43. *Грибанов В М., Носенко В.П., Острик А.В.* Параметрическая методика расчета энерговыделения при воздействии рентгеновского излучения на композитные преграды. // Конструкции из композиционных материалов. - 2003. - Вып. 1. - С. 39-47.
44. *Носенко В. П., Острик А. В.* Инженерный метод расчета энерговыделения при воздействии рентгеновского излучения на гетерогенные преграды в воздушной среде. // Конструкции из композиционных материалов. - 2002. - Вып.2. - С. 28-32.

# **1. ОБЪЕКТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ И ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ**

## **1.1. Многослойные композитные оболочки с гетерогенными покрытиями**

В зависимости от своего назначения состав многослойного пакета тонкостенных конструкций варьируется по толщинам слоев и входящим в него наборам материалов. Как правило, в пакет входят: несущий слой; набор внешних защитных слоев, обеспечивающих функционирование объекта в условиях воздействия эксплуатационных теплосиловых нагрузок (например, аэродинамических тепловых потоков для ЛА) и возможных импульсных воздействий экстремального характера (интенсивных потоков излучений и частиц; ударных воздействий при столкновениях с инородными телами, например, для самолетов – с птицами, а для космических аппаратов – с метеоритами и т.д.); набор внутренних слоев (прослоек), отделяющих несущий слой от содержимого конструкции и играющих роль защиты как самих внутренних элементов, так и силового слоя от них (например, в том случае, когда содержимым является горящее топливо). Несущий слой, как правило, выполняется из легких металлических сплавов или композитных материалов (КМ), обладающих высокими удельными деформационными и прочностными характеристиками. Внутренние прослойки во многих случаях изготавливаются из резины или подобных ей по свойствам материалов, т.е. таких, которые способны обеспечить теплоизоляцию и выдержать большие деформации без разрушения и отслоения от несущего слоя. Внешняя защитная часть пакета конструируется из гетерогенных материалов, обладающих широким спектром характеристик и позволяющим обеспечить многофункциональную защиту как за счет многослойности, так и за счет варьирования свойствами каждого из слоев. В соответствии со сказанным наибольшую функциональную нагрузку в пакете несут композитные несущие слои и гетерогенные материалы внешних покрытий, краткому обзору свойств которых и посвящен этот подраздел.

### **1.1.1. Композитные оболочки**

Среди многослойных конструкций, выполненных из КМ, оболочки вращения занимают особое место, поскольку они наиболее технологичны при изготовлении (в частности, методом намотки). В конструкциях летательных аппаратов (самолетах, ракетах, космических аппаратах) оболочечные конструкции получили самое широкое применение [1–6]. Поэтому далее рассмотрим оболочки, используемые в ЛА, тем более что для них характерны многие особенности, присущие большинству несущих композитных конструкций различного назначения. Приведем некоторые представляющие интерес для дальнейших исследований геометрические, механические и теплофизические характеристики композиционных оболочек (КО), а также материалов, используемых при их изготовлении.

Элементы современных конструкций ракетно-космической и авиационной техники в процессе эксплуатации подвергаются воздействиям теплосиловых нагрузок. Для увеличения несущей способности и уменьшения массы элементов конструкций ЛА в настоящее время предложены многослойные оболочки с периодическими дискретными структурами, выполненными из КМ [7–14]. Особенностью КО является многослойность, пространственная неоднородность и анизотропия, проявляющиеся, в частности, при действии нестационарных теплосиловых нагрузок. Как правило, анизотропия в конструкциях носит более частный характер: ортотропии или даже трансверсальной изотропии.

Хорошо известно, что КМ являются принципиально новыми материалами, обладающими такими свойствами, которые позволяют получать структуры, строго соответствующие назначению конструкции [12,13,15–18], создаваемой, как правило, одновременно с материалом в едином технологическом процессе. Основным преимуществом современных КМ является их высокая удельная прочность (отношение предела прочности к плотности) и удельная жесткость (отношение модуля Юнга вдоль волокон к плотности) [14]. Благодаря возможности регулирования свойств КМ (за счет выбора: типа волокон и связующего, объемного содержания волокон, их упаковка и ориентация), можно добиться требуемых тепловых, жесткостных и прочностных характеристик тонкостенных конструкций в целом.

Широко применяемые в ЛА несущие композитные конструкции [13] состоят из цельномантных днищ и цилиндрической части, изготовленной методом спиральной нитяной намотки с усилением цилиндрической части кольцевыми слоями. Они проектируются и армируются так, чтобы работать наиболее эффективно в условиях высоких уровней внутреннего давления. При этом устойчивость конструкции к осевым нагрузкам во многих случаях оказывается недостаточной из-за сравнительно низкой изгибной жесткости.

Аналогичным недостатком, заключающимся в низкой прочности при межслоевом сдвиге и сжатии (табл. 1.1), обладают слоистые пластики, в которых связь и передачу усилий между отдельными волокнами или слоями обеспечивает полимерное связующее. Так в качестве материала связующего КМ наиболее широко используются эпоксидные смолы, которые обуславливают низкую откольную прочность тонкостенных композитных конструкций (табл. 1.2). Уже при достаточно низких уровнях растягивающих напряжений разрушается связующее между слоями и вследствие этого нарушается монолитность всего пакета в целом. Одним из эффективных способов улучшения связи между слоями КМ оказывается применение КО с пространственным (объемным) армированием [2].

**Таблица 1.1. Характеристики различных армирующих материалов**

Характеристика	Тип армирующего наполнителя		
	СВМ	Кевлар	Тефлон
Плотность, г/см <sup>3</sup>	1,25 – 1,33	1,32 – 1,35	1,32 – 1,35
Модуль упругости при растяжении, кгс/мм <sup>2</sup>	7000 – 7500	7700 – 8200	7800 – 9100
Прочность при растяжении, кгс/мм <sup>2</sup>	190 – 215	160 – 165	155 – 160
Прочность при изгибе, кгс/мм <sup>2</sup>	65 – 70	55 – 75	60 – 67
Прочность при сжатии, кгс/мм <sup>2</sup>	21 – 29	23 – 25	–
Прочность при межслоевом сдвиге, кгс/мм <sup>2</sup>	4,0 – 4,5	2,7 – 8,2	3,6 – 4,8

**Таблица 1.2. Откольная прочность**

Материал	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$C_0$ , км/с	$\tau$ , мкс	$\sigma_{отк}$ , кгс/мм <sup>2</sup>
РВМН+ВМПС+ЭДТ-10	1,9	2,6	3,4	63,0
СВМ+ЭДТ-10	1,25	1,8	1,4	51,5
РВМН+ЭДТ-10	1,9	2,6	1,6	36,8
ЭДТ-10	1,2	2,2	4,5	17,0
Амг-6Н	2,7	6,0	1,8	19,4

$\rho$  – плотность материала,  $C_0$  – скорость звука,  $\tau$  – длительность,  $\sigma_{отк}$  – откольная прочность.

**Таблица 1.3. Характеристики органоластика СВМ+ЭДТ-10**

Характеристика материала	$G$	$C_v$ , ккал/кг/град	$\alpha$ , км/с	$\beta$	$\nu$	$G$ , кгс/мм <sup>2</sup>
Значение характеристики	1	0,35	1,48	2,25	0,3	174

$G$  – коэффициент Грюнайзена,  $C_v$  – удельная теплоемкость,  $\alpha, \beta$  – коэффициенты ударной адиабаты,  $\nu$  – коэффициент Пуассона,  $G$  – модуль сдвига.

Для материала СВМ+ЭДТ-10, как одного из наиболее используемых КМ при изготовлении несущих слоев, в таблице 1.3 приведены некоторые его теплофизические и механические характеристики. В тех случаях, когда фактором, определяющим возможность функционирования объекта, оказывается его прочность при нагреве [19, 20], важной характеристикой является также зависимость разрушающего напряжения от температуры, которая представлена в таблице 1.4 [21].

**Таблица 1.4. Прочность при растяжении однонаправленного органоластика СВМ+ЭДТ**

Температура $T$ , °С	20	40	70	100	150	200	280
Разрушающее напряжение, кгс/мм <sup>2</sup>	185	182	157	129	111	96	72

### 1.1.2. Гетерогенные покрытия

Среди разнообразных средств защиты несущих тонкостенных элементов от излучений (защита с помощью мелкодисперсных образований вокруг элемента, вращение объекта и др.) наиболее действенным оказалось создание конструкций с защитными слоями (покрытиями). Эффективность такой защиты во многом определяется свойствами, составом и структурой применяемых в покрытиях материалов, которые должны обеспечить минимальную трансформацию поглощенной энергии в давление [22-24] и температуру [19], не разрушаясь (если это, конечно, требуется по условиям эксплуатации) при многократных воздействиях.

подавляющее большинство покрытий относятся к ГМ. Гетерогенные покрытия представляют собой достаточно специфический класс материалов. Как правило, в их состав вводят химические элементы с большими атомными номерами. Такие материалы применяются в ядерной технике. Так, в ядерных реакторах используется ГМ на основе полиэтилена с наполнителем из свинца, а для высокопрозрачных обзорных окон в камерах – стеклянные листы, содержащие бромид цинка [1]. Наносятся рентгенозащитные покрытия, как правило, непосредственно на внешнюю поверхность корпуса ЛА.

В качестве связующего в ГМ обычно используют эпоксидные, фенолоформальдегидные, полиэфирные смолы и их модификации (они мало отличаются по составу и содержат в основном углерод, азот, кислород, водород; для придания им рентгенопоглощающих свойств в молекулярную цепь полимера могут быть введены атомы тяжелых элементов (до 30% по массе)), а также синтетические каучуки, резины и их модификации (содержат, как правило, добавки серы, хлора, цинка, фтора).

В зависимости от вида наполнителя защитные покрытия делятся на материалы слоистой, волокнистой (тканой) или зернистой (дисперсной) структуры [25-28].

В традиционных рентгенозащитных покрытиях в качестве дисперсных наполнителей применяются соединения тяжелых элементов (церия, олова, свинца) в виде микрочастиц размером от долей микрометра до 40 мкм, которые относительно равномерно распределены по объему связующего. Массовая доля наполнителя составляет 10...75% по отношению к связующему. Структурно ГМ с дисперсным наполнителем представляет собой систему распределенных в связующем частиц наполнителя с формой, близкой к сферической.

**Таблица 1.5. Характеристики ГМ на основе эпоксидной смолы**

Характеристика	Наполнитель				
	Дисперсный	Микросферический	Углерод-новолокнистый	Стекловолокнистый	Органноволокнистый
Плотность, г/см <sup>3</sup>	0,95...2,1	0,35...1,4	1,2...1,5	1,1...1,7	1,2...1,5
Теплопроводность, Вт/(м·К)	0,42...0,65	0,05...0,1	0,3...7,8	0,3...0,6	0,1...0,3
Удельная теплоемкость, Дж/(г·К)	0,8...1,2	1,2...2,0	0,6...2,2	0,45...1,0	1,1...1,4
Предел прочности при растяжении, ГПа	0,4...1,0	0,3...1,1	0,7...1,6	1,2...1,8	1,6...3,8
Удельная теплота сублимации, кДж/г	10...50	2,9...20,0	20...60	10...30	8...20
Скорость звука, км/с	1,2...1,5	0,23...4,0	1,2...2,9	1,2...2,2	1,2...2,5
Откольная прочность, МПа	3...5	2,4...50,0	90...400	100...400	120...380
Коэффициент Грюнайзена	0,3...1,1	0,1...0,5	0,3...0,7	0,4...1,1	0,5...1,2

В качестве волокнистых наполнителей применяются нити, а также линейные или объемные ткани из нитей на основе стеклянных (кремнеземных, кварцевых), углеродных (графитовых), керамических, борных или органических волокон [26, 27, 29]. Нити состоят из большого числа элементарных волокон размером 5...8 мкм. Толщина нитей составляет 100...500 мкм, расстояние между нитями – 30...200 мкм. Массовая доля связующего в нити до 30%. Структурно материал с волокнистым наполнителем представляет систему распределенных в связующем нитей цилиндрической формы.

Подробное описание разнообразных типов ГМ имеется в работе [30]. Для примера в табл. 1.5 представлены интервалы изменения некоторых характеристик ГМ с эпоксидным связующим [24-32].

**Таблица 1.6. Характеристики ГМ на основе эпоксидной смолы и микросфер**

Характеристика	Углеродные микросферы			Микросферы из дымовых выбросов		Стекланные микросферы
	A-50	A-100	A-200			FTD-202
Плотность, кг/м <sup>3</sup>	660	680	680	850	750	650
Разрушающее напряжение, МПа:						
при растяжении	–	–	–	13,6	–	–
при сдвиге	–	–	–	29,1	12,8	–
при сжатии	88,3	88,4	70,3	58,7	41,1	64,9
Модуль упругости, ГПа	2,1	2,1	1,9	4,1	4,1	1,8
Модуль сжатия, ГПа	3,3	3,1	3,0	2,8	2,6	2,2
Температурный коэффициент линейного расширения, К <sup>-1</sup>	–	–	–	40·10 <sup>-6</sup>	40·10 <sup>-6</sup>	–
Теплопроводность, кДж/(м·ч·К)	–	–	–	0,625	0,625	–

Анализ вариантов конструктивного исполнения защитных покрытий ЛА показывает, что, как правило, на их поверхность наносится несколько слоев покрытий, имеющих узкоспециальное назначение (теплозащитные, антистатические, демпфирующие ударные нагрузки, обеспечивающие защиту от МДИ и др.). В последние годы наметилась тенденция к унификации защитных покрытий, одновременно обеспечивающих тепловую защиту, демпфирование ударных нагрузок и экранирование от излучений внутренних узлов. Одно из направлений создания перспективных материалов для защитных покрытий связано с использованием углерод-углеродных композиционных материалов с двумерным расположением волокон. Ведется разработка специальных внешних оболочек (экранов). В них возможно применение углеродных материалов и неорганических красок.

Для защиты от механического и теплового действий излучений перспективно использование сферопластиков [16, 31], наполнителем в которых служат полые или сплошные микросферы (характеристики некоторых из них представлены в табл. 1.6 [33]).

На основе сферопластиков уже разработано несколько вариантов защитных покрытий универсального действия. В одном из них в фенольную смолу в качестве наполнителя введены полые углеродные микросферы, на наружную поверхность которых нанесен слой никеля [31]. Помимо тепло-, рентгенозащитных и демпфирующих свойств такое покрытие обладает достаточно высокой электропроводностью, что исключает необходимость нанесения на конструкцию антистатического лакокрасочного слоя. Другой материал из этой серии представляет собой органическое связующее, заполненное полыми стеклянными сферами с вольфрамовым напылением [16]. Следует отметить, что применяемые микросферы в зависимости от технологии изготовления могут иметь некоторый разброс по размерам, а при нанесении слоя металлизации часть из них разрушается.

Ввиду низкой термостойкости органических микросфер на основе полистирола, сарана, феноло- и мочевиноформальдегидных смол наиболее перспективным представляется использование неорганических (стеклянных или углеродных) микросфер. Некоторые характеристики последних приведены в табл. 1.7 [31, 32].

**Таблица 1.7. Характеристики полых микросфер**

Характеристика	Стекло- нные микро- сферы		Углеродные микросферы		
	из твер- дых частиц	из дымо- вых выбросов	Фирмы «Версар» (США)	Фирмы «Куре- ха»(Япония)	
				А-50	А-300
Размеры, мкм	44...125	5...300	5...150	45...75	250...420
Средний диаметр, мкм	75	50	40	60	330
Толщина стенки, мкм	1...2	2...5	1...2	1...2	6...12
Плотность частиц, кг/м <sup>3</sup>	80...640	350...700	200...220	50...400	100...300
Насыпная плотность, кг/м <sup>3</sup>	80...400	200...400	120...140	100..250	50...200
Коэффициент теплопроводности, кДж/(м·ч·К)	1,2...5,8	4,3	–	–	–
Термический коэффициент расширения	8,8 10 <sup>-6</sup>	–	–	–	–
Удельная теплоемкость, Дж/(г·К)	1,13	1,17	–	–	–

Несмотря на малую толщину стенки, микросферы обладают высокой прочностью, обусловленной формой частиц, близкой к сферической. Кроме геометрических параметров и химического состава стекла, на их прочность существенно влияют механические характеристики материала стенки, степенным образом зависящие от его плотности [34, 35]. Гидростатическая прочность микросфер некоторых типов приведена в табл. 1.8 [32–35].

**Таблица 1.8. Гидростатическая прочность стеклянных микросфер**

Марка микросфер	Плотность, кг/м <sup>3</sup>	20%-ный уровень прочности, МПа
МСО-А9	0,28	12
МСО-А9	0,39	22
МС-ВП	0,28	13
МС-ВП	0,36	17
М23А3 «Главербель»	0,23	2
М35А1 «Главербель»	0,35	8
С-23/500 «3М Дойчланд»	0,23	2,5
В-37/2000 «3М Дойчланд»	0,32	7
Микросферы из дымовых выбросов	0,35...0,70	3,5...7,0

Следует отметить, что поскольку при импульсном облучении по сферопластике будет распространяться волна сжатия, может оказаться нецелесообразным использование микросфер с высокой прочностью. Это обусловлено тем, что динамическая прочность микросфер может достигать нескольких сотен МПа [32], а с точки зрения обеспечения ослабления волны предпочтительнее их разрушение, приводящее к большим необратимым потерям энергии и быстрому затуханию нестационарных процессов.

Таким образом, совершенствование покрытий идет в направлении унификации их защитных свойств, обеспечение которых оказывается наиболее эффективным при использовании в качестве наполнителей многослойных полых микросфер. Перспективы их применения обусловлены сравнительно невысокой стоимостью, большими объемами производства и возможностью конструирования гетерогенного материала покрытия с заданными свойствами в широких пределах за счет использования микросфер различных типов и размеров.

## **1.2. Анализ физических процессов**

Для расчета действия РИ на многослойную гетерогенную преграду требуется определить формирующиеся при облучении такой преграды профили энерговыделения в компонентах ГМ. Поскольку при прохождении воздушной среды могут существенно меняться спектрально-угловые и энергетические характеристики РИ, то для нахождения параметров энерговыделения

в слоях гетерогенной преграды необходимо рассматривать перенос квантов также и в неоднородной атмосфере, что делает задачу достаточно трудоемкой. Однако требования к точности расчетов энергетических, угловых и пространственно-временных характеристик в задачах механического и теплового действий РИ невысоки [16] (эти требования зависят как от характеристик источника РИ, так и от свойств объекта воздействия), и это позволяет при разработке методик переноса сделать ряд упрощающих предположений.

Основными характеристиками РИ, определяющими его тепловое и механическое действия на преграду, являются спектральный состав, поверхностная плотность энергии и угол падения излучения, а также длительность импульса (в случае механического действия). Детальное угловое распределение и закон изменения импульса во времени при оценках этих видов действий РИ менее важны (изменение плотности потока РИ во времени важно при определении мощности дозы и сторонних токов в задачах электромагнитного действия и зарядовых эффектов [36]) и, как правило, оказывается достаточным задание вместо них интегральных характеристик (угла падения и длительности импульса). Возможность введения усредненного угла падения в набор определяющих характеристик объясняется тем, что тепловое и механическое действия РИ существенны на не очень больших расстояниях от источника, где преобладает вклад нерассеянного (прямого) компонента излучения, состоящего из практически мононаправленных квантов.

При оценках последствий теплового и механического действий РИ допустимые погрешности характеристик приходящего на преграду излучения в основном определяются неопределенностью (технологическим разбросом) тепловых и механических характеристик материалов несущих конструкций. Поскольку функциональные связи между характеристиками РИ, параметрами тепловых и механических нагрузок, формирующихся внутри и на поверхности объекта при его облучении, а также параметрами реакции конструкций на эти нагрузки в большинстве случаев нелинейны, то определение допустимых погрешностей в характеристиках РИ по заданным неопределенностям характеристик материалов – достаточно сложная задача, которая должна решаться отдельно в каждом конкретном случае. В частности, если зависимости параметров реакции конструкции от параметров действия РИ (температуры или толщины теплового разрушения – при тепловом действии; давления на поверхности или начального профиля давления – при механическом действии) линейны, то изменение свойств материалов оказывает более сильное влияние на поведение облучаемого объекта, чем изменение плотности энергии  $W$ , так как эффективность воздействия с ростом  $W$  уменьшается. При этом, очевидно, не имеет смысла добиваться снижения погрешности в расчете плотности энергии на поверхности преграды или удельного энерговыделения внутри конструкции до значений много меньших разброса характеристик свойств материалов, которые определяют реакцию объекта на тепловое или механическое действие РИ.

Для изготовления несущих элементов конструкций широко используются композиционные материалы, имеющие высокую удельную прочность и разброс тепловых и механических свойств не менее 20 – 30% [13]. Поэтому приведенные в работе [16] требования к погрешности прогноза интегральных характеристик излучения менее 10%, а дифференциальных – 30% представляются приемлемыми при оценках последствий МДИ на композиционные конструкции. Конечно, при задании допустимых погрешностей расчета переноса РИ в атмосфере необходимо учесть точность задания характеристик источника излучения и состояния воздуха, но такой учет выходит далеко за рамки рассматриваемых вопросов (в дальнейшем имеется в виду стандартная атмосфера и точно заданный гипотетический источник, т. е. погрешности в описании этих двух факторов игнорируются). Однако неопределенности в характеристиках источников РИ и атмосферы, по-видимому, столь велики, что они могут лишь понизить и так невысокие требования к точности расчетов.

Далее обсуждается роль различных физических процессов в формировании полей РИ при его распространении в атмосфере и поглощении в гетерогенных преградах, рассматриваются параметры некоторых гипотетических источников РИ, необходимые при расчетах, описывается

физика механического действия РИ и приводятся соотношения для оценок представляющих интерес параметров. При расчете энерговыделения в гетерогенных многослойных преградах может оказаться существенным перераспределение энергии вторичным электронным излучением [37] между компонентами ГМ и на границах слоев. Поэтому физическим процессам взаимодействия электронов с веществом также уделяется некоторое внимание.

### 1.2.1. Распространение излучения в неоднородной атмосфере

Наиболее общим подходом к задаче расчета взаимодействия конструкции с РИ является совместное рассмотрение переноса РИ в воздухе и в преграде путем статистического моделирования траекторий квантов одновременно в обеих средах с учетом перераспределения энергии частицами вторичных излучений в материалах конструкции. Такой подход можно реализовать (см., например, [38]), однако для каждого варианта преграды при этом приходится заново моделировать перенос фотонов в атмосфере. В задачах рассматриваемых видов действий РИ, не требующих полного набора характеристик поля излучения, целесообразным представляется раздельный подход: с помощью статистического моделирования переноса квантов в неоднородной атмосфере создается база данных, которые затем используются в качестве исходных для расчета энерговыделения в различных преградах. При этом в зависимости от требуемой точности степень детализации этих баз данных может быть различной. В частности, при исследованиях теплового и механического действий РИ оказывается достаточным задания коэффициентов прохождения и индикатрис импульса рентгеновского излучения (одностороннего потока энергии) для фиксированного набора в общем случае анизотропных некохроматических источников излучения.

Независимое рассмотрение переноса РИ в атмосфере и преграде имеет смысл вследствие малости размеров конструкций по сравнению с длиной пробега квантов в воздухе (именно эта ситуация представляет практический интерес), когда объект облучения можно считать точечным и в качестве исчерпывающей характеристики воздействующего поля РИ использовать функцию распределения фотонов  $f(\mathbf{r}, t, E_{ph}, \Omega)$  в свободном воздушном пространстве. Эта функция определяет число фотонов  $dn$  в энергетическом интервале от  $E_{ph}$  до  $E_{ph} + dE_{ph}$ , находящихся в момент  $t$  в элементе объема  $dV$  окрестности точки  $\mathbf{r}$  и имеющих направление в элементе телесного угла  $d\Omega$ :

$$dn = f(\mathbf{r}, t, E_{ph}, \Omega) dE_{ph} dV d\Omega.$$

При распространении в атмосфере характеристики РИ изменяются вследствие его расходимости, а также поглощения и рассеяния воздушной средой. В результате спектр излучения становится более жестким, длительность импульса возрастает, а поверхностная плотность энергии, воздействующей на преграду, значительно уменьшается. Основные физические процессы, определяющие перенос РИ в различных средах, существенно различаются для случаев прохождения ультрамягкого и жесткого РИ.

Для ультрамягкого излучения ( $E_{ph} < 1$ кэВ) доминирующим процессом взаимодействия фотонов с атомами среды является фотопоглощение. Поскольку сечения взаимодействия фотонов с атомами воздуха при  $E_{ph} < 1$ кэВ весьма велики (массовые коэффициенты фотопоглощения для азота и кислорода превышают  $10^4$  см<sup>2</sup>/г), то излучение экранируется атмосферой и может представлять опасность лишь на высотах расположения источника и объекта облучения более  $H \approx 90$  км. При таких высотах и соответствующей им разреженности воздуха оказываются существенными неоднородность (так как длина пробега фотонов много больше характерного масштаба неоднородности атмосферы  $\Delta_{H=90} = 5,7$  км) и нелинейный эффект просветления атмосферы, связанный с изменением поглощающих свойств воздушной среды при ее ионизации [39]. Эффект просветления реализуется при достаточно высокой интенсивности импульса излучения, когда число фотонов превышает количество поглощающих их атомов на всей трассе распространения импульса РИ. Эта ситуация не является типичной, напротив, в большинстве задач переноса излучения имеет место противоположное соотношение частиц в импульсе и атомов среды (например, во всех практически важных случаях распространения ио-

низирующих излучений мощного взрыва [40, 41]). Однако если мы имеем дело с узконаправленным лучом при угловой расходимости  $\gamma = 10^{-5} \dots 10^{-3}$  рад, то из-за эффекта просветления значительно увеличивается расстояние распространения ультрамягкого РИ, и в случае направления луча сверху вниз это приводит к прорыву атмосферы [42]. Следует отметить, что в отличие от рентгеновской составляющей космических лучей, где имеет место малая расходимость, для параметров излучения искусственных источников [43, 44] существуют принципиальные ограничения. Однако оценки, проведенные по соотношениям работы [45], позволяют рассматривать нижнюю границу приведенного диапазона изменения  $\gamma$  как предел физически возможного. Остальные параметры импульса ультрамягкого РИ принимаются согласно [43, 44, 46]:

- энергия в импульсе  $E = 10^8 \dots 10^{10}$  Дж;
- длительность импульса  $\tau_p = 0,1 \dots 10$  нс;
- энергия квантов  $E_{ph} = 0,1 \dots 1,0$  кэВ.

Эти параметры соответствуют достаточно мощному гипотетическому генератору излучения, источником энергии для которого в земных условиях могут быть только ядерные реакции [44].

**В случае распространения жесткого РИ ( $E_{ph} > 10$  кэВ)** процессами, определяющими его перенос в атмосфере, являются фотоэффект (фотоэлектрическое поглощение), комптоновское (неупругое) и рэлеевское (упругое) рассеяния [47]. Суммарные сечения взаимодействия с атомами воздуха [48] для этих процессов оказываются существенно меньше, чем сечения фотопоглощения ультрамягкого РИ, и высота, на которой излучение ещё может представлять опасность для несущих конструкций, соответственно уменьшается до 10 км. Однако основным поражающим фактором жесткое РИ становится на высотах более 30 км, поскольку в интервале высот 10...30 км нарушение работоспособности облучаемых объектов может быть вызвано, наряду с РИ, действием других поражающих факторов мощного взрыва (ударной волны, светового излучения, проникающей радиации [49]).

При фотоэффекте происходит поглощение кванта атомом и преобразование его энергии в кинетическую энергию фото- и оже-электронов, а также в энергию вторичных (флуоресцентных) фотонов. Фотоэлектрон приобретает энергию  $E_{ph} - I$  (сумма энергий всех вторичных фотонов и оже-электронов одного каскада равна энергии ионизации атома  $I$  первичным фотоном) и вылетает преимущественно в перпендикулярном направлении. Поскольку энергия кванта при вырывании фотоэлектрона из некоторой оболочки атома должна быть не меньше энергии ионизации этой оболочки, то фотоэффект имеет пороговый характер. В частности, это проявляется в резком и немономонном изменении сечения фотопоглощения при увеличении энергии квантов РИ. Сечение фотопоглощения сильно зависит также от зарядового числа  $Z$  (изменяется по степенному закону с показателем близким к четырем). Хотя энергия РИ при фотопоглощении преобразуется в энергию вторичного электронного и флуоресцентного излучений, однако последнее существенно лишь для химических элементов с большим  $Z$ , и при расчетах переноса РИ в воздушной среде флуоресценцией можно пренебречь.

Комптоновское рассеяние является основным процессом при взаимодействии жесткого РИ с воздухом. Оно приводит к потере части энергии кванта и изменению направления его движения. Закон сохранения четырех - вектора энергии - импульса позволяет однозначно определить энергию и направления движения частиц (рассеянного кванта и комптоновского электрона) после взаимодействия. Как и фотоэлектроны, комптоновский электрон движется преимущественно в перпендикулярном кванту направлении. Дифференциальное (по направлению и энергии фотона) сечение комптоновского рассеяния на свободном электроном описывается известной формулой Клейна - Нишины. Массовый интегральный коэффициент комптоновского рассеяния РИ слабо зависит от энергии кванта и атомного номера химического элемента. В области энергий квантов, близких к потенциалу ионизации оболочек атомов, на характеристики неупругого рассеяния большое влияние оказывает связанность электронов в атоме, что необходимо учитывать при расчете переноса излучения рентгеновского диапазона (для мягкого

РИ условие близости к потенциалу ионизации атомов воздуха выполняется, а для жесткого РИ это условие реализуется после нескольких неупругих рассеяний).

Р э л е е в с к о е р а с с е я н и е имеет место преимущественно при небольших энергиях квантов, когда длина волны излучения  $\lambda = hc/E_{ph}$  ( $h$  – постоянная Планка;  $c$  – скорость света) соизмерима или превышает размеры атома (в случае атомов воздуха для  $E_{ph} < 20$  кэВ). При этом квант РИ рассеивается упруго на всей совокупности электронов (сечение взаимодействия пропорционально числу электронов в атоме), изменяя только направление движения. В отличие от комптоновского при рэлеевском рассеянии происходит поворот траектории фотона преимущественно на малые углы. Относительный вклад рэлеевского рассеяния в формирование полей жесткого РИ в воздухе невелик, поскольку при энергиях квантов, соответствующих максимальным сечениям этого процесса, начинает преобладать фотоэффект. Тем не менее, вследствие малости углов поворота траектории, влияние рэлеевского рассеяния может проявляться на больших (порядка шести и более длин свободного пробега квантов) расстояниях от источника, но такие расстояния не представляют интереса для исследований теплового и механического действий РИ.

Физические процессы, определяющие перенос **мягкого рентгеновского излучения** ( $1 < E_{ph} < 10$  кэВ), такие же, как и для взаимодействия жесткого РИ с атмосферой, но относительная роль различных процессов изменяется. Влияние комптоновского и рэлеевского рассеяний на перенос РИ становится малым по сравнению с фотопоглощением, сечение которого сильно возрастает с уменьшением энергии квантов. Мягкое РИ представляет опасность для ЛА на высотах более 60 км.

В зависимости от высоты источника излучения и жесткости спектра общая задача переноса РИ в неоднородной атмосфере допускает ряд существенных упрощений [50]. Независимо от высоты для спектров с энергией квантов  $E_{ph} < 20$  кэВ допустимо пренебречь рассеянием РИ в воздушной среде. Для высот  $H < 40$  км атмосфера в задачах переноса РИ считается однородной, а при  $H > 70$  км – существенно неоднородной, но массовые расстояния до объекта облучения невелики настолько (ослабление РИ в основном определяется геометрическим фактором), что процессами многократного рассеяния также можно пренебречь. Наиболее общим расчетным случаем являются высоты  $40 \text{ км} < H < 70 \text{ км}$  и спектр РИ с  $E_{ph} > 20$  кэВ. При этих условиях требуется решение задачи переноса РИ в неоднородной атмосфере и с учетом многократного рассеяния квантов.

Для расчета основных характеристик РИ, определяющих его механическое действие, необходимо задать выход излучения из гипотетического взрывного устройства. Наиболее детально с учетом распределения излучения по углу  $\theta$  (углу между направлением испускания излучения и осью источника) выход РИ описывается функцией источника  $f_i(t, E_{ph}, \theta)$ , которая приближенно может быть представлена в виде произведения более простых характеристик [49]: спектрального состава  $F(E_{ph})$ , индикатрисы выхода  $I(\theta)$  и временного распределения выхода  $S(t)$

$$f_i(t, E_{ph}, \theta) = N_0 S(t) F(E_{ph}) I(\theta),$$

где  $N_0$  - общее число квантов, выходящих из источника, определяется мощностью источника (тротиловым эквивалентом  $q$ , кг), долей энергии  $\alpha$ , которая преобразуется в РИ ( $\alpha \leq 0,7$ ), и средней энергией фотона  $\langle E_{ph} \rangle = \int E_{ph} F(E_{ph}) dE_{ph}$ , кэВ)

$$N_0 = 2,7 \cdot 10^{31} \alpha q / \langle E_{ph} \rangle. \quad (1.1)$$

Поскольку длительности выхода рентгеновского и мгновенного гамма-излучений при мощном взрыве близки, то в первом приближении временное распределение выхода РИ  $S(t)$  можно принять совпадающим с временной формой мгновенного гамма-излучения (при термоядерном взрыве имеется в виду основной импульс) высотного взрыва [49]. Такой выбор зависимости  $S(t)$  не в полной мере соответствует действительности, но, как уже отмечалось, закон изменения импульса во времени для механического и теплового действий РИ на несущие конструкции, как правило, не имеет значения, и оказывается достаточным введение в качестве временной харак-

теристики воздействующего импульса его длительности (при этом временная функция распределения излучения задается произвольно, например, в виде кусочно-гладкой функции с участками линейного возрастания и убывания).

При любом мощном взрыве РИ представляет собой тепловое излучение горячей сверхплотной плазмы вещества в зоне энерговыделения с температурой в десятки миллионов градусов (при определенных условиях развития термоядерных реакций - до ста миллионов градусов [49]), и его спектральный состав можно аппроксимировать планковским распределением с некоторой эффективной температурой  $T_{\text{eff}}$  (для планковского распределения входящая в формулу (1.1) средняя энергия кванта  $\langle E_{ph} \rangle = 3,832 k T_{\text{eff}}$ , где  $k$  – постоянная Больцмана)

$$F(E_{ph}) = \frac{15}{\pi^4} \frac{1}{(kT_{\text{eff}})^4} \frac{E_{ph}^3}{\exp[E_{ph}/kT_{\text{eff}}] - 1}.$$

Для эффективных температур можно принять следующие значения [49]:  $T_{\text{eff}} = 1,6$  кэВ – для мягкого РИ,  $T_{\text{eff}} = 8$  кэВ – для жесткого РИ термоядерного взрыва (при атомном взрыве из-за меньшей температуры в зоне реакции выход жесткого РИ мал).

Индикатриса выхода  $I(\theta)$  определяется конструкцией взрывного устройства и для иллюстративных расчетов может быть взята в простейшем виде, отражающим описанные в работе [49] свойства (максимум в области  $\theta = \pi/2$  и минимумы при  $\theta = 0, \pi$ )

$$I(\theta) = \frac{1 + a \sin \theta}{4\pi(1 + \pi a / 4)} \sin \theta,$$

где  $a$  - параметр анизотропии источника (для изотропного источника  $a = 0$ ).

В общем случае характеристики РИ у поверхности преграды с учетом процессов поглощения и рассеяния рассчитываются с помощью различных модификаций метода Монте-Карло [51, 52]. Однако при распространении мягкого РИ рассеяние квантов в атмосфере пренебрежимо мало, и для изотропного источника можно воспользоваться соотношениями, описывающими затухание излучения в результате его расходимости и фотопоглощения в воздушной среде:

$$U_p(m_e) = \frac{3,4 \cdot 10^7}{R^2} \alpha q \int_{E_{ph}^{\min}}^{E_{ph}^{\max}} F_f(E_{ph}, m_e) dE_{ph},$$

$$F_f(E_{ph}, m_e) = F(E_{ph}) e^{-\sigma_f(E_{ph})m_e},$$

где  $U_p$  – импульс РИ для площадки, перпендикулярной направлению на взрыв, Дж/см<sup>2</sup>;  $m_e$  – массовое расстояние в воздушной среде между ЛА и источником РИ, г/см<sup>2</sup>;  $q$  – тротильный эквивалент, кг;  $R$  – расстояние от центра взрыва до рассматриваемой точки, м;  $\sigma_f(E_{ph})$  – массовый коэффициент фотопоглощения воздуха, см<sup>2</sup>/г.

### 1.2.2. Поглощение излучения конструкционными материалами

Основной характеристикой, определяющей механическое действие РИ на преграду, является распределение поглощенной энергии по толщине конструкции (как уже отмечалось, в некоторых случаях важна также длительность подвода энергии – время облучения). Эта характеристика может быть рассчитана, исходя из заданных на поверхности объекта спектрального состава  $F_f(E_{ph})$ , поверхностной плотности энергии  $W$ , угла падения излучения  $\alpha$  (при более детальном задании воздействующего РИ углового распределения излучения) и коэффициентов взаимодействия излучения с веществом. Так же, как и в случае с воздушной средой, взаимодействие РИ с материалом конструкции определяется тремя основными процессами: фотоэлектрическим поглощением, когерентным (релеевским) и некогерентным (комптоновским) рассеяниями. Каждый из этих процессов характеризуется, соответственно, своим массовым коэффициентом взаимодействия с химическим элементом (для сложных веществ коэффициенты взаимодействия находятся суммированием коэффициентов входящих в них химических элементов с весами равными массовым долям [47]):  $\sigma_f(E_{ph})$ ,  $\sigma_r(E_{ph})$ ,  $\sigma_c(E_{ph})$ . Полный коэффициент ослабле-

ния  $\mu$ , суммарный коэффициент рассеяния  $\sigma$  и коэффициент поглощения энергии  $\sigma_e$  определяются следующими соотношениями:

$$\begin{aligned}\mu(E_{ph}) &= \sigma_f(E_{ph}) + \sigma_r(E_{ph}) + \sigma_c(E_{ph}), \\ \sigma_e(E_{ph}) &= \sigma_f^e(E_{ph}) + \sigma_c^e(E_{ph}),\end{aligned}$$

где  $\sigma_c^e$ -часть коэффициента комптоновского рассеяния  $\sigma_c$ , соответствующая передаче энергии электрону;  $\sigma_f^e$ -часть коэффициента фотопоглощения  $\sigma_f$ , соответствующая передачи энергии атому, фото- и оже-электронам (в этот коэффициент не включается часть энергии, уносимая из точки фотопоглощения флуоресцентным фотоном). Значения коэффициентов взаимодействия РИ в широком диапазоне энергий квантов имеются в [48].

Вклад каждого из процессов взаимодействия РИ с веществом в энерговыделение определяется жесткостью спектра (энергией квантов  $E_{ph}$ ) и составом преграды (атомными номерами  $Z$  элементов среды). Для мягкого РИ ( $1\text{кэВ} \leq E_{ph} \leq 10\text{кэВ}$ ) и преград, содержащих химические элементы с атомными номерами  $Z \geq 6$ , основную роль при взаимодействии излучения с веществом играет фотопоглощение, и функция энерговыделения  $\psi(m)$  ( $m$ -массовое расстояние, пройденное РИ в преграде) может быть рассчитана по соотношению (для простоты соотношение написано применительно к однослойной преграде, однако его обобщение на любое количество слоёв не представляет труда):

$$\begin{aligned}\psi(m) &= U_p \int_{E_{ph\min}}^{E_{ph\max}} \sigma_f(E_{ph}) F_f(E_{ph}, m, \alpha) dE_{ph}, \\ F_f(E_{ph}, m, \alpha) &= F(E_{ph}) e^{-\sigma_f(E_{ph})m / \cos \alpha}.\end{aligned}\tag{1.2}$$

Следует отметить, что соотношение (1.2) может быть использовано и при оценке энерговыделения от жесткого РИ ( $10\text{кэВ} \leq E_{ph} \leq 100\text{кэВ}$ ) для преград, состоящих из более тяжелых химических элементов с  $Z \geq 25$  или для лёгких материалов  $6 \leq Z \leq 25$ , но относительно тонких преград, имеющих массовую толщину не более  $m_{\max} = 3,5\text{ г/см}^2$  [50]. В тех случаях, когда эти условия не выполняются (жесткое РИ,  $Z < 25$ ,  $m > 3,5\text{ г/см}^2$  или мягкое РИ и  $Z < 6$ ), при расчете энерговыделения от РИ требуется учёт процессов многократного рассеяния, который, как правило, проводится методом Монте-Карло (см. п. 2.2). Использование метода Монте-Карло оказывается необходимым также при достаточно высоких массовых концентрациях ( $>30\%$ ) в преграде тяжелых элементов, при взаимодействии которых с РИ оказывается существенным флуоресцентное излучение, сопровождающее фотоэлектрическое поглощение. Повышенная проникающая способность флуоресцентных квантов (их энергия, очевидно, меньше энергии скачка в сечении фотопоглощения, соответствующего той электронной оболочке, фотопроектс на которой вызвал рождение этого кванта) приводит вследствие их переизлучения к перераспределению энергии: уменьшению поглощения в приповерхностных слоях и увеличению доли прошедшего через преграду РИ.

Вклад рассеянного и флуоресцентного излучения в энерговыделение можно характеризовать фактором накопления поглощенной энергии  $B_f(E_{ph}, m, \alpha)$ , представляющим собой отношение энерговыделений с учетом этих излучений и без него. При заданном наборе и составе слоёв преграды этот фактор может быть рассчитан методом Монте-Карло для монолиний РИ (квантов фиксированной энергии), а затем использован применительно к произвольному воздействию спектру согласно соотношению

$$\psi(m) = U_p \int_{E_{ph\min}}^{E_{ph\max}} B_f(E_{ph}, m, \alpha) \sigma_e(E_{ph}) F(E_{ph}) e^{-\mu(E_{ph})m / \cos \alpha} dE_{ph}.\tag{1.3}$$

В большинстве случаев можно принять (как это и было сделано выше в соотношениях (1.2), (1.3)), что часть энергии фотонов переданная электронам переходит в тепловую энергию вещества преграды в месте взаимодействия кванта РИ с атомом. Это предположение оправдано для однородного материала вдали от границ слоёв преграды, где имеет место электронное равнове-

сие. На границах разнородных слоёв происходит перераспределение энергии электронами и при расчете энерговыделения от РИ наряду с переносом фотонов необходимо рассматривать перенос электронов в приграничной области с размером порядка их длины свободного пробега. Источником неоднородности может быть также гетерогенность материала преграды. В этом случае эмиссия электронов из наполнителя может оказать существенное влияние на распределение энергии (при условии, что характерная длина пробега вторичных электронов сравнима или превышает размеры неоднородностей) и электрического заряда между компонентами ГМ [16, 36]. Учет изменения соотношения между поглощенной энергией в компонентах ГМ, а также их механических свойств в результате зарядовых эффектов (например, снижению механической прочности при электрических пробоях), необходим, в частности, при определении параметров термомеханического действия РИ [16].

Расчет перераспределения энергии частицами вторичных излучений облегчается двумя обстоятельствами. Во-первых, флуоресцентное излучение становится заметным для преград из тяжелых элементов (W, Bi, Pb и т. д.), когда рассеянием можно пренебречь по сравнению с фотопоглощением. Во-вторых, перераспределение энергии электронами происходит лишь в узких областях окрестностей границ разнородных материалов многослойных и/или гетерогенных преград. Следовательно, во многих случаях влияние флуоресцентного излучения на перенос РИ можно изучать без учета рассеяния, а перераспределение энергии электронами рассматривать только вблизи границ.

Закономерности прохождения электронов в различных преградах обусловлены многократными процессами упругих и неупругих рассеяний, определяющих их глубину проникновения. При упругих рассеяниях электронов на ядрах реализуется большое число отклонений, что делает траекторию частиц существенно отличной от прямолинейной.

При прохождении электронов через вещество велика вероятность потерь энергии на ионизацию и возбуждение среды. Тормозным излучением электронов, рождающихся при фотопоглощении РИ, можно пренебречь. Энергию, теряемую на ионизацию и возбуждение, допустимо считать локально поглощаемой вблизи треков частиц (в отличие от радиационных потерь за счет генерации вторичного проникающего фотонного излучения).

Неупругие взаимодействия электрона с атомом среды изменяют его энергию, в результате атом может перейти в возбужденное состояние дискретного (возбуждение) или непрерывного спектра (ионизация). Определение сечений ионизации атомов электронами связано с проведением сложных квантовомеханических расчетов. Достаточно обширный материал по этим сечениям дан в работе [53]. При энергиях электрона, значительно превышающих энергию связи электронов в атоме, взаимодействие можно рассматривать как рассеяние на свободных электронах. Сечение этого процесса (с учетом релятивистских, спиновых и обменных эффектов, а также тождественности первичного и атомного электронов) было получено Меллером [53]. Величина потерь энергии на единицу длины трека электрона с энергией  $E_e$  определяется дифференциальным сечением (отнесенным, как правило, к одному электрону атома) каждого вида неупругих столкновений с передачей энергии  $T$  и средним ионизационным потенциалом  $I$ , который можно получить расчетным путем при известной структуре атомов на основе концепции распределения сил осцилляторов (для газов) или диэлектрических свойств (для конденсированных сред).

Дифференциальное сечение упругого рассеяния в случае электронов можно описать формулой Резерфорда, так как масса электрона мала по сравнению с массой ядра атома и допустимо пренебречь передачей энергии атому. Из формулы Резерфорда следует, что угловое распределение рассеянных электронов обладает выраженной анизотропией (преобладает рассеяние на малые углы). В области очень малых углов рассеяния необходимо в формуле Резерфорда вводить поправку, учитывающую влияние экранирования поля ядра атомными электронами. Мотт решил задачу упругого рассеяния электронов в кулоновском поле ядра с учетом релятивистских эффектов [54], что позволяет ввести в формулу Резерфорда соответствующую поправку.

### 1.2.3. Механическое действие излучения

Способность материалов преграды к объемному поглощению значительной доли энергии (часть РИ выходит из преграды в результате распространения и рассеяния фотонов) рентгеновского импульса приводит в конечном итоге к механическому действию излучения на преграду. При этом картина физических процессов в основном определяется уровнем удельной поглощенной энергии в материале преграды (например, максимальным значением  $Q_{max}$ ), ее распределением по глубине и, в несколько меньшей степени, темпом подвода энергии от РИ. Поскольку для механического действия РИ важной характеристикой облучаемого материала является его энергия сублимации  $Q_s$ , то её естественно выбрать в качестве масштаба удельной энергии и рассмотреть как меняется всё разнообразие физических процессов в зависимости от значения безразмерного параметра  $\gamma = Q_{max} / Q_s$  [49]. При более детальном анализе роли различных физических процессов в формировании механического действия РИ необходимо, очевидно, рассмотреть и другие существенные безразмерные параметры, например, отношение характерной глубины прогрева к расстоянию проходимому волной разгрузки за время действия рентгеновского импульса.

При  $\gamma \ll 1$  в момент воздействия в преграде формируется профиль начального теплового давления. Затем, если преграда имеет гетерогенную структуру, начинается достаточно сложный процесс релаксации различающихся профилей температуры и давления в компонентах её элементарных структур к равновесному. При малых уровнях энерговыделения в компонентах ГМ уравнения состояния линеаризуются и профиль начального равновесного давления может быть рассчитан по соотношениям [55]:

$$p = \Gamma_{eff} \rho_{\Sigma} \psi(m),$$

$$\Gamma_{eff} = \frac{\rho_f \rho_b}{\rho_{\Sigma}} \frac{\gamma_f \varepsilon_f \bar{K}_b + \gamma_b \varepsilon_b \bar{K}_f}{x_f \rho_b \bar{K}_b + x_b \rho_f \bar{K}_f}, \quad (1.4)$$

где индексы  $\Sigma, b, f$  относятся к ГМ в целом, связующему и наполнителю, соответственно;  $x, \varepsilon, \gamma, \rho, K, \bar{K} = K + \frac{4}{3}G_b$ , –соответствующие индексам массовые доли, доли поглощенной энергии, коэффициенты Грюнайзена, плотности, модули и приведенные модули объёмного сжатия,  $G_b$ –модуль сдвига связующего. Отметим, что при  $G_b = 0$  выражение (1.4) для  $\Gamma_{eff}$  переходит в известное соотношение Андерхольма [56], полученное в гидродинамическом приближении.

После формирования профиля давления образуется весьма слабая волна сжатия, проходящая по многослойной преграде с её распадом на границах слоев, имеющих различные механические свойства. После выхода ударной волны на тыльную поверхность преграды она отражается в виде волны разрежения. Низкие уровни давления даже в случае материала с высокой пористостью не обеспечивают достаточной интенсивности для схлопывания пор, поэтому волна распространяется по каркасу материала практически так же, как и по сплошному материалу. Материал ведет себя упруго, и пластические деформации не возникают. Амплитуды растягивающих напряжений недостаточно велики, чтобы вызвать лицевые или тыльные отколы и расслоения. Поэтому разрушение преграды при столь малых уровнях воздействия отсутствует, и механическое действие РИ не представляет опасности для несущих элементов конструкций. Однако в этом случае из-за накопления общей поглощенной энергии при возможном многократном воздействии РИ (а также тепловых воздействий другой физической природы) опасным может оказаться тепловое действие излучения.

При  $\gamma = 0,1 \dots 0,9$  в преграде формируются волновые процессы, способные привести к откольным разрушениям преграды. В пористых материалах происходит интенсивное схлопывание пор при прохождении ударной волны с сильным затуханием её амплитуды. В материалах развиваются пластические деформации. Возникновение лицевых отколов приводит к образова-

нию откольного механического импульса давления, который способен воздействовать на рассматриваемую конструкцию в целом и вызывать различные нарушения ее работоспособности. Кроме того, образующиеся при тыльном отколе высокоскоростные осколки могут привести к повреждению внутренних элементов облучаемого объекта.

При  $\gamma = 0,9...1,1$  в области максимального энерговыделения начинаются фазовые переходы вещества из конденсированного состояния в газообразное. Образующаяся смесь «жидкость-пар» беспрепятственно разлетается навстречу излучению, создавая при этом испарительный механический импульс давления. Формирующийся полный механический импульс давления представляет серьезную опасность для облучаемого объекта и определяется как сумма испарительного  $I_{ps}$  и откольного  $I_{pf}$  импульсов

$$I_p = I_{ps} + I_{pf}. \quad (1.5)$$

При известной функция энерговыделения  $\psi(m)$  испарительный импульс может быть рассчитан по зависимости (см., например, [57, 58])

$$I_{ps} = \chi \int_0^{m_s} \sqrt{2[\psi(m) - \lambda Q_s]} dm, \quad (1.6)$$

где  $\chi$  – коэффициент, учитывающий перераспределение энергии между частицами в процессе разлета вещества, ( $0,6 < \chi < 0,8$ ),  $m_s$  – массовая толщина сублимированного слоя, определяемая из уравнения  $\psi(m) = \lambda Q_s$ ;  $\lambda$  – коэффициент, учитывающий степень сублимации разлетающегося вещества ( $0,3 < \lambda < 1$ ).

Величина откольного импульса давления  $I_{pf}$ , возникающая вследствие разлета вещества, в котором удельная поглощённая энергия недостаточна для сублимации ( $\psi(m) < \lambda Q_s$ ), находится по формуле [57]

$$I_{pf} = \frac{\Gamma}{2} \times \int_{m_x}^{m_f} \frac{\psi(m)}{\sqrt{c_0^2 + \Gamma(\Gamma+1)\psi(m)}} dm, \quad (1.7)$$

где  $\Gamma$  – коэффициент Грюнайзена материала;  $c_0$  – скорость звука в веществе;  $m_x$  – массовая координата точки, определяемой из условия непрерывности изменения давления по массе ( $m_x$  несколько меньше  $m_s$ );  $m_f$  – массовая координата внутренней границы отколовшегося слоя, которая определяется из решения уравнения ( $\rho_0$ ,  $\sigma_{отк}$  – плотность и откольная прочность материала)

$$\Gamma \rho_0 \psi(m) = 2 \sigma_{отк}. \quad (1.8)$$

Следует отметить, что детальный расчет волн напряжений и отколов при воздействии РИ на материалы, включая и гетерогенные, может быть проведен только численно (см. раздел 3).

При  $\gamma = 1,1...3$  испарение (сублимация) настолько значительно, что является основной причиной суммарного импульса давления, хотя при таких  $\gamma$  в состоянии «жидкость-пар» разлетается лишь небольшая часть преграды. Интересно отметить такую особенность рассматриваемого режима, как «торможение» возникающих на начальной стадии лицевых отколов импульсом давления, который создаётся испарением вещества. Поэтому при оценках импульса давления можно принять  $I_p = I_{ps}$  и использовать соотношение (1.6).

При  $\gamma \gg 1$  происходит интенсивное образование низкотемпературной плазмы в области поглощения энергии излучения [58-60], что характерно для воздействия ультрамягкого РИ. При достаточно высокой концентрации энергии зарядовый состав и температура в образующейся плазме устанавливаются значительно быстрее, чем формируется ее разлет. Поэтому интересны результаты исследований кинетических процессов в неподвижной плазме, когда газодинамика не оказывает влияния на ионизационные и энергетические балансы. Существенным параметром, влияющим на эффективность преобразования энергии излучения в энергию волн напряжений конденсированной среды, является характерный размер области энерговыделения. В холодном веществе этот размер определяется длиной свободного пробега квантов, однако в данном случае из-за высокой степени ионизации поглощение в наружных слоях вещества уменьшается и, кроме того, электронная температура отрывается от ионной [60, 61]. По этим причи-

нам увеличение глубины энерговыделения может достигать 60%, что, в свою очередь, может привести к росту импульса давления до 25%.

При интенсивном энерговыделении давление может быть столь велико, что прогрев материала за фронтом ударной волны может вызвать даже испарение, которое приведет к увеличению испаренной массы преграды и увеличению механического импульса давления [62].

### 1.3. Структура метода исследования

Проведенный анализ физических процессов, сопровождающих распространение в воздухе и воздействие потоков РИ на преграду, позволяет рассмотреть общую структуру предлагаемого

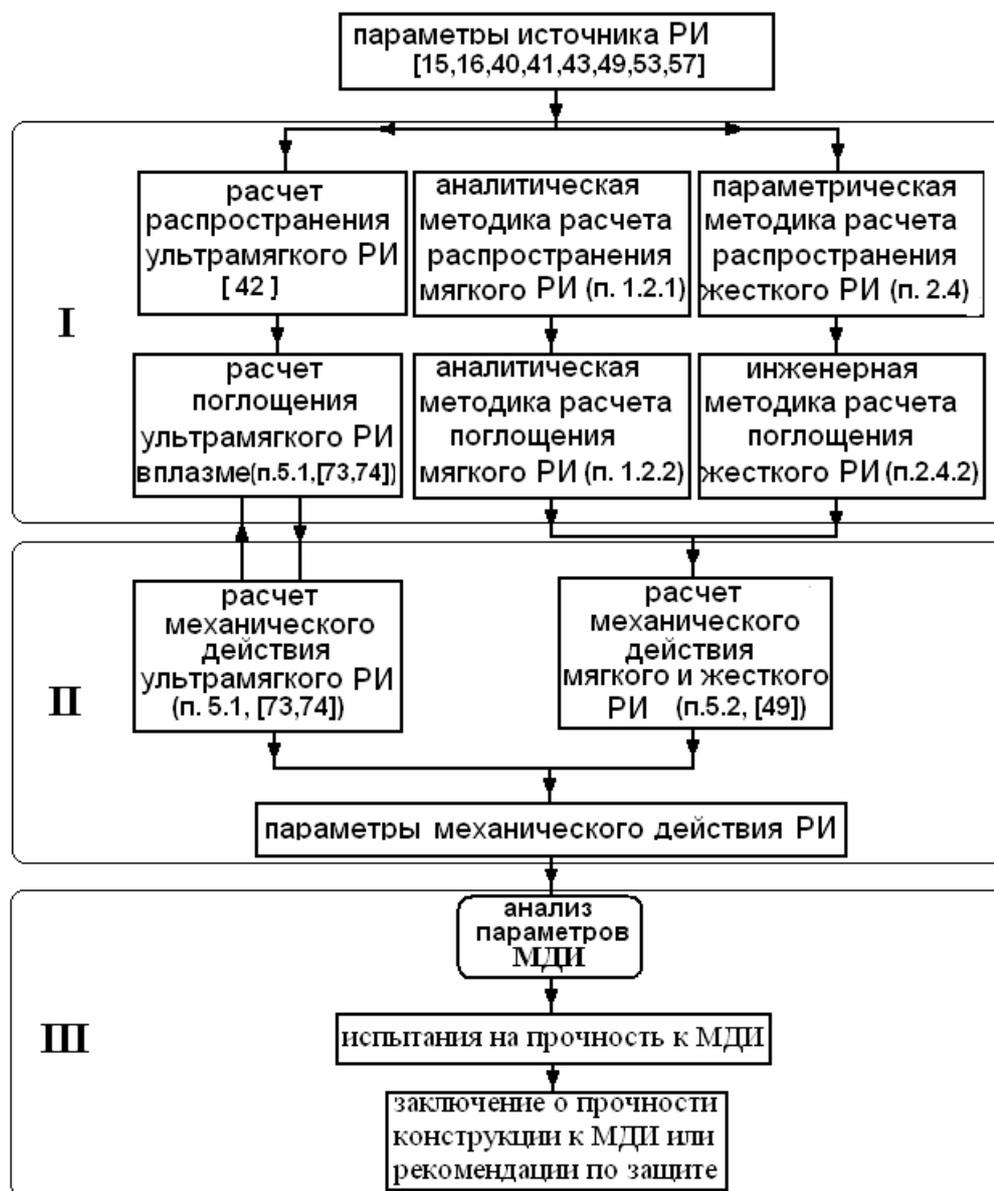


Рис. 1.1. Структура расчетно-экспериментального метода

минимальный набор средств для определения последствий механического действия РИ и может быть при необходимости расширена. В частности, во многих приложениях может оказаться целесообразным рассмотрение комплексного действия излучений и частиц на композитные конструкции [63]. Если при этом механическое действие РИ по-прежнему принимается за основное, то наиболее сильное влияние на него окажет тепловое действие излучений и частиц. Тогда

расчетно-экспериментального метода исследования последствий механического действия РИ на тонкостенные композитные конструкции (см. рис. 1.1). Как уже отмечалось ранее, метод состоит из трех основных частей: численного моделирования распространения РИ в воздухе и преграде (I); расчета параметров МДИ (II); проведения прочностных испытаний натуральных композитных конструкций. Все эти три части представлены на рис. 1.1 (на этом же рисунке приведены разделы настоящей работы и ссылки на литературу, где описаны соответствующие методики). Следует отметить, что представленная структура метода содержит лишь

в набор II необходимо включить методики моделирования теплового действия излучений и частиц, позволяющие рассчитать толщины тепловых разрушений и профили температурных полей в оставшейся после уноса части конструкции. Соответственно в экспериментальной части III должны быть предусмотрены способы предварительного изменения толщин испытываемых конструкций на величину уноса и средства воспроизведения температурных профилей перед проведением основных прочностных испытаний. Еще одним из желательных направлений развития метода, существенно расширяющим его универсальность, является добавление в наборы I и II методик расчета, разработанных для других энергий квантов и режимов воздействий (например, для излучений оптического диапазона). Это оказывается тем более оправданным в связи с тем, что предлагаемый в разделе 4.2. газодинамический набор устройств позволяет воспроизводить практически любые пространственно-временные распределения нагрузок на поверхности испытываемых композитных конструкций.

Очевидным недостатком структуры предлагаемого метода является отсутствие набора прочностных расчетных методик, которые позволили бы оценить последствия воздействий по параметрам МДИ до проведения испытаний. Предполагается, что такими методиками располагают разработчики испытываемых конструкций и их включение в методику излишне. Кроме того, такое включение может создать иллюзию в отсутствии необходимости проведения испытаний вообще в силу их трудоемкости. Однако совершенно понятно, что без проведения зачетных испытаний выводы о прочности конструкций к рассматриваемым нетрадиционным для разработчиков видам воздействий окажутся несомненно преждевременными.

1. Композиционные материалы. Т. 3. Применение композиционных материалов в технике. //Под ред. Б. Нотона. - М.: Машиностроение, 1978.
2. Ашкенази Е.К., Гопов Э.В. Анизотропия конструкционных материалов, справочник, 1980.
3. Баничук Н.В., Кобелев В.В., Рикардс Р.Б. Оптимизация элементов конструкций из композиционных материалов. М., Машиностроение, 1988, 224 с.
4. Баничук Н.В., Иванова С.Ю., Шаранюк А.В. Динамика конструкций. Анализ и оптимизация. М., Наука, 1989, 262 с.
5. Бунаков В.А. Оптимальное проектирование сетчатых композитных цилиндрических оболочек. //Механика конструкций из композиционных материалов, М., Машиностроение, 1992, с.101 – 125.
6. Липанов А.М., Алиев А.В. Проектирование РДТТ, М., Машиностроение, 1995, 397 с.
7. Мишин В.П., Безвербый В.К., Панкратов Б.М. и др. Основы проектирования летательных аппаратов (транспортные системы) под ред. В.П. Мишина, М., Машиностроение, 1985, 360 с.
8. Николаев Ю.М., Соломонов Ю.С. Инженерное проектирование управляемых баллистических ракет с РДТТ, М., 1979, 240 с.
9. Образцов И.Ф., Васильев В.В., Бунаков В.А. Оптимальное армирование оболочек вращения из композиционных материалов, М., Машиностроение, 1977.
10. Фахрутдинов И.Х., Котельников А.В. Конструкция и проектирование РДТТ, М., Машиностроение, 1987.
11. Богданович А.Е. Нелинейные задачи динамики цилиндрических композитных оболочек, Рига, Зинатне, 1987, 296 с.
12. Протасов В.Д., Ермоленко А.Ф., Филипенко А.А., Дмитриенко И.П. Прочность и надежность цилиндрических оболочек, полученных методом непрерывной намотки. //Механика полимеров, 1978, №3, С.443–451.
13. Механика конструкций из композиционных материалов: Сб. науч. статей / Под. ред. В. Д. Протасова. - М.: Машиностроение, 1992.
14. Скудра А.М., Булавс Ф.Я. Прочность армированных пластиков. М., Химия, 1982, 216 с.
15. Бакулин В.Н., Образцов И.Ф., Потопахин В.А. Динамические задачи нелинейной теории многослойных оболочек: Действие интенсивных термосиловых нагрузок, концентрированных потоков энергии. М., Наука, Физматлит, 1998, 464 с.
16. Острик А.В. Термомеханическое действие рентгеновского излучения на многослойные гетерогенные преграды в воздухе.–М.: НТЦ «Информтехника», 2003.

17. Кармишин А.В., Скурлатов Э.Д., Старцев В.Г., Фельдштейн В.А. Нестационарная аэроупругость тонкостенных конструкций под ред. А.В.Кармишина, М., Машиностроение, 1982.
18. Методы динамических расчетов и испытаний тонкостенных конструкций под ред. А.В.Кармишина, М., Машиностроение, 1990.
19. Острик А.В., Слободчиков С.С. Математическая модель разрушения композитных оболочек высокого давления под действием лучистых потоков энергии // Математическое моделирование, 1995. Т.7, №10. С.33-46.
20. Грибанов В.М., Острик А.В., Слободчиков С.С. Тепловое действие рентгеновского излучения на композитные оболочки высокого давления. // Межотраслевой научно-технический журнал "Конструкции из композиционных материалов", 2002. Вып. 2. С. 18-28.
21. Соломин Н.В. Высокотемпературная устойчивость материалов и элементов конструкций, М., машиностроение, 1980, 128 с.
22. Острик А.В., Острик Е.А. Расчет давления при воздействии рентгеновского излучения на гетерогенный материал с пластическим связующим // Межотраслевой научно-технический журнал "Конструкции из композиционных материалов", 1999. Вып. 2. С.26-32.
23. Острик Е.А. Модель установления давления при импульсном объемном энерговыделении в гетерогенном материале с полидисперсным наполнителем // Сб. тр. XVI Международная конф. «Воздействие интенсивных потоков энергии на вещество». - Терскол, 2001. - С. 30-32.
24. Острик А.В., Острик Е.А. Квазистатическая модель установления давления в многокомпонентном пористом гетерогенном материале при воздействии излучения // Математическое моделирование, 2001. Т.13, №6. С.93-98.
25. Гузь А.Н. Механика разрушения композитных материалов при сжатии. – Киев: Наук. думка, 1989.
26. Композиционные материалы. М.: Наука. 1981.
27. Справочник по композиционным материалам. Кн. 1 // Под ред. Б. Э. Любина. - М.: Машиностроение. 1988.
28. Физические величины. Справочник. // А. П. Бабичев, Н. А. Бабушкина, А. М. Братковский и др. – М.: Энергоатомиздат, 1991.
29. Композиционные материалы. Т. 2. Механика композиционных материалов. // Под ред. Дж. Сендецки. - М.: Мир, 1978.
30. Гарнопольский Ю. М., Розе А.В. Особенности расчета деталей из армированных пластиков. – Рига: Зинатне, 1969.
31. Острик А.В., Потапенко А.И. Гетерогенные материалы для защиты конструкций от интенсивных потоков энергии. // Конструкции из композиционных материалов. - 2001. - Вып. 1. - С. 48-53.
32. Наполнители для полимерных композиционных материалов: Справочное пособие / Пер. с англ.; Под ред. П. Г. Бабаевского. - М.: Химия. 1981.
33. Будов В.А., Лукавова Р.В. Сравнительная оценка прочности полых стеклянных микросфер. // Тугоплавкие волокна и мелкодисперсные наполнители.-М.: Изд-во НПО "Стеклопластик", 1990. – С.27-30.
34. Будов В. А. Влияние некоторых факторов на прочность полых стеклянных микросфер. // Тугоплавкие волокна и мелкодисперсные наполнители. - М.: Изд-во НПО "Стеклопластик", 1990. - С. 34-36.
35. Weirick L. J. Shock Characterization of Epoxy-42 Volume Percent Glass Microballoons // Sandia Report, SAND90-1018. UC-704. February. - 1991.- P. 3-24.
36. Громов В. В. Электрический заряд в облученных материалах. - М.: Энергоиздат, 1982.
37. Волков И.А., Галкин С.В., Лоборев В.М., Острик А.В., Петровский В.П., Фортвов В.Е. Электронная эмиссия из конструкционных материалов под действием рентгеновского излучения. // Препринт №1 (388). –М.: ИВТАН, 1995. 39с.
38. Носенко В. П., Острик А. В. Инженерный метод расчета энерговыделения при воздействии рентгеновского излучения на гетерогенные преграды в воздушной среде // Конструкции из композиционных материалов. - 2002. - Вып.2. - С. 28-32.
39. Волков И. А, Острик А. В. Метод расчета распространения высокоинтенсивного импульса излучения в неоднородной атмосфере // Забабахинские науч. чтения: Тез. докл. - Челябинск, 1991.
40. Лейпунский О. И. Гамма-излучение атомного взрыва. - М.: Атомиздат, 1959.
41. Ямпольский П. А. Нейтроны атомного взрыва. - М.: Атомиздат, 1961.

42. Волков И. А., Острик А. В., Рыбаков С. В. Численный метод расчета параметров высокоинтенсивного импульса мягкого рентгеновского излучения при прохождении в неоднородной разреженной атмосфере. // Математическое моделирование. – 1995. – Т.7, № 1. – С. 22-34.
43. Космическое оружие: дилемма безопасности. / Под ред. В. П. Велихова, Р. З. Сагдеева, А. А. Кокошина. – М.: Мир, 1986.
44. Гудзенко Л. И., Яковленко С. И. Плазменные лазеры. – М.: Атомиздат, 1978.
45. Розанов Н. Н. Об угловой расходимости усиленного спонтанного излучения. // Оптика и спектроскопия. 1975. Т. 39, Вып. 4. С. 724-729.
46. Жемерев А. В. Электромагнитное поле, возбуждаемое в атмосфере мононаправленным космическим источником рентгеновского излучения. // Космические исслед. – 1995. – Т. 33, №6. – С. 608-616.
47. Блохин М. А. Физика рентгеновских лучей. – М.: Гиттл. – 1953.
48. Storm E., Israel H. I. Photo cross sections from 1 keV to 100 MeV for elements 1 through 100 Nuclear Data Tabls. 1970. Sec. A7, N6.
49. Физика ядерного взрыва. – М.: Наука. Физматлит, 1997. – т.1, 2.
50. Острик А. В. Расчет энерговыделения в задачах теплового и механического действий рентгеновского излучения на композитные преграды в неоднородной воздушной среде. // Конструкции из композиционных материалов. – 2000. – Вып. 4. – С. 9-20.
51. Метод Монте-Карло в проблеме переноса излучения / Под ред. Г.И. Марчука. – М.: Атомиздат, 1967.
52. Ермаков С. М., Михайлов Г. А. Курс статистического моделирования. – М.: Наука, 1976.
53. Тормозная способность электронов и позитронов. // Доклад 37 МКРЕ. М.: Энергоатомиздат, 1987.
54. Мотт Н., Мессу Г. Теория атомных столкновений. М.: Мир, 1969.
55. Острик А. В., Потапенко А. И. Расчет эффективного коэффициента Грюнайзена при действии на гетерогенные материалы импульсного излучения. // Химическая физика. – 2000. – Т.19, №2. – С. 23-26.
56. Anderholm N. C., Anderson Ph. D. Laser-Heating Studies of Composite Materials // Journal of Applied Physics. 1972. –Vol. 43, N. 4.
57. Лоборев В. М., Острик А. В., Петровский В. П., Чепрунов А. А. Методы моделирования механического действия излучений на материалы и конструкции. // Научно-техн. сб. №1 ЦФТИ МО РФ. – Сергиев Посад, 1997.
58. Бакулин В. Н., Острик А. В. Расчетно-экспериментальное исследование механического действия излучений на композитные элементы конструкций летательных аппаратов в полетных условиях. // Механика композиционных материалов и конструкций. – 1999. – Т. 5, №4. – С. 151-166.
59. Грабовский Е.В., Воробьев О.Ю., Острик А.В. и др. Генерация мощных ударных волн мягким рентгеновским излучением плазмы Z-пинча. / Письма в ЖЭТФ. – 1994. – Т. 60, Вып. 1.
60. Острик А. В., Петровский В. П., Рыбаков С. В. Воздействие мощных импульсов мягкого рентгеновского излучения на конденсированные среды. // Технология. Сер. Конструкции из композиционных материалов. – 1997. – Вып. 3-4. – С. 33-41.
61. Острик А.В., Петровский В.П., Стрелкович В.С. Влияние ионизации на профиль энерговыделения при поглощении мягкого рентгеновского излучения плотной плазмой. // Сб. науч. тр. «Воздействие мощных потоков энергии на вещество» под ред. В. Е. Фортва и Е. А. Кузьменкова. – М., 1992. – С. 226–230.
62. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. – М: Наука, 1966.
63. Грибанов В.М., Острик А.В., Ромадинова Е.А. Численный код для расчета многократного комплексного действия излучений и частиц на многослойный многофункциональный гетерогенный плоский пакет. – Черногловка: ИПХМ РАН, 2006.

## 2. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕНОСА РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Основные физические процессы, определяющие перенос РИ в различных средах, существенно различаются (см. раздел 1.2) для случаев прохождения ультрамягкого и жесткого РИ. Соответственно и методический аппарат численного моделирования переноса этих видов РИ рассматривается далее отдельно.

### 2.1. Перенос ультрамягкого рентгеновского излучения

Для ультрамягкого излучения характерно существенное влияние нелинейных эффектов на распространение и поглощение РИ при высоких плотностях энергии, обусловленное изменением поглощающих свойств сред при их ионизации (эффектами просветления и экранировки). При расчетах этих эффектов рассматривают три физически различных случая в зависимости от плотности среды (ею определяется характерное время релаксации параметров среды  $\tau_p(\rho)$ ) и длительности импульса излучения  $\tau$ .

$\tau \gg \tau_p(\rho)$  – за время прохождения импульса среда успевает релаксировать к равновесному состоянию, которое может быть рассчитано известными методами. Эта ситуация имеет место при поглощении излучения конденсированными средами.

$\tau \ll \tau_p(\rho)$  – в течение прохождения импульса состояние среды существенно неравновесное, в частности, рекомбинацией можно пренебречь по сравнению с объемной ионизацией среды излучением. Такая возможность возникает при расчете прохождения излучения в верхних разреженных слоях атмосферы.

$\tau \cong \tau_p(\rho)$  – случай, характерный для нижних слоев атмосферы и требующий для расчета построения наиболее полной модели релаксации среды (для упрощения модели атмосферу в этом случае можно считать однородной).

Как уже отмечалось в разделе 1.2, эффект просветления будет существенным, когда число фотонов превышает количество поглощающих их атомов, содержащихся на всей трассе распространения импульса РИ, а процессами рекомбинации и ионизации электронным ударом можно пренебречь по сравнению с фотоионизацией (случай 2). Для выполнения этих условий необходимо, чтобы среда была разреженной, а импульс РИ – малой длительности и достаточно высокой энергии.

**Физическая и математическая модели** [1, 2]. Рассматривается распространение высокоинтенсивного импульса ультрамягкого моноэнергетического рентгеновского излучения с малой

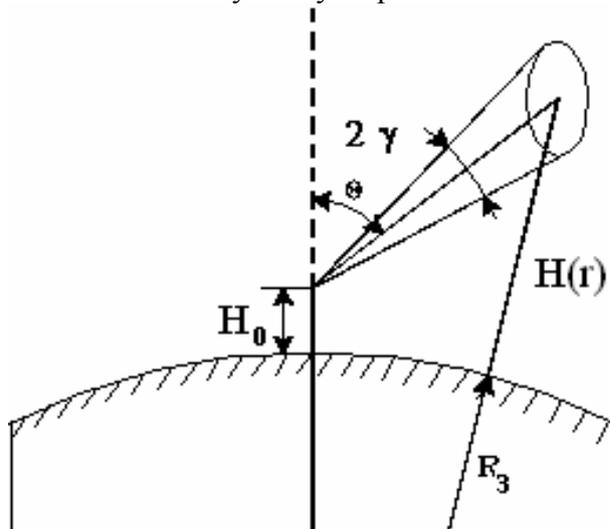


Рис. 2.1. Геометрия задачи

длительностью  $\tau$  и угловой расходимостью  $2\gamma$  в неоднородной разреженной атмосфере с учетом кривизны поверхности Земли  $R_3$  (рис. 2.1). Изменение параметров атмосферы с высотой над поверхностью Земли задается в соответствии с таблицами стандартной атмосферы ГОСТ 4401–81 [3]. Предполагается также, что в состав воздуха входит только азот и кислород в атомарном состоянии (процессы диссоциации молекул азота и кислорода требуют существенно меньших потерь энергии излучения по сравнению с ионизацией; кроме того, в верхних слоях атмосферы молекулы воздуха уже частично диссоциированы и ионизованы космическими излучениями [4–6]).

Как уже отмечалось в главе 1, при рассматриваемых энергиях квантов РИ ( $E_{ph} < 1\text{кэВ}$ ) доминирующим процессом взаимодействия с атомами воздуха является фотопоглощение. При фотопоглощении образуются электроны, способные ионизировать или возбуждать атомы сре-

ды. Происходят также процессы рекомбинации и девозбуждения атомов, сопровождающиеся испусканием квантов энергии в широком диапазоне энергий квантов за времена порядка  $10^{-8}$  с [7]. Процесс фотопоглощения при достаточной энергии квантов первичного излучения может сопровождаться образованием Оже-электронов. Если еще учесть зависимость сечений этих процессов от степени ионизации атомов, то становится ясно, что кинетика взаимодействия излучения со средой достаточно сложна. Однако для верхних слоев атмосферы, где плотность атомов среды мала, и при наносекундной длительности импульса излучения задача существенно упрощается. Прежде всего можно не учитывать влияние на процесс взаимодействия излучения с атомами среды флуоресцентного излучения самой среды в силу малой плотности числа атомов (среда является оптически тонкой для собственного излучения) и сравнительно большей длительности этого излучения. Фотоэлектроны на рассматриваемых высотах имеют время жизни также не менее  $10^{-8}$  с [7], что указывает на возможность пренебречь процессами рекомбинации и ионизации электронным ударом атомов в течение времени прохождения через них импульса РИ.

С целью выяснения роли процессов фотоионизации, рекомбинации и ионизации электронным ударом проведем оценки их сечений и скоростей по простейшим физическим соотношениям [4-6, 8]. Положим для примера, что среда состоит из азота, плотность которого  $\rho \cong 10^{-7}$  г/см<sup>3</sup> (соответствует высоте  $H \cong 70$  км, на больших высотах плотность числа атомов будет еще меньше). Энергию квантов излучения примем равной  $E_{ph} = 400$  эВ. Допустим, что атомы азота уже ионизованы до степени  $Z = 4$  (потенциал ионизации атома в этом случае максимален  $I \cong 10^2$  эВ [6]). Кинетическая энергия  $E_e$  фотоэлектрона оценивается величиной  $E_e \cong E - I \cong 3 \times 10^2$  эВ. Плотность ионов дается выражением  $N_i = 2(\rho/\mu_N)N_A \cong 4 \times 10^{15}$  см<sup>-3</sup>, где  $\mu_N = 28$  – молекулярный вес азота,  $N_A$  – число Авогадро. Сечение фотоионизации тогда можно определить по формуле Крамерса [4]  $\sigma_{En}^f \cong 7.9 \times 10^{-18} (n/Z^2)(h\nu_n/E)^3$  см<sup>2</sup>, где  $h\nu_n$  – минимальная энергия квантов, необходимая для удаления электрона с  $n$ -го уровня ( $h\nu_n = I_H \times Z^2/n^2$ ,  $I_H = 13,6$  эВ,  $h$  – постоянная Планка; полагалось  $Z = 4$ ,  $n = 2$ ). Оценки дают  $\sigma_{En}^f \cong 2,2 \times 10^{-21}$  см<sup>2</sup>. Сечение рекомбинации можно оценить по приближенной формуле [4]  $\sigma_{vm}^r \cong (2,1 \times 10^{-22}/n^3)(I_H \times Z^2/E_e)(I_H/h\nu)$ , см<sup>2</sup>, где энергия кванта, испускаемого при захвате электрона на уровень  $n$ , равна  $h\nu = E_e + (I_H \times Z^2)/n^2$ . Оценивая  $\sigma_{vm}^r$ , получим  $\sigma_{vm}^r \cong 1,17 \times 10^{-23}$  см<sup>2</sup>. Наконец, сечение ионизации электронным ударом находится по формуле Томсона [4]

$$\sigma^{ei} \cong \frac{\pi e^4}{E_e} \left( \frac{1}{I} - \frac{1}{E_e} \right) \cong 1,5 \times 10^{-18} \text{ см}^2,$$

где  $e$  – заряд электрона. Скорости рассматриваемых процессов теперь можно оценить по приближенным соотношениям [4]:

$$\begin{aligned} \left| \frac{dn_e^f}{dt} \right| &\cong \frac{U}{\tau E} \cdot \sigma_{En}^f \cdot N_i \cong 2,0 \cdot 10^{26} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}, \\ \left| \frac{dn_e^r}{dt} \right| &\cong \left( \frac{2E_e}{m_e} \right)^{1/2} \cdot Z \cdot \sigma_{vm}^r \cdot N_i^2 \cong 7,7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}, \\ \left| \frac{dn_e^{ei}}{dt} \right| &\cong \left( \frac{2E_e}{m_e} \right)^{1/2} \cdot Z \cdot \sigma^{ei} \cdot N_i^2 \cong 9,8 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}. \end{aligned} \quad (2.1)$$

В этих формулах  $dn_e/dt$  – скорость изменения концентрации электронов в соответствующих процессах,  $U$  – поверхностная плотность энергии излучения (тогда  $U/(E\tau)$  – число фотонов, падающих на единицу площади в единицу времени),  $m_e$  – масса электрона. При оценках использовались следующие числовые значения: начальный диаметр пучка РИ  $2r_0 = 1$  м, энергия в им-

пульсе  $E = 10^{10}$  Дж (тогда  $U \cong 1,3$  МДж/см<sup>2</sup>), длительность импульса  $\tau = 10^{-9}$  с. Из (1) следует, что скорость фотоионизации (пропорциональная  $N_i$ ) значительно превышает скорости остальных процессов (пропорциональные  $N_i^2$ ). С уменьшением плотности числа ионов  $N_i$  вывод о доминирующем характере фотопроцессов тем более будет верным. Таким образом, на высотах более  $H \cong 70$  км процессами рекомбинации и ионизации электронным ударом в течение взаимодействия излучения с поглощающими ионами можно пренебречь. Этот вывод согласуется и с оценками работы [4], где отношение скоростей ионизации электронным ударом и фотопроцессом приближенно оценивается как  $10^{-17} n_e$ , т. е. при  $n_e < 10^{17}$  см<sup>-3</sup> преобладают фотопроцессы.

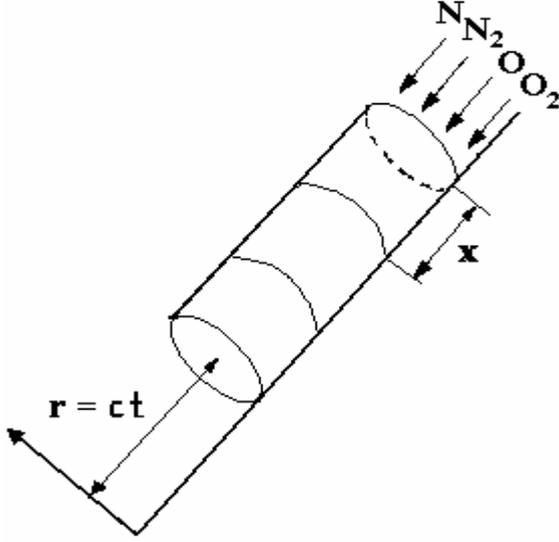


Рис. 2.2. Связанная с импульсом РИ система координат ( $r, x$ )

кинетику ионизации воздуха и изменение плотности числа фотонов в импульсе, имеют следующий вид:

$$\frac{\partial n_{ij}^I}{\partial x} + \frac{\partial n_{ij}^I}{\partial r} = n^f \left\{ n_{i-2,k}^I \cdot N_{i-2,1}^{el} \sigma^I(N_{i-2,1}^{el}) \cdot w_0^I + \sum_l n_{i-1,l}^I \cdot (1 - w_0^I) \cdot \sum_n N_{i-1,n}^{el} \sigma^I(N_{i-1,n}^{el}) - \right. \quad (2.2)$$

$$\left. - n_{ij}^I \cdot \left[ w_0^I \cdot N_{i,1}^{el} \cdot \sigma^I(N_{i,1}^{el}) + (1 - w_0^I) \cdot \sum_m N_{i,m}^{el} \cdot \sigma^I(N_{i,m}^{el}) \right] \right\},$$

$$\frac{\partial n^f}{\partial r} = -n^f \cdot \left\{ \sum_I \sum_i \sum_j n_{ij}^I \cdot \sum_m N_{im}^{el} \cdot \sigma^I(N_{im}^{el}) + \frac{2\gamma}{r_0 + \gamma r} \right\}, \quad (2.3)$$

где  $r$  – расстояние, пройденное импульсом ( $r = ct$ ,  $c$  – скорость света,  $t$  – время распространения импульса РИ, см. рис. 2.2);  $x$  – координата, характеризующая положение точки внутри импульса ( $0 < x < c\tau$ );  $n_{ij}^I$  – концентрация ионов сорта  $I$  ( $I = 1$  – соответствует азоту,  $I = 2$  – кислороду) со степенью ионизации  $i$  в состоянии  $j$  (возможны устойчивые возбужденные состояния,  $i = 1 \dots 7$  для  $I = 1$ ,  $i = 1 \dots 8$  для  $I = 2$ ,  $j = 1$  – соответствует основному состоянию);  $n^f$  – концентрация фотонов;  $r_0$  – начальный радиус пучка рентгеновского излучения;  $w_0$  – вероятность Оже-процесса;  $N_{ik}^{el}$  – число электронов в ионе сорта  $I$  кратности  $i$  на  $k$ -ой оболочке (вообще говоря, зависит от состояния иона  $j$ );  $\sigma$  – сечение фотоионизации, рассчитанное на один электрон. Вероятность Оже-процесса  $w_0$  определялась по формуле Вентцеля [9]. Следует отметить, что если энергии кванта рентгеновского излучения недостаточно для ионизации  $K$ -оболочки, то во взаи-

модействии с излучением участвуют только электроны высших оболочек, начиная с  $L$ . Тогда  $i_{\max} = 5$  для  $I = 1$  и  $i_{\max} = 6$  для  $I = 2$ .

Детальные данные о сечениях фотоионизации атомов и ионов мягким рентгеновским излучением, рассчитанные на один электрон, по-видимому, отсутствуют и могут быть оценены либо по аппроксимационным выражениям типа [6], либо исходя из некоторых физических соображений. В работах [1, 2] предлагается использовать для расчета сечений фотоионизации на один электрон дипольное приближение [10]. При этом соотношение между сечениями для  $K$ - и  $L$ -оболочек, а также суммарное сечение по электронам всех оболочек соответствуют  $K$ -скачку и полным сечениям фотопоглощения нейтральных атомов, приведенным в работе [11]. Дипольное приближение позволяет определить сечение фотоионизации на 1 электрон иона с зарядом атомного остатка  $Z_n$ , находящегося в  $n$ -ом состоянии. Поскольку поглощение кванта может происходить с участием электронов с различных оболочек, будем предполагать, что сечение для внутренней оболочки при непустой внешней оболочке остается постоянным до тех пор, пока с внешней оболочки не уйдут все электроны (путем фотоионизации или перехода на вакансии нижележащих оболочек). Подоболочка  $L_I$  рассматривается как внутренняя по отношению к  $L_{II,III}$ . Сечения фотоионизации для электронов внешней оболочки изменяются по мере опустошения оболочки. Принятых предположений достаточно для однозначного определения сечений и физически корректного описания процесса взаимодействия излучения с воздухом.

Второе слагаемое в скобках в уравнении (2.3) описывает расходимость пучка излучения. В отсутствие атмосферы или в тех случаях, когда её влиянием можно пренебречь (условия выполнения такого предположения будут сформулированы ниже) уменьшение поверхностной плотности энергии в этом случае будет определяться только расходимостью ( $U_0 = E/\pi r_0^2$ )

$$U = U_0 / (1 + (r\gamma)/r_0)^2. \quad (2.4)$$

Для замыкания системы уравнений (2.2), (2.3) ее необходимо дополнить начальными и граничными условиями. При  $r = 0$  для концентрации фотонов  $n^f$  может быть задано произвольное начальное распределение (оно определяется временной функцией выхода РИ из источника)

$$n^f(0, x) = f(x). \quad (2.5)$$

Изменение распределения концентрации фотонов по длине импульса в процессе взаимодействия излучения с воздухом представляет большой интерес для исследования вторичных электромагнитных эффектов при взаимодействии этого излучения с твердой преградой или сопутствующих (вторичных) радио- и оптического излучений [7]. Механическое действие РИ менее чувствительно к распределению фотонов в импульсе (в основном оно определяется длительностью и плотностью энергии в импульсе) и в этом случае допустимо считать  $f(x) \equiv 1$ . В качестве граничных условий для уравнения (2.2) задаются плотность ионов атомов воздуха на входе в импульс излучения, которые в силу неоднородности атмосферы зависят от высоты (в нашей постановке отличны от нуля только плотности нейтральных атомов азота и кислорода в невозбужденном состоянии):

$$n_{ij}^I(r, 0) = \delta_{i1} \cdot \delta_{j1} \cdot n_a^I[H(r)], \quad (2.6)$$

$$H(r) = R_3 \left[ \left( \left( 1 + \frac{H_0}{R_3} \right)^2 + 2 \left( 1 + \frac{H_0}{R_3} \right) \frac{r}{R_3} \cos \theta + \left( \frac{r}{R_3} \right)^2 \right)^{1/2} - 1 \right],$$

где  $\delta_{ik}$  – символы Кронекера,  $n_a^I$  – плотность числа атомов соответствующего сорта на высоте  $H(r)$ ,  $\theta$  – угол между направлением распространения импульса и нормалью к поверхности Земли, проходящей через точку расположения источника излучения,  $H_0$  – высота начального положения источника излучения над поверхностью Земли,  $R_3$  – радиус Земли. При этом  $n^I = C^I \rho(H) N_A / A^I$ , где  $C^I$  – массовая доля атомов в составе воздуха ( $C^I = 0,755$ ,  $C^2 = 0,245$ ),  $N_A$  – число Аво-

гадро,  $A^I$  – атомный вес, а  $\rho(H)$  – плотность воздуха на высоте  $H$ , определяемая в соответствии с таблицами стандартной атмосферы.

Таким образом, система уравнений (2.2), (2.3) с условиями (2.5), (2.6) описывает распространение высокоинтенсивного импульса ультрамягкого рентгеновского излучения в верхних слоях атмосферы и кинетику его взаимодействия с разреженным воздухом.

**Аналитические соотношения.** Система (2.2), (2.3) достаточно сложна даже для численного решения. Однако при высокой плотности энергии РИ (существенно большей плотности энергии необходимой для просветления среды на всем пути распространения) удастся построить аналитическое решение, физический смысл которого заключается в том, что фотонов достаточно для полного просветления среды после прохождения через неё импульса РИ. В этом случае под действием излучения практически в самом начале импульса распределение ионов по плотностям переходит в состояние, соответствующее полному просветлению среды (т.е. все атомы среды переходят в состояние максимально возможной для данной энергии квантов излучения степени ионизации). При этом максимальное число расходуемых на ионизацию одного атома фотонов  $k_f^I$  зависит от энергии квантов  $E$  очевидным образом, а именно: оно равно числу фотопроцессов, после которых атом уже больше не способен поглощать излучение. Если энергия фотонов  $E_{ph}$  меньше энергии связи электрона на  $K$ -оболочке (до  $K$ -скачков в поглоще-

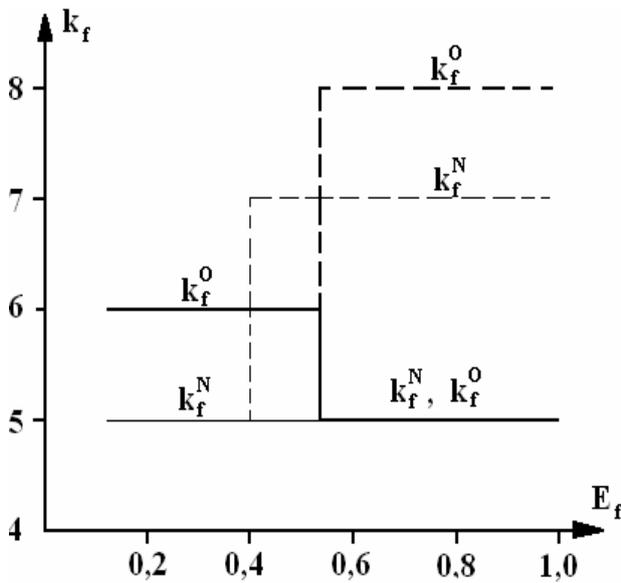


Рис. 2.3. Максимальное число фотонов для полного просветления атомов азота и кислорода (пунктир - без учета Оже - процессов) при его распространении

$$U(r) = [U_0 - E_{ph} \bar{k}_f(E) \cdot m(r, H_0, \theta, r_0 / \gamma)] / (1 + (r\gamma) / r_0)^2, \quad (2.7)$$

где  $\bar{k}_f = N_A \sum_I C^I \cdot k_f^I(E) / A^I$  – максимально возможное число фотонов, затрачиваемых на пол-

ное просветление единицы массы воздуха, а  $m = \int_0^r \rho(H(r)) \times (1 + (r\gamma) / r_0)^2 dr$  – эффективное мас-

совое расстояние (оно больше истинного из-за расходимости РИ). Заметим, что при отсутствии поглощения излучения формула (2.7) принимает вид (2.4). Величина  $r_0/\gamma$ , от которой зависит  $m$ ,

нии атомов азота и кислорода), то  $k_f^1 = 5$ ,  $k_f^2 = 6$ . В противном случае (после  $K$ -скачков) максимальное число фотонов увеличивается до  $k_f^1 = 7$ ,  $k_f^2 = 8$ .

Однако реально затрачивается меньшее число фотонов, поскольку часть их будет вызывать Оже-процессы, при которых происходит двукратная ионизация атомов и ионов. Если принять во внимание, что вероятность Оже-процесса для рассматриваемых атомов близка к единице, и пренебречь возможными устойчивыми возбужденными состояниями (вероятность их образования невелика), то можно положить в этом случае  $k_f^1 = k_f^2 = 5$  (рис. 2.3).

Учитывая вышесказанное, а также предполагая, что все атомы, через которые проходит импульс РИ, максимально ионизируются (что очевидно, имеет место при высокой плотности фотонов), получаем следующее соотношение, описывающее изменение плотности энергии импульса РИ

определяет характерное расстояние, начиная с которого существенную роль играет расходимость излучения. При  $r_0/\gamma \rightarrow \infty$  расходимость не влияет на эффективную массовую толщину, и функция  $m(r)$  переходит в зависимость массового расстояния от пройденного импульсом пути  $r$ .

Входящая в (2.7) величина  $U^*(r) = E_{ph} \cdot \bar{k}_f(E_{ph}) \cdot m(r)$  представляет собой максимальную плотность энергии, которой достаточно располагать у источника РИ, чтобы полностью просветлить среду на расстояние  $r$  в телесном угле с раствором  $2\gamma$ . Ясно, что именно превышение  $U_0$  над  $U^*(r)$  определяет условие применимости соотношения (2.7), которое может быть записано в виде

$$U_0 / U^*(r) > P, \quad (2.8)$$

где  $P > 1$  – некоторая константа (конкретные значения параметра  $P$ , которые могут быть полученные путём сравнения результатов численного решения с данными, рассчитанными по (2.7), приводятся далее).

Кроме плотности энергии  $U$  важной для механического действия РИ характеристикой импульса излучения является его длительность  $\tau_r$  после прохождения воздушной среды. Предполагая равномерное начальное распределение числа фотонов по импульсу РИ и учитывая, что в процессе распространения «выедается» его передний фронт, а остальная часть идёт про просветлённому воздуху и не участвует во взаимодействии с атомами среды, получаем

$$\bar{\tau}_n = \tau_n \left( 1 - \frac{U^*}{U_0} \right) = \tau_n \left( 1 - \frac{E_{ph} K_f(E_{ph}) m(r)}{W_0} \right). \quad (2.9)$$

Таким образом, в случае, когда начальная плотность энергии  $U_0$  достаточно высока по сравнению с плотностью просветления  $W^*$ , для оценки основных параметров импульса РИ  $U$  и  $\tau_r$  необходимо знание лишь одной функции  $m = m(r, H_0, \theta, r_0/\gamma)$ . При  $W_0 / W^* \leq P$  кинетика ионов усложняется и требуется решать численно полную систему уравнений (2.2), (2.3) с краевыми условиями (2.5), (2.6).

**Численное решение.** В общем случае задача решается численно по явной конечно-разностной схеме. Для простоты при численном решении системы уравнений (2.2), (2.3) с краевыми условиями (2.5), (2.6) будем считать, что также как и в аналитическом приближении допустимо пренебречь наличием устойчивых возбужденных состояний. Тогда рассматриваемую задачу удобно представить в матричном виде:

$$\begin{cases} \frac{\partial \bar{n}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{n}}{\partial r} = A \bar{n} n_f & (2.10) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \frac{\partial n_f}{\partial r} = (\bar{\sigma}, \bar{n}) n_f - \frac{2\gamma n_f}{r_0 + \gamma r} & (2.11) \end{cases}$$

$$n_f|_{r=0} = f(x), \quad (2.12)$$

$$\bar{n}|_{r=0} \equiv \bar{\delta}(H(0)), \quad (2.13)$$

$$\bar{n}|_{x=0} = \bar{\delta}(H(r)) \quad (2.14)$$

$$\hat{\mathbf{A}} = \hat{\mathbf{A}}(E_f) = \left\| \begin{array}{c|c} \hat{\mathbf{A}}^N & \mathbf{0} \\ \hline \mathbf{0} & \hat{\mathbf{A}}^O \end{array} \right\|, \quad \bar{\mathbf{n}} = \left\| \begin{array}{c} n_1^1 \\ \vdots \\ n_7^1 \\ n_1^2 \\ \vdots \\ n_8^2 \end{array} \right\|, \quad \bar{\delta} = \left\| \begin{array}{c} n_N \\ \vdots \\ 0 \\ n_O \\ \vdots \\ 0 \end{array} \right\|, \quad \bar{\sigma} = \left\| \begin{array}{c} A_{11}^N \\ \vdots \\ A_{77}^N \\ A_{11}^O \\ \vdots \\ A_{88}^O \end{array} \right\|, \quad (2.15)$$

где для состава входящих в импульс РИ атомов и их ионов  $\bar{\delta}(H(r))$  в расчетах полагались отличными от нуля лишь компоненты атомов азота и кислорода ( $N_A$  – число Авогадро;  $c^N = 0,755$ ,  $c^O = 0,245$  – массовые доли азота и кислорода в воздухе;  $A_N, A_O$  – атомные веса азота и кислорода, соответственно):

$$n_N(H) = c^N N_A \rho(H) / A_N, \quad n_O(H) = c^O N_A \rho(H) / A_O$$

Важной особенностью рассматриваемой задачи является существенно больший размер области изменения переменной  $r$  по сравнению с  $x$  (для  $r$  – сотни километров; для  $x$  – единицы и десятки сантиметров) и, следовательно, решение (2.9)...(2.13) необходимо строить на основе конечно-разностной схемы, которая обладает хорошими свойствами при  $\Delta x / \Delta r \ll 1$ . В качестве такой схемы для уравнений переноса может быть взята явная схема, в которой временным аналогом переменной служит  $x$  (хотя, как уже было отмечено, по физическому смыслу временным аналогом, наоборот, является переменная  $r = ct$ ):

$$\frac{\bar{n}_i^{n+1} - \bar{n}_i^n}{\Delta x_n} + \frac{\bar{n}_i^n - \bar{n}_{i-1}^n}{\Delta r_i} = \hat{\mathbf{A}} \bar{n}_i^n n_{fi}^{n+1}, \quad (2.16)$$

$$n_{fi}^{n+1} = n_{fi}^n \exp \left[ (\bar{\delta}, \bar{n}_i^n) \Delta r_i \right] \frac{(r_0 + \gamma_i)^2}{[r_0 + \gamma(r_i + \Delta r_i)]^2}, \quad (2.17)$$

где  $\Delta x_n, \Delta r_i$  – размеры ячеек по переменным  $x$  и  $r$ . Так как  $\Delta x / \Delta r \ll 1$ , то условия устойчивости схемы (2.15)...(2.16) выполняются всегда. Более того, согласно (2.15), (2.16), значения на узлах  $i+1$  зависят только от значений в узлах  $i$  и поэтому нет необходимости для перехода на слой  $n+1$  проходить весь слой  $n$  по переменной  $r$  (пунктирная линия на рис. 2. 4). Значительно

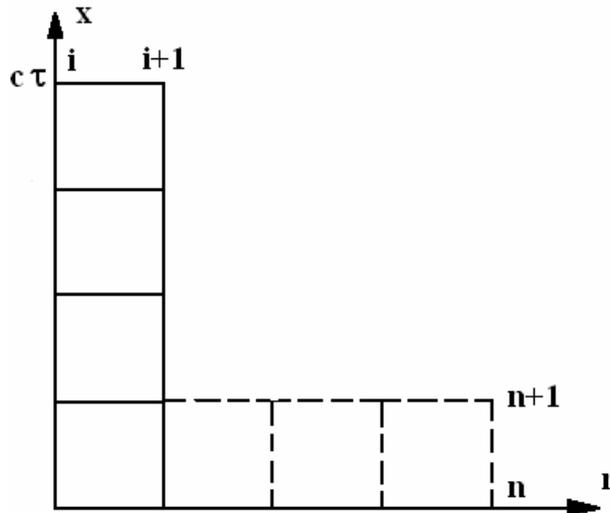


Рис. 2.4. Расчетная сетка

удобнее вычислить искомые плотности фотонов и ионов на слое  $i+1$  (сплошная линия на рис. 2.4), а затем уже делать новый шаг по  $r$  (т.е. выбрав схему, полагая  $x$  временным аналогом, тем не менее, последовательность вычислений по схеме организуется так, как будто временной переменной является  $r$ ). Размер шага по переменной  $r$  определяется из условия, чтобы изменение плотности фотонов при переходе от слоя  $i$  к слою  $i+1$  не превышало 1...5%. При этом в зависимости от высоты  $H$  величина  $\Delta r_i$  меняется от нескольких сотен метров до нескольких километров.

При больших начальных плотностях фотонов в импульсе и низких высотах  $H$  в окрестности  $x = 0$  происходит быстрое изменение искомых функций. В этом случае пространственная

сетка по переменной  $x$  также должна быть неравномерной. При расчетах размеры сетки задавались в геометрической прогрессии с коэффициентом, обеспечивающим размер последней ячейки в десятки раз больший, чем первой.

На основе конечно-разностной схемы (2.16), (2.17) составлена программа для ПК и проведены численные исследования распространения высокоинтенсивного ультрамягкого РИ в диапазоне энергий квантов  $0,1 \text{кэВ} < E_{ph} < 1 \text{кэВ}$ . Одной из целей численных исследований было определение значения параметра  $P$ , входящего в условие применимости аналитических соотношений (2.7), (2.8) и получение законов затухания плотностей энергии для тех случаев, когда (2.7), (2.8) неприменимы. Результаты расчетов для  $\theta=0$  представлены на рис. 2.5–2.9 ( $U^{**} = U^* \Big|_{r=\infty}$ ).

Видно, что при  $P \approx 1,5$  и  $H \approx 90$  км аналитическое решение практически совпадает с численным во всем интересующем интервале значений энергии квантов. В случае еще больших интенсивностей импульса, когда  $U_0 / U^* \geq 10P$ , незначительным оказывается отличие и от закона изменения плотности  $U$ , обусловленного только расходимостью излучения (на рисунках этот случай обозначен  $U_0 / U^* = \infty$ ). Следовательно, при превышении начальной плотности энергии в 10 и более раз величины  $U^*$  наличие воздушной среды может не учитываться. Если  $U_0 / U^* < 1$ , то происходит весьма сильное затухание импульса, а при  $U_0 / U^* < 0,05$  он оказывается настолько слабым, что практически не просветляет среду и закон затухания становится близким к экспоненциальному (построенному без учета изменения поглощающих свойств воздуха при его объемной ионизации излучением). Результаты верхней оценки параметра  $P$  представлены на рис. 2.10.

Таким образом, весь интервал значений параметра  $U_0 / U^*$  разбивается на следующие характерные области:

$0 < U_0 / U^* \leq 0,05$  – область выполнения экспоненциального закона затухания импульса без просветления;

$0,05 < U_0 / U^* \leq 1$  – область сильного затухания;

$1 < U_0 / U^* \leq P$  – область слабого просветления и применимости разработанного численного метода решения (в других областях он тоже применим, но там, конечно более эффективны аналитические соотношения);

$P < U_0 / U^* \leq 10P$  – область существенного просветления и применимости аналитических соотношений (2.7), (2.9);

$U_0 / U^* > 10P$  – область, в которой наличием воздуха можно пренебречь и закон затухания определяется расходимостью излучения.

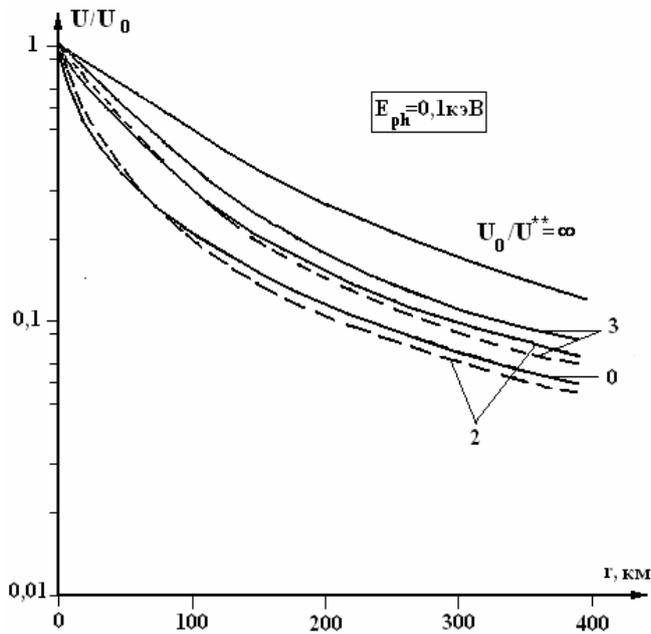


Рис. 2.5. Затухание импульса при малой энергии фотонов РИ ( $H_0=130\text{км}$ ,  $r_0/\gamma=200$ )

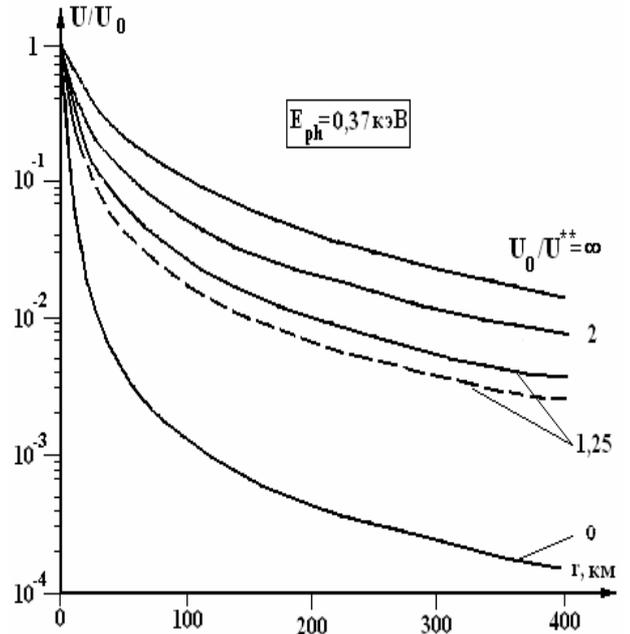


Рис. 2.6. Затухание импульса перед скачком в поглощении азота ( $H_0=130\text{км}$ ,  $r_0/\gamma=33$ )

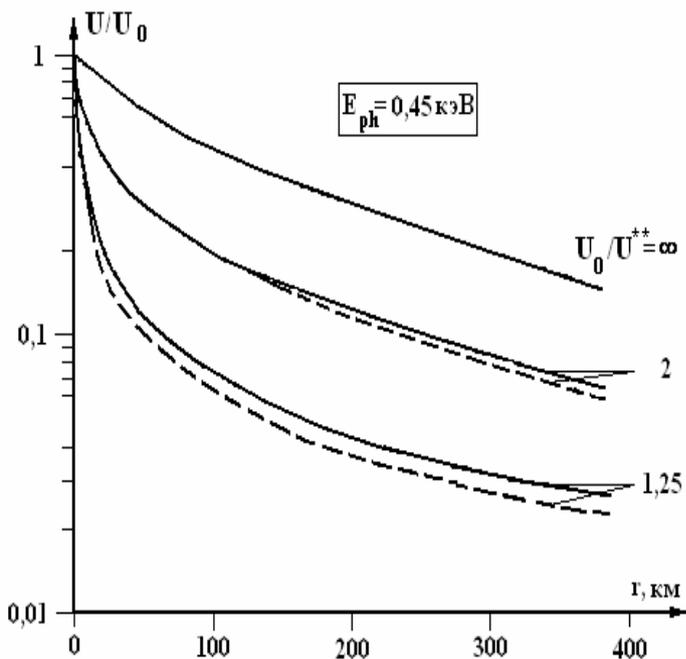


Рис. 2.7. Затухание импульса между скачками в поглощении азота и кислорода ( $H_0=90\text{км}$ ,  $r_0/\gamma=200$ )

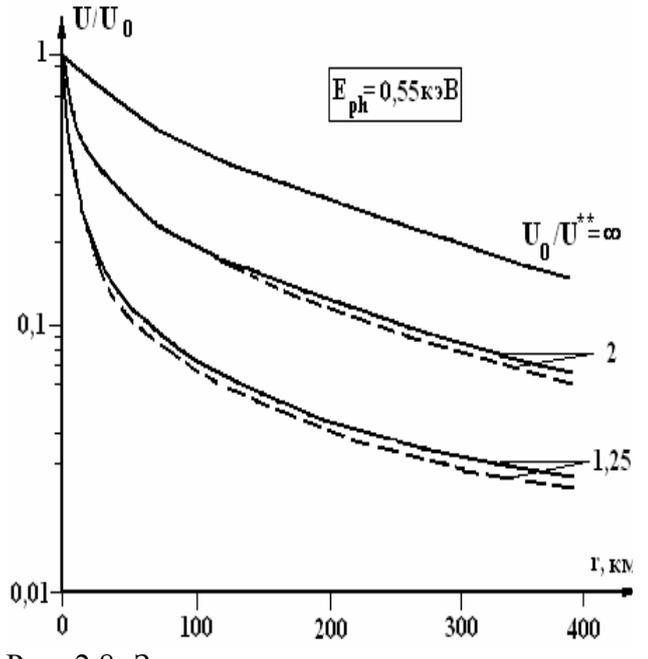


Рис. 2.8. Затухание импульса после скачка в поглощении кислорода ( $H_0=90\text{км}$ ,  $r_0/\gamma=200$ )

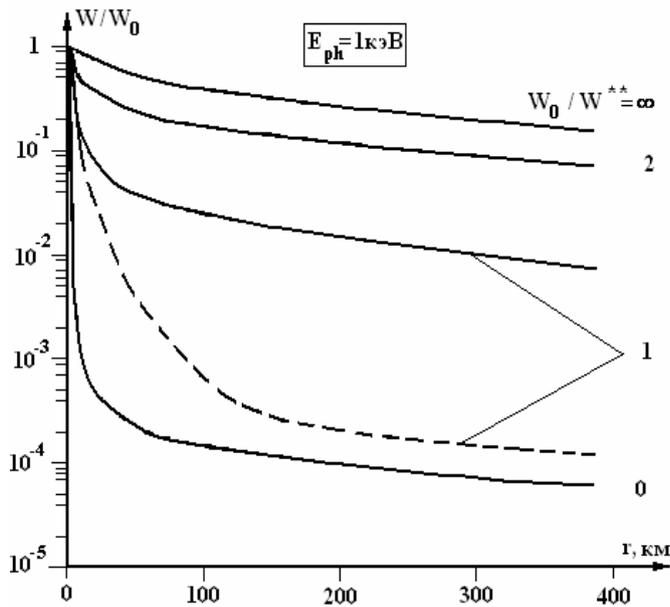


Рис. 2.9. Затухание импульса при большой энергии ультрамягких фотонов ( $H_0=90\text{км}$ ,  $r_0/\gamma=200$ )

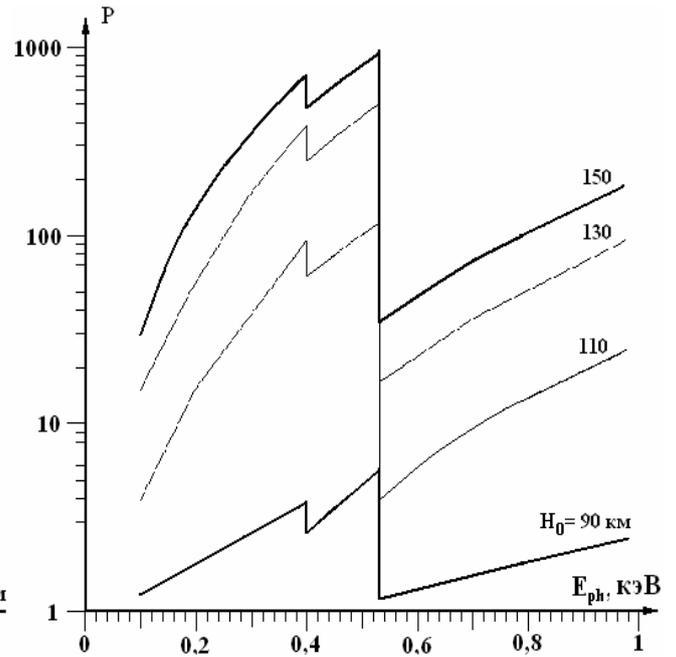


Рис. 2.10. Зависимость параметра P от энергии фотонов РИ при  $r_0/\gamma=200$

Анализ представленных результатов, а также данных других численных расчётов для различных наборов параметров  $H$ ,  $\theta$ ,  $r_0/\gamma$ ,  $E_{ph}$ ,  $U_0$ , показывает, что эффект просветления воздуха существенно увеличивает дальность распространения ультрамягкого РИ. Причем уменьшение энергии квантов  $E_{ph}$  может при определенных условиях приводить к увеличению дальности распространения импульса, в отличие от случаев, когда просветление несущественно и уменьшение  $E_{ph}$  приводит к увеличению сечений взаимодействия и, следовательно, к более быстрому затуханию импульса. При учете же просветления воздуха увеличение сечений фотопоглощения при уменьшающейся энергии квантов и увеличение числа фотонов в импульсе при фиксированной полной энергии  $U$  приводят к резкому росту скорости фотоионизации и более быстрому наступлению полной ионизации атомов, после чего ослабление излучения происходит только за счет расходимости луча. Кроме того, если энергия квантов становится меньше энергии связи  $K$ -оболочки, то для полного просветления воздуха необходимо удалить меньшее число электронов, что также способствует его более быстрому наступлению. На рис. 2. 11 представлены результаты расчёта расстояний  $r^*$ , на которых значение плотности энергии в импульсе уменьшается до  $U=1\text{кДж/см}^2$ , в зависимости от угла  $\theta$  ( $H=90\text{км}$ ,  $r_0=50\text{см}$ ,  $2\gamma=10^{-4}$ ,  $E_{ph}=370\text{эВ}$ ,  $E=10^{10}\text{Дж}$ ,  $\tau=1\text{нс}$ ). Видно, что если импульс РИ распространяется под углом  $\theta \leq 40^\circ$ , то он может выйти из атмосферы по узкому каналу полностью ионизованного воздуха, ослабляясь в основном только из-за расходимости излучения (эффект прорыва атмосферы [2]).

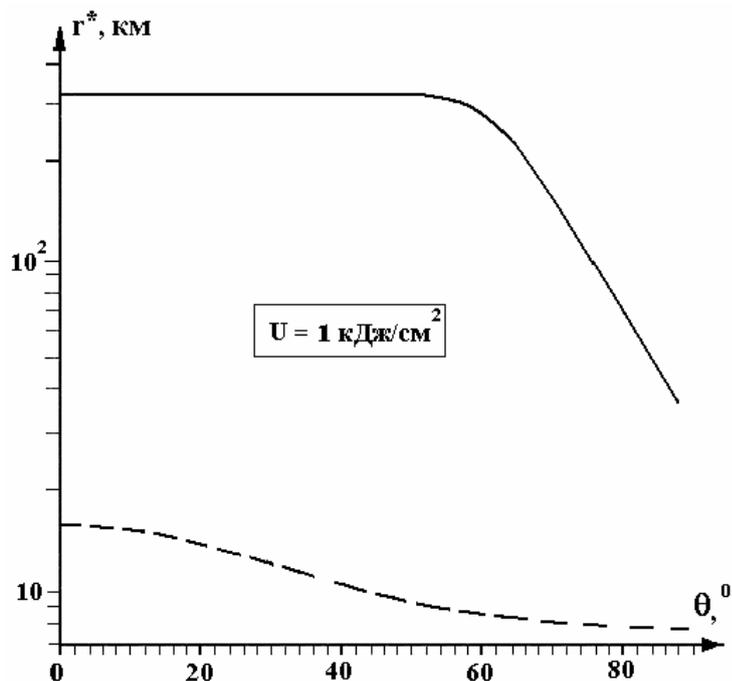


Рис. 2.11. Изолинии равной плотности энергии (пунктир – без учета просветления)

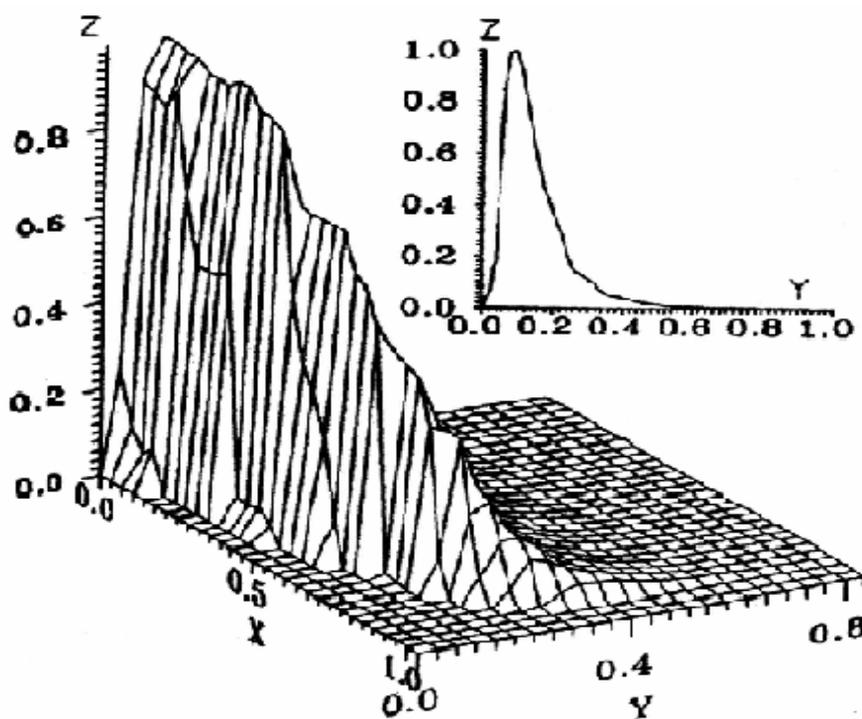


Рис. 2.12. Изменение временной формы импульса РИ с расстоянием для  $\theta = 90^\circ$

по этим сечениям, а также разработка физических моделей релаксации ионизованного воздуха во время прохождения импульса излучения.

Из результатов расчёта следует также существенное изменение распределения энергии в импульсе по мере его распространения, в частности, длительность импульса сокращается при одновременном изменении крутизны фронта. Такие данные могут оказаться важными для исследования вторичных электромагнитных эффектов. Влияние взаимодействия РИ с воздухом на временную форму его импульса проиллюстрировано на рис. 2.12 для  $H_0 = 80 \text{ км}$ ,  $\theta = 90^\circ$ ,  $2\gamma = 3 \cdot 10^{-5}$  и остальных параметров импульса РИ, таких же, как и в случае, показанном на рис. 2.11 (начальная форма импульса показана в верхней части рисунка; по оси  $Z$  отложена безразмерная величина  $\partial U / \partial t / (\partial U / \partial t)_{\max}$ , где для выбранных характеристик излучения  $(\partial U / \partial t)_{\max} = 8,375 \times 10^{15} \text{ Вм / см}^2$ ; ось  $Y$  соответствует временной координате в наносекундах, а ось  $X$  - безразмерному расстоянию  $r/r_{\max}$  при  $r_{\max} = 26 \text{ км}$ ).

В заключение следует отметить, что область применимости описанной численной модели распространения ультрамягкого РИ при необходимости может быть расширена. В частности, очевидно, возможен более детальный учёт состава атмосферы (наличия в ней недиссоциированных молекул, ионов и т.д.) в зависимости от высоты, учёт процессов рекомбинации и девозбуждения атомов с испусканием квантов вторичного излучения, использование уточнённых зависимостей сечений рассматриваемых процессов от степени ионизации атомов или банки данных

## 2.2. Метод Монте-Карло

В этом разделе описывается статистический метод расчета интегральных и дифференциальных по энергии характеристики потоков излучений, а также распределения энерговыделения в преграде. Метод отличается полнотой учёта физических процессов взаимодействия излучения с веществом, и в силу этого обеспечивает высокую достоверность получаемых результатов и широкую область применения (помимо РИ метод и численный код могут быть использованы и для расчетов переноса гамма-излучения в атмосфере и многослойных гетерогенных преградах [12]).

Как уже отмечалось основными процессами, протекающие при взаимодействии гамма-рентгеновского излучения с веществом [12-15], являются фотоэффект, релеевское и комптоновское рассеяния.

При фотоэффекте происходит поглощение кванта атомом и преобразование его энергии в кинетическую энергию фото- и оже-электронов, а также в энергию вторичных (флуоресцентных) фотонов.

Комптоновское рассеяние реализуется на отдельных свободных или атомарных электронах среды. Его дифференциальные сечения описываются распределением Клейна-Нишины с учетом связанности электронов в атоме. При рождении комптоновских электронов с энергией более 10 кэВ в методике предусмотрен расчет их переноса в преграде.

Рэлеевское рассеяние не сопровождается передачей энергии атомам и кванты рассеиваются на совокупности электронных оболочек упруго с незначительным изменением направления движения. Дифференциальное рассеяние определяется распределением Томпсона с учетом атомных форм-факторов.

Величина коэффициента истинного поглощения рассчитывается с учетом выноса энергии флуоресцентным и аннигиляционным излучениями (в методике учитывается возможность возникновения электрон-позитронных пар в поле ядра, переноса электрона этой пары и аннигиляционного излучения, образующегося при поглощении позитрона), а также Ожэ-электронами *K*- и *L*- уровней.

Математическая постановка задачи сводится к уравнению переноса с заданными источником и сечениями взаимодействия, зависящими от спектра излучения:

$$\begin{aligned} \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \Phi(\vec{V}) + \omega \nabla \Phi(\vec{V}) + \mu'(\vec{V}) = \\ \sum_{l=1}^2 \int d\vec{\omega}' \int dE \mu_l^s(\vec{r}, t, E'_{ph} \rightarrow E_{ph}, \vec{\omega}' \rightarrow \vec{\omega}) \Phi(\vec{V}') + S(\vec{V}), \end{aligned} \quad (2.18)$$

$$\vec{V} = \{\vec{r}, t, E_p, \vec{\omega}\}, \vec{V}' = \{\vec{r}, t, E_p, \vec{\omega}\},$$

где  $\Phi$  - дифференциальная плотность потока энергии квантов в момент времени  $t$  в точке пространства с координатой  $\vec{r} = \{x, y, z\}$  направлением движения  $\vec{\omega} = \{\theta, \varphi\}$ ;  $\mu^t$ ,  $\mu_l^s$  - соответственно дифференциальные по энергии, направлению и времени сечения поглощения и взаимодействия квантов  $l$ -го типа в точке  $\vec{r}$ ;  $S$  - функция распределения источника излучения;  $c$  - скорость света.

Ядро уравнения  $\mu_l^s(\vec{r}, t, E'_{ph} \rightarrow E_{ph}, \vec{\omega}' \rightarrow \vec{\omega})$  описывает комптоновское и рэлеевское рассеяния ( $l=1$ ), а также рождение вторичного аннигиляционного и флуоресцентного излучений ( $l=2$ ). При расчетах параметров энерговыделения и токов в преграде уравнение переноса дополняется граничными условиями на ее внешней и внутренней поверхностях (в случае расчетов переноса в атмосфере воздушная среда считается бесконечной).

Статистическим методам (методам Монте-Карло) решения задач переноса гамма-излучения посвящено значительное количество работ [16-22]. Основные положения этих работ могут быть использованы и при разработке статистических методов применительно к жесткому рентгенов-

скому излучению. Рассмотрим особенности используемого подхода по отношению к имеющимся модификациям метода Монте-Карло, которые применяются в настоящее время в задачах переноса гамма-излучения.

Метод Монте-Карло заключается в моделировании набора возможных траекторий движения квантов излучения в веществе. Каждая траектория представляет собой цепь случайных событий, реализующихся по известным функциям их распределений. При моделировании траектории движения квантов в веществе возможны два подхода: моделирование физической цепи событий и нефизической. Физическая цепь событий, называемая также «аналоговой», состоит в прямом моделировании процесса переноса излучения. Траектория движения квантов в этом случае обрывается вследствие процессов фотопоглощения или его выхода за пределы рассматриваемой области (для ограниченных преград). Длины пробегов квантов и углы их рассеяния разыгрываются соответственно с плотностью вероятности поглощения и рассеяния. Вероятность рассеяния определяется дифференциальными сечениями (коэффициентами). Числовые характеристики процесса переноса (параметры излучения) находятся в этих методах усреднением числа пересечений рассматриваемых траекторий с некоторыми поверхностями, которые рассматриваются как детекторы. Одновременная регистрация при этом энергий квантов, направлений движения, времени прихода позволяет получать оценки дифференциальных потоков энергии излучения.

При моделировании нефизической цепи событий обрыва траектории кванта вследствие процессов фотопоглощения удается избежать вводом в каждой точке взаимодействия вероятности «выживания» кванта, которая определяется отношением вероятностей рассеяния и поглощения. Хотя при этом в каждой точке взаимодействия и производится розыгрыш типа взаимодействия (фотопоглощения или одного из двух видов рассеяний), но квант рассеивается и в случае фотопоглощения с приписыванием ему «веса», пропорционального вероятности его выживания. Аналогично можно избежать обрыва траектории вследствие выхода кванта из рассматриваемой области. Розыгрыш длины пробега в этих случаях происходит в пределах от точки взаимодействия до границы области. Ограничение интервала розыгрыша компенсируется умножением «веса» кванта на вероятность его поглощения в пределах той же области, в которой происходит розыгрыш длины свободного пробега. Исключение обрыва траектории кванта приводит к увеличению ее информативности при оценке параметров излучения и, вследствие этого, к уменьшению дисперсии оценки. Однако среднее время расчета на ЭВМ каждой траектории возрастает.

Методы определения дифференциальных потоков энергии излучения принято разделять на локальные и нелокальные. Нелокальные методы расчета параметров излучения основаны на усреднении потоков энергии по заданным областям дифференциальных характеристик. В качестве таких характеристик выступают площади некоторых поверхностей при определении потоков энергии излучения, телесные углы при определении потоков энергии излучения, телесные углы при определении угловых распределений, интервалы энергий квантов для спектральных распределений и т.д.

Локальные методы расчета позволяют, в принципе, определять параметры излучения в заданной точке фазового пространства координат, углов и энергий. При этом обычно под локальными методами подразумевают методы вычисления потоков энергии излучения в данной точке пространства, т.е. с заданными координатами. Двойными локальными называют методы, позволяющие получить потоки энергии, как в заданной точке пространства, так и в заданном интервале углов.

Локальные оценки потоков в заданных точках фазового пространства сопряжены в общем случае с большими трудностями вследствие значительного усложнения алгоритма расчетов и с неудовлетворительной статистической точностью результатов. По этой причине на практике чаще всего реализуются сочетания локальных (в точке пространства) и нелокальных (в интервалах углов, энергий, времен прихода) методов расчета параметров излучения.

Основная идея метода локальной оценки потока состоит в сборе рассеянного излучения в заданную точку пространства от всех точек взаимодействия кванта с веществом, составляющих траекторию его движения. Каждая такая точка представляется неизотропным источником излучения с индикатрисой, определяемой дифференциальным сечением рассеяния.

Весьма близким к методу локальной оценки потока является метод плотностей столкновений, впервые описанный, по всей видимости, в работе [21]. Его основное отличие от метода локальной оценки потока состоит в том, что каждая точка взаимодействия на траектории рассматривается как источник излучения с наибольшей степенью неизотропности (мононаправленный вдоль соответствующего отрезка траектории). Метод плотностей столкновений позволяет рассчитывать параметры излучения не в точке, а в заданных областях среды. В этом смысле он является нелокальным. Этот метод в сочетании с «весовым» был успешно применен [20] при решении задачи переноса моноэнергетических квантов изотропного источника РИ в воздушной среде.

Методы локальной оценки потока и плотностей столкновений не исключают, а дополняют друг друга. Для неизотропного источника в воздушной среде возможно применение обоих методов. Для задачи переноса в многослойных гетерогенных преградах целесообразнее пользоваться методом плотностей столкновений. Метод локальной оценки потока весьма эффективен для неоднородной воздушной среды при произвольной ориентации оси симметрии источника относительно градиента плотности атмосферы. В этих случаях параметры РИ на сфере радиуса  $R$  зависят как от радиальных, так и от азимутальных углов, что затрудняет применение локальных методов расчета. Для однородной воздушной среды, представляющей основной практический интерес при рассмотрении действия РИ, его параметры зависят от одной угловой переменной, характеризующей положение кольцевой области на сфере. В этих случаях возможно применение и нелокальной оценки с использованием, например, метода плотностей столкновений.

В настоящей работе для расчетов параметров РИ в воздухе использовался метод плотностей столкновений в сочетании с «весовым», модифицированным для неизотропного источника. Для многослойной преграды этот метод дополняется модификацией, позволяющей исключить обрыв траектории квантов вследствие их выхода за пределы преграды.

Рассмотрим основные соотношения для моделирования переноса РИ этими методами. Чтобы не разделять в методическом отношении решения трех практически важных задач (переноса РИ для неизотропного источника в воздушной среде, переноса РИ в преграде (облучаемом объекте) при заданном спектрально-угловом распределении падающего излучения у ее поверхности и совместного переноса РИ в воздухе и преграде), целесообразно рассмотреть наиболее общую из них.

Совместное рассмотрение задач переноса РИ в воздухе и преграде для неизотропного источника можно осуществить аналогично случаю изотропного источника, расчетом единой траектории квантов в воздухе и преграде. При этом состыковка геометрий точечного и плоского источников реализуется вставкой неоднородной преграды в точку воздушной среды, в которой оценивается поток энергии излучения.

Состояние кванта в воздухе после  $i^{\text{ой}}$ - точки взаимодействия, имеющей координаты  $x_i, y_i, z_i$ , полностью определяется следующими характеристиками:  $E_{\text{phi}} = h \nu_i$  – энергией,  $\theta_i, \varphi_i$  – радиальным и азимутальным углами в выбранной системе координат  $XYZ$  (ось  $Z$  направлена по оси симметрии источника),  $t_i$  – временем прихода в  $i^{\text{ую}}$  точку. Для нефизической цепи событий вводится статистический вес  $V_i$   $i^{\text{ой}}$ - точки взаимодействия. Набор этих характеристик кванта является исходным при моделировании последующей точки его взаимодействия с веществом и при оценке параметров излучения.

В методе плотностей столкновений  $i^{\text{ая}}$  точка взаимодействия рассматривается мононаправленным источником с направлением движения по вектору

$$\vec{e}'' = \sin \theta_i \cos \varphi_i \vec{i} + \sin \theta_i \sin \varphi_i \vec{j} + \cos \theta_i \vec{k},$$

где  $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$  – единичные орты по осям  $XYZ$  системы координат. Данный источник дает вклад в кольцевую область на сфере радиуса  $R$ , которой принадлежит точка пересечения продолжения вектора  $\vec{e}''$  с этой сферой. Координаты точки пересечения  $X'', Y'', Z''$  и расстояние  $L'$  от нее до  $i^{oii}$  точки взаимодействия определяется решением системы уравнений для поверхности сферы и прямой, проходящей через точку  $X_i, Y_i, Z_i$  в данном направлении  $\vec{e}''$ .

Принадлежность точки пересечения заданной кольцевой области определяется вычислением радиального угла  $\theta_0$ , соответствующего радиус-вектору  $\vec{R}_i''$  ( $|\vec{R}_i''| = R$ ) данной точки пересечения

$$\sin \theta_0 = [(x_i'')^2 + (y_i'')^2] / R. \quad (2.19)$$

Тогда условие  $\sin \theta_{0j} \leq \sin \theta_0 \leq \sin \theta_{0j+1}$  (углы  $\theta_{0j}$  ( $j=1, 2, \dots$ ) задают кольцевые области на сфере) соответствует регистрации вклада в  $j^{yo}$  область.

Парциальный вклад  $i^{oii}$  точки взаимодействия в поток энергии, отнесенный к энергии излучения источника (практически в коэффициент прохождения потока энергии) находится по формуле:

$$P_i = \frac{h\nu_i}{h\nu_0} V_i \exp(-\mu_0(h\nu_i)L\rho_H) \frac{1}{|\cos \Psi_i|}, \quad (2.20)$$

где  $h\nu_0$  – энергия кванта излучения в начале траектории;  $\rho_H$  – плотность воздуха на высоте  $H$ ;  $\Psi_i$  – угол между векторами  $\vec{R}_i''$  и  $\vec{e}''$ .

Формула (2.20) используется при вычислении произвольных параметров излучения в воздухе. Эти вычисления отличаются только количеством регистрируемых характеристик, в качестве которых выступают энергия квантов, углы, определяющие направление их движения, и т.д. Если провести суммирование величин  $P_i$  по числу взаимодействий в каждой траектории и усреднение по числу всех разыгранных траекторий без регистрации каких-либо характеристик кванта, то получаемая величина будет соответствовать коэффициенту прохождения потока энергии излучения изотропного источника. При регистрации принадлежности углов  $\theta_0$  заданным их интервалам  $[\theta_{0j}, \theta_{0j+1}]$  аналогичная величина будет соответствовать доле коэффициента прохождения  $\Delta\beta(R, \theta_{0j}, \theta_{0j+1})$  излучения, пересекающего кольцевые области, заданными углами  $\theta_{0j} \div \theta_{0j+1}$ .

Относя величину  $\Delta\beta$  к площади рассматриваемой кольцевой области  $\Delta S = 2\pi R^2 (\cos \theta_{0j} - \cos \theta_{0j+1})$  и умножая ее на энергию излучения источника  $E$ , можно получить оценку потока энергии изотропного источника

$$U(R, \theta_0) = \frac{E}{2\pi R^2} \frac{\Delta\beta(R, \theta_{0j}, \theta_{0j+1})}{(\cos \theta_{0j} - \cos \theta_{0j+1})}. \quad (2.21)$$

Аналогично пространственному распределению потоков энергии излучения могут быть определены спектральные, угловые, временные и другие необходимые для дальнейших расчетов характеристики.

Рассмотрим теперь взаимодействие кванта с преградой. Исходными характеристиками кванта излучения, падающего в точке  $X'', Y'', Z''$  на преграду, являются: его энергия  $h\nu_i$ , статистический вес  $V_i$ , угол падения относительно нормали к преграде  $\chi_i$ , интенсивность кванта  $I_i$  и время прихода  $t_i''$ . Интенсивность кванта определяется по формуле:

$$I_i = \exp(-\mu_e(h\nu_i)L'\rho_H) \frac{1}{|\cos \Psi_i|}. \quad (2.22)$$

Время прихода кванта в точку, в которой помещена преграда, отсчитываемое после прихода прямого излучения, есть  $t_i'' = t_i + (L' - R) / c$ , где  $c$  – скорость света.

Как и в воздушной среде, траектория кванта в преграде полностью определяется набором его характеристик в отдельных точках взаимодействия. Для полубесконечной преграды такими характеристиками являются: энергия  $h\nu'$ , угол относительно нормали к преграде  $\theta'$  и статистический вес  $V'$ . Координаты точки взаимодействия для плоской геометрии полностью определяются ее расстоянием от поверхности преграды  $m$ .

Видно, что число характеристик траектории кванта в преграде значительно меньше, чем в воздушной среде. Это объясняется сделанными предположениями, что корпус конструкции можно рассматривать в виде многослойной плоской преграды, а излучение, падающее на нее, также соответствует плоскому источнику. Метод плотностей столкновений, применяемый в преграде, предполагает, что каждая точка взаимодействия дает вклад в плоскости  $m_q = \text{const}$  ( $q=1, 2, \dots$ ). Парциальный вклад  $i^{\text{ой}}$  точки взаимодействия кванта в  $q^{\text{ую}}$  плоскость  $m_q = \text{const}$  с учетом того, что рассматриваемая траектория принадлежит  $i^{\text{ой}}$  точке взаимодействия в воздухе, описывается зависимостью:

$$P_{ij} = \frac{h\nu'_j}{h\nu'_0} I_i \exp(-\tau(h\nu'_j, m_q, \theta'_j)) \frac{\cos \chi_i}{\cos \theta'_j} V'_j, \quad (2.23)$$

где  $\tau$  – оптический путь, соответствующий расстоянию от  $j^{\text{ой}}$  точки взаимодействия по направлению движения кванта (угол  $\theta'_j$ ) до  $q^{\text{ой}}$  плоскости  $m_q = \text{const}$ . Вычисление парциальных вкладов осуществляется при условии  $0 \leq \chi_i \leq \pi/2$ , что соответствует учету экранирования части воздушной среды объемом преграды.

Парциальный вклад, определяемый формулой (2.23), соответствует коэффициенту прохождения потока энергии излучения (аналогично формуле (2.20) для воздуха). Парциальный вклад для тока энергии также определяется (2.23) (при умножении ее правой части на  $\cos(\theta'_j)$ ). В случае расчета энерговыделения величина  $P_{ij}$  умножается на коэффициент поглощения энергии излучения. Дальнейшее суммирование величины  $P_{ij}$  по всем точкам взаимодействия в воздухе и материалах преграды с усреднением по числу траекторий и одновременной регистрацией заданных характеристик кванта излучения как падающего на поверхность преграды, так и в ее материалах, позволяет определить рассчитываемые характеристики.

Рассмотрим особенности моделирования траекторий движения квантов в материалах преграды. При совместном расчете переноса излучения в воздухе и облучаемой преграде у поверхности последней мы уже имеем начальные параметры кванта

$$m_0 = 0; h\nu'_0 = h\nu'; \theta'_0 = \chi_i; V_0^i = V.$$

В случае отдельного рассмотрения переноса РИ в воздухе и преграде, когда на поверхность преграды падает излучение с заданным спектрально-угловым распределением, начальные значения  $h\nu'_0$  и  $\chi_0$  разыгрываются в соответствии с этим распределением (например, с использованием метода Неймана), а величина статистического веса полагается равной единице. После вычисления парциальных вкладов от этой нулевой точки (что соответствует определению параметров прямого излучения в материалах преграды) моделируется последующая точка взаимодействия.

Предположим, что известны параметры  $j^{\text{ой}}$  точки взаимодействия и следует их определить для  $(j+1)^{\text{ой}}$  точки. В соответствии с используемой модификацией метода, который исключает обрыв траектории вследствие выхода кванта за пределы преграды, координата  $m_{j+1}$  точки определяется из интегрального соотношения

$$1 - \exp\left[- \int_{m_j}^{m_{j+1}} \rho(z'') \mu_k(h\nu'_j, z'') dz'' / |\cos \theta'_j| \right] = D\xi \quad (2.24)$$

где  $D = 1 - \exp[- \int_{m_j}^{m_{j+1}} \rho(z'') \mu_k(h\nu'_j, z'') dz'' / |\cos \theta'_j|]$  – вероятность поглощения кванта на расстоянии от точки с координатой  $m_j$  до границы преграды с координатой  $M$ ;  $\xi$  – случайное число, равномерно распределенное в интервале  $(0, 1)$ .

Статистический вес кванта в  $j+1$ -й точке взаимодействия вычисляется по формуле

$$V'_{j+1} = V'_j \frac{\mu_s(h\nu'_j, m_{j+1})}{\mu(h\nu'_j, m_{j+1})} \cdot D \quad (2.25)$$

где  $\mu_s = [\mu_c(\theta = \pi) + \mu_R(\theta = \pi)]$  – суммарный коэффициент рассеяния излучения;  $\mu_c$ ,  $\mu_R$  – интегральные функции углового распределения комптоновских и рэлеевских квантов.

Следующие этапы моделирования траектории состоят в нахождении угла рассеяния, энергии кванта и направления его движения. Эти этапы являются общими для воздуха и материалов преграды. Поскольку реализуемая схема розыгрыша траектории кванта не предусматривает ее обрыва вследствие фотопоглощения и выхода за границы преграды, то необходимо искусственное условие окончания движения. Моделирование траектории в этой схеме заканчивается при достижении некоторых малых значений энергии и статистического веса кванта (например, в случае жесткого РИ  $V' = 10^{-4}$  и  $h\nu = 1$  кэВ).

После окончания рассмотрения траектории движения кванта в преграде, что соответствует оценке вкладов от одной точки взаимодействия в воздушной среде, происходит моделирование последующих точек.

Отметим, что при аналогичном моделировании траектории движения квантов в воздухе ряд формул значительно упрощается. Например, для однородной бесконечной воздушной среды формула для длины  $l$  свободного пробега имеет более простой вид:

$$l = -\ln \xi / \mu_g(h\nu). \quad (2.26)$$

Статистический вес кванта по-прежнему вычисляется по формуле (2.25), но величина  $D$  полагается равной 1. По сравнению с преградой моделирование траектории движения кванта в воздухе дополняется вычислением двух координат, азимутального угла, определяющего направление движения, и времени прихода в точку взаимодействия. Вычисление этих параметров не представляет трудностей. Как и в преграде, траектория движения квантов в воздушной среде в рассматриваемом «весовом» методе является бесконечной. Траектория заканчивается также при достижении некоторых минимальных значений энергии кванта и статистического веса. Наряду с этим, в качестве условия обрыва траектории в воздушной среде используется условие превышения расстояния от источника до точки взаимодействия некоторого максимального значения. В качестве таких критических расстояний использовались значения, соответствующие массовым координатам  $m_b = 60$  и  $200$  г/см<sup>2</sup>.

Приведенные соотношения для расчета параметров РИ в воздухе и материалах преграды являются общими для любых источников. Конкретный вид источника устанавливается при моделировании нулевой точки взаимодействия, соответствующей началу траектории в воздушной среде (при помещении источника излучения в начало системы координат имеем  $X_0 = Y_0 = Z_0 = 0$ ,  $V=1$ ). Направления вылета кванта из источника, его энергии и времени выхода находятся в соответствии с их плотностями распределений. Как уже отмечалось, в качестве функций плотностей распределения параметров излучения источника выступает индикатриса, спектральное и временное распределения. В случае отсутствия корреляции между этими распределениями розыгрыш случайных значений углов, энергии и времени ( $t_0$ ) можно выполнять по интегральной зависимости типа

$$\int_0^{t_0} f(x) dx = \xi, \quad (2.27)$$

в которой  $f(x)$  – соответствующая функция плотности распределения, нормированная на единицу. В противном случае этот розыгрыш целесообразно проводить методом Неймана.

Задание конкретных функций распределения должно включать и случай мононаправленного, мгновенного, моноэнергетического источника РИ. Рассмотрение такого источника требуется для создания баз данных, используемых в параметрических методах расчета (см. раздел 2.3).

Расчет переноса РИ в неоднородной воздушной среде (как ранее отмечалось, он необходим для высот источника  $40\text{км} < H < 70\text{км}$  [15]) от симметричного источника с осью симметрии, параллельной градиенту плотности атмосферы, может быть существенно упрощен. В этом случае, как в однородной, так и в неоднородной среде задача переноса РИ имеет цилиндрическую симметрию и можно, используя разворот траектории в методе «аналитического осреднения», проводить расчет характеристик РИ в неоднородной воздушной среде, как в однородной с перевешиванием вкладов в соответствии с модификацией метода МК на основе «смещенных пробегов». Тогда наряду с распределением источника, смещенной функцией является плотность среды, для которой поправка статистического веса, компенсирующая пробег в неоднородной среде, проводится совместно с поправкой на поворот траектории. В качестве модельной используется среда с плотностью, соответствующей высоте источника  $H$ . Средняя плотность воздуха  $\rho$  между детектором и источником определяется из соотношения

$$\rho = \rho(H)[1 - \exp(-R \cdot \cos \theta_d / L_H)] \cdot L_H / (R \cdot \cos \theta_d). \quad (2.28)$$

При  $\theta_d = 90^\circ$  величина  $\rho = \rho(H)$ . Подобное определение  $\rho$  обеспечивает равенство оптических толщин в модельной и неоднородной среде между источником и детектором. Поправка статистического веса, компенсирующая пробег в модельной среде по отношению к неоднородной, находится как произведение поправок по плотности и оптической толщине для каждого из колен.

В процессе моделирования проводится запоминание всех характеристик кванта (координат взаимодействия, углов направления движения, энергии, веса пакета, времени взаимодействия кванта, длины пробега) после каждого взаимодействия. Далее производится разворот траектории и оценка компенсирующего вклада.

Исходя из выбора модели среды как экспоненциальной атмосферы, компенсирующий вес определим из соотношения

$$W_i^k = \prod_{k=1}^i \rho(Z^k) / \bar{\rho} \times \exp[-(\tau^k - \tau^{k-1})] \quad (2.29)$$

где  $L^k$  – длина пробега между  $(k-1)$ -ым и  $k$ -ым рассеянием;  $\mu^k$  – косинус полярного угла, определяющий направление движения кванта между  $(k-1)$ -ым и  $k$ -ым рассеянием;  $E_{ph}^{k-1}$  – энергия кванта после  $(k-1)$ -го рассеяния.

В соответствии с методом «аналитического осреднения» интенсивность излучения, регистрируемая после  $k$ -го рассеяния, пропорциональна величине  $\exp(-E_{ph}^{k-1} m_g)$ . Для однородной среды величина  $m_g$  составит  $\rho L$ , а для неоднородной определится по формуле

$$m_g = \rho(H) \cdot L_H \cdot L / (R \cdot \cos \theta_d - Z^k) [\exp(-Z^k / L_H) - \exp(-R \cdot \cos \theta_d / L_H)]. \quad (2.30)$$

Расстояние  $L$  от точки  $k$ -го рассеяния до пересечения с поверхностью сферы вычисляется из системы уравнений

$$\begin{cases} x^k + L \sin \theta^k \cos \varphi^k = x, \\ y^k + L \sin \theta^k \sin \varphi^k = y, \\ z + L \cos \theta^k = z, \\ x^2 + y^2 + z^2 = R, \end{cases} \quad (2.31)$$

где  $\theta^k, \varphi^k$  – соответственно полярный и азимутальный углы, определяющие направление движения кванта;  $x, y, z$  – координаты пересечения кванта со сферой.

В зависимости от расположения точки рассеяния относительно сферы детектора и направления движения кванта парциальные вклады вычисляются два, один раз или не разу. При регистрации излучения плоским односторонним детектором (корпус объекта) угол между направлением движения кванта и нормалью к поверхности преграды не меняется и его можно рассчитывать по «неповернутым координатам», что делает возможной оценку характеристик во всех точках по  $\theta_d$ . Кратность выигрыша по времени в этом случае пропорциональна числу детекторов по  $\theta_d$ .

В ходе расчета парциальных вкладов производится преобразование расчетных характеристик с коэффициентом  $\rho(H)/\rho$ , позволяющее строить эквивалентную траекторию в неоднородной среде с сохранением реализовавшихся параметров по координатам взаимодействия и длине пробега. Для временных характеристик преобразование имеет вид

$$t^k = t^{k-1} + t \cdot \rho(H / \rho), \quad (2.32)$$

где  $t$  – время прохождения кванта между  $(k-1)^{\text{ой}}$  и  $k^{\text{ой}}$  точками рассеяния в модельной среде.

В теории переноса основной величиной, характеризующей поле излучения, является функция распределения потока энергии  $I^*(\vec{R}, \vec{\Omega}, h\nu, t)$ . Для точечного изотропного источника в воздушной среде величина  $I^*(\vec{R}, \vec{\Omega}, h\nu, t) d\vec{\Omega}^* d\vec{\Omega} dh\nu dt$  представляет собой энергию излучения, пересекающего элемент поверхности сферы радиуса  $R$  (ему соответствует массовая координата  $m_b$ ) с центром в точке источника с площадью  $dS = R^2 / |d\vec{\Omega}^*| (|d\vec{\Omega}^*| = d\omega_0 d\varphi_0; d\omega_0 = \sin\theta_0 d\theta_0)$  квантами с энергией  $h\nu \div h\nu + dh\nu$  за время от  $t$  до  $t+dt$  в пределах телесного угла  $|d\vec{\Omega}|$  около направления  $\vec{\Omega}$

$$|d\vec{\Omega}| = \sin\theta d\theta d\varphi. \quad (2.33)$$

Для источника излучения, обладающего осью симметрии, в однородной воздушной среде функция распределения не зависит от азимутального угла  $\varphi_0$ , определяющего вектор  $\vec{R}$ , а зависит лишь от радиального угла  $\theta_0$ . Введем новую функцию  $I(R, \theta, \vec{\Omega}, h\nu, t)$ , которая получается из  $I^*(\vec{R}, \vec{\Omega}, h\nu, t)$  интегрированием по  $\varphi_0$ . Очевидно, что функция  $I$  описывает излучение, пересекающее кольцевую область на сфере с площадью  $dS = 2\pi R^2 \sin\theta_0 d\theta_0$ . Количество энергии  $dE$ , переносимое квантами излучения через эту область, определяется по формуле

$$dE = I(R, \theta_0, \vec{\Omega}, h\nu, t) \sin\theta_0 d\theta_0 \sin\theta d\theta d\varphi dh\nu dt \quad (2.34)$$

Дифференциальный поток энергии излучения получается делением величины  $dE$  на элемент поверхности  $dS$ .

Введенная таким образом величина  $I(R, \theta, \vec{\Omega}, h\nu, t)$  является функцией распределения потока энергии изотропного источника РИ, обладающего осью симметрии. Она позволяет получить произвольный параметр поля излучения в воздухе и является исходной при расчете функции распределения излучения в облучаемой преграде.

Функция распределения  $I$  определяет как общую энергию излучения, так и его пространственное, энергетическое, угловое и временное распределения. Общепринятым является выделение из функции распределения  $I$  членов, описывающих общую энергию. Такое выделение приводит к вводу относительных распределений, например, пространственных индикатрис.

Рассмотрим способы ввода этих относительных распределений (спектральных, угловых, временных) на примере пространственных распределений потоков энергии РИ в воздухе.

Интегрируя выражение для дифференциальной энергии  $dE$  в формуле (2.35) по  $\theta, \varphi, h\nu, t$ , можно получить общую энергию излучения  $dE(R, \theta_0)$ , которое пересекает кольцевую область на

сфере с радиусом  $R$ . Интеграл от величины  $dE(R, \theta_0)$  по элементу телесного угла  $d\omega_0$  дает полную энергию  $E(R)$  излучения (безотносительно к его пространственному распределению), которое пересекает всю сферу радиуса  $R$ .

Введем величину пространственной плотности распределения  $E(R, \theta_0)$  излучения в воздухе посредством соотношения

$$d(E, \theta_0) = E(R, \theta_0) \sin \theta_0 d\theta_0. \quad (2.35)$$

Индикатрису  $J(R, \theta_0)$  РИ в воздухе можно ввести по формуле (нетрудно показать, что  $J(R, \theta_0)$  нормирована на единицу)

$$E(R, \theta_0) = E(R) \cdot J(R, \theta_0). \quad (2.36)$$

Выражение для потока энергии неизотропного источника РИ в воздухе будет иметь вид:

$$J(R, \theta_0) = (1/2\pi R^2) \cdot E(R) \cdot J(R, \theta_0). \quad (2.37)$$

Учитывая, что величина  $E(R)$  равна произведению коэффициента  $\beta(m_e)$  прохождения потока энергии и величины полной энергии  $E_0$  излучения, выходящего из источника, формулу (2.37) можно представить в виде:

$$U(R, \theta_0) = (1/2\pi R^2) \cdot E_0 \cdot \beta(m_e) \cdot J(R, \theta_0). \quad (2.38)$$

Формула (2.38) определяет пространственное распределение потоков энергии РИ в воздухе. Поток энергии является фундаментальной величиной теории переноса излучений, данные (в виде факторов накопления) по которому изложены в большинстве справочной литературы. Эта величина, совместно со спектральным и угловым распределением, является исходной при дальнейшем расчете параметров излучения в материалах преграды.

При расположении источника РИ в воздухе поток в общем случае не может служить мерой количества излучения, упавшего на поверхность объекта, поскольку характеризует, по определению излучение, приходящее в рассматриваемую точку со всего пространства. В связи со значительными рассеивающими свойствами воздуха поток энергии РИ в атмосфере (на одном и том же расстоянии от источника) может превышать поток его энергии в космосе.

Мерой количества энергии излучения, упавшего на поверхность объекта, служит величина тока энергии из полупространства, соответствующего положительному направлению нормали к поверхности. В качестве эквивалентного термина употребляются названия: «односторонний поток энергии», «импульс РИ» и др. Будем в дальнейшем придерживаться термина «импульс РИ», (отличая его от тока энергии со всех сторон) используемого в дальнейшем при расчете энерговыделения в материалах преграды.

Импульс РИ определяется по отношению к площадке, определенным образом ориентированной в пространстве (например, к центру источника РИ). По этой причине величина импульса зависит от ориентации рассматриваемого элемента поверхности преграды. Связь между импульсом  $U_p$  и потоком  $U$  в воздухе устанавливается при помощи функции углового распределения. Для изотропного источника эта связь имеет вид:

$$U_p(R, \alpha) = \frac{U(R)}{2\pi} \int_{\theta} \int_{\varphi} Y(m_e, \theta) \cos \chi \sin \theta d\theta d\varphi \quad (2.39)$$

где  $Y$  – функция углового распределения, интегральная по азимутальному углу  $\varphi$ ;  $\chi$  – угол падения излучения относительно нормали к площадке. При заданных углах  $\theta$  и  $\beta^*$  ориентации площадки относительно центра взрыва угол  $\chi$  определяется из соотношения:

$$\cos \chi = \sin \theta \cdot \sin \alpha \cdot \cos(\varphi - \beta^*) + \cos \theta \cdot \cos \alpha. \quad (2.40)$$

Интегрирование по углам  $\theta$  и  $\varphi$  в формуле (2.39) выполняется в пределах, обеспечивающих условие  $\cos \chi > 0$ .

Вследствие зависимости в общем случае угловых распределений излучения неизотропного источника от пространственного угла  $\theta_0$  индикатриса  $J$  потоков энергии отличается от индикат-

рисы  $J_p$  импульсов РИ. Ее ввод можно осуществить аналогично вводу индикатрисы потоков энергии. Формула для расчетов величин импульсов РИ в воздухе при этом имеет вид:

$$U_p(R, \theta_0, \alpha) = \frac{E_0}{2\pi} \beta(m, \alpha) J_p(R, \theta_0, \alpha), \quad (2.41)$$

где  $\beta(m, \alpha)$  – коэффициент прохождения импульса РИ.

Задача переноса состоит в получении функции распределения рассеянного излучения, так как определение параметров прямого излучения не составляет труда. Дифференциальный поток энергии прямого излучения точечного источника в воздушной среде равен:

$$U_0 = \frac{E_0}{2\pi R^2} J_0(\theta_0) \varphi_0^*(h\nu) T_0(t) \exp(-\mu_s(h\nu) m_s \frac{\delta(\cos\theta - 1)}{2\pi}), \quad (2.42)$$

где  $J_0$ ,  $\varphi_0^*$ ,  $T_0$  – обозначают соответственно индикатрису, спектральное и временное распределения источника;  $\mu_s$  – коэффициент ослабления излучения в воздухе.

Функция распределения изотропного источника может быть получена простым интегрированием функции  $I$  по углу  $\theta_0$  и  $\varphi$ .

При определении функции распределения излучения в воздухе предполагается, что она получена для источника с заданным спектральным и временным распределениями и индикатрисой. Наиболее общий подход к задаче переноса состоит в получении функции распределения для точечного мононаправленного моноэнергетического мгновенного источника. Связь между произвольными параметрами (в том числе и функциями распределения) мононаправленного ( $P_\delta$ ) и источника с заданной индикатрисой ( $P$ ) определяется простыми интегральными соотношениями. Знание временных распределений параметров мгновенных источников позволяет при помощи простых соотношений обобщить их на случай произвольного временного распределения источника. Эти соотношения более подробно будут рассмотрены в разделе 2.3, посвященном инженерным методам, в том числе и параметрическим методикам, основанным на интегрировании предварительно полученных данных по элементарным источникам излучения.

**Учет вторичных излучений и частиц** Методы расчета параметров РИ с учетом вторичных частиц связаны с рассмотрением квантов флуоресценции, фото-, Оже- и комптоновских электронов [23-40]. Если учет флуоресценции не приводит к существенному изменению методов переноса излучения, то учет вторичных электронов требует самостоятельного решения их переноса в неоднородной среде и является достаточно сложным дополнением к расчету переноса РИ.

Как и в случае РИ, рассмотрение основных характеристик статистических методов переноса электронов, можно проводить без конкретизации вида источника РИ, поскольку он определяется содержанием задачи. Этот источник может быть непосредственно внешним по отношению к преграде и задаваться спектральным и угловым распределением электронов, падающих на поверхность преграды. Он может быть также и внутренним источником вторичных электронов, образующихся в материалах пакета под воздействием РИ. С точки зрения методов расчета эти источники отличаются только спектральными и угловыми характеристиками и началом координат. В случае внешнего источника начальные характеристики электронов моделируются в соответствии с его спектральным и угловым распределением. Для внутреннего источника эти характеристики являются результатом моделирования переноса РИ: его пробегов, типов взаимодействия с веществом, приводящих к образованию электронов и др.

Взаимодействие электронов с веществом характеризуется значительной ролью многократного рассеяния и малыми передачами энергии, что существенно затрудняет использование методов МК с непосредственным рассмотрением отдельных актов взаимодействия. Выход – моделирование траектории осуществлять разбиением исследуемой преграды на отдельные сегменты и заменой реальных угловых отклонений электронов угловым распределением в конце каждого сегмента. Энергия электронов в конце каждого сегмента предполагается при этом рав-

ной разности их энергии в начале сегмента и потери энергии в сегменте (метод укрупненных соударений – МУС [23], «метод непрерывных потерь»).

Весьма существенным элементом МУС является выбор величин и способов разбиения преграды на указанные выше сегменты. Известны различные способы этого разбиения, как зависящие от энергии электронов, так и не зависящие. Обычно исходят из того, что число сегментов на длине пробега электрона должно равняться нескольким десяткам, чем обеспечивается малость сброса энергии электрона на сегменте по сравнению с его первоначальной энергией.

Величина  $\Delta m$  сегмента разбиения берется не постоянной вдоль траектории электрона, а определяется его текущей энергией

$$\Delta m = 1,6 \cdot 10^{-7} \varepsilon^{1,75}, \text{ э/см}^2, \quad (2.43)$$

где  $\varepsilon$  выражается в кэВ. При этом электроны всех энергетических групп вдоль траектории находятся в одинаковых условиях как по отношению к процессам ионизационных потерь, так и к многократному рассеянию в сегментах.

По-существу, МУС представляет собой аналоговую схему МК, в которой длина свободного пробега электрона не разыгрывается, а ставится в соответствие с величиной сегмента разбиения преграды. При этом моделирование траектории состоит только в розыгрыше углов отклонения электронов.

Состояние электрона в неоднородной преграде полностью характеризуется его координатой  $m$ , энергией  $\varepsilon$  и углом  $\chi$  по отношению нормали к преграде. Как и в ранее рассмотренных схемах МК, моделирование траектории заключается в получении последовательных характеристик электрона по известным предыдущим. Пусть известны эти характеристики для  $(m_j, \varepsilon_j, \chi_j)$  для  $j^{\text{ой}}$  точки траектории (в частном случае для нулевой точки, соответствующей началу траектории, их значения моделируются в согласно параметрам источника). Процедура вычисления их для  $(j+1)^{\text{ой}}$  точки состоит в следующем. По формуле (2.43) для энергии электрона  $\varepsilon_j$ , вычисляется размер  $\Delta m$  сектора. Координата  $(j+1)^{\text{ой}}$  точки определяется по формуле

$$m_{j+1} = m_j + \Delta m \cdot \cos(\chi_j). \quad (2.44)$$

Энергия электрона в  $(j+1)^{\text{ой}}$  точке при этом принимает значение

$$\varepsilon_{j+1} = \varepsilon_j + \Delta m \cdot d\varepsilon / dm \quad (2.45)$$

Розыгрыш угла  $\phi$  отклонения электрона на отрезке его траектории от  $m_j$  до  $m_{j+1}$  осуществляется для среднеарифметического значения энергии электрона на этом отрезке по интегральной формуле. В предположении отсутствия поляризации электронов (т.е. азимутальную симметрию процессов их рассеяния, что в частности используется при получении функции многократного рассеяния), азимутальный угол  $\phi$  разыгрывается равномерно в пределах от 0 до  $360^\circ$ . Величина  $\chi_{j+1}$  при этом вычисляется по формуле

$$\cos \chi_{j+1} = \cos \chi_j \cdot \cos \phi + \sin \chi_j \cdot \sin \phi \cdot \cos \phi. \quad (2.46)$$

Обрыв траектории осуществляется при выходе электрона за пределы определенной области (в задачах переноса вторичных электронов), а также при достижении энергией электронов некоторого минимального значения, выбираемого в соответствии с ее начальным значением. Последовательность величин  $m_j, \varepsilon_j, \chi_j$  ( $j=0,1,2,\dots$ ) образует набор состояний электрона в процессе моделирования одной траектории. Этот набор позволяет получить другой набор характеристик состояния электрона на расчетной сетке координат  $m_j$ , используя линейную интерполяцию величин  $\varepsilon_j, \varepsilon_{j+1}$ . При этом в соответствии со схемой моделирования траектории направление движения электрона на отрезке  $m_j, m_{j+1}$  считается неизменяемым.

Набор характеристик электронов  $\varepsilon_j, \chi_j$  в расчетной сетке  $m_j$  позволяет получить парциальные вклады траектории в исследуемые параметры. Этот вклад для коэффициента прохождения потока энергии электронов имеет вид

$$P_j = \varepsilon_j \cos \chi_0 / \varepsilon_0 | \cos \chi_j |. \quad (2.47)$$

Парциальный вклад, соответствующий прохождению тока энергии электронов, определяется по формуле

$$P_{T_j} = P_j \cdot \cos \chi_j \quad (2.48)$$

Усреднение величин  $P_j$ ,  $P_{T_j}$  по числу всех разыгранных траекторий дает оценку исследуемых коэффициентов прохождения. Это усреднение, выполненное с регистрацией величин  $\varepsilon_j$  и  $\chi_j$  в заданных их интервалах, позволяет получить спектральные и угловые распределения электронов в преграде.

Представленные соотношения дают возможность проводить вычисление параметров электронов, связанные с потерями их энергии и многократным рассеянием. Далее рассмотрим методы расчета параметров РИ с учетом образования вторичных частиц, в частности, способы получения характеристик квантов флуоресценции, фото-, оже- и комптоновских электронов.

Не теряя общности подхода, приведем основные соотношения этих методов применительно к двум частным случаям:

- учету образования только квантов флуоресценции и их многократного рассеяния в материалах многослойной преграды;
- учету квантов флуоресценции, фото-, Оже- и комптоновских электронов при распространении РИ в достаточно тонких слоях, в которых можно пренебречь эффектами их многократного рассеяния.

Разделение этих задач имеет определенный физический смысл, связанный с тем, что перенос вторичных электронов при формировании энерговыделения РИ проявляет себя на достаточно малых расстояниях от границ раздела сред, не превышающих длины пробега наиболее высокоэнергетичных вторичных электронов. Накопление РИ, связанное с многократным рассеянием, на таких толщинах является пренебрежимо малым. В то же время изменение характеристик РИ в пределах рассматриваемой области, обусловленное его многократным рассеянием в других областях, может быть учтено в рамках или теории переноса, или учетом переноса квантов флуоресценции. Это можно осуществить посредством задания спектральных и угловых распределений РИ в области границ раздела сред.

Как было указано выше, первая из этих задач в методическом плане не представляет каких-либо методических трудностей. Наиболее подходящим способом решения этой задачи в настоящее время является аналоговый метод МК.

В аналоговой схеме моделирование траектории кванта сопровождается идентификацией процесса фотоэлектронного поглощения посредством определенных соотношений между коэффициентами фотопоглощения и рассеяния. В отличие от классической аналоговой схемы МК ее реализация при учете квантов флуоресценции в настоящее время предполагает обрыв траектории не в случае фотоэлектронного поглощения вообще, а только при фотопоглощении на оболочке атома более высокой, чем  $L_{III}$ , или в случае, если ее энергия связи меньше чем 1 кэВ. Предполагается, что в этих случаях не происходит образования квантов флуоресценции.

Общая схема моделирования траектории заключается в моделировании последовательного состояния квантов – его координат, энергий и углов и сопровождается розыгрышем пробегов и типов взаимодействий. Предполагается, что в общем случае, как процессы рассеяния, так и фотопоглощения, сопровождаются возникновением вторичного РИ, для которого продолжается процесс моделирования траектории. Определение характеристик кванта излучения в результате процессов рассеяния в данной схеме не отличается от ранее рассмотренных методов.

В соответствии с вероятностями фотопроцесса на отдельных оболочках разыгрывается тип оболочки. Далее разыгрывается тип перехода атома после возбуждения, обусловленного фотопоглощением. Розыгрыш типа перехода состоит в сравнении коэффициента выхода флуоресценции с соответствующей оболочки со случайным числом  $\xi$ , равномерно распределенным в интервале (0, 1). Процесс флуоресценции реализуется в случаях  $\omega_k > \xi$  для  $K$ -оболочки или  $\omega_i > \xi$  ( $i=1,2,3$ ) для  $L_1 - L_{III}$  –оболочек.

Следующим этапом вычисления параметров кванта флуоресценции является розыгрыш типа линии характеристического излучения и определение соответствующей энергии кванта. Этот розыгрыш осуществляется при помощи вероятностей выхода отдельных линий характеристического излучения, связанных с их относительной интенсивностью.

Теперь рассмотрим перенос вторичного электронного излучения в окрестностях границ раздела сред (границ многослойной преграды, границ между разными компонентами ГМ).

Для рассматриваемых спектров излучения характерные размеры областей проявления эффектов переноса вторичных электронов гораздо меньше длин пробега квантов и толщин корпусов конструкций. Вероятность кванту, падающему на поверхность объекта, испытать взаимодействие в пределах рассматриваемой области по этой причине достаточно мала. В связи с этим при обычном способе розыгрыша ДСП квантов, используемого в аналоговом методе МК, только очень малая их часть попадет в рассматриваемую область. Подавляющее число разыгранных траекторий будет при этом соответствовать реализации координат точек взаимодействия вне исследуемой области материалов.

Поэтому вводится статистический вес кванта и модифицируется процесс вычисления длины свободного пробега, которая разыгрывается только в пределах рассматриваемой области. При этом соотношения, позволяющие получить координаты  $m$  точки взаимодействия, имеют вид:

$$\begin{aligned} \exp(-\tau_1) - \exp(-\tau(m)) &= D_1 \xi, \\ D_1 &= \exp(-\tau_1) - \exp(-\tau_2), \end{aligned}$$

где  $m$  – координата левой границы области;  $D_1$  – число квантов, претерпевших взаимодействие в пределах рассматриваемой области (статистический вес кванта);  $\tau_1$  – оптическая толщина, соответствующая расстоянию от поверхности преграды до левой границы рассматриваемой области;  $\tau_2$  – оптическая толщина до правой границы;  $\xi$  – случайное число, равномерно распределенное в интервале (0,1). Функция  $\tau(m)$  представляет оптическую толщину, соответствующую ДСП излучения и определяется по формуле

$$\tau(m) = \tau_1 + \int_{m_1}^{m_2} \rho(z) \mu_k(h\nu_0, z) dz / \cos(\chi_0),$$

где  $h\nu_0$ ,  $\chi_0$  – энергия и угол кванта в начале траектории.

Первым этапом расчета энерговыделения на границе раздела сред является розыгрыш (в соответствии со спектральным и угловым распределением источника) начальных значений угла падения и энергии кванта. Далее проводится розыгрыш длины свободного пробега излучения и определение координат точки взаимодействия. В соответствии с тремя видами взаимодействия (фотопоглощение, комптоновское и рэлеевское рассеяние) определяется его тип. В случае реализации рэлеевского рассеяния траектория обрывается, поскольку оно не сопровождается возникновением вторичного электрона с соответствующими характеристиками (энергии и направления движения). Эти характеристики представляют собой оценки нулевого состояния электрона. В дальнейшем его параметры моделируются в соответствии с теорией переноса электронов.

В случае реализации фотопоглощения разыгрывается тип оболочки и определяются характеристики фотоэлектронов. Моделирование траектории кванта прекращается при реализации фотопоглощения на оболочке, у которой энергия связи меньше 1 кэВ, или отличных от оболочек  $K$ – $L_{III}$ . Энергия возбуждения атома полагается в этих случаях переданной среде в точке, в которой произошел фотопроцесс. В рассматриваемом методе эта часть энергии учитывается посредством ввода так называемого остаточного энерговыделения, парциальный вклад которого вычисляется по формуле

$$P_s = \frac{\cos \chi_{00}}{h\nu_0} \Delta h\nu' / \Delta m', \quad (2.49)$$

где  $\Delta m'$  – интервал расчетной сетки координат  $m_i$  ( $\Delta m' = m_{i+1} - m_i$ );  $\Delta h \nu'$  – остаточная энергия возбуждения атома ( $\Delta h \nu' = h \nu_0 - \varepsilon_f$ ).

Если в процессе фотопоглощения реализуется случай  $K - L_{III}$  – оболочек и при этом их энергия связи больше 1 кэВ, то начальное состояние фотоэлектронов фиксируется и происходит розыгрыш типа перехода атома. В случае  $K$ -оболочки тип перехода устанавливается при помощи ранее используемого соответствия между величиной вероятности выхода случайного числа  $\xi$ . Для  $L_I - L_{II}$  – оболочек, тип перехода устанавливается следующим образом. При помощи коэффициента выхода флуоресценции  $\omega_i$  и Оже-электронов  $a_i$  определяется последовательность чисел  $\omega_i$ ,  $\omega_i + a_i$ . Розыгрывается случайное число  $\xi$ , равномерно распределенное в интервале (0,1). Если при этом  $\omega_i < \xi$ , то предполагается реализация радиационного перехода. Условие  $\omega_i < \xi < \omega_i + a_i$  и  $\omega_i + a_i < \xi < 1$  соответствует реализации Оже-переходов и переходов Костера-Кронига. При Оже-переходе из точки взаимодействия кванта излучения с веществом вылетает два электрона: фото и Оже.

В случае реализации радиационного перехода с образованием квантов флуоресценции определяется тип линии характеристического излучения и его энергия  $h\nu$ . Далее по формуле (2.49) вычисляется парциальный вклад в остаточное энерговыделение (в этом случае  $\Delta h \nu' = h \nu_0 - \varepsilon_f - h \nu$ ). Аналогично комптоновскому кванту предполагается, что квант флуоресценции также может выходить за пределы рассматриваемой области материалов.

В случае  $K-K$  переходов предполагается, что энергия возбуждения атома передается среде непосредственно в точке возбуждения (в этом случае  $\Delta h \nu' = h \nu_0 - \varepsilon_f$ ).

После определения параметров фото- и Оже-электронов, соответствующих их начальному состоянию, происходит моделирование переноса с вычислением парциальных вкладов токов энергии электронов. Далее вычисляется энерговыделение вторичных электронов (как производная тока энергии электронов по массовой координате), которое затем суммируется с остаточным энерговыделением.

Фотоэлектрическое поглощение сопровождается вылетом фотоэлектронов и полным поглощением первичного кванта. В результате фотоэффекта атом оказывается в возбужденном состоянии и после некоторого времени возвращается в нормальное состояние путем целого каскада различных радиационных (с испусканием квантов флуоресценции) и безрадиационных (с испусканием электронов) переходов. Процесс когерентного и некогерентного рассеяния сопровождается образованием вторичного рассеянного излучения с другим направлением движения (при когерентном процессе) и энергиями квантов (при некогерентном процессе). Процесс некогерентного (комптоновского) рассеяния сопровождается также вылетом комптоновского электрона.

Образовавшиеся вторичные электроны имеют в общем случае энергию, соизмеримую с энергией первичных квантов излучения. В рассматриваемой области энергии основными процессами взаимодействия таких электронов с веществом являются упругие и неупругие рассеяния атомами, приводящие к многократным процессам и ионизационным потерям. Радиационные потери электронов с энергией менее 500 кэВ даже в тяжелых средах значительно меньше ионизационных и по этой причине в первом приближении могут не учитываться.

Основными характеристиками процесса фотоэлектрического поглощения, которые используются в задачах переноса РИ с учетом образования вторичных частиц, являются:

- интегральные коэффициенты поглощения;
- парциальные вклады отдельных оболочек атома в интегральный коэффициент поглощения, позволяющий определить, на какой из оболочек происходит процесс;
- угловое распределение фотоэлектронов;
- параметры квантов флуоресценции и вторичных электронов в радиационных и безрадиационных переходах атомов после процесса фотопоглощения.

Интегральный коэффициент поглощения является основной и единственной характеристикой процесса, используемой в теории переноса РИ без учета образования вторичных частиц.

Парциальные вклады являются достаточно фундаментальными величинами, позволяющими определить энергию фотоэлектронов, а также (при помощи дополнительной информации по радиационным и безрадиационным переходам) энергию квантов флуоресценции и Оже-электронов. Для определения энергии  $\varepsilon_f$  фотоэлектрона необходимо знать, на какой из оболочек атома произошло поглощение кванта с энергией  $h\nu$ . Если оно реализуется на  $i^{\text{ой}}$  оболочке с энергией связи  $\varepsilon_i$ , то  $\varepsilon_f = h\nu - \varepsilon_i$ .

Вероятность реализации поглощения на данной оболочке определяется ее относительным вкладом в интегральный коэффициент фотоэлектрического поглощения. Если обозначить через  $\mu_K, \mu_{L_I}, \mu_{L_{II}}, \dots$  парциальные вклады  $K, L_I, L_{II}, \dots$  оболочек атомов в интегральный коэффициент поглощения  $\mu$ , то величины  $w_i = \mu_i / \mu$  ( $i = K, L_I, L_{II}, \dots$ ) будут соответствовать вероятностям реализации процессов на  $i^{\text{ых}}$  оболочках. В статистических методах расчета тип этой оболочки можно определить из соотношения между величинами  $w_i$  и случайным числом  $\xi$ , равномерно распределенного в единичном интервале. При  $\xi < w_K$  предполагается реализация фотоэлектрического поглощения на  $K$ -оболочке (для  $h\nu > \varepsilon_K$ ). Если  $w_K < \xi < w_K + w_{L_I}$ , – то на  $L_I$  – оболочке и т.д.

Наиболее достоверными являются данные по относительным вкладам отдельных оболочек атомов в интегральные коэффициенты фотопоглощения. Однако их непосредственное использование возможно только для  $K$ -оболочки, поскольку для всех других оболочек приводятся суммарные вклады по всем подоболочкам.

Проведенные сравнения показывают, что величины вероятностей  $w_i$ , вычисленные по парциальным вкладам  $\mu_i$  ( $i = K, L_I, L_{II}, \dots$ ) отличаются не более чем на 10% от данных, получаемых по величинам  $S_i$  скачков фотопоглощения при энергиях квантов, равных энергии связи оболочек атомов.

Получение функции углового распределения  $I_f(\theta)$  фотоэлектронов является частью более общей задачи получения дифференциальных характеристик процессов фотоэлектрического поглощения. Приближенные аналитические зависимости для функций углового распределения фотоэлектронов на  $K$ - и  $L$  – оболочках:

$$I_f(\theta) = \sin^2(\theta) \cdot (e_f - \cos\theta)^{-4} [I - 0,5 \cdot (e_f - 1) \cdot (2 - e_f) \cdot (e_f - k \cdot \cos\theta)] \quad \text{– для } K\text{-оболочки, (2.50)}$$

$$I_f(\theta) = (e_f - \cos\theta)^{-2} + k \cdot e_f^{-2} (e_f + 1) (e_f - k \cos\theta)^{-5} (e_f - k \cdot \cos\theta) \cdot \sin^2(\theta) \quad \text{– для } L_{II}, L_{III}\text{-оболочек,}$$

где  $\theta$  – угол между направлением движения кванта излучения;  $e_f$  – энергия фотоэлектрона в единицах энергии покоя электрона ( $E_0 = 511$  кэВ);  $k = (e_f - 1)^{1/2}$  – момент количества движения электрона в единицах энергии покоя электрона.

Данные для  $K$  и  $L_{II}, L_{III}$  – оболочек могут быть обобщены (исключая атомы с очень большими  $Z$ ) на все оболочки в  $s$  ( $K, L_I, M_I, \dots$ ) и  $p$  ( $L_{II}, L_{III}, M_{II}$ ) состояниях, поскольку формы углового распределения электронов, покидающие различные оболочки атома в одном основном состоянии близки. Соотношение (2.50) достаточно точно передает форму углового распределения фотоэлектронов на оболочках в  $s$ -состоянии для небольших  $Z$ . Для оболочек в  $p$ -состоянии и больших  $Z$  эти формулы дают некоторое отличие по сравнению с более точными данными, получаемыми численными методами.

К безрадиационным переходам относят Оже-переходы и переходы Костера-Кронига. При Оже-переходе электронная вакансия  $i^{\text{ой}}$  оболочки заполняется электроном из более высокой  $j^{\text{ой}}$  оболочки ( $\varepsilon_j < \varepsilon_i$ ), но при этом испускается не квант флуоресценции, как в радиационном переходе, а электрон из  $j^{\text{ой}}$  или более высокой оболочки. Переходы  $K$ - $K$  называются избирательными Оже-переходами. Эти переходы реализуются на оболочках более высоких, чем  $K$ -оболочка. В отличие от Оже-перехода при  $K$ - $K$  переходе электрическая вакансия в  $i^{\text{ом}}$  уровне рассматриваемой оболочки заполняется электронами не из высшей оболочки, а из  $j^{\text{ого}}$  уровня той же самой оболочки, в которую входит  $i^{\text{ый}}$  уровень. Естественно, что при этом испускается электрон

довольно низкой энергии, поскольку энергия связи электрона в различных уровнях одной оболочки отличается незначительно.

Количественной характеристикой указанных выше переходов для  $i^{\text{ого}}$  уровня  $x^{\text{ой}}$  оболочки является коэффициент выхода  $w_{xi}$  квантов флуоресценции,  $a_{xi}$  - Оже-электронов и  $f_{xij}$  - электронов Костера-Кронига. Каждый из этих коэффициентов характеризует вероятность того, что электронная вакансия, образуемая в частности в результате фотопоглощения, заполняется посредством одного из указанных переходов.

Поскольку полная информация отсутствует, то необходимо в общем случае делать упрощающие допущения по определению энергии квантов флуоресценции и электронов, а также по типу рассматриваемых оболочек атомов. В качестве таких допущений принято, что кванты флуоресценции и Оже-электроны образуются только в результате переходов на  $K$  и  $L$  оболочках. Предполагается, что для  $M$  и более высоких оболочек энергия вторичного излучения поглощается средой непосредственно в точке, в которой произошел процесс фотоэлектрического поглощения.

Анализ показывает, что в большинстве практических случаев это допущение вполне оправдано, поскольку энергии связи атомных электронов на  $M$ -оболочке достаточно малы и, соответственно, малыми будут энергии вторичного излучения (для  $Z < 50 - 1$  кэВ, при  $Z = 92 - 5,5$  кэВ).

Кроме того, игнорируются каскадные Оже-переходы, многократные процессы выхода флуоресценции и образование электронов в  $K-K$  -переходах. Переходы этого типа учитываются только при определении вероятностей выхода флуоресценции и Оже-переходов, которые реализуется при взаимодействии кванта с электроном, находящимся на оболочке атома, потенциал ионизации которой  $I$  меньше энергии кванта  $E_{ph}$ . Фотоэлектрон приобретает энергию  $E_{ph} - I$  и вылетает преимущественно в перпендикулярном направлении к оболочке. Энергия ионизированного атома переходит в энергию Оже-электронов и флуоресцентных квантов. Для флуоресцентного излучения учитываются характеристические линии  $K$ - и  $L$ - оболочек. Перенос вторичных фотоэлектронов рассматривается для всех оболочек атома, а распространение Оже-электронов только  $K$ - и  $L$ - уровней.

### 2.3. Приближенные методы расчета.

**Параметрическая методика для атмосферы.** Изложенная выше методика на основе метода Монте-Карло позволяет рассчитывать поля излучений в воздушной среде для источника с практически любым энергетическим, угловым и временным распределением. Однако в каждом случае – это уникальный расчет, требующий обращения к статистической программе с достаточно большими затратами времени ЭВМ для получения удовлетворительной точности. В предположении однородности воздушной среды и постоянства ее молекулярного состава, более целесообразным представляется однократное выполнение методом Монте-Карло серии специ-

альных расчетов при большой статистике с последующим использованием результатов для определения характеристик поля излучения на поверхности преграды для любых источников, выполняя простые операции интерполирования и интегрирования данных из насчитанных таблиц. Такая методика [12, 41], называемая нами параметрической, основана на фундаментальном свойстве уравнения переноса, заключающемся в его линейности (для рассматриваемого в настоящей работе диапазона энергий квантов и величин потоков излучения свойства среды не зависят от прошедшего через нее потока излучения) и, следовательно, аддитивности решений. В линейном случае сложный источник  $S$  удобно представить как совокупность элементарных источников  $S^j$  ( $S = \sum S^j$ ). При этом функция  $\Phi$ , соответствующая источнику  $S$ , определится как сумма  $\Phi^j$ , где  $\Phi^j$  – решение уравнения для  $S^j$ . Общее решение представляет суперпозицию решений для элементарных источников, представляющих собой функции Грина. Элементарные источники являются моноэнергетическими, мононаправленными и мгновенными

$$S(\vec{V}) = \delta(\vec{r} - \vec{r}_0) \delta(E_p - E_{p0}) \delta(\vec{\omega} - \vec{\omega}_0) \delta(t - t_0). \quad (2.51)$$

Если известны функции Грина элементарных источников, то общее решение для многомерного источника определяется из интегрального соотношения

$$\Phi(\vec{V}) = \iiint G(\vec{V}, \vec{V}_0) S(\vec{V}_0) d\vec{V}_0. \quad (2.52)$$

При нормировке источника из условия

$$\int_0^{T_{\max}} dt_0 \int_0^{E_{p\max}} E_{p0} \iint_{4\pi} d\vec{\omega}_0 S(\vec{V}_0) = 4\pi \quad (2.53)$$

переход к характеристикам реального источника осуществляется умножением соответствующего распределения на геометрический фактор и мощность источника.

Таким образом, проведя систематические расчеты по статистической программе и получив распределения для элементарных источников в однородной воздушной среде, мы в результате многомерного интегрирования табличных данных получаем возможность находить спектрально-угловые распределения полей излучений на поверхности преграды для любых массовых расстояний и параметров источника.

**Инженерная методика для преграды.** Если на поверхности преграды характеристики излучения целесообразно определять с помощью параметрической методики практически для любого источника, то расчет взаимодействия потока квантов с многослойной преградой требует, вообще говоря, непосредственного решения уравнения переноса методом Монте-Карло. Однако решение конструкторских задач по выбору оптимальных характеристик защиты конструкций от действия излучения требует более простых и быстродействующих методик инженерного плана с достаточной для практических приложений точностью. Развитие инженерных подходов в решении уравнения переноса основано на использовании дополнительных упрощающих предположений, касающихся условий воздействия РИ и процессов его взаимодействия со средой. Во многих практически важных случаях (в частности, в рассматриваемой задаче определения характеристик полей излучений в плоско-параллельной геометрии многослойной преграды) целесообразно свести решение интегро-дифференциального уравнения к решению эквивалентной суммы интегральных уравнений по кратностям процессов рассеяния и флуоресценции. В стационарной постановке (условие стационарности следует из малости времени пробега квантов по толщине преграды по сравнению со временем ее облучения), с учетом азимутальной симметрии дифференциального сечения рассеяния уравнение переноса запишется в одномерном виде:

$$\mu \frac{\partial}{\partial z} \Phi(\vec{V}) + \Sigma'(z, E_p) \Phi(\vec{V}) = \sum_{i=1}^2 \int_{-1}^1 d\mu' \int_0^{E_{p\max}} dE'_{ph} \sum_i (z, E'_{ph} \rightarrow E_{ph}, \mu' \rightarrow \mu) \Phi(\vec{V}'); \quad (2.54)$$

$$\vec{V} = \{z, E_p, \mu\}; \vec{V}' = \{z, E'_{ph}, \mu'\}; \mu = \cos(\theta); \mu' = \cos(\theta');$$

при граничных условиях:

$$\Phi(0, E_{ph}, \mu) = S(E_{ph}, \mu) \quad \text{при } \mu > 0, \quad (2.55)$$

$$\Phi(L, E_{ph}, \mu) = 0 \quad \text{при } \mu < 0,$$

где  $L$  – толщина преграды;  $S$  – спектрально-угловое распределение источника.

Дальнейшее упрощение уравнения переноса достигается при предположении изотропного рассеяния квантов. В этом предположении уравнение (2.55) преобразуется к виду

$$\mu \frac{\partial}{\partial Z} \Phi(\vec{V}) + \Sigma'(z, E_{ph}) \Phi(\vec{V}) = \sum_{i=1}^2 \sum_i (Z, E'_{ph} \rightarrow E_p) \Phi(\vec{V}') / 2; \quad (2.56)$$

Решение сформулированной задачи может быть представлено в виде ряда

$$\Phi(z, E_{ph}, \mu) = \sum_{i=1}^2 \sum_{k=1}^{\infty} \Phi_{ik}(z, E_{ph}, \mu) + \Phi_0(z, E_{ph}, \mu), \quad (2.57)$$

где  $\Phi_{ik}$  – интенсивность  $k$ -кратно рассеянных ( $i=1$ ) или флуоресцентных ( $i=2$ ) квантов;  $\Phi_0$  – интенсивность нерассеянных квантов.

Отметим, что решение (2.57) представлено в виде разложения по столкновениям и точность получаемых численных результатов определяется числом рассматриваемых членов ряда, которое для одно- и двукратно рассеянных или флуоресцентных квантов допускает аналитическое представление. При решении многих практических задач достаточно ограничиться рассмотрением прямой, однократно рассеянной и флуоресцентной компонентами излучения.

В результате этих упрощений разработана инженерная методика, которая позволяет достаточно оперативно (без привлечения статистических методов) проводить расчет энерговыделения в многослойной преграде. В ней используется интегрирование уравнения переноса в приближении однократного рассеяния. Величина импульса излучения, падающего под углом  $\theta$ , с энергией квантов  $E_{ph}$  в произвольной точке плоской многослойной преграды определяется из соотношения

$$I(m, E_{ph}, \theta) = U_0(m, E_{ph}, \theta) + \sum_{k=1}^2 \sum_{p=1}^m U_{kp}^+(m, E_{ph}, \theta) - \sum_{k=1}^2 \sum_{p=1}^m U_{kp}^-(m, E_{ph}, \theta), \quad (2.58)$$

где  $U_0$  – импульс энергии нерассеянного излучения;  $U_{kp}^{\pm}$  – импульсы энергии от комptonовски рассеянного ( $k=1$ ) или флуоресцентного ( $k=2$ ) излучения в заданном сечении от  $p$ -го слоя соответственно для квантов из переднего и заднего полупространств. При проведении расчетов в произвольном сечении  $m$ -го слоя данный слой разбивается на два подслоя:  $m$  и  $m+1$  (общее число слоев в пакете при этом увеличится на единицу и составит  $N+1$ ).

Формула (2.58) позволяет провести расчет в произвольном сечении преграды при фиксированном угле падения и энергии квантов. В случае воздействия излучения с заданным спектрально-угловым распределением  $S(E_{ph}, \theta)$ , получаемым, например, после прохождения излучением воздушной среды, для каждого сечения требуется дополнительное интегрирование по формуле

$$I(m) = \int_{E_{p \min}}^{E_{p \max}} \int_0^{\pi/2} S(E_p, \theta) I(m, E_p, \theta) \sin \theta d\theta dE_p. \quad (2.59)$$

С целью дальнейших упрощений при расчетах рассматривался частный случай, когда падающее на преграду излучения задавалось только распределением по энергиям квантов  $S(E_p)$ . Кроме того, предполагалось, что:

– флуоресценция происходит лишь на  $K$ -оболочке и энергия переизлученных квантов усреднена по всем атомным переходам;

– энергия комптоновских квантов усреднена по индикатрисе рассеяния (интенсивность постоянна и не зависит от угла рассеяния для переднего и заднего полупространств).

Расчет флуоресцентного компонента излучения производится суммированием вкладов от каждого химического элемента пропорционально его весовому составу, а интегрирование по спектру проводится в пределах области выше энергии  $K$ -скачков. Следует отметить, что принятое ограничение относительно усреднения энергии квантов при флуоресценции не является принципиальным, поскольку учет реальных линий осуществляется суммированием пропорционально их интенсивности по всем атомным переходам

Энерговыведение в рассматриваемом сечении можно оценить как производную импульса излучения по массовой координате  $dI(m)/dm$ . Такой градиентный способ расчета позволяет с достаточной (например, для исследований теплового и механического действий РИ) точностью строить профили энерговыведения в многослойных гетерогенных преградах.

Использование параметрических методов существенно улучшает ситуацию [12, 15], но по-прежнему остается необходимость подготовки многочисленных исходных данных (химического состава многокомпонентных ГМ; соответствующих составу компонентов сечений взаимодействия с РИ; характеристик РИ и т.д.), что в отдельных случаях является серьезным препятствием для оперативной оценки последствий воздействия РИ на конструкции. В то же время реализуемые на практике спектры РИ достаточно близки к планковским, и тогда параметры профиля энерговыведения являются функцией лишь эффективной температуры спектра излучения и среднего зарядового номера преграды  $Z$ .

Ограничившись лишь рассмотрением РИ планковских спектров и используя модельную функцию энерговыведения, задаваемую небольшим числом параметров, оказывается возможным описать профиль энерговыведения в отдельных зонах преграды. В частности, вблизи поверхности облучения, что важно при оценках механического действия РИ. Так, имея аналитическое представление профиля энерговыведения, можно с достаточной для практики точностью провести по инженерным формулам расчеты импульсов давлений.

В качестве простейшей функции энерговыведения может быть взята экспоненциальная аппроксимация, которая задается двумя параметрами: удельным энерговыведением на облучаемой поверхности  $f_1$  и массовой толщиной  $m_{e1}$ , на которой энерговыведение ослабевает  $e^3$  раз

$$f(m) = f_1 \exp(-3m / ((k-1)m + km_{e1})) \quad (2.60)$$

где  $k$  параметр, определяемый на основании численных исследований и позволяющий получить наилучшее согласование модельного профиля энерговыведения с результатами, найденными методом Монте-Карло для всей совокупности возможных расчетных ситуаций (так, при  $k=0,15$  было достигнуто достаточно хорошее согласование статистических и аппроксимированных с помощью (2.60) профилей энерговыведения).

Как показывают сравнения с расчетами на основе метода Монте-Карло и газодинамических моделей механического действия РИ [12], такое представление энерговыведения позволяет оперативно вычислять импульсы давлений в тех достаточно типичных ситуациях, когда они полностью определяются энерговыведением в окрестности облучаемой поверхности многослойной гетерогенной преграды. Однако, в отдельных случаях, может оказаться существенным энерговыведение в подповерхностном (втором) слое преграды (например, если на покрытие, содержащее химические элементы с большими зарядовыми номерами, снаружи нанесен тонкий слой лакокраски, то из-за интенсивного поглощения РИ в покрытии есть возможность реализации подслоного взрыва). Тогда для первого слоя используется аппроксимационное соотношение (2.60), а для второго слоя аналогичная формула с дополнительными параметрами  $f_2, m_{e2}$  – имеющие смысл соответственно энерговыведения на поверхности и массы, где энерговыведение ослабевает в  $e^3$  раз. Кроме того, появляется дополнительный параметр:  $m_1$  – масса 1-го слоя.

Зависимости параметров модельного энерговыделения (2.60) от эффективной температуры планковского спектра и среднего атомного номера материала преграды рассмотрены в следующем параграфе. Там же показаны возможные погрешности описания реальных профилей энерговыделения модельной функцией. При рассмотрении вопросов формирования импульса давления в третьем разделе показана возможность применения данной функции для оценки величины импульса давления.

## 2.4. Результаты расчетов

Разработанные статистические методики позволяют получать характеристики энерговыделения, стационарных электронно-ионных полей и профилей токов (последние необходимы при расчетах нестационарных зарядовых эффектов в объектах под действием излучений и частиц [12]).

Рассмотрим воздействие РИ на оболочку из органопластика с внешним защитным слоем из сферопластикового материала, стеклянные микросферы в котором покрыты вольфрамом. По-

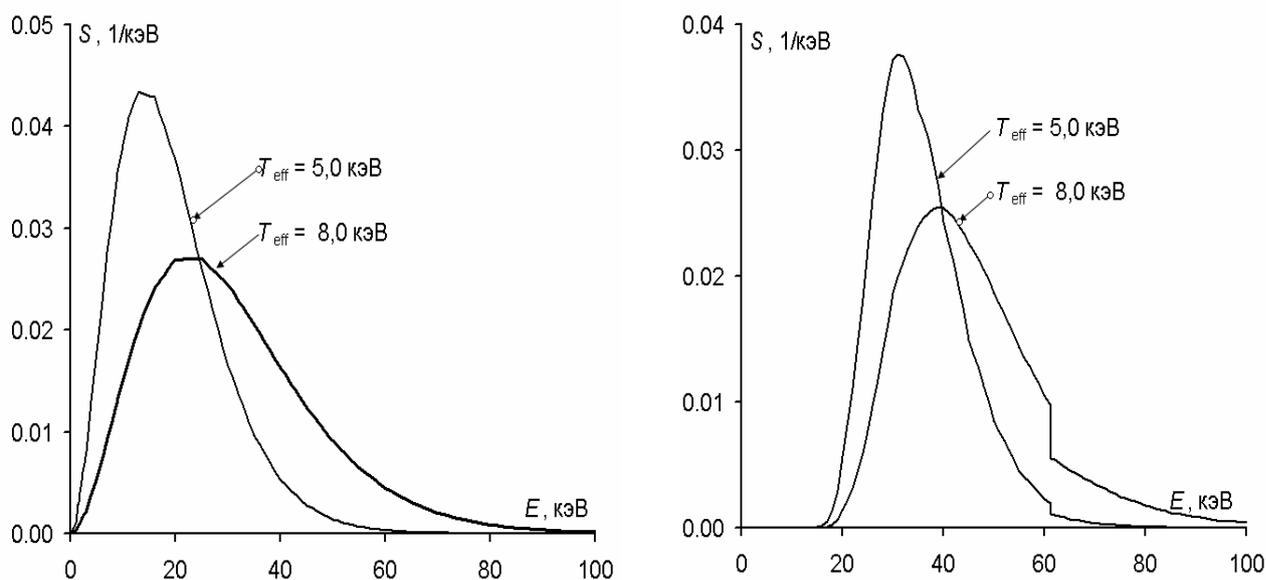


Рис. 2.13. Исходные и рассчитанные (методом МК) за преградой спектры сколько РИ с мягким спектром (эффективная температура 1, 6 кэВ [14]) не представляет трудностей для расчета (в воздушной среде оно полностью поглощается воздухом, а в случае воздействия на преграду в космосе может быть рассчитано особенно просто – в экспоненциальном приближении без учета рассеяния), то исследования проводились для источников РИ с более жесткими планковскими спектрами, имеющими эффективные температуры 5 и 8 кэВ [12, 14] и представленными на рисунке 2.13. На этом же рисунке показаны соответствующие спектры после прохождения рассматриваемой преграды (изменение спектра в воздухе не учитывалось). Расчеты спектров проводились методом МК по статистической программе решения уравнения переноса РИ. Видно, что низкоэнергетические кванты в диапазоне до 23 кэВ в спектрах практически отсутствуют вследствие интенсивного поглощения низкоэнергетического РИ материалами преграды.

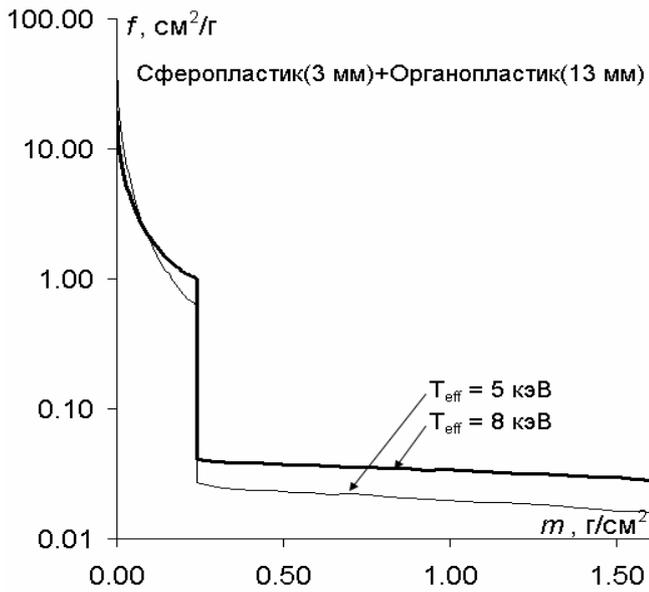


Рис. 2.14. Расчет энерговыделения по инженерной методике при отсутствии воздушной среды

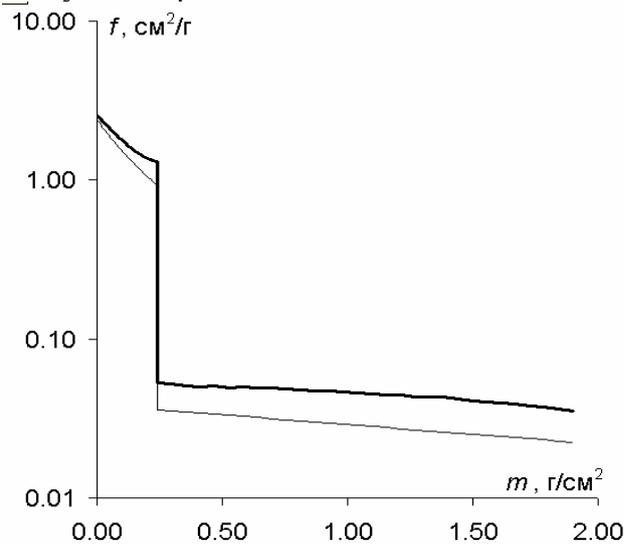


Рис. 2.15. Расчет энерговыделения при массе воздуха 5 г/см<sup>2</sup> для планковского спектра с  $T_{\text{eff}} = 8$  кэВ (жирная линия – статистический расчет, тонкая линия – инженерная методика).

водились по параметрической (в воздухе) и инженерной (в преграде) методикам. Сравнение с расчетом методом МК показывает, что в области интенсивного энерговыделения совпадение очень хорошее, в области малоинтенсивного энерговыделения, где особенно проявляется многократное рассеяние в преграде, расхождение в результатах не превышает 15-20 %, то есть и в этой области учет однократных процессов является хорошим приближением, позволяющим получить весьма быстродействующую методику с удовлетворительной точностью.

Параметрическая методика позволяет получать и изменения временных характеристик импульса по мере его прохождения через атмосферу. Соответствующие временные функции импульса РИ на поверхности преграды для рассматриваемых спектров, различных массовых расстояний в воздухе и высоты над поверхностью Земли 30 км представлены на рис 2.17 и 2.18.

Геометрия преграды показана на рисунке 2.14, на котором представлены данные по энерговыделению для рассматриваемых спектров в случае отсутствия воздуха между источником РИ и объектом. Расчеты выполнены по инженерной методике. Видно, что слой сферопластика интенсивно разогревается благодаря поглощению низкоэнергетичных квантов. При этом отличие для различных спектров невелико, так как оба спектра имеют выраженную мягкую часть, которая и определяет энерговыделение. Сравнение с расчетом методом МК на графике не приводится, поскольку оно незначительно (не превышает нескольких процентов для всей преграды).

На рисунках 2.15 и 2.16 показаны результаты расчета энерговыделения для рассматриваемой преграды при наличии воздушной среды с массой воздуха между источником РИ и преградой в 5 г/см<sup>2</sup> для рассматриваемых спектров. Расчеты про-

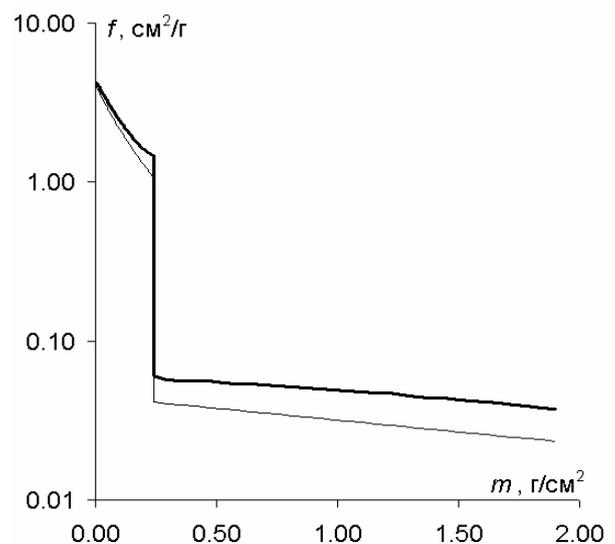


Рис. 2.16. Расчет энерговыделения при массе воздуха 5 г/см<sup>2</sup> для планковского спектра с  $T_{\text{eff}} = 5$  кэВ (жирная линия – статистический расчет, тонкая линия – инженерная методика).

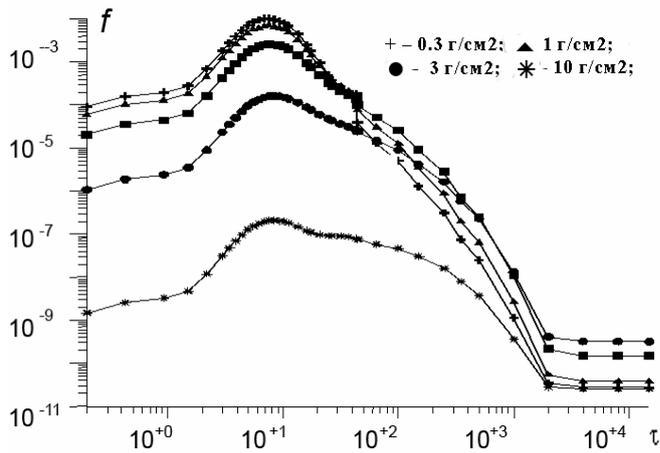


Рис. 2.17. Временные распределения импульса РИ при прохождении различных масс воздуха на высоте 30 км, полученные по инженерной методике для спектра с эффективной температурой 5 кэВ

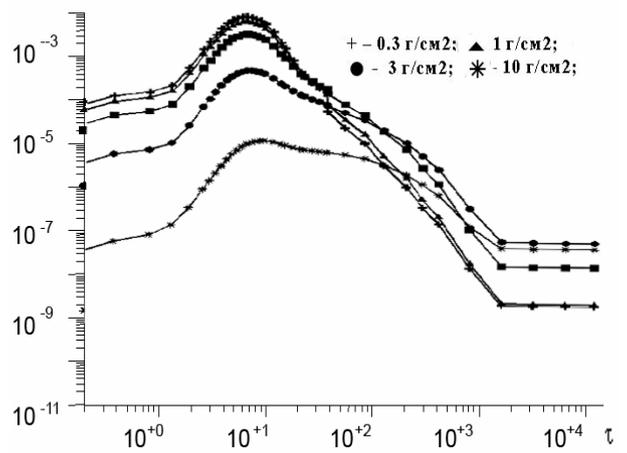


Рис. 2.18. Временные распределения импульса РИ при прохождении различных масс воздуха на высоте 30 км, полученные по инженерной методике для спектра с эффективной температурой 8 кэВ

Видно, что уже начиная с массовых расстояний  $2 \text{ г/см}^2$  длительность импульса излучения существенно увеличивается по сравнению с временем выхода РИ из источника.

Таким образом, представленные результаты и опыт проведения других расчетов показывают, что погрешности инженерной и параметрической методики, полученные сравнением с результатами статистической методики, не превышают 20%.

Зависимости параметров модельного энерговыделения (2.60) от эффективной температуры планковского спектра и среднего атомного номера материала преграды строились по результатам расчетов методом МК. На рис. 2.19 показаны зависимости параметра  $f_1$  от  $T_{\text{eff}}$  для материалов с различными  $Z$  (от углерода до свинца, также двумя типами органоластика с усредненными по весовому содержанию химических элементов значениями зарядового номера  $\langle Z \rangle = 7,4$  и  $\langle Z \rangle = 15,6$ ). На рис. 2.20 представлены аналогичные зависимости для  $m_{e1}$ .

Видно, что параметры энерговыделения  $f_1$  и  $m_{e1}$ , несмотря на наличие скачков в коэффициентах фотопоглощения, монотонно меняются в зависимости от атомного номера вещества и

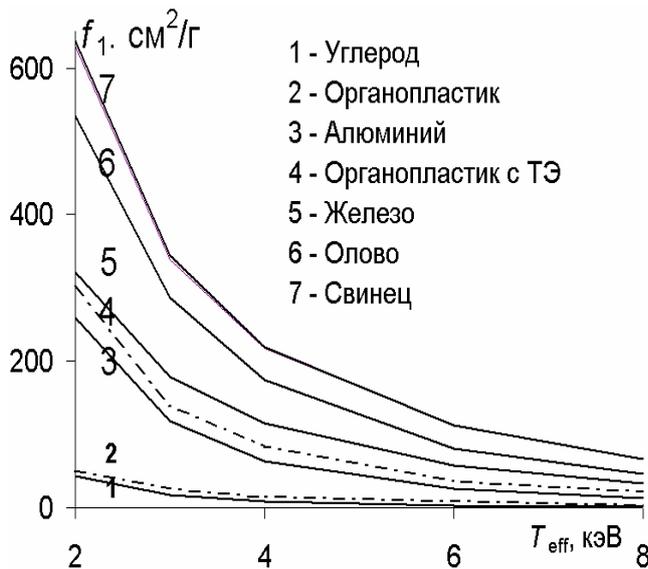


Рис. 2.19. Зависимость  $f_1(T_{\text{eff}})$  для простых веществ и органоластика

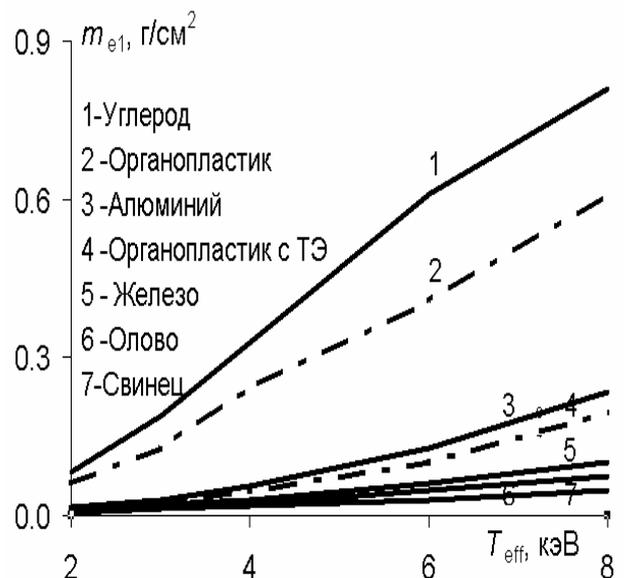


Рис. 2.20. Зависимость  $m_{e1}(T_{\text{eff}})$  для простых веществ и органоластика

эффективной температуры спектра (это обусловлено тем, что поскольку мы ограничились рассмотрением достаточно плавного планковского распределения РИ, то на каждую окрестность

энергии фотона, соответствующую скачку, приходится лишь малая доля квантов). Это позволяет аппроксимировать зависимости  $f_1(T_{\text{eff}})$  и  $m_{\text{el}}(T_{\text{eff}})$  простыми соотношениями, удобными для

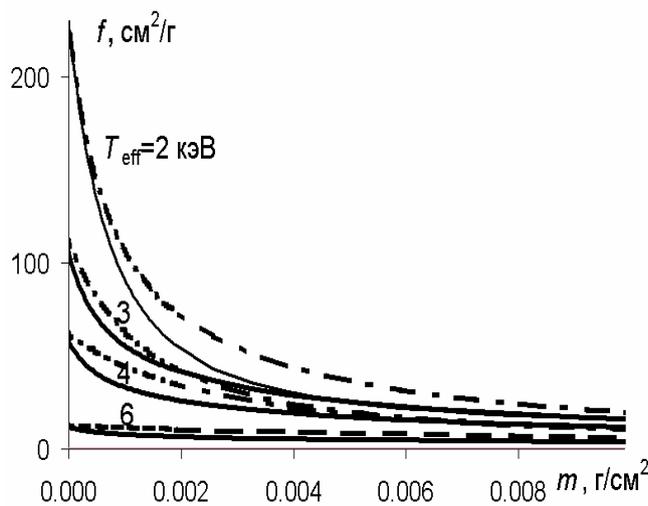


Рис. 2.21. Сравнение расчетных профилей энерговыделения  $f(m)$  с модельными профилями (штриховые линии) для алюминия при различных  $T_{\text{eff}}$

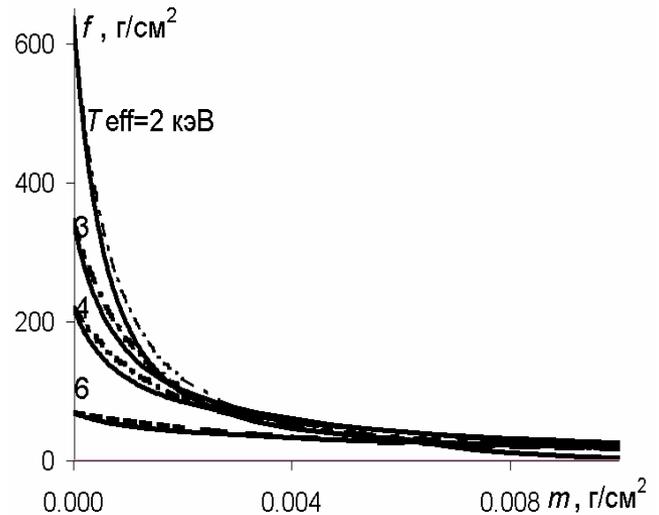


Рис. 2.22. Сравнение расчетных профилей энерговыделения  $f(m)$  с модельными профилями (штриховые линии) для свинца при различных  $T_{\text{eff}}$

дальнейшего использования в инженерных методиках оценки теплового и механического действий РИ [42, 43].

Отметим, что при исследовании профилей модельного энерговыделения в широком диапазоне изменения атомного номера вещества и эффективной температуры, наилучшее описание реального профиля наблюдалось при различных значениях  $k$ . Для выбора универсальной зависимости этого параметра от  $\langle Z \rangle$ , был выбран критерий: поглощенная в материале энергия, рассчитанная по модельному и статистическому профилям энерговыделения, должна отличаться бы более чем на 15-20%. Этому условию, как показали расчетные исследования, удовлетворяет зависимость  $k=0,1+0,0025 \langle Z \rangle$ .

В качестве примера на рис. 2.21, 2.22 представлены данные сравнения модельных и статистических профилей энерговыделения для облучаемых слоев из алюминия и свинца (умеренное и большое значения  $Z$ ). Из этих данных следует, что по крайней мере для слоев из чистых химических элементов требуемая точность аппроксимации энерговыделения (2.60) выполняется. Частные случаи, когда энерговыделение, определяющее параметры механического действия, зависит от количества слоев материала, рассмотрены в третьем разделе.

1. Волков И.А, Острик А. В. Метод расчета распространения высокоинтенсивного импульса излучения в неоднородной атмосфере // Забыхинские научные чтения, тезисы докладов.- Челябинск, 1991, с. 59.
2. Волков И.А, Острик А. В., Рыбаков С.В. Численный метод расчета параметров высокоинтенсивного импульса мягкого рентгеновского излучения при прохождении в неоднородной разреженной атмосфере // Математическое моделирование, 1995, т.7, №1, стр. 22-34.
3. Атмосфера стандартная. Параметры. ГОСТ 4401-81.
4. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературные гидродинамические явления.- М.: Наука, 1966.
5. Аллен К.У. Астрофизические величины. – М: Мир, 1973.
6. Кринберг И.А. Кинетика электронов в ионосфере и плазмосфере Земли. - М.: Наука, 1978, 214с.

7. Горбачев Л.П., Матрончик А.Ю., Мозгов К.С. Оптическое и радиоизлучение пучка рентгеновских квантов с энергией 1 кэВ в верхней атмосфере Земли: Препринт МИФИ, №056-90, –М.: 1990, 20с.
8. Смирнов Б.М. Физика слабоионизованного газа. –М.: Наука, 1985.
9. Альфа–, бета– и гамма–спектроскопия. / Под ред. К. Зигбана, вып. 4.–М.: Атомиздат, 1969.
10. Франк-Каменецкий Д.А. Физические процессы внутри звезд. – М.: 1959.
11. Henke B.L., Lee P. et al. Low-energy X-Ray Interaction Coefficients: Photoabsorption, Scattering and Reflection // Atomic Data and Nuclear Tables. – 1982, v. 27, № 1.
12. Грибанов В.М., Острик А.В., Ромадинова Е.А. Численный код для расчета многократного комплексного действия излучений и частиц на многослойный многофункциональный гетерогенный плоский пакет. – Черноголовка: ИПХМ РАН, 2006.
13. Блохин М. А. Физика рентгеновских лучей.- М.: Гиттл. - 1953.
14. Физика ядерного взрыва. - М.: Наука. Физматлит, 1997. – т.1, 2.
15. Острик А.В. Расчет энерговыделения в задачах теплового и механического действий рентгеновского излучения на композитные преграды в неоднородной воздушной среде // Конструкции из композиционных материалов. - 2000.- Вып. 4. -С. 9-20.
16. Ермаков С.М., Михайлов Г.А. Курс статистического моделирования М.:Наука. 1976.
17. Метод Монте-Карло в проблеме переноса излучения. Под ред. Марчука Г.И. М.: Атомиздат, 1967.
18. Михайлов Г.А. Некоторые вопросы теории методов Монте-Карло. Новосибирск. Наука.1974.
19. Распространение ионизирующих излучений в воздухе. / под ред. В.И. Кухтевича, В.П. Машковича. – М.: Атомиздат, 1979.
20. Лейпунский О.И., Новожилов Б.В., Сахаров В.Н. Распространение гамма-квантов в веществе. М.: Физматгиз, 1960.
21. Berger M.J. Journal of Res. of N.B.S., 55, 6, 1955.
22. Henke D.L., Lee P.et. al. Lowenergy Xray interaction coefficient: photoabsorption, scattering, and reflection. Atom. Data and Nucl. Data Tabl., 1982, v.27, N 1, p.1144.
23. Аккерман А.Ф., Грудский М.Я., Смирнов В.В. Вторичное электронное излучение из твердых тел под действием гамма квантов. М.: Энергоатомиздат, 1986.
24. Hai F., Bernstein M.J. Photoemission from Polymers. IEEE Trans Nucl Sci.,1971,vol.NS18, N6, p.178184.
25. Bernstein M.J., Smith J.A. Primary and Secondary Photo Electron Yields Induced by Soft Xrays. IEEE Trans Nucl Sci., 1979, vol. NS26, N6, p.49784983.
26. Ададуров А.Ф., Лазурик В.Т., Рогов Ю.В. Пространственно энергетическое распределение быстрых вторичных электронов при гаммаоблучении. Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Общ. и ядерн. физ., 1985, вып. 3 (32), с.4751.
27. Bernstein M.J., Paschen K.W. Forward and backward photoemission yields from metals at various Xray angles of incidence. IEEE Trans Nucl Sci., 1973, vol. NS20, N6, p. 111116.
28. Ивановский С.А., Якушкин Н.И. Влияние поля объемного заряда в диэлектриках на коэффициент вторичной электронной эмиссии. Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Общ. и ядерн. физ., 1985, вып. 3 (32), с.147-150.
29. Защита от ионизирующих излучений: В 2 т. Т 1. Физические основы защиты от излучений. Под ред. Гусева Н.Г. М.: Энергоатомиздат, 1989.
30. Dellin T.A., Huddleston R.E., Mac Callum C.J. Second Generation Analytical Photocompton Current Methods. IEEE Trans Nucl Sci., 1975, vol. NS22, N6, p.25492555.
31. Morel J.E. Fokker-Planck calculations using standard discrete ordinates transport codes. Nukl. Sci. Eng., 1981, v. 79, p. 340.
32. Berger M.J. Monte Carlo calculation of the penetration and diffusion of fast charged particles. In: Methods in computational phys. N.Y. Lond.: Acad. Press, 1963, vol 1, p.135215
33. Chadsey W.L., Wilson C.W., Pine V.W. X-ray photoemission calculations IEEE Trans Nucl Sci., 1975, vol. NS22, N6, p.23452350.
34. Кольчужкин А.М., Учайкин В.В. Введение в теорию прохождения частиц через вещество. М.: Атомиздат, 1978.
35. Ададуров А.Ф., Лазурик В.Т. Расчет выхода быстрых вторичных электронов под действием рентгеновского излучения. Атомная энергия, 1981, т.50, N3, стр. 211212.
36. Тормозная способность электронов и позитронов. Доклад 37 МКРЕ. М.: Энергоатомиздат, 1987.
37. Lindhard J. On the properties of Gas Charged Particle. Kgl. danske Vid. Selskab. Mat.fys. medd., 1954, Bd 28, H.1,

38. *Goudsmit S., Saunderson J.C.* Phys.Rev., 1940 v. 58, p.36.
39. *Ogier W.T., Ellis D.V.* Soft X-ray photoelectric yield formulas. J. Appl. Phys., 1965, vol.36, N12, p.3788-3790.
40. *Chadsey W.L., Kohlberg I.* The computation of photon radiation induced electron emission. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1971, vol.18, N6, p.150-161.
41. *Грибанов В.М., Носенко В.П., Острик А.В.* Параметрическая методика расчета энерговыделения при воздействии рентгеновского излучения на композитные преграды. // Межотраслевой научно-технический журнал "Конструкции из композиционных материалов", 2003. Вып. 1. С. 39-47.
42. *Острик А.В.* Расчетно-экспериментальное прогнозирование последствий механического действия рентгеновского излучения на корпуса летательных аппаратов // Межотраслевой научно-технический журнал "Конструкции из композиционных материалов", 2002. Вып. 1. С. 41-55.
43. *Грибанов В.М., Острик А.В., Слободчиков С.С.* Тепловое действие рентгеновского излучения на композитные оболочки высокого давления. // Межотраслевой научно-технический журнал "Конструкции из композиционных материалов", 2002. Вып. 2. С. 18-28.

### **3. РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ МЕХАНИЧЕСКОГО ДЕЙСТВИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

В этом разделе излагаются методики расчета механического действия РИ. Действие ультрамягкого РИ (УМРИ) рассматривается отдельно, поскольку оно обладает рядом физических особенностей по сравнению с действием излучения более жесткого спектра. Рассматриваемые методики применимы и для исследования механического действия других видов высокоинтенсивных потоков излучений и частиц, т.к. входными данными для них являются лишь пространственно-временные характеристики энерговыделения. Причем, методика расчета механического действия ультрамягкого РИ адаптирована к случаю высокоинтенсивного поверхностного выделения энергии с образованием плазмы, а методика расчета механического действия мягкого и жесткого РИ может быть использована для расчетов случаев объемного выделения энергии, когда плазмообразование не имеет места, но могут оказаться существенными гетерогенная структура материала и детальность описания многофазных состояний компонентов ГМ.

#### **3.1. Действие ультрамягкого рентгеновского излучения**

Для диапазона энергий квантов, соответствующего ультрамягкому рентгеновскому излучению (0,1...1 кэВ), возможности эксперимента чрезвычайно ограничены. Между тем в различных областях науки и техники, в частности, при создании конструкций [1-3], для решения проблемы термоядерного синтеза [4], при экспериментальной разработке возможных источников мягкого рентгеновского излучения (например, [5, 6] или устройств на основе электрического взрыва проводников и сжатия лайнеров) и при построении уравнений состояния вещества в экстремальных условиях [7-9] проблема взаимодействия мощных импульсов такого излучения (до  $10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>) с твердыми преградами, в том числе формирования термомеханической нагрузки на них, становится все более актуальной. Это обуславливает необходимость разработки физико-математических моделей и машинных кодов, с помощью которых можно было бы с достаточной для практических целей точностью получить параметры механического действия ультрамягкого рентгеновского излучения на материалы при знании минимального количества их оптических, теплофизических и механических характеристик.

Следует подчеркнуть, что для высокоинтенсивных импульсов рентгеновского излучения с энергией квантов менее 1 кэВ особую роль в формировании параметров механической нагрузки играет ряд нелинейных процессов в плазме вещества преграды, что приводит к усложнению моделей взаимодействия. Основная цель настоящего подраздела – рассмотреть одну из возможных физико-математических моделей [6, 10, 11] взаимодействия высокоинтенсивного ультрамягкого РИ с твердой преградой и на ее основе численно исследовать роль и влияние нелинейных процессов в плазме на импульс давления, формируемый на преграде.

##### **3.1.1. Постановка задачи и основные уравнения**

Воздействие мощных коротких импульсов УМРИ на преграду приводит к сильному ее разогреву и образованию плазмы в узком, поглощающем излучение поверхностном слое преграды. Поскольку длительность импульса излучения при этом может быть сравнима или меньше характерного времени обмена энергией между электронами и ионами, образующаяся плазма будет неравновесной. Поэтому при рассмотрении процесса поглощения излучения необходимо использовать модель двухтемпературной плазмы, тогда как разлет вещества преграды, распространение ударных волн и формирование импульса давления можно описывать в рамках однотемпературного приближения.

В зоне взаимодействия мягкого рентгеновского излучения с веществом преграды можно условно выделить три области: внешнюю, оптически тонкую для собственного излучения плазмы высокотемпературную неравновесную область с низкой плотностью (за счет разлета); область ионизационной волны с большими градиентами температуры и плотности и внутреннюю, относительно холодную плотную область преграды за границей испарения.

Предварительный анализ физических процессов в этих трех областях позволил определить наиболее важные из них (см. также [6, 10 - 12]). На основе такого анализа ниже предложен ме-

тод расчета дифференциальных и интегральных параметров термомеханического воздействия интенсивного импульсного мягкого рентгеновского излучения, как моноэнергетического, так и имеющего произвольное спектральное распределение, на конденсированные преграды, базирующийся на модели, которая включает в себя широкодиапазонные модельные уравнения состояния, учитывает образование неравновесной плазмы вещества преграды, ее ионизационное просветление, генерацию, перенос и поглощение собственного излучения плазмы, перенос энергии за счет молекулярной, ионной и электронной теплопроводности, упруго-пластические и прочностные свойства твердой части преграды, а также ее гетерогенную структуру (в простейшем случае гетерогенность материала может быть описана в рамках модели плоской слоистой преграды). При этом используется подход, когда область волн испарения и ионизации заменяется движущейся границей раздела между областями с существенно различными термодинамическими и прочностными свойствами. Введение такого подхода позволяет использовать для различных областей разные физические приближения и в рамках единой системы уравнений определять "включение" или "выключение" тех или иных процессов.

Представим систему одномерных нестационарных уравнений радиационной гидродинамики, записываемых в лагранжевых координатах  $t$  и  $m$  [13, 14] в рамках двухтемпературного односкоростного приближения следующим образом:

$$\frac{\partial V}{\partial t} = \frac{\partial(x^{n-1} \cdot u)}{\partial m}, \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial x}{\partial t} = u(m, t), \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -x^{n-1} \frac{\partial p}{\partial m} + \left[ x^{n-1} \frac{\partial S_1}{\partial m} + (n-1)V \frac{S_1 - S_2}{x} \right]** \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial e_e}{\partial t} = -p_e \frac{\partial V}{\partial t} + \psi - \left[ \frac{\partial(x^{n-1} \Omega_e)}{\partial m} + Q_R + Q_I + Q_{ei} \right]^*, \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial e_i}{\partial t} = -p_i \frac{\partial V}{\partial t} - \frac{\partial(x^{n-1} \Omega_i)}{\partial m} + [Q_{ei}]^* + V \left[ S_1 \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial t} + \nu S_2 \frac{\partial \varepsilon_2}{\partial t} \right]**$$

$$\left[ \frac{\partial e}{\partial t} = -p \frac{\partial V}{\partial t} - \frac{\partial(x^{n-1} \Omega)}{\partial m} + \psi + V \left( S_1 \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial t} + \nu S_2 \frac{\partial \varepsilon_2}{\partial t} \right) \right]**, \quad (3.5)$$

$$\begin{aligned} p &= p_e + p_i, & e &= e_e + e_i, \\ p_{e,i} &= P_{e,i}(\rho, T_{e,i}), & e_{e,i} &= E_{e,i}(\rho, T_{e,i}). \end{aligned} \quad (3.6)$$

Здесь  $V = 1/\rho$  – удельный объем вещества,  $\rho$  – плотность,  $n$  – показатель симметрии ( $n = 1, 2, 3$  соответственно для задач с плоской, цилиндрической и сферической симметрией),  $dm = \rho(x, t)x^{n-1} dx$ ,  $x$  – эйлерова пространственная координата,  $u$  – скорость,  $p$  – давление,  $S_k$  и  $\varepsilon_k$  – главные компоненты девиатора напряжений и тензора деформаций, индексы  $e$  и  $i$  соответствуют электронному и ионному компонентам,  $e$  – удельная внутренняя энергия,  $T$  – температура,  $\Omega$  – плотность потока энергии за счет того или иного вида теплопереноса (рассматриваются лучистый, электронный, ионный и обычный (молекулярный) механизм теплопереноса),  $Q_R$  – интенсивность потерь энергии на объемный высвет из оптически тонких областей плазмы,  $Q_I$  – интенсивность изменения энергии электронного компонента за счет ионизации,  $Q_{ei}$  – скорость обмена энергией между электронным и ионным компонентами,  $\psi$  – интенсивность энерговыделения вследствие поглощения веществом преграды излучения.

В системе уравнений (3.1)-(3.6) слагаемые в квадратных скобках с одной звездочкой записываются только для области плазмы, а с двумя звездочками – для конденсированной части преграды. Уравнение (3.5) получается при сложении уравнений (3.4) с «выключенными» плазменными членами и учете соотношений (3.6) и того, что поток энергии с плотностью  $\Omega$  обу-

словлен только молекулярной теплопроводностью. Его отдельное численное интегрирование позволяет в коде реализовать (при необходимости) однетемпературное приближение. Упруго-пластические свойства вещества и соответствующие выражения для  $S_k$  и  $\partial a_k / \partial t$  могут быть записаны, в частности, в рамках модели Уилкинса [15]. Для описания откольного разрушения могут быть использованы различные модели разрушения [8, 16].

В форме записи уравнений (3.4) учтено, что вся энергия падающего на преграду излучения поглощается электронным компонентом, а ионному компоненту передается за счет обмена, описываемого слагаемым  $Q_{ei}$ . Следует отметить, что псевдовязкое давление  $Q_v$ , которое обычно вводится в уравнения для импульса и энергии при построении однородных разностных схем [13], в данном случае должно записываться только для ионного компонента. Это связано с тем, что основную роль псевдовязкое давление играет на разрывах типа ударной волны. Но в ударной волне вязкостный нагрев из-за уплотнения газа идет только в ионном компоненте [14], а обмен энергий между компонентами в области сжатия – существенно более медленный процесс. Поэтому сжатие электронного газа происходит адиабатически за счет электрических сил, что описывается в данной работе приближенно с помощью условия квазинейтральности плазмы, согласно которому концентрация электронов  $n_e$  связана с плотностью числа ионов  $n_i$  соотношением  $n_e = \bar{\zeta} n_i$ , где  $\bar{\zeta}$  – средний заряд иона.

Для плотности потока энергии за счет молекулярной теплопроводности используется выражение

$$\Omega = -\chi_m \rho x^{n-1} \partial T / \partial m, \quad (3.7)$$

где  $\chi_m$  – коэффициент теплопроводности, полагающийся постоянным для заданного вещества.

В качестве граничных условий для уравнения (3.3) записываются либо условия по скоростям на левой и правой границах преграды, либо по напряжениям. В практических задачах чаще всего рассматривается условие свободных границ с нулевым напряжением

$$p(0, t) = p(m_b, t) = 0,$$

где  $m_b$  – массовая координата внешней границы преграды.

Для уравнений (3.4), (3.5) обычно задаются потоки тепла через поверхность рассматриваемой области [13, 14] или температуры на ее границах. В данной работе эффектами, связанными с ионизацией окружающей среды (воздуха) пренебрегается, и потоки энергии для ионного компонента и конденсированного вещества на внешних границах преграды полагаются равными нулю:

$$\Omega_i(0, t) = \Omega_i(m_b, t) = 0, \quad \Omega(0, t) = \Omega(m_b, t) = 0.$$

Что касается электронного компонента, то плотность потока энергии  $\Omega_e$ , как будет показано ниже, включает в себя составляющие, обусловленные электронной теплопроводностью  $\Omega_{ee}$  и лучистой теплопроводностью  $\Omega_{eR}$  (в оптически толстых областях). Для электронной теплопроводности в пренебрежении эмиссией электронов с внешних границ по-прежнему будем полагать  $\Omega_{ee}(0, t) = \Omega_{ee}(m_b, t) = 0$ . В случае лучистой теплопроводности на границах оптически толстого тела (в том числе в точке раздела оптически тонкой и толстой сред  $m_*$  – определение смотри ниже) задается вектор потока энергии излучения в приближении абсолютно черного тела [14]:

$$\vec{\Omega}_{eR} = \vec{k} (2\sigma_{c\sigma} T_{eb}^4 - \Omega_{eQ}),$$

где  $\vec{k}$  – единичный вектор внешней нормали к границе,  $\sigma_{c\sigma}$  – постоянная Стефана-Больцмана,  $T_{eb}$  – температура в граничной точке,  $\Omega_{eQ}$  – плотность суммарного одностороннего потока энергии излучения, приходящего от оптически тонкого (при его наличии) слоя преграды, а также от последующих излучающих слоев, и поглощаемого оптически толстым слоем преграды.

На границе раздела одно- и двухтемпературных областей задается условие непрерывности суммарного теплового потока:

$$\bar{\Omega}_1 = \bar{\Omega}_{i2} + \bar{\Omega}_{e2},$$

где индекс "1" относится к области преграды, в которой используется однотемпературное приближение и уравнение (3.5.), а индекс "2" – к области с двухтемпературным приближением и уравнениями (3.4). То же самое условие работает на границе раздела слоев, если в задаче рассматривается многослойная преграда и в соседних слоях используются различные приближения. Наконец, в случае использования по обе стороны границы раздела слоев в многослойной преграде однотипных уравнений (или (3.5), или (3.4)) задается условие непрерывности плотности потоков энергии  $\Omega$  для однотемпературного приближения или  $\Omega_e$  и  $\Omega_i$  по отдельности для двухтемпературного.

Для учета прогрева конденсированной части слоя преграды излучением плазмы при нахождении границы между одно- и двухтемпературной средами внутри этого слоя приближение лучистой теплопроводности используется во всем слое. Полное или частичное отражение излучения от внешних границ или границ раздела слоев в данной работе не учитывается.

В качестве начальных условий задаются распределения по преграде скорости, плотности и температуры, в частности для невозмущенной до облучения среды:

$$u(m, 0) = 0, \quad \rho(m, 0) = \rho_0, \quad T_{e,i}(m, 0) = T_0.$$

Следует отметить, что изложенная одномерная постановка задачи в некоторых случаях может быть использована и для приближенного численного моделирования неодномерных течений, формирующихся при воздействии интенсивных потоков излучения на конденсированную преграду [9, 10].

Рассмотрим остальные слагаемые в правой части уравнений (1.4). Для вычисления изменения энергии электронного компонента за счет ионизации атомов или ионов используется выражение

$$Q_I = (N_A I / \mu_a) \partial \bar{\xi} / \partial t, \quad (3.8)$$

где  $I$  – текущий потенциал ионизации атомов,  $N_A$  – число Авогадро,  $\mu_a$  – атомная масса. При этом степень ионизации  $\bar{\xi}$  (средний заряд иона) и величина  $I$  вычисляются в приближении локальной применимости формулы Саха в зависимости от электронной температуры  $T_e$  методом, рассмотренным в работе [6], согласно которому для одного химического элемента решается трансцендентное уравнение

$$I(\bar{\xi} + 1/2) = k_\sigma T_e \ln(A_C T_e^{3/2} / (\bar{\xi} n_i)), \quad (3.9)$$

где  $A_C = 2 (2 \pi m_e k_\sigma / h^2)^{3/2} \approx 4,8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3} \text{ К}^{-3/2}$ , а плотность числа ионов  $n_i$  выражается через  $\rho$  как  $n_i = \rho N_A / \mu_a$ . Здесь  $m_e$  – масса электрона,  $k_\sigma$  и  $h$  – постоянные Больцмана и Планка. Обобщение уравнения (1.9) на смесь элементов не вызывает затруднений. При его решении учитывается неидеальность плазмы, приводящая к снижению потенциала ионизации за счет кулоновского взаимодействия заряженных частиц, а также вырождение электронного газа [14, 17].

Для величины  $Q_{e,i}$ , описывающей обмен энергий между электронами и ионами, используется выражение [14, 17, 18]

$$Q_{e,i} = A_{e,i} \frac{\rho \bar{\xi}^3 \ln \Lambda_{e,i} (T_e - T_i)}{\mu_a^3 T_e^{3/2}}, \quad (3.10)$$

где  $A_{e,i} = 2 \sqrt{2 \pi m_e} N_A^3 e^4 / \sqrt{k_\sigma}$ ,  $\ln \Lambda_{e,i}$  – кулоновский логарифм,  $e$  – заряд электрона. Полагается, что электронный и ионный компоненты по отдельности уже термализованы. Эффект вырождения электронного компонента приводит к более медленному обмену энергий между компонентами и учитывается так же, как и в работе [17].

Выражение для кулоновского логарифма  $\ln \Lambda_{e,i}$  записывается с учетом квантовых эффектов, вырождения электронного газа и возможности сильной экранировки [17] следующим образом:

$$\ln \Lambda_{e,i} = 0,5 \ln \left( 1 + r_D^2 / \left( \lambda_e^2 / 4 \right) \right), \quad (3.11)$$

где  $r_D$  – радиус Дебая, а  $\lambda_e$  – длина волны де-Бройля для электрона [14, 17, 18]. Формулы (3.10), (3.11) применимы в диапазоне от разреженной и горячей до плотной и вырожденной плазмы [17]. Отметим также работу [19], в которой получено выражение для  $Q_{e,i}$ , применимое для больших диапазонов температур и плотностей плазмы. Сравнение показывает хорошее совпадение величин  $Q_{e,i}$  для обоих подходов.

Плотность потока энергии для электронного компонента  $\Omega_e$ , как уже отмечалось, представляется в виде  $\Omega_e = \Omega_{ee} + \Omega_{eR}$ . Для величины  $\Omega_{ee}$  используется классическая теория Спитцера (модель лорентцевского газа) с поправочным коэффициентом  $\varphi$  на самосогласованное поле и электрон-электронные столкновения, а также с учетом вырождения электронного газа [14, 17, 18]:

$$\Omega_{ee}^C = -\tilde{\chi}_e \rho x^{n-1} \partial T_e / \partial m. \quad (3.12)$$

В формуле (3.12) коэффициент  $\tilde{\chi}_e$  вычисляется по интерполяционной зависимости [17]

$$\tilde{\chi}_e = \left[ (\chi_e^C)^2 + (\chi_e^F)^2 \right]^{1/2},$$

где  $\chi_e^C$  – коэффициент электронной теплопроводности по Спитцеру для разреженной плазмы, а  $\chi_e^F$  – этот же коэффициент для полностью вырожденного электронного газа. При этом коэффициент  $\chi_e^C$  вычисляется по зависимости

$$\chi_e^C = A_e^C (\varphi T_e^{5/2}) / (\bar{\xi} \ln \Lambda_{e,i}), \quad (3.13)$$

в которой  $A_e^C = 20(2/\pi)^{3/2} k_0^{7/2} / (m_e^{1/2} e^4)$ . Для поправочного коэффициента  $\varphi$  используется интерполяционная формула

$$\varphi = 0,095 (\bar{\xi} + 0,24) / (1 + 0,24 \bar{\xi}). \quad (3.14)$$

Расчет коэффициента  $\chi_e^F$  проводится по соотношению [17]

$$\chi_e^F = A_e^F n_e T_e G / \bar{\xi}, \quad (3.15)$$

где  $A_e^F = \pi^3 k_0^2 \hbar^3 / (2m_e^2 e^4)$ ,  $G$  – величина, зависящая от отношения прицельного параметра для ионов к межатомному расстоянию (а также от волнового числа Ферми), вычисляется по интерполяционной формуле [17]

$$G^{-1} = \lg \left[ 1 + A_G T_i n_i^{1/3} / (\bar{\xi})^{4/3} \right], \quad (3.16)$$

где  $A_G = 2 \times 2^{1/3} \times k_0 \times \pi / e^2$ .

Поскольку в области разреженной плазмы при больших градиентах температуры использование формулы (1.12) дает завышенные оценки теплового потока, в расчетах применялась процедура ограничения его величиной, соответствующей определенной доле  $f_e$  от потока энергии, переносимой свободными электронами [17]:

$$\Omega_{ee}^f = f_e n_e \bar{v}_e k_0 T_e, \quad (3.17)$$

где  $\bar{v}_e$  – средняя скорость свободных электронов, определяемая по формуле (предполагается, что для электронов справедливо максвелловское распределение)

$$\bar{v}_e = \sqrt{8k_0 T_e / (\pi m_e)}.$$

Коэффициент  $f_e$  вводится для расчетных и экспериментальных данных и обычно варьируется в диапазоне от 0,03 до 0,1 (в данной работе принято  $f_e = 0,05$ ).

Для плотности потока энергии за счет ионной теплопроводности  $\Omega_i$  используется выражение, аналогичное (3.12) [17]:

$$\Omega_i = -\chi_i \rho x^{n-1} \partial T_i / \partial m, \quad (3.18)$$

где коэффициент ионной теплопроводности  $\chi_i$  определяется формулой

$$\chi_i = A_i T_i^{5/2} / (\bar{\xi}^4 \ln \Lambda_{i,i}), \quad (3.19)$$

где  $A_i = 0,164 \cdot 20 (2/\pi)^{3/2} \cdot k_{\sigma}^{7/2} / (e^4 \sqrt{m_i})$ ,  $\ln \Lambda_{i,i}$  – ион-ионный кулоновский логарифм, записываемый в виде [17]:

$$\ln \Lambda_{i,i} = 0,5 \ln \left( 1 + \frac{9 k_{\sigma}^3 T_i^3}{4 \pi e^6 \bar{\xi}^6 n_i} \right). \quad (3.20)$$

Для описания переноса теплового излучения плазмы и его влияния на перераспределение энергии в преграде в настоящей работе используется сопряжение моделей объемного высвета из внешних оптически тонких (прозрачных) слоев разогретой преграды и лучистой теплопроводности для внутренних оптически толстых слоев [15]. В этом случае величина  $Q_R$  в уравнении (1.4) принимает ненулевые значения только в оптически тонком слое плазмы, где она определяется по формуле

$$Q_R = 4 \sigma_{\sigma} T_e^4 / m_P(\rho, T_e), \quad (3.21)$$

$\sigma_{\sigma}$  – постоянная Стефана-Больцмана,  $m_P(\rho, T_e)$  – массовая планковская длина пробега излучения [14]. Граница между областями оптически тонкой и толстой сред ( $m_*$ ) определяется из условия равенства единице оптической толщины слоя преграды [14, 17]:

$$\int_{m_b}^{m_*} dm / m_P = 1, \quad (3.22)$$

где  $m_b$  – массовая координата границы преграды. В оптически толстых внутренних слоях плазмы используется приближение лучистой теплопроводности. При этом слагаемое  $\Omega_{eR}$  в выражении для потока  $\Omega_e$  определяется по формуле

$$\Omega_{eR} = -(16 \sigma_{\sigma} T_e^3 / 3) x^{n-1} m_R(\rho, T_e) \partial T_e / \partial m, \quad (3.23)$$

где  $m_R(\rho, T_e)$  – массовая длина пробега излучения, усредненная по Росселанду [14].

Зависимость  $m_P(\rho, T_e)$ ,  $m_R(\rho, T_e)$  определяется либо в табличном виде, либо, при отсутствии данных, по теории Крамерса [14] с интерполяцией между областями применимости соответствующих формул.

Для рассматриваемых задач взаимодействия мягкого рентгеновского излучения с веществом характерно одновременное наличие твердой, газообразной фаз и плазмы, а также областей двухфазности, что накладывает особые требования на уравнения состояния. В настоящей модели используется единая система уравнений для всех фаз, в которой те или иные слагаемые за нуляются в зависимости от того, какая фаза находится в данной расчетной ячейке. Определение фазы в этом случае, как и других термодинамических характеристик, производится по единым уравнениям состояния вида  $P = P(\rho, T)$ ,  $e = E(\rho, T)$ , расширенным на весь рассматриваемый диапазон температур и плотностей. В результате анализа различных уравнений состояния были выбраны полуэмпирические уравнения состояния с определяемыми экспериментальным путем константами для нормальных условий [21] и экстраполяцией с помощью полученных теоретически зависимостей в области существования плазмы с учетом ее неидеальности и вырождения электронного компонента. При этом полагалось, что состояние ионного компонента полностью описывалось такими уравнениями с учетом как холодной, так и тепловой частей в зависимости от ионной температуры, тогда как для электронного компонента рассматривалась только тепловая часть давления и внутренней энергии с учетом энергии ионизации и энергии излучения, которая приписывалась электронному компоненту в силу используемого приближения о мгновенном обмене энергией между электронами и излучением. Неидеальность плазмы учитывалась путем снижения давления и внутренней энергии за счет кулоновского взаимодействия в приближении Дебая-Хюккеля [14]. Для учета эффектов вырождения использовалось приближение слабо вырожденного газа.

Входящая в уравнения (3.4) интенсивность объемного энерговыделения  $\psi(t, m)$  определяется физикой взаимодействия излучения с преградой. Основным процессом при взаимодействии с преградой ультрамягкого РИ является фотопоглощение (процессами рассеяния для низкоэнергетических квантов можно пренебречь), для описания которого требуется знание зависимости от плотности и температуры спектрального коэффициента фотопоглощения плазмы  $\chi_{fv}(\rho, T)$  (существенное уменьшение этого коэффициента и обуславливает эффект просветления плазмы [10, 20]). В случае использования двухтемпературного приближения коэффициент фотопоглощения зависит от температуры электронного компонента.

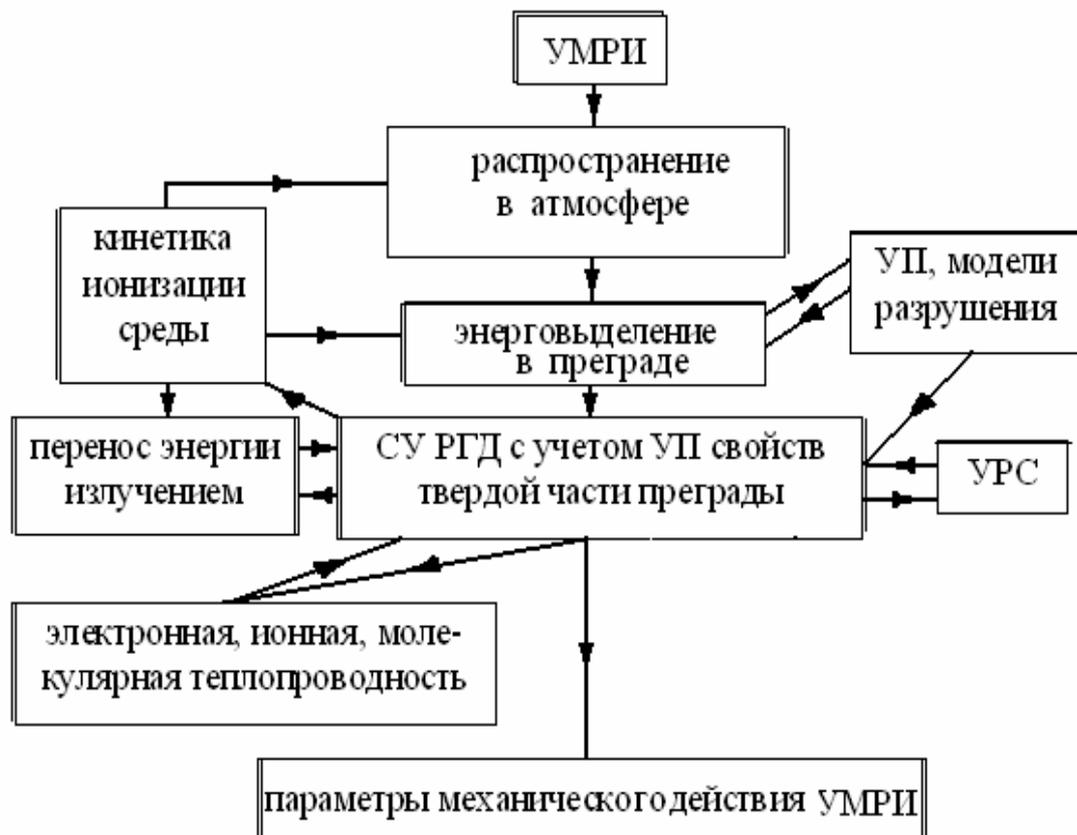
В настоящей программе используется следующая процедура расчета массового коэффициента поглощения  $\chi_{fv}$ . При температурах ниже некоторой температуры начала просветления плазмы  $T_*$  (или  $T_{e*}$ ) и любой плотности значение коэффициента считается постоянным и равным значению  $\chi_{fv0}$  для холодного вещества. В области высокотемпературной разреженной плазмы используются данные из различных литературных источников с двойной логарифмической интерполяцией между узлами таблиц и гладкой интерполяцией в области «связки» между постоянным значением  $\chi_{fv0}$  и табличными значениями. Экстраполяция вне области определения таблиц производится по оценочным формулам, получаемым из физических соображений. При этом учитывается тот факт, что температура начала просветления плазмы  $T_*$  зависит от величины энергии квантов падающего излучения и состава материала преграды. Для частной задачи, рассматриваемой далее, авторами была разработана специальная методика расчета коэффициентов поглощения алюминия  $\chi_{fv}$  с использованием большого числа экспериментальных и расчетных данных, обсуждение которых выходит за рамки работы.

### 3.1.2. Численный метод решения

Предлагаемая математическая модель реализована в численном коде [10], основанном на принципе расщепления по физическим процессам и использующем неявную полностью консервативную разностную схему второго порядка точности (схема алгоритма представлена на рис. 3.1).

Решение на каждом временном шаге систем алгебраических уравнений с трехдиагональными матрицами, получающимися после линеаризации методом Ньютона исходных уравнений в конечно-разностном виде, осуществляется методом матричной прогонки с выбором главного элемента по столбцу [22], которая теоретически корректна для любой определенной системы уравнений (в отличие от обычной прогонки не требует выполнения практического критерия «диагонального преобладания»). Как показывает численный эксперимент [23], высокая устойчивость метода обеспечивает корректный расчет даже такого затруднительного для конечно-разностных методов теста, как автомодельная задача о схождении к центру и отражении от него сферической волны [24] (описываемый алгоритм реализован в [23] и для случая одномерной сферической геометрии). Программа имеет модульную структуру, написана на языке *FORTRAN* и допускает добавление новых модулей в случае необходимости.

По результатам тестирования программы на автомодельных решениях, известных экспериментальных данных, а также с помощью межметодического сравнения можно сделать вывод, что предлагаемый численный метод позволяет рассчитывать дифференциальные и интегральные параметры термомеханического воздействия импульсного ультрамягкого РИ на конденсированные многослойные преграды с погрешностью на уровне 10% для интегральных и 30% для дифференциальных параметров при соответствующей этой точности полноте исходных данных по физико-механическим и оптическим характеристикам материалов.



**3.1.3. Результаты расчетов**  
**Влияние нелинейных процессов в плазме вещества преграды на параметры механического действия.** Результаты предварительных исследований показали, что существенную

Рис.3.1. Схема расчета параметров действия ультрамягкого РИ

роль в динамике формирования механической нагрузки при воздействии на преграду ультрамягкого РИ играют процессы ионизационного просветления и переизлучения. Однако вызывает интерес также влияние на параметры механического действия эффектов, вызываемых температурной неравновесностью и теплопроводностью. В связи с этим с помощью описанного метода были проведены численные исследования относительной роли различных процессов, таких как ионизационное просветление, температурная неравновесность, электронная и ионная теплопроводности и перенос энергии собственным излучением плазмы.

Рассматривался случай воздействия на алюминиевую преграду толщиной 0,101 см. Использовалась неравномерная расчетная сетка (80 ячеек на 0,1 см и 20 – на оставшиеся 0,001 см у внешней границы преграды), размер ячеек которой по глубине преграды увеличивался в геометрической прогрессии. Полагалось, что на преграду действует моноэнергетическое излучение с энергией квантов  $E_{ph} = 0,2$  или  $0,6$  кэВ, поверхностной плотностью энергии  $U_p = 0,1 \dots 10$  кДж/см<sup>2</sup> и длительностью импульса  $\tau_p = 1$  или  $10$  нс. Расчет завершался при  $t = 100$  нс, причем анализировалась эволюция как интегральных параметров воздействия, так и дифференциальных (скорости, плотности, давления, температуры и т.д.), в том числе распространение ударной волны, волны ионизации и др.

На рис. 3.2 (а, б) представлены относительные импульсы давления  $I_p / \tilde{I}_p$ , а на рис. 3.2(в) – поверхностные плотности энергии  $q$  высвечиваемого из плазмы излучения для  $E_p = 0,2$  кэВ и  $E_{ph} = 0,6$  кэВ. При этом величина  $\tilde{I}_p$  определялась при постоянном значении коэффициента фотопоглощения  $\chi_f$  без учета образования плазмы (импульс давления - интегральный параметр, определяемый в данной методике как полное количество движения испаренной и отколовшейся части преграды, разлет которой сообщает такое же количество движения оставшейся конденсированной части преграды).

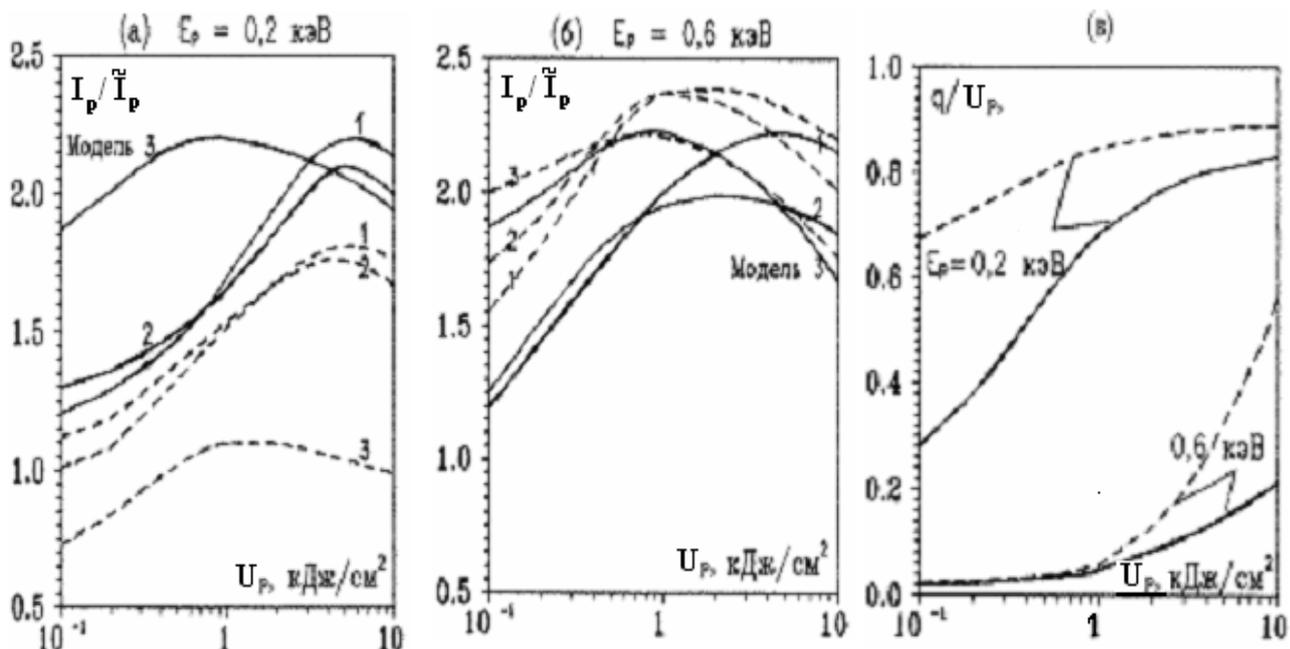


Рис.3.2. Относительные импульсы давления ( $E_{ph} = 0,2 \text{ кэВ}$  –(а),  $E_{ph} = 0,6 \text{ кэВ}$  – (б)) и плотности энергии излучения плазмы (в) для алюминиевой преграды:

сплошная линия –  $\tau_p = 1 \text{ нс}$ , штриховая линия –  $\tau_p = 10 \text{ нс}$

Были рассмотрены три модели взаимодействия излучения с преградой. Модель 1 (см. рис. 3.2) включает учет только эффекта ионизационного просветления (зависимости коэффициента  $\chi_f$  от  $\rho$  и  $T$ ) в рамках однетемпературного приближения без релаксационных процессов и переизлучения. В модели 2 дополнительно добавлен учет температурной неравновесности, а также электронной и ионной теплопроводностей в рамках двухтемпературного приближения. И, наконец, модель 3 соответствует полной физической модели, описанной выше, с учетом переноса энергии излучением плазмы. Сплошные линии на рис. 3.2 соответствуют  $\tau_p = 1 \text{ нс}$ , а штриховые –  $\tau_p = 10 \text{ нс}$ .

Анализ представленных данных позволяет сделать следующие выводы. Учет зависимости коэффициента  $\chi_f$  от плотности и температуры (модель 1) приводит к существенному увеличению импульса давления (примерно в два раза). Однако влияние эффекта просветления для  $E_{ph} = 0,2 \text{ кэВ}$  с увеличением  $\tau_p$  уменьшается, а для  $E_{ph} = 0,6 \text{ кэВ}$  – растет (при том, что по абсолютной величине импульс давления в обоих случаях больше для короткого импульса излучения). Это связано с различием профилей функции энерговыделения для разных энергий квантов. В случае  $E_{ph} = 0,2 \text{ кэВ}$  концентрация выделяющейся у поверхности преграды энергии высока, различие в величинах  $\tilde{I}_p$  для  $\tau_p = 1 \text{ нс}$  и  $\tau_p = 10 \text{ нс}$  невелико и учет просветления приводит к тому, что увеличение импульса давления происходит примерно в одинаковой степени с небольшим отставанием для  $\tau_p = 10 \text{ нс}$ , где из-за растяжки энерговыделения во времени степень ионизации несколько ниже. Кроме того, при  $\tau_p = 10 \text{ нс}$  некоторое снижение степени ионизации (и импульса давления) происходит из-за уноса части выделившейся энергии ударной волной, которая в случае  $\tau_p = 1 \text{ нс}$  не успевает сформироваться за время действия излучения. Для  $E_{ph} = 0,6 \text{ кэВ}$  профиль функции энерговыделения более пологий и концентрация энергии соответственно ниже. Увеличение длительности импульса излучения и влияние ударной волны при  $\tau_p = 10 \text{ нс}$  приводит к более существенным различиям в величинах  $\tilde{I}_p$  (без учета образования плазмы) для  $\tau_p = 1 \text{ нс}$  и  $\tau_p = 10 \text{ нс}$ , тогда как эффект просветления эти различия значительно уменьшает. В итоге влияние просветления для  $\tau_p = 10 \text{ нс}$  оказывается большим.

Учет влияния температурной неравновесности, электронной и ионной теплопроводностей (модель 2), не изменяя качественного вида всех кривых, приводит к некоторому увеличению импульса давления для малых  $U_p$  и снижению для больших. При этом температуры электронного и ионного компонентов заметно (на 15...30%) различаются лишь для малых плотностей энергии излучения и становятся практически одинаковыми при увеличении  $U_p$ . Это объясняется особенностью принятой в данной работе модели, согласно которой энергия внешнего излучения полностью передается электронному компоненту, а ионный компонент нагревается впоследствии за счет обменных процессов. При этом для малых  $U_p$  перенос энергии вглубь преграды тепловыми электронами происходит быстрее обмена с ионами внешних слоев, что приводит к увеличению прогрева и, как следствие, к увеличению импульса давления (происходит как бы ускорение волны ионизации и просветления и, следовательно, увеличение степени их влияния). Для больших значений  $U_p$  скорость обмена энергией с ионами больше скорости релаксации температуры за счет электронной теплопроводности и энергия внешнего излучения передается практически одновременно обоим компонентам. В этом случае глубинные слои преграды нагреваются за счет ионной теплопроводности, а температура электронного компонента в них может оказаться ниже ионной, что приводит к сокращению зоны, охваченной ионизацией и просветлением (торможение волны ионизации), и уменьшению их влияния на величину импульса давления. При этом максимум зависимости  $I_p / \tilde{I}_p$  от  $U_p$  несколько смещается в сторону меньших значений  $U_p$ .

Наконец, учет переизлучения (моделей 3) приводит к существенному изменению зависимости  $I_p / \tilde{I}_p$  от  $U_p$ . В соответствии с принятой моделью собственное излучение плазмы генерируется и поглощается только электронным компонентом, то есть непосредственно влияет на распределение электронной температуры и косвенно – через обменные процессы – на температуру ионов. При этом роль такого излучения двойка: высвет из преграды приводит к снижению доли энергии, переходящей в механическую и тепловую энергии вещества, а перенос собственного излучения вглубь преграды увеличивает прогрев и толщину испаренного слоя (определяемого ионным компонентом). Для  $E_{ph} = 0,6$  кэВ и малых  $U_p$  высвет мал (см. рис. 3.2(в)) и перенос собственного излучения играет роль дополнительного механизма теплопроводности (с большей, чем у электронной теплопроводности, скоростью распространения фронта), по-прежнему увеличивая импульс давления. При  $U_p = 10$  кДж/см<sup>2</sup> высвет становится заметным, составляя более 50% поглощенной энергии при  $\tau_p = 10$  нс, что приводит к снижению импульса давления по сравнению с моделью 2 и смещению максимума в зависимости  $I_p / \tilde{I}_p$  от  $U_p$  влево (см. рис. 3.2(б)). Особенно заметно это смещение для  $E_{ph} = 0,2$  кэВ (рис. 1(а)), что вызвано влиянием собственного излучения плазмы на рост различия между электронной и ионной температурами и существенным высветом излучения из преграды. При  $\tau_p = 10$  нс за счет высвета уносится от 70 до 90% поглощенной энергии, что перекрывает влияние просветления и приводит к уменьшению импульса давления даже по сравнению с  $\tilde{I}_p$ , полученному без учета плазмообразования.

Увеличение плотности энергии высвечиваемого излучения для больших  $\tau_p$  (см. рис. 3.2(в)) связано с уменьшением температуры плазмы и энергии электронов, вследствие чего усиливается роль рекомбинационных процессов, в том числе фотозахвата электронов с испусканием избытка их энергии в виде излучения. Такое переизлучение возникает еще в ходе воздействия, в отличие от случая с малыми  $\tau_p$ , когда большая часть поглощенной энергии переходила в тепловой и механический виды.

Отметим, что упомянутые рекомбинационные, как и другие кинетические процессы, влияющие на ионизацию, переизлучение и т.п., конечно же, не рассчитывались непосредственно в рассматриваемой задаче. Однако их влияние учитывалось при использовании данных для коэффициентов  $\chi_{fv}$ , а также планковской и росселандовой длин пробега собственного излучения плазмы, которые определялись другими авторами при решении уравнений кинетики.

Возвращаясь к анализу результатов, следует отметить, что максимум в зависимости  $I_p / \tilde{I}_p$  от  $U_p$  наблюдается и при учете только просветления (см. рис. 3.2(a)), хотя и не столь выражен, как в случае использования полной физической модели с учетом переизлучения. Ослабление влияния просветления на рост импульса давления при высоких  $U_p$  вызвано достаточно большими размерами области ионизации в этом случае и соответствующим снижением концентрации энергии, а следовательно, температур и степени ионизации.

В заключение рассмотрения приведенных результатов расчетов отметим, что по порядку величин в рассматриваемой задаче давления достигают сотен ГПа, температуры -  $10^4 \div 10^6$  К, скорости - десятков км/с.

÷ На основе систематических расчетов были также определены области влияния различных процессов в плазме алюминиевой преграды. На рис.3.3 для  $\tau_p = 1$  нс (а) и 10 нс(б) в координатной плоскости ( $E_{ph}$ ,  $U_p$ ) изображены линии уменьшения  $\chi_f$  в 5 и 10 раз, потерь энергии на высвет в 10 и 30% от поглощенной энергии, а также граница температурной неравновесности (по критерию  $|T_e - T_i| / T_i > 3\%$  за время действия импульса излучения).

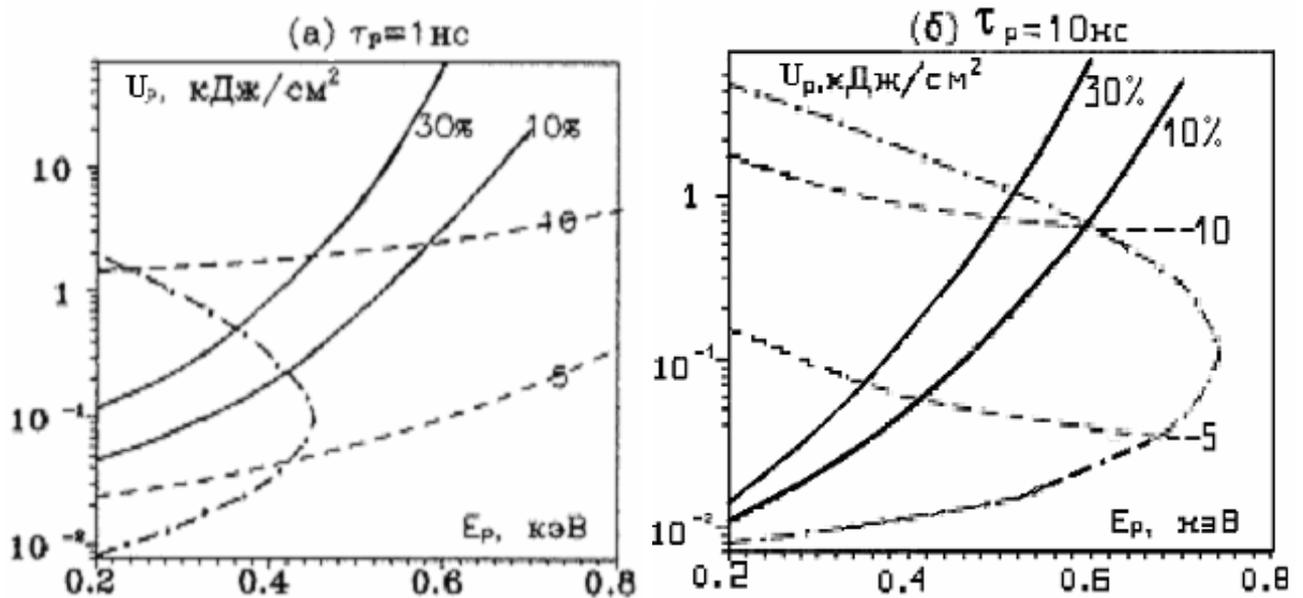


Рис. 3.3. Граница влияния процессов в плазме алюминиевой преграды: сплошная линия – граница потерь энергии на высвет ( $n\%$  от  $U_p$ ); штриховая линия – граница уменьшения коэффициента поглощения в  $n$  раз; штрих-пунктирная линия – граница температурной неравновесности

Из рисунка видно, в частности, что для  $\tau_p = 1$  нс температурной неравновесностью можно пренебречь при  $E_{ph} > 0,45$  кэВ и любых значений  $U_p$ , тогда как с увеличением  $\tau_p$  до 10 нс область ее влияния достигает значений  $E_{ph} \approx 0,7$  кэВ для относительно небольших плотностей энергии  $U_p$ . С ростом  $U_p$  скорость обмена энергии электронов с ионами становится большой и их температуры выравниваются быстрее по сравнению с временем действия излучения или даже характерными временами процессов теплопроводности. При слишком малых значениях  $U_p$  неравновесности практически нет, поскольку температуры столь малы, что ионизация вещества не происходит и плазма не образуется. Этим и объясняется ход кривых для границ влияния температурной неравновесности. Результаты, представленные на рис. 3.3, могут быть использованы при выборе моделей взаимодействия излучения с веществом и решении вопроса о необходимости учета того или иного процесса.

**Сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными на “Ангаре-5-1”. С**

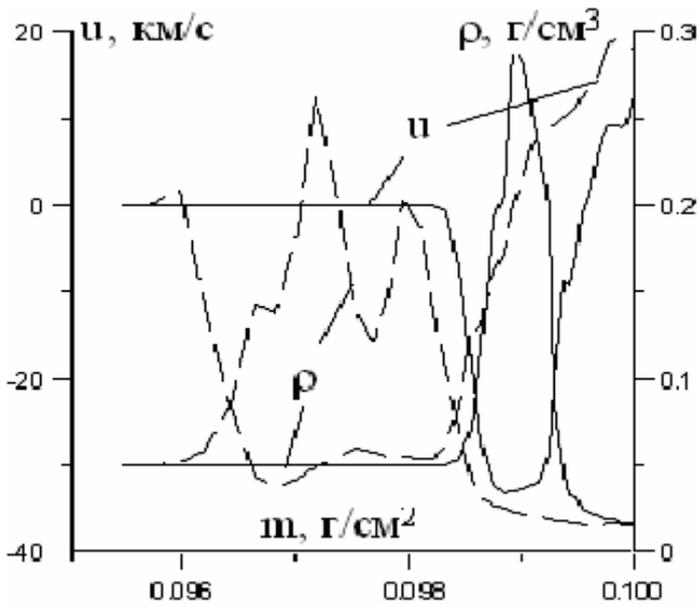


Рис. 3.4. Профили скорости и плотности для аэрогеля

что при расчете энергосвободения весь спектр излучения разбивался на 15 групп, а коэффициенты поглощения вычислялись путем интерполяции известных данных для средней по группе энергии квантов.

На рис. 3.4-3.6 для разных моментов времени (сплошная линия –  $t = 10$  нс, штрих –  $t =$

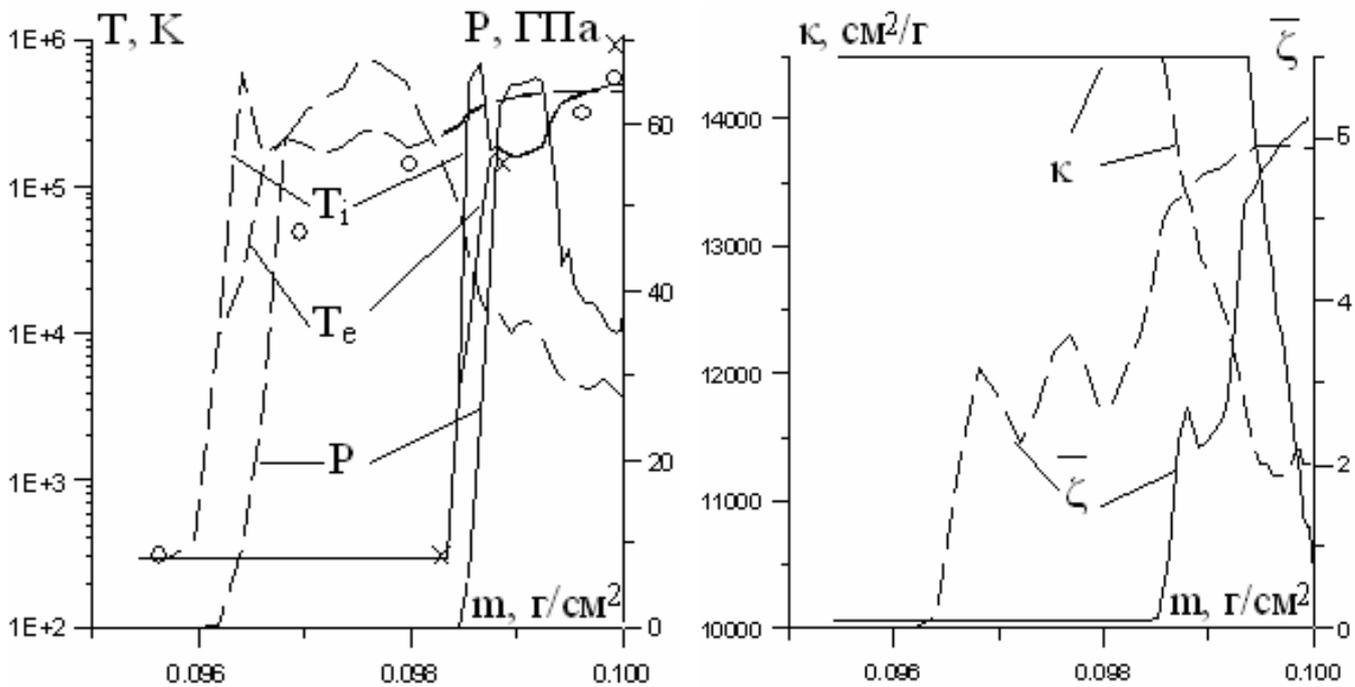


Рис. 3.5. Профили давления, электронной и ионной температуры для аэрогеля

Рис. 3.6. Профили коэффициента фотопоглощения и средней степени ионизации для аэрогеля

температур, давления  $P$ , среднего по спектру коэффициента поглощения  $k$  и средней степени ионизации  $\zeta$  в зависимости от массовой координаты  $m$  для преграды из аэрогеля, а на рис. 3.7...3.9 – из алюминия.

помощью разработанной программы были проведены расчеты параметров воздействия излучения, характерного для экспериментальных установок типа "Ангари-5-1" [5, 6, 9], на два материала, один из которых представлял собой образец из алюминия, а второй – силикатный аэрогель с низкой плотностью. Толщина образца алюминия составляла 0,369 мм, плотность  $2,71 \text{ г/см}^3$ , для аэрогеля эти параметры равны 2 см и  $0,05 \text{ г/см}^3$ , соответственно. Спектр воздействующего излучения полагался планковским с эффективной температурой 60 эВ, длительностью импульса 20 нс и мощностью  $10^{12} \text{ Вт/см}^2$ . Временная функция источника излучения описана в литературе, так же как и данные по коэффициентам поглощения излучения для рассматриваемых материалов (например, [25-28]). Отметим,

20 нс) изображены профили плотности  $\rho$ , скорости  $u$ , электронной  $T_e$  и ионной  $T_i$  температуры

Представленные данные позволяют увидеть динамику формирования ударной волны в преграде

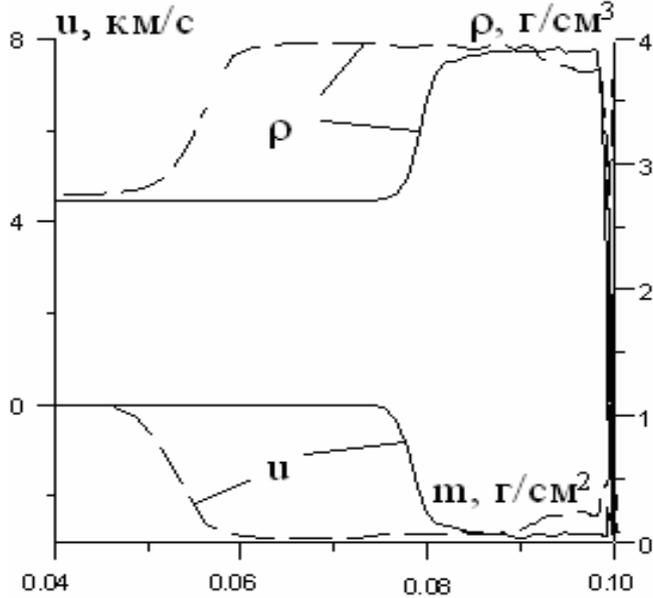


Рис. 3.7. Профили скорости и плотности для алюминия

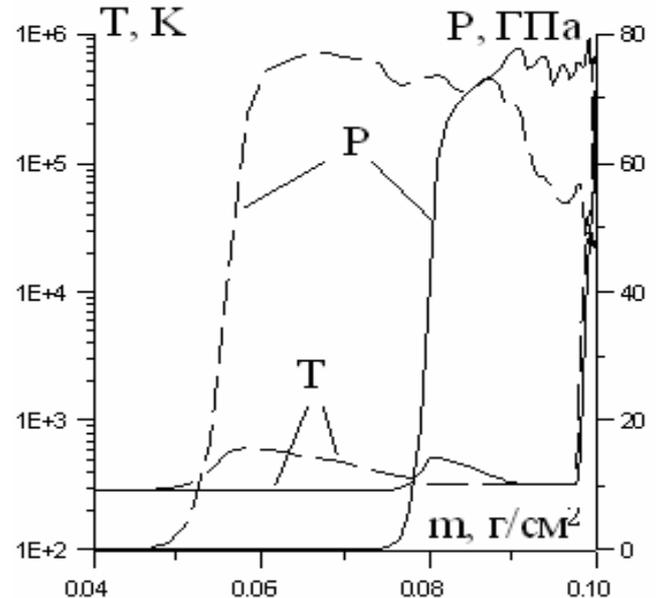


Рис. 3.8. Профили давления и температуры для алюминия

при воздействии излучения, а также волны ионизации и областей температурной неравновесности. Заметим, что для алюминиевого образца различия электронной и ионной температур не-

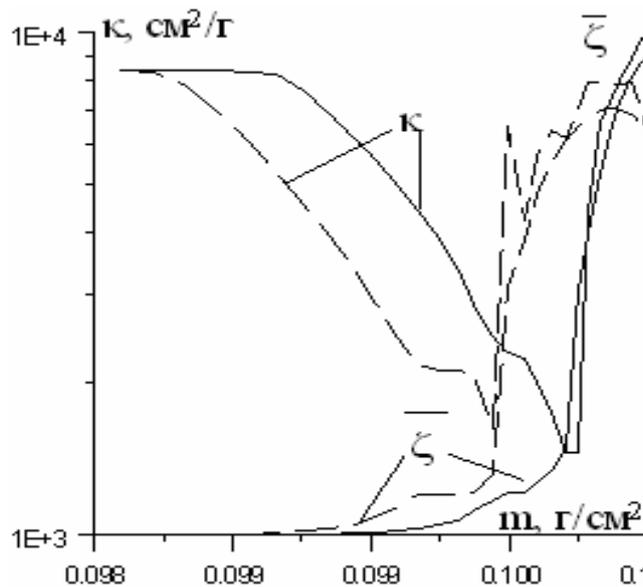


Рис. 3.9. Профили коэффициента фотопоглощения и средней степени ионизации для алюминия

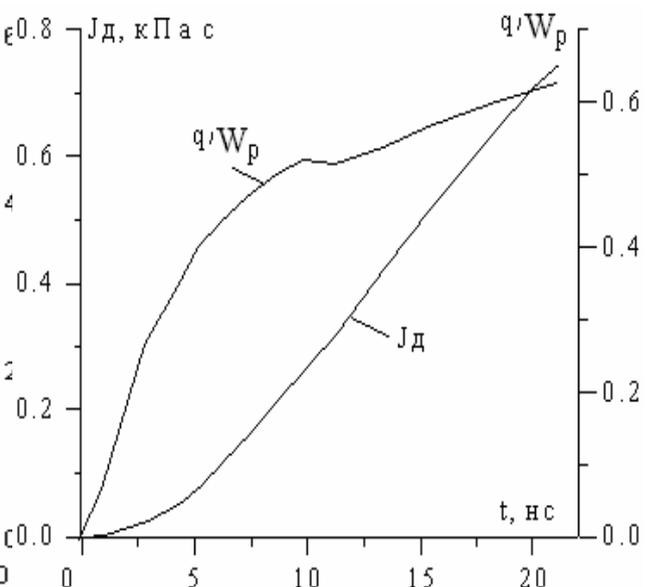


Рис. 3.10. Импульс давления и плотность энергии переизлучения для аэрогеля

значительны. Из полученных данных следует, что максимальное уменьшение среднего по спектру коэффициента поглощения за время действия излучения для аэрогеля составляет около 40 % от начального значения, а для алюминия превышает 5,5 раз. При этом максимальная степень ионизации превышает 6 и 5,6, максимальное давление сжатия превышает 60 ГПа и 75 ГПа (соответственно, для аэрогеля и алюминия), максимальная температура достигает  $(4...6) \cdot 10^5$  К. Из рисунков видно также, что за одно и тоже время волна сжатия в алюминиевой преграде проходит расстояние, в 13 раз большее, чем в аэрогеле. На рис. 3.10 и 3.11 показаны кривые набора

импульса давления и плотности потока энергии высвечиваемого излучения с течением времени для аэрогеля и алюминия, соответственно.

Следует отметить, что ряд образцов аэрогеля разной толщины облучался на установке “Ангара-5-1”, причем была определена средняя скорость распространения ударной волны по времени ее выхода на тыльную поверхность. Судя по результатам эксперимента, для разных мощностей излучения и

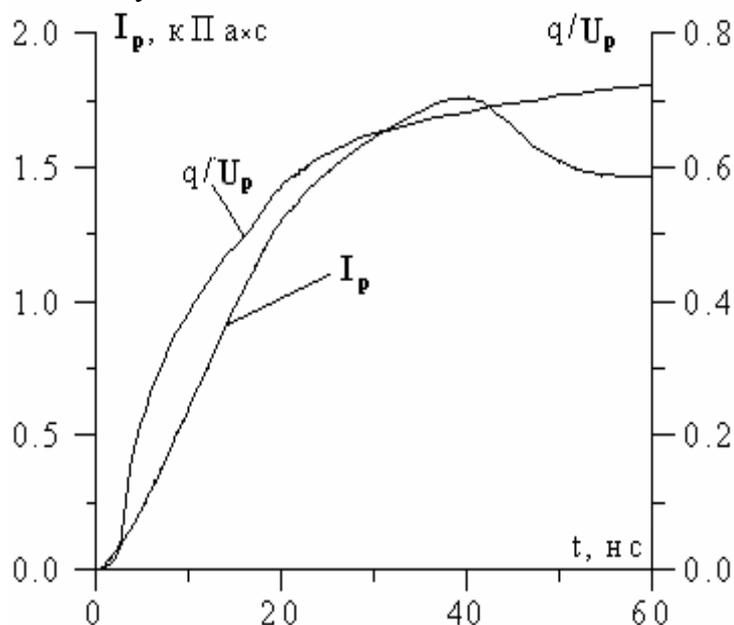


Рис. 3.11. Импульс давления и плотность энергии переизлучения для алюминия

толщин образца она составляла десятки км/с в среднем, на начальном этапе – около 40 км/с, что хорошо согласуется с оценкой, полученной в ходе проведенных расчетов (около 43 км/с). Кроме этого представленные выше результаты сравнивались с данными, полученными сотрудниками института теплообмена Белорусской АН (Романов Г.С., Базылев Б.Н. и др. – частное сообщение) численным моделированием с детальным учетом физики взаимодействия излучения с материалом аэрогеля (в частности, перенос излучения в плазме описывался в многогрупповом приближении с числом групп, равным 700). Результаты сравнения показывают, в частности, практически полное совпадение расположения фронтов ударной и теп-

ловой волн в разные моменты времени. На рис. 3.4 отмечена электронная температура на различной глубине преграды для разных моментов времени (крестиками –  $t = 10$  нс, кружками –  $t = 20$  нс), полученная в расчетах Романова Г.С. Видно, что если в глубине преграды представленная в настоящей статье модель дает немного завышенную температуру, то на поверхности преграды, наоборот, занижает ее. Это объясняется достаточно грубым описанием переноса собственного излучения в представленной модели, что приводит к завышению высвета излучения из преграды (до 70 % против 55 % у Романова Г.С.). Соответственно, оказываются меньшими разрыв между электронной и ионной температурами, степень сжатия вещества в ударной волне (6 против 10) и скорость разлета вещества в вакуум. В то же время максимальное давление в ударной волне оказывается несколько выше (в расчетах Романова Г.С. – около 50 ГПа). В целом, несмотря на не слишком точное представление спектра действующего излучения, а также приближенные методы учета зависимости коэффициента фотопоглощения от параметров среды, можно говорить об удовлетворительном описании с помощью изложенной в статье модели процессов взаимодействия мягкого РИ с конденсированной средой, в частности, для расчетов параметров механического действия излучения.

### 3.2. Действие мягкого и жесткого рентгеновского излучения

В отличие от ультрамягкого излучения при механическом действии мягкого или жесткого РИ плазмы не образуется, однако объемный характер поглощения обуславливает необходимость использования широкодиапазонных уравнений состояния ГМ с учетом пористости, двухфазности, метастабильности и температурной неравновесности их компонентов. Методам описания этих особенностей поведения ГМ и уделяется основное внимание в настоящем разделе.

#### 3.2.1. Постановка задачи и основные уравнения

Для расчета параметров механического действия жесткого РИ на многослойные гетерогенные преграды используется одномерная модель, основанная на численном решении нестационарных уравнений механики сплошной среды с использованием широкодиапазонного уравнения состояния и учета процессов установления равновесных значений параметров в элементарной ячейке гетерогенного материала. Система уравнений модели позволяет единым образом описать процессы в конденсированном и газообразном состояниях вещества. Для этой модели уравнения (3.1)-(3.3), (3.5) (движения, траектории частиц, неразрывности и энергии в лагранжевых координатах) примут более простой вид [14, 29]:

$$\partial u / \partial t = r^{n-1} \partial (S_1 - p) / \partial m + (n-1)(S_1 - S_2) V / r, \quad (3.24)$$

$$\partial r / \partial t = u, \quad (3.25)$$

$$\partial V / \partial t = \partial (r^{n-1} \partial u / \partial m), \quad (3.26)$$

$$V = 1 / \rho, \quad (3.27)$$

$$\partial e / \partial t = -p \partial (r^{n-1} u) / \partial m + (S_1 \dot{\epsilon}_1 + S_2 \dot{\epsilon}_2) V + Q(m, t), \quad (3.28)$$

где  $\dot{\epsilon}_1, \dot{\epsilon}_2$  - компоненты тензора скоростей деформаций;  $S_1, S_2$  - девиаторные составляющие тензора напряжений;  $e$  - удельная внутренняя энергия;  $Q$  - интенсивность объемного энерговыделения.

При выполнении закона Гука в области упругого деформирования среды девиаторы тензоров напряжений и деформаций пропорциональны, а, следовательно, пропорциональны и скорости их изменения. Для описания пластического течения используется модель течения Прандтля-Рейсса [15,30,31]:

$$\dot{\epsilon}_i = \frac{S_i}{2G} + \frac{2}{3} \frac{\dot{W}^p}{\sigma_T} S_i, \quad (i=1, 2, 3) \quad (3.29)$$

где  $\dot{W}^p = \sum_{i=1}^3 S_i \dot{\epsilon}_i$  - мощность пластической деформации в единице объема;  $\dot{\epsilon}_i$  - компоненты девиатора скоростей деформации;  $\sigma_T$  - предел текучести для простого растяжения.

Если главные напряжения известны, то условие текучести Мизеса имеет вид:

$$S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 = \sigma_T^2. \quad (3.30)$$

Соотношения теории пластического течения позволяет определить лишь девиаторные компоненты тензора напряжений и для замыкания уравнений модели материала необходимо калорическое уравнение состояния, выражающее зависимость давления  $p$  от внутренней энергии  $e$  и удельного объема вещества  $V$ . В ряде случаев деформирования пористых и полимерных материалов, а также при высоких амплитудах импульсных нагрузок, когда оказывается возможным пренебречь жесткостью вещества на сдвиг по сравнению с его сопротивлением к изменению объема, соотношение  $p(e, V)$  вообще становится определяющим для твердого тела. Поскольку при расчете параметров механического действия рентгеновского излучения уравнение состояния играет определяющую роль, поэтому рассмотрим более детально реализацию уравнений состояния для однородных и гетерогенных материалов. При численном решении большинства нестационарных задач механики взаимодействия излучения с веществом при вычислении дав-

ления, скорости звука и других физических величин приходится обращаться к уравнению состояния, то экономичность всего алгоритма в значительной степени определяется затратами времени на вычисление параметров уравнения состояния. Это означает, что к алгоритму расчета параметров уравнения состояния всегда предъявляются высокие требования по эффективности расчета.

Взаимодействие интенсивных потоков излучения с преградой, как правило, сопровождается фазовыми изменениями вещества в процессе его нагрева. Расчеты параметров воздействия в этом случае требуют использования широкодиапазонного уравнения состояния, учитывающего фазовые переходы, что заметно усложняет вычислительный алгоритм.

Кроме того, в ряде случаев деформирования пористых и полимерных материалов, а также при высоких амплитудах импульсных нагрузок, когда оказывается возможным пренебречь жесткостью вещества на сдвиг по сравнению с его сопротивлением к изменению объема, соотношение  $p(e, V)$  вообще становится определяющим для твердого тела. Следует также отметить, что точность газодинамических расчетов в основном определяется погрешностями уравнения состояния. Необходимость в нем возникает при решении практически любой задачи современной физики высоких плотностей энергии. Таким образом, для получения достоверных количественных оценок параметров механического воздействия излучения на преграду одним из центральных вопросов является выбор адекватного условиям воздействия уравнения состояния составляющих ее материалов.

Возможности экспериментального исследования уравнений состояния довольно ограничены, в то время как имеющий практический интерес диапазон возникающих при воздействии рентгеновского излучения состояний вещества обширен. Ударное сжатие сплошных и пористых веществ расширяет на два порядка экспериментально исследуемый интервал давлений и температур, но и этого часто недостаточно. В опытах по измерению сравнительной ударной сжимаемости достигнуты давления около 5 ГПа. Динамические опыты позволяют судить лишь о плотности, давлении и энергии ударносжатого вещества. Температуру из таких опытных данных получить не представляется возможным и для полного термодинамического описания к данным динамических опытов нужно добавлять теоретические модели и экспериментальные данные, позволяющие рассчитывать теплоемкости веществ в зависимости от плотности и температуры.

Последовательный теоретический подход к проблеме уравнений состояния встречает непреодолимые на сегодняшний день вычислительные трудности, связанные с необходимостью расчета взаимодействия большого числа атомов. Поэтому зачастую приходится ограничиваться информацией, получаемой с использованием тех или иных упрощающих предположений. Построение уравнения состояния начинается с выбора модели вещества, сводящей задачу к рассмотрению системы электронов в поле точечного заряда. Кроме обобщения и аппроксимации разрозненных экспериментальных данных, от уравнения состояния требуется надежная экстраполяция в неисследованную область давлений и температур. Успех построения полуэмпирических моделей проверяется качеством описания возможно более широкого числа разнородных экспериментальных данных. Для этого лучше всего подходят полуэмпирические уравнения состояния, которые строятся на простых физических представлениях о структуре вещества и его поведении, а согласие с экспериментом достигается за счет выбора параметров.

Подобные полуэмпирические уравнения состояния в силу своих возможностей описывать термодинамические свойства вещества в широком диапазоне изменения параметров в основном и используются при исследовании механического действия рентгеновского излучения на преграду. Рассмотрим несколько применяемых уравнений состояния.

Наиболее полное полуэмпирическое уравнение состояния для описания ударного сжатия должно учитывать потенциальное взаимодействие атомов, их тепловое движение, а также термическое возбуждение электронов проводимости, ангармонизм колебания атомов решетки и переход в газ при уменьшении плотности или увеличении температуры.

Давление и удельная внутренняя энергия складывается из потенциальных, тепловых и электронных составляющих

$$p = p_c + p_T + p_e, \quad e = e_c + e_T + e_e. \quad (3.31)$$

Для построения потенциальных составляющих используются потенциалы взаимодействия, в которых энергии взаимодействия связана с расстоянием между атомами. Многие уравнения состояния построены на основе потенциала Борна-Майера или Леннарда-Джонса [32-35].

Тепловые составляющие давления и энергии имеют вид:

$$p = \frac{c_{v0} \Gamma(\delta) + c_v \Gamma_n T f(\delta)}{1 + T f(\delta)} \rho T, \quad (3.32)$$

$$e = \frac{c_{v0} + c_v T f(\delta)}{1 + T f(\delta)} T, \quad (3.33)$$

где  $c_{v0}$  - теплоёмкость конденсированного вещества в нормальных условиях;  $\delta = \rho/\rho_0$ ;  $\rho_0$  - плотность вещества в нормальных условиях;  $c_{vп}$  - теплоёмкость пара;  $\Gamma(\delta)$  - коэффициент Грюнайзена для холодного вещества;  $\Gamma_n$  - коэффициент Грюнайзена для пара;  $f(\delta)$ -функция, определяющаяся из условий термодинамической совместности.

Формулы представляют собой обобщение формул для тепловых составляющих из работы [35] на случай многоатомной молекулы пара и произвольного вида коэффициента Грюнайзена холодного вещества  $\Gamma(\delta)$ .

Это выражение при плотностях меньше нормальной неприменимо, так как знаменатель при некоторой плотности  $\rho < \rho_0$  обращается в нуль и коэффициент Грюнайзена становится разрывным, что нефизично. В настоящее время теоретических моделей поведения коэффициента Грюнайзена конденсированных сред при  $\rho < \rho_0$  не существует, поэтому для  $\Gamma(\delta)$  в этой области была взята математически простейшая формула, обеспечивающая непрерывную интерполяцию коэффициента Грюнайзена при  $\delta = 1$  ( $N = 3 \dots 4$ )

$$\Gamma = \Gamma_n + \sum_{i=1}^N \eta_i \delta^i, \quad (3.34)$$

где  $\eta_i$  - эмпирические константы, определяемые из условий гладкой сшивки различных зависимостей при  $\delta=1$  и по теплофизическим данным при  $\delta > 1$ .

Изложенное уравнение состояния таково, что при  $\rho < \rho_0$  в некотором диапазоне температур изотермы не монотонны, то есть существуют критические параметры и область двухфазных состояний "жидкость - пар" в том же смысле, что и в уравнении состояния Ван-дер-Ваальса. Такое полуэмпирическое уравнение состояния широко используется для практических расчетов параметров механического действия и, если обеспечивалось надежное определение констант модели на основе экспериментальных данных, позволяло проводить исследования с удовлетворительной точностью во многих случаях.

Необходимо сделать несколько замечаний о механизме испарения, о случае воздействия на пористый и гетерогенный материал, а также об использовании очень простых, но эффективных для ряда задач уравнений состояния.

Если температура не слишком высока, так что при рассматриваемых давлениях атомы тела совершают малые колебания около положения равновесия, и электронным возбуждением можно пренебречь, то тепловая часть давления представляется в виде  $E_T = E(T) \sim T$ ,  $p_T = \Gamma(V) E_T / V$ , где коэффициент Грюнейзена  $\Gamma(V)$  связан с  $p(V)$  дифференциальным соотношением. Следовательно определение зависимости  $p(e, V)$  сводится в этом случае к нахождению функции  $p_H(V)$ , которая, в свою очередь, строится с помощью экспериментальных данных. Используются соотношения Рэнкина-Гюгонио на фронте ударной волны

$$p = p_H(V) + \Gamma(V)[e - e_H(V)]/V, \quad (3.35)$$

где  $p_H(V)$ ,  $e_H(V)$  - давление и внутренняя энергия на ударной адиабате Гюгонио. Это уравнение имеет вид [35]

$$p = \frac{\rho c^2}{2} (2 - \Gamma) \frac{\delta}{(1 - s\delta)^2} + \Gamma \frac{e}{V}. \quad (3.36)$$

Достоинство данного уравнения для описания состояния конденсированного вещества по сравнению с более точными - табличными, многокомпонентными и т. д. – малое число и доступность экспериментально определяемых констант материала  $c$ ,  $s$  и  $\Gamma$ . По этой причине подобное уравнение состояния является часто используемой моделью в программах расчета параметров механического воздействия.

Деформирование пористых материалов сопровождается большими необратимыми изменениями удельного объема, связанного со схлопыванием пор при сжатии, и в отличие от сплошного материала влияние тепловой составляющей  $p$  может проявиться для более низких уровней нагружения (тепловая часть давления в сплошном материале становится сравнимой с полным давлением ударной волны  $10^{11}$  Па и больше). Ослабленный порами материал имеет, как правило, малую сдвиговую прочность и его напряженное состояние близко к гидродинамическому. Наиболее полной и удовлетворительно согласующейся с экспериментальными данными является модель “ $p$ - $\alpha$ ” [36, 37], в простейшем варианте которой для описания процесса схлопывания пор вводится аппроксимационная зависимость пористости  $\alpha$  материала от давления  $p$  [36].

Рядом особенностей обладает зависимость  $p(e, V)$  для гетерогенных материалов [23, 38-47]. Так при измерении удельной внутренней энергии в результате поглощения излучения оказывается, что эффективный коэффициент Грюнайзена зависит не только от свойств вещества, но и от характеристик излучения. Таким образом, многофазные материалы при воздействии рентгеновского излучения, вообще говоря, не имеют единого уравнения состояния в смысле наличия единственной функции  $p(e, V)$ .

Простейшей моделью разрушения является модель мгновенного откола. В ней нарушение сплошности материала образование микродефекта в виде трещины возникает мгновенно после достижения растягивающими напряжениями величины окольной прочности материала. Применение этой модели оправдано для условий деформирования (температура, скорость и распределение деформаций в области разрушения) близки к тем, которые имели место при экспериментальном определении окольной прочности.

Более точный дискретный критерий откола получается из представлений кинетической теории прочности о накоплении ущерба в материале. В этом случае процесс разрушения материала влияет на параметры напряженного состояния [8]. В наиболее простом варианте этой концепции для откола требуется выполнение интегрального соотношения

$$\int_0^{t_{\text{отк}}} \frac{dt}{\tau_{\text{отк}}[\sigma(t)]} = 1, \quad \sigma = -p + S_1 \quad (3.37)$$

где  $\tau_{\text{отк}} = A \exp(\gamma \sigma)$ ,  $A, \gamma$  - константы, зависящие от свойств и температуры материала;  $t_{\text{отк}}$  - время, при котором наступает откольное разрушение преграды.

Уточненная модель откола реализована в программе, однако ее практическое использование пока затруднено отсутствием соответствующих экспериментальных констант модели для многих материалов.

При расчетах использовалось широкодиапазонное УРС [34, 35], в котором давление и удельная внутренняя энергия представляются суммами холодных и тепловых составляющих. Холодные составляющие берутся в соответствии с потенциалом Леннарда-Джонса в степенном виде, а тепловая составляющая давления  $p_T$  определяется по тепловой энергии  $e_T = e - e_c$  с помощью коэффициента Грюнайзена  $\Gamma$ :

$$p = p_c + p_T, \quad p_c = \frac{\rho_0 c_0^2}{m - n} (\delta^m - \delta^n), \quad p_T = \Gamma \rho e_T = \Gamma \rho (e - e_c), \quad (3.38)$$

$$e_c = \frac{c_0^2}{m-n} \left( \frac{\delta^{m-1} - 1}{m-1} - \frac{\delta^{n-1} - 1}{n-1} \right), \quad \Gamma = \left[ \Gamma_g + \frac{a\delta}{1+b\delta} \right] \frac{Q_s + \eta e_T}{Q_s + \xi e_T},$$

где  $\delta = \rho/\rho_0$  – степень сжатия;  $\rho_0, c_0$  – плотность и скорость звука в холодном веществе при нулевом давлении;  $m, n$  – эмпирические константы;  $Q_s$  – теплота сублимации холодного вещества;  $\Gamma_g$  – коэффициент Грюнайзена холодного пара;  $a, b, \eta, \xi$  – эмпирические константы.

При достижении удельной энергией величины порядка теплоты сублимации материала в нем начинается интенсивное газообразование. Этот фазовый переход с достаточной для практики точностью может быть описан с помощью уравнения состояния (3.38).

### 3.2.2. Построение уравнений состояния гетерогенных материалов с учетом двухфазности и метастабильности компонентов

Материалы, подвергнутые действию излучений, как правило, имеют сложную гетерогенную структуру, и основной проблемой создания численных методик, является построение уравнения состояния гетерогенного материала, которое позволяет правильно описывать происходящие в материале процессы при объемном поглощении им энергии ионизирующего излучения. Экспериментальные данные, получаемые в экспериментах по действию ионизирующих излучений, позволяют эффективно определять параметры разрабатываемых моделей, а также уточнить и сами математические модели.

Выбор адекватных моделей уравнения состояния имеет важное значение при математическом моделировании поведения, как однородных, так еще в большей степени гетерогенных материалов, разогретых излучением, поскольку в значительной степени определяет надежность определения параметров механической нагрузки. Взаимодействие интенсивных потоков излучения с преградой, как правило, сопровождается фазовыми изменениями вещества в процессе его нагрева. Расчеты параметров воздействия в этом случае требуют использования широкодиапазонного уравнения состояния [31-35], учитывающего фазовые переходы, что заметно усложняет вычислительные алгоритмы, особенно для гетерогенных материалов, для которых уравнение состояния в общем случае зависит не только от термодинамических свойств материала, но и от степени неравномерного нагрева компонентов структуры.

Поскольку при численном решении большинства нестационарных задач механики взаимодействия излучения с веществом при вычислении давления, скорости звука и других физических величин приходится обращаться к уравнению состояния, то экономичность всего алгоритма в значительной степени определяется затратами времени на вычисление параметров уравнения состояния. Это означает, что к алгоритму расчета параметров уравнения состояния всегда предъявляются высокие требования по эффективности расчета.

Ситуация, когда для композитного материала известно только калорическое уравнение состояния (УРС), является скорее правилом, чем исключением [35]. В частности, это объясняется возможностью получения экспериментальных данных для построения этого вида УРС непосредственно из результатов ударно-волновых измерений. В то же время калорического УРС оказывается достаточным при решении многих задач газодинамики. Однако в области двухфазного состояния вещества большинство феноменологически построенных УРС нуждаются в корректировке по правилу Максвелла [32]. Такая корректировка требует построения изотерм и, следовательно, знания термического УРС.

**Приближенный метод корректировки калорического УРС.** В случае отсутствия термического УРС и необходимости получения предварительных оценочных результатов выходом из положения может быть построение некоего модельного термического УРС, которое используется для корректировки УРС в переменных  $(v, T)$  и перехода к переменным  $(v, e)$ . При этом модельное термическое УРС должно, по крайней мере, удовлетворять двум основным требованиям: качественно верно описывать поведение вещества в области двухфазности и удовлетворять уравнению термодинамической совместности

$$\left(\frac{\partial e}{\partial v}\right)_T = T \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v - p. \quad (3.39)$$

Конечно, предлагаемая процедура корректировки калорического УРС в области двухфазности не является корректной, и ее использование предполагает проверку малости (по сравнению с допустимой в проводимой оценке ошибкой) влияния выбора параметров и зависимостей, описывающих модельный термический УРС, на результаты корректировки.

Требование выполнения уравнения (3.39) сужает круг возможных зависимостей для построения модельного термического УРС. В большинстве используемых в расчетной практике калорических УРС предполагается аддитивность тепловых и холодных составляющих давлений и удельных внутренних энергий:

$$e = e_c(v) + e_T, \quad p = p(v, e) = p_c(v) + p_T(v, e_T), \quad p_c(v) = -\frac{de_c}{dv}. \quad (3.40)$$

Используя (3.17), можно записать условие термодинамической совместности (3.16) в виде

$$\left(\frac{\partial e_T}{\partial v}\right)_T = T \left(\frac{\partial p_T}{\partial e_T}\right)_v \left(\frac{\partial e_T}{\partial T}\right)_v - p_T. \quad (3.41)$$

Таким образом, частные производные требующейся для корректировки зависимости модельного термического УРС  $e_T = e_T(v, T)$  должны быть связаны соотношением (3.41).

Наиболее просто вопрос построения УРС решается в случае, если предположить, что тепловая часть энергии зависит только от температуры. Тогда из (3.41) имеем

$$\frac{p_T}{T} = \left(\frac{\partial p_T}{\partial T}\right)_v,$$

откуда следует, что

$$p_T = \frac{\psi(v)}{v} T. \quad (3.42)$$

Сравнивая (3.40) и (3.42), получаем, что принятое предположение о независимости тепловой энергии от  $v$  не противоречит заданному калорическому УРС (3.40) лишь в случае, если в нем тепловое давление представляется в виде произведения функций

$$p_T = \frac{G(v)}{v} f(e_T) \quad (3.43)$$

и тогда из (3.42) и (3.43) получаем искомый термический УРС

$$e_T = f^{-1}(CT), \quad (3.44)$$

где константа  $C$  может быть определена из условия, что при  $v \rightarrow \infty$  функции  $G(v)$ ,  $\psi(v)$  принимают свои предельные значения  $\gamma - 1$  и  $R/\mu$ , соответствующие УРС идеального газа

$$C = \lim_{v \rightarrow \infty} \frac{\psi(v)}{G(v)} = \frac{R/\mu}{\gamma - 1} = C_v,$$

т.е. искомая константа совпадает с удельной теплоемкостью при постоянном объеме. В результате показано, что для достаточно широкого класса калорических УРС можно построить термодинамически непротиворечивый термический УРС, в котором тепловая часть энергии зависит только от температуры. Рассмотренный простейший вариант модельного термического УРС весьма удобен для корректировки по правилу Максвелла, так как в этом случае изотермы совпадают с линиями постоянной тепловой энергии, для построения которых достаточно зафиксировать  $e_T$  в калорическом УРС (2).

**Модель описания метастабильных состояний конденсата.** Если формально применить только что описанную процедуру корректировки УРС в области двухфазности к феноменологически построенному калорическому УРС, то область двухфазности будет простирается до нулевых давлений, причем уровень нулевого давления будет соответствовать нулевой (при абсолютной температуре  $T=0$ ) изотерме (очевидно, что она является и изэнтропой), описываемой

холодной составляющей давления  $p_c(\rho)$ . В качестве примера на рис. 3.12 представлены в координатах  $P$ - $\delta$  область двухфазных состояний (граница этой области называется бинодалью) и изэнтропы расширения (от начальной относительной плотности  $\delta=1,1$ ) свинца, построенные по феноменологическому УРС [35].

В этом УРС тепловая компонента давления определяется в зависимости от тепловой энергии согласно соотношению

$$p_T = \frac{G(v)}{v} \frac{Q_s + \eta e_T}{Q_s + \xi e_T} e_T. \quad (3.45)$$

Сравнивая (3.43) и (3.45) получаем, что

$$f(e_T) = \frac{Q_s + \eta e_T}{Q_s + \xi e_T} e_T \quad (3.46)$$

и согласно (3.46) модельный термический УРС имеет в этом случае вид

$$e_T = f^{-1}(C_v T) = \frac{\xi C_v T - Q_s}{2\eta} + \sqrt{\left[ \frac{\xi C_v T - Q_s}{2\eta} \right]^2 + \frac{Q_s C_v T}{\eta}}. \quad (3.47)$$

Поскольку вся область ниже холодной составляющей давления физически недостижима, то

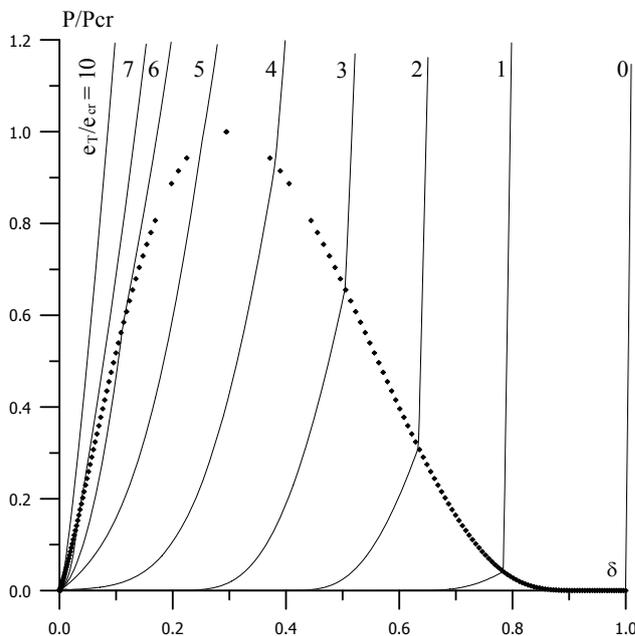


Рис. 3.12. Изэнтропы расширения свинца без учета метастабильности

из рис. 3.12 следует, что состояния с отрицательным давлением в рамках рассматриваемой модели не реализуются. Это противоречит очевидному факту, что вещество в твердой фазе (в рамках модели [35] отсутствует различие между твердой и жидкой фазами, поскольку энергия плавления, как правило, много меньше энергии сублимации и обе фазы в этом случае принято называть конденсированным состоянием) выдерживает достаточно большие (десятки тысяч атмосфер) растягивающие напряжения. Противоречие возникает вследствие того, что вещество, находясь внутри нижней части области под бинодалью, не распадается на двухфазную смесь конденсат-пар, а переходит в метастабильное состояние. Это обусловлено увеличением устойчивости метастабильных состояний (МС) с затуханием тепловых флуктуаций при низких температурах. При этом область, ограниченная бинодалью, разбивается на зоны метастабильных и двухфазных состояний, и необходимо построить модель перехода от одних состояний к другим. Следует отметить, что проблема перехода от метастабильных состояний к двухфазным возникает при любой попытке построения достаточно корректного широкодиапазонного УРС. Однако наиболее остро эта проблема проявляется в тех случаях, когда необходимо рассматривать одновременно поведение вещества в газообразном состоянии и в твердой фазе при высоких уровнях растягивающих напряжений. Такие задачи возникают, например, при расчетах тыльных отколов в конденсированных преградах, возникающих вследствие сублимации вещества на их внешних поверхностях, облучаемых рентгеновским излучением [44].

Прежде всего, модель перехода должна содержать формулировку критериев, обеспечивающих реализацию МС и позволяющих построить границы, разделяющие область под бинодалью на зоны метастабильности и двухфазности. К сожалению, такие критерии или соответствующие экспериментальные данные для конкретных веществ нам не известны. Однако можно

сформулировать некоторые эвристические требования, позволяющие построить приближенную модель, качественно правильно описывающую переход от метастабильности к двухфазности. Поскольку метастабильность имеет место при малых тепловых флуктуациях (ТФ), то можно

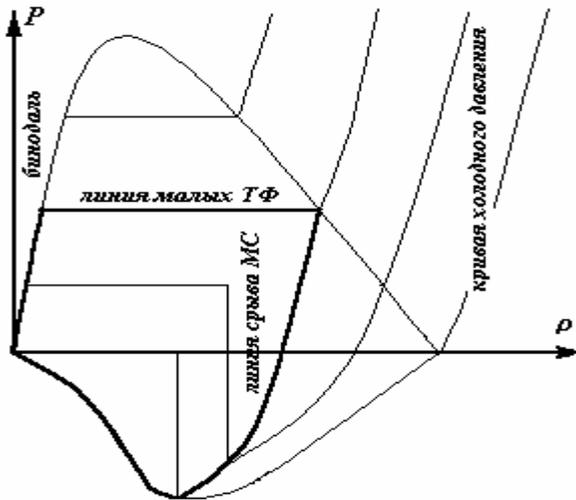


Рис. 3.13. Границы областей МС и двухфазности

ввести некоторый уровень температуры (в приближении модельного термического УРС (6), некоторый уровень тепловой энергии), ниже которого метастабильные состояния возможны и реализуются тем вероятнее, чем они ближе к правой ветви бинодали (далее от газообразного состояния). Под бинодалью определенному температурному уровню однозначно соответствует уровень давления, поэтому целесообразно ввести коэффициент давления  $k_p < 1$  (в расчетах принимался равным 0,1), такой что при давлениях меньших  $kP_{cr}$  под бинодалью возможны МС. Показанная на рис. 3.13 горизонтальная прямая  $P = kP_{cr}$  отделяет от бинодали нижнюю часть, где уровень ТФ мал и возможна реализация метастабильных состояний. Эту прямую естественно назвать линией малых ТФ. Введение коэффициента давления не решает полностью рассматриваемой проблемы. Если при давлениях ниже  $kP_{cr}$  мы допустим, что реализуется метастабильность, и будем применять УРС без корректировки на двухфазность, то после прохождения минимума изотермы окажутся в об-

ласти, где не выполняется одно из основных требований к УРС, используемых в современных газодинамических кодах, а именно, выполнение неравенства  $(\partial P / \partial \rho)_T > 0$ . Как известно, ситуации, когда при постоянной температуре с ростом давления падает плотность, не реализуема и физически. Поэтому представляется целесообразным в этой области изменения термодинамических параметров скорректировать УРС, предположив, что состояний с  $(\partial P / \partial \rho)_T < 0$  метастабильные изотермы не достигают, поскольку вещество на более раннем этапе переходит в область двухфазности.

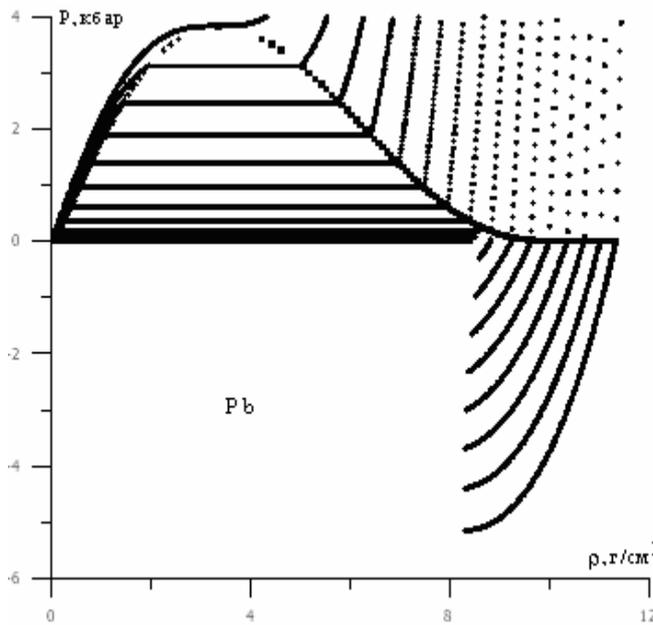


Рис. 3.14. Изотермы свинца с учетом двухфазности и МС

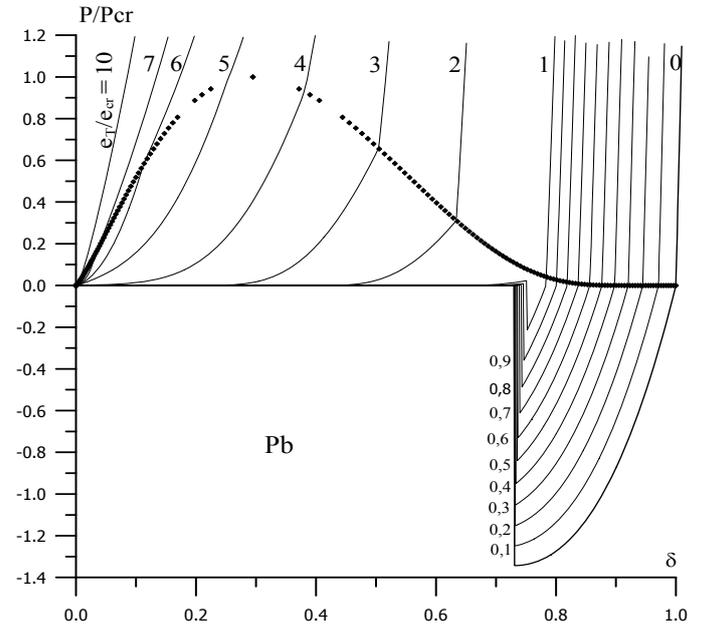


Рис. 3.15. Изэнтропы расширения свинца с учетом двухфазности и МС

ласти, где не выполняется одно из основных требований к УРС, используемых в современных газодинамических кодах, а именно, выполнение неравенства  $(\partial P / \partial \rho)_T > 0$ . Как известно, ситуации, когда при постоянной температуре с ростом давления падает плотность, не реализуема и физически. Поэтому представляется целесообразным в этой области изменения термодинамических параметров скорректировать УРС, предположив, что состояний с  $(\partial P / \partial \rho)_T < 0$  метастабильные изотермы не достигают, поскольку вещество на более раннем этапе переходит в область двухфазности.

Наиболее устойчиво метастабильное состояние при  $T=0$  и нулевая изотерма в принципе может реализоваться до своего минимума. Эту точку можно принять за начало линии срыва МС. Конец этой линии находится, очевидно, на пересечении уровня давления  $kP_{cr}$  с правой ветвью бинодали (см. рис.3.13). Эта точка соответствует ситуации, когда срыв метастабильного состояния происходит сразу при его образовании. Между этими двумя точками положение линии срыва метастабильных состояний не определено, но, во-первых, она должна проходить правее точек минимума изотерм (правее правой ветви спинодали), во-вторых, она должна быть однозначной функцией плотности.

На рис. 3.14 показаны изотермы свинца, построенные по УРС [32] и скорректированные по предлагаемому алгоритму (здесь и далее для удобства представления все отрицательные давления в случае свинца уменьшены в 10 раз). Видно, что отрицательные значения давлений достигают чрезвычайно больших величин. В частности, они превышают откольную прочность свинца (5 кбар) на порядок. Полученное несоответствие теоретической и наблюдаемой прочности материалов общеизвестно и обсуждать его причины здесь нет необходимости. Стоит только отметить, что современные коды для расчета волн напряжений в конденсированных средах включают численные реализации различных моделей разрушения, которые делают невозможным достижение столь низких значений отрицательных давлений при решении конкретных задач. Поэтому нет необходимости в корректировке УРС для устранения различия в теоретической и наблюдаемой прочности. Следует также учесть, что чем совершеннее структура материала, тем это различие меньше, а развитие современных технологий позволяют надеяться на получение материалов все более высокого качества.

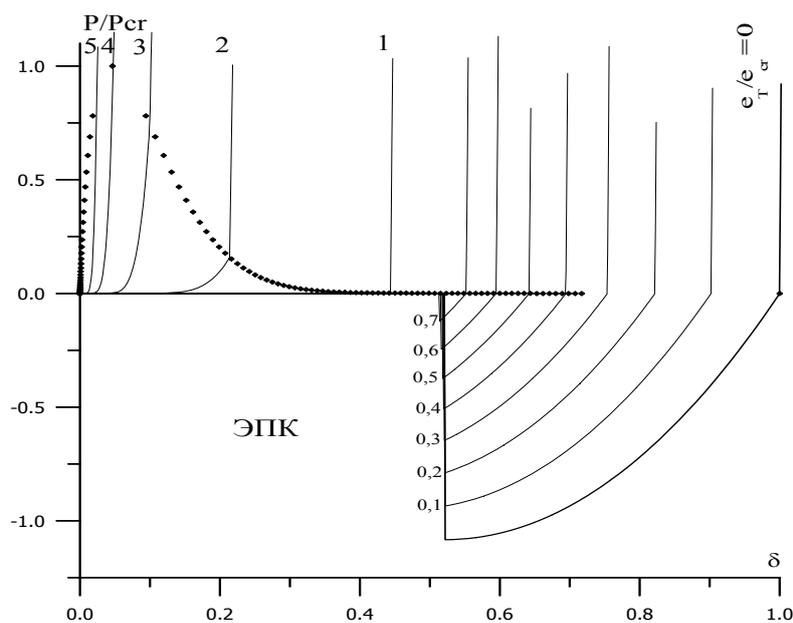


Рис. 3.16. Изэнтропы расширения ЭПК с учетом двухфазности и МС

Таким образом, предлагаемый подход позволяет корректировать феноменологически построенные калорические уравнения состояния для обеспечения возможности их использования в современных численных кодах.

На рис. 3.15 представлены изэнтропы расширения свинца, посчитанные с учетом метастабильности конденсата при низких температурах. Значительный интерес представляет построение УРС композитных материалов и их составных частей. На рис. 3.16 представлены результаты расчетов зон двухфазных и метастабильных состояний, а также изэнтроп расширения для одной из термостойких эпоксидно-полиамидных композиций (ЭПК) современных композитных материалов (для удобства представления все отрицательные давления в случае ЭПК уменьшены в 100 раз).

Таким образом, предлагае-

**Построение определяющих уравнений гетерогенного материала при равновесном поглощении рентгеновского излучения его компонентами.** Различные варианты моделей неравновесных (по температуре компонентов) элементарных ячеек гетерогенных материалов, объемно поглощающих излучение, рассмотрены ниже. Однако в случае достаточно малых характерных размеров включений наполнителя в ячейке успевают выравниваться не только давления компонентов, но и их температуры. Аналогичная ситуация имеет место в смешанных ячейках, рассматриваемых в численных методах частиц в ячейках [48, 49], и при перестройке сеток при решении задач газовой динамики в переменных Лагранжа [50]. Для распределения внутренней энергии по частицам различных веществ, содержащихся в смешанной ячейке, используются физически правдоподобные дополнительные предположения [51], из которых логически более последовательным также представляется требование равенства температур лагранжевых частиц [52-53]. Рассматривается равновесная модель ячейки с учетом фазовых переходов в ее компонентах (в лагранжевых частицах) и описывается эффективный способ ее численной реализации для применения в алгоритмах решения задач газовой динамики.

Термодинамически непротиворечивое введение температурного параметра в калорическое уравнение состояние в прошлом подразделе и в работах [54] позволило скорректировать параметры состояния в области двухфазности. Если использовать этот подход и для изотермической смешанной ячейки с частицами, поведение которых описывается калорическими УРС, то температуру можно рассматривать просто как удобный параметр, равенство которого задает физически верное распределение энергии между частицами. Необходимо, конечно, как-то согласовать этот монотонно возрастающий вместе с тепловой энергией параметр между различными веществами. В работе для описания поведения компонентов ГМ (или частиц смешанной ячейки) используется УРС-11, в котором согласование температурного параметра между различными веществами реализуется из условия его равенства температуре в критической точке. Следует отметить, что использование калорического УРС, дополненного температурным параметром, является удобным средством отладки предлагаемого алгоритма расчета равновесной ячейки, сам же алгоритм предназначен для проведения численного моделирования задач газовой динамики с применением широкодиапазонных табличных УРС.

Далее предполагается, что кривые равновесия фаз «конденсат-пар»  $P_{SL-G}^k(T)$  ( $k=1, \dots, N$ ;  $N$ -число частиц) входящих в состав ячейки частиц не пересекаются. При этом условии в двухфазном состоянии может находиться лишь одна из частиц (частицы, состоящие из одного и того же вещества, в пределах ячейки сливаются в одну частицу большей массы). Первоначально в предлагаемом алгоритме проверяется возможность нахождения  $k^{011}$  частицы в двухфазном состоянии. В этом случае должны выполняться уравнения баланса объема (предполагается отсутствие пустот) и внутренней энергии в ячейке:

$$\begin{cases} \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq k}}^N \frac{m_i}{\rho_i(T, P_{SL-G}^k(T))} + m_k \left( \frac{(1-m_{SL}^k)}{\rho_G^k(T)} + \frac{m_{SL}^k}{\rho_{SL}^k(T)} \right) = \frac{\sum_{i=1}^N m_i}{\rho_\Sigma}, \\ \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq k}}^N m_i e_i(T, P_{SL-G}^k(T)) + m_k \left( (1-m_{SL}^k) e_G^k(T) + m_{SL}^k e_{SL}^k(T) \right) = \sum_{i=1}^N m_i e_\Sigma, \end{cases} \quad (3.48)$$

где  $m_i$  – массы частиц (для гетерогенной ячейки  $m_i$  – массовые доли компонентов, для которых  $\sum_{i=1}^N m_i = 1$ ) ;  $\rho_i(T, P)$ ,  $e_i(T, P)$  – заданные для каждой частицы уравнением состояния функции;  $m_{SL}^k$  – массовая доля конденсата в частице, находящейся в двухфазном состоянии;  $\rho_\Sigma$ ,  $e_\Sigma$  – плотность и удельная энергия всей ячейки (или ГМ) в целом. Неизвестная массовая концентрация конденсата  $m_{SL}^k$  входит в первое уравнение системы линейно и легко выражается из него через температуру. Подставляя ее во второе уравнение, получаем одно нелинейное уравнение

для определения температуры  $T$ , которое решается численно с помощью эффективной процедурой поиска корня *ZIROIN*, описанной в [55]. Эта процедура модернизирована так, что, если в некоторой области значений  $T$  массовая доля конденсата отрицательна или превышает единицу, то решение не ищется (т.е. используются процедура поиск корня при дополнительных ограничениях). После определения  $T$  давление в ячейке находится по кривой фазового равновесия  $P = P_{SL-G}^k(T)$ .

В том случае, когда ни для одного из значений  $k=1, \dots, N$  решение системы (1) при условии  $0 \leq m_{SL}^k \leq 1$  не находится, необходимо решать систему двух нелинейных уравнений:

$$\sum_{i=1}^N \frac{m_i}{\rho_i(T, P)} = \frac{\sum_{i=1}^N m_i}{\rho_{\Sigma}}, \quad \sum_{i=1}^N m_i e_i(T, P) = \sum_{i=1}^N m_i e_{\Sigma}. \quad (3.49)$$

Система уравнений (3.49) для определения параметров ячейки  $T, P$  решается численно двукратным применением процедуры *ZEROIN*. Следует отметить, что, несмотря на высокую эффективность этой процедуры и единственность решения у системы (3.49), время поиска значений  $T$  и  $P$

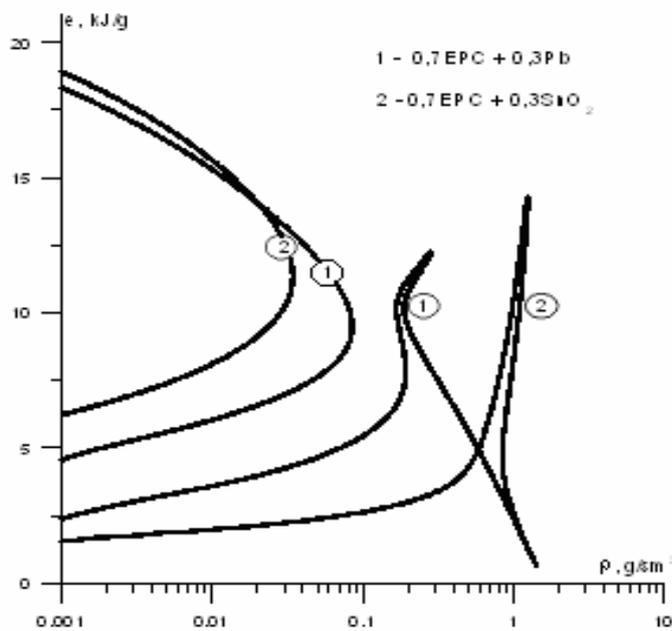


Рис. 3.17. Области двухфазных состояний

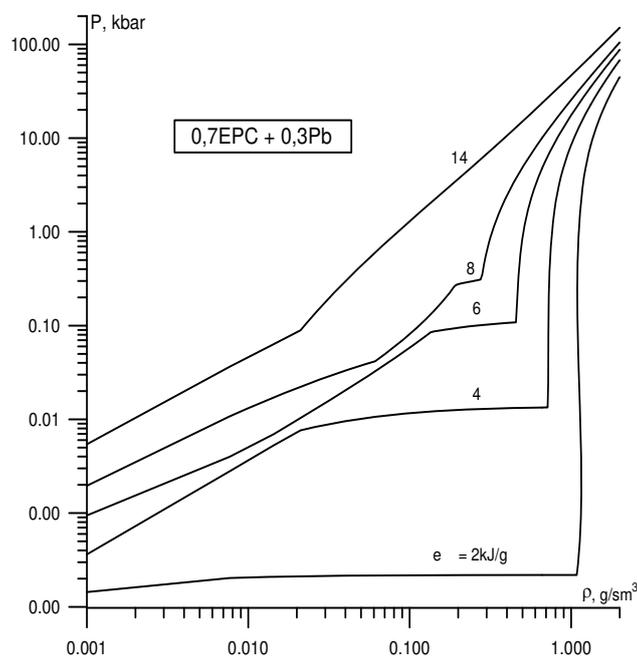


Рис. 3.18. Уравнение состояния ГМ

из (3.49) на порядок превосходит время проверки наличия решения у системы (3.48).

Таким образом, предлагаемый алгоритм позволяет рассчитать параметры смешанной ячейки (в частности, распределение внутренней энергии по частицам) или применительно к ячейке ГМ построить УРС гетерогенного материала  $P = P(\rho_{\Sigma}, e_{\Sigma})$ .

На рис. 3.17 представлены результаты расчетов зон двухфазности одного из компонентов для ГМ, состоящих из эпоксидной смолы, наполненной различными тяжелыми включениями: свинцом или диоксидом олова. Видно, что двухфазные состояния заполняют значительную часть представляющей практический интерес области состояний ГМ  $(\rho_{\Sigma}, e_{\Sigma})$ .

На рис. 3.18. приведена зависимость давления от плотности и удельной внутренней энергии ГМ с тридцатипроцентным наполнением свинца. Наблюдается существенное влияние учета многофазности на зависимость  $P = P(\rho_{\Sigma}, e_{\Sigma})$ .

### Построение определяющих уравнений гетерогенного материала при неравновесном поглощении рентгеновского излучения его компонентами

Методы описания связи эффективных свойств гетерогенных материалов (ГМ) с характеристиками их компонентов представляют значительный практический интерес и достаточно давно

и интенсивно развиваются. Построению уравнений и аналитических решений, описывающих термогидродинамику и акустику гетерогенных сред, при известных уравнениях состояния (УРС) компонентов, посвящена работы [39-44]. Рассматриваются и достаточно общие подходы, описывающие поведение ГМ на основе моделей взаимопроникающих континуумов, каждый из которых характеризуется своим УРС [44]. Применительно к механическому действию рентгеновского излучения на конденсированные гетерогенные среды построение уравнений, описывающих поведение ГМ на этапе формирования профиля давления в мишени, проводилось в [38-42].

Однако температурная неравновесность компонентов ГМ сказывается не только на начальном профиле давления в облучаемой преграде, но и при дальнейшем развитии волновых процессов. Предлагается метод построения уравнений, описывающих поведение неравновесного гетерогенного материала, по известным калорическим уравнениям состояния его компонентов. Эти уравнения могут быть использованы как на этапе формирования профиля давления при термомеханическом действии РИ, так и при расчете распространения волн напряжений, образующихся в результате последующей эволюции распределения этого давления в облучаемой преграде.

Как известно [38], для ГМ, поглощающего излучение, не существует УРС в обычном смысле слова (как средства описания последовательности равновесных состояний) и его необходимо строить в процессе энергоподвода и дальнейшего деформирования ГМ, учитывая, что устанавливающееся давление зависит не только от характеристик материалов компонентов, но и от поглощенных в компонентах долей энергии РИ. В дальнейшем соотношения, описывающие поведение неравновесного ГМ, будем называть не УРС, а определяющими уравнениями (ОУР).

Для построения ОУР воспользуемся моделью элементарной ячейки ГМ, предложенной в [40-44]. Ячейка представляет собой малую по сравнению с зоной энерговыделения часть ГМ с массовыми долями компонентов равными соответствующим долям во всем материале. Модель такой ячейки строится, исходя из следующих предположений (они близки к [40-44], но не предполагается малости длительности воздействия РИ по сравнению со временем акустической релаксации зоны энерговыделения, что было необходимо для обоснования несжимаемости ячейки):

- 1) характерные размеры компонентов ГМ (включений наполнителей) значительно меньше толщины зоны энерговыделения от РИ;
- 2) время акустической релаксации каждой из компонентов много меньше времени энерговыделения (длительности воздействия РИ) и характерного времени изменения плотности ГМ;
- 3) характерные времена теплообмена между компонентами ГМ много больше времени всего рассматриваемого процесса (суммарного времени энерговыделения и развития волновых процессов в преграде);
- 4) сопротивление материалов на сдвиг несущественно [59] и поведение каждой из компонентов ГМ описывается калорическим уравнением состояния  $P_i = P_i(\rho_i, E_i)$  ( $P_i, \rho_i, E_i$  – давление, плотность и удельная внутренняя энергия материала  $i$ -ой компоненты;  $i = 1, \dots, N$ ).

Построение ОУР (расчет давления  $P = P(\nu)$ ,  $\nu$  – удельный объем ГМ) по известному (рассчитанному методом Монте-Карло) энерговыделению в компонентах строится следующим образом. Предположение 1 позволяет считать каждую из компонентов равномерно прогретой в пределах ячейки и проводить по ней усреднение параметров состояния ГМ. При выполнении предположения 2 процесс выравнивания давления в ячейке между компонентами ГМ можно считать квазистатистическим и, используя предположение 4, записать  $N-1$  условий равенства изменений давлений в компонентах (в качестве независимой переменной удобно принять удельный объем ГМ  $\nu$ ):

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial P_1}{\partial \rho_1}\right)_{E_1} \frac{d\rho_1}{dv} + \left(\frac{\partial P_1}{\partial E_1}\right)_{\rho_1} \frac{dE_1}{dv} &= \left(\frac{\partial P_2}{\partial \rho_2}\right)_{E_2} \frac{d\rho_2}{dv} + \left(\frac{\partial P_2}{\partial E_2}\right)_{\rho_2} \frac{dE_2}{dv} = \dots \\ \dots &= \left(\frac{\partial P_N}{\partial \rho_N}\right)_{E_N} \frac{d\rho_N}{dv} + \left(\frac{\partial P_N}{\partial E_N}\right)_{\rho_N} \frac{dE_N}{dv}. \end{aligned} \quad (3.50)$$

Кроме того, для каждой из компонентов, рассматриваемой как подсистема ГМ, выполняется первое начало термодинамики, которое в дифференциальной форме с учетом отсутствия теплообмена (предположение 3) имеет вид ( $i = 1, \dots, N$ )

$$\frac{dE_i}{dv} - \frac{P_i(\rho_i, E_i)}{\rho_i^2} \frac{d\rho_i}{dv} = \frac{\varepsilon_i}{x_i} \frac{\delta Q}{dv}, \quad (3.51)$$

где  $Q$  – удельное энерговыделение в ГМ от РИ;  $x_i$ ,  $\varepsilon_i$  – массовая концентрация и доля поглощенной энергии для  $i^{\text{ой}}$  компоненты ГМ.

Условие аддитивности объема (отсутствия пустот между компонентами ГМ) ячейки также записывается в дифференциальной форме

$$\sum_{i=1}^N \frac{x_i}{\rho_i^2} \frac{d\rho_i}{dv} = -1. \quad (3.52)$$

В результате математическая формулировка задачи сводится к системе  $2N$  обыкновенных дифференциальных уравнений относительно  $2N$  неизвестных: плотностей и удельных внутренних энергий компонентов ГМ. Начальными условиями для полученной системы уравнений служат плотности  $\rho_{i0}$ , и удельные энергии  $E_{i0}$  компонентов ГМ до облучения:

$$\rho_i(v_0) = \rho_{i0}, \quad E_i(v_0) = E_{i0}. \quad (3.53)$$

Система обыкновенных дифференциальных уравнений (9) – (11) решается методом Рунге–Кутты пятого порядка с автоматическим выбором шага [55]. В качестве дополнительного контроля точности численного интегрирования системы дифференциальных уравнений, а также правильности реализации физической модели используются условия баланса удельных энергий (следует из условия сохранения массы ячейки и ее баланса энергий) и отсутствия пустот между компонентами ГМ, записанные в форме конечных соотношений:

$$\sum_{i=1}^N x_i (E_i - E_{i0}) + \int_{v_0}^v P(v) dv = Q, \quad \sum_{i=1}^N \frac{x_i}{\rho_i} = v. \quad (3.54)$$

Таким образом, предложенная модель позволяет рассчитывать давление в неравновесном многокомпонентном ГМ с той степенью точности, с которой описываются состояния компонентов материала часто используемыми в приложениях калорическими УРС. Следует отметить, что предложенная модель может быть легко обобщена на случай пористых компонентов ГМ аналогично тому, как это сделано в [14] для несжимаемой элементарной ячейки.

Входящая в уравнения (3.52) величина  $\delta Q/dv$  должна быть известна для каждой точки ГМ во все моменты времени облучения преграды РИ. Поэтому, вообще говоря, ОУР (1)–(3) должны решаться во всех точках ГМ совместно с уравнениями газовой динамики, позволяющими определить требующуюся величину изменения удельного объема на единицу подводимой удельной энергии (она обратна  $\delta Q/dv$ ).

Для конкретизации величины  $\delta Q/dv$  при проведении дальнейших расчетов рассмотрим важный в практическом отношении частный случай, когда за время подвода энергии РИ ячейка ГМ не успевает изменить объема, т.е. ведет себя как несжимаемая, и, следовательно,  $\delta Q/dv = \infty$ . После воздействия РИ, очевидно,  $\delta Q/dv = 0$ . Тогда процесс определения давления разбивается на два этапа. На первом этапе в УОП в качестве независимой переменной принимается  $Q$  и уравнения (1) – (3) записываются в виде:

$$\left\{ \begin{aligned} & \left( \frac{\partial \mathcal{P}_1}{\partial \rho_1} \right)_{E_1} \frac{d\rho_1}{dQ} + \left( \frac{\partial \mathcal{P}_1}{\partial E_1} \right)_{\rho_1} \frac{dE_1}{dQ} = \left( \frac{\partial \mathcal{P}_2}{\partial \rho_2} \right)_{E_2} \frac{d\rho_2}{dQ} + \left( \frac{\partial \mathcal{P}_2}{\partial E_2} \right)_{\rho_2} \frac{dE_2}{dQ} = \dots = \left( \frac{\partial \mathcal{P}_N}{\partial \rho_N} \right)_{E_N} \frac{d\rho_N}{dQ} + \left( \frac{\partial \mathcal{P}_N}{\partial E_N} \right)_{\rho_N} \frac{dE_N}{dQ}, \\ & \frac{dE_i}{dQ} - \frac{P_i(\rho_i, E_i)}{\rho_i^2} \frac{d\rho_i}{dQ} = \frac{\varepsilon_i}{x_i}, \\ & \sum_{i=1}^N \frac{x_i}{\rho_i^2} \frac{d\rho_i}{dQ} = 0. \end{aligned} \right. \quad (3.55)$$

Решая их с начальными условиями

$$\rho_i(0) = \rho_{i0}, \quad E_i(0) = E_{i0} \quad (3.56)$$

на интервале  $(0, Q)$ , находим значения переменных  $\rho_i(Q)$ ,  $E_i(Q)$  после мгновенного подвода энергии РИ. Затем для заданного текущего удельного объема ячейки  $\nu$  интегрируем систему (3.50)–(3.52) на интервале  $(\nu_0, \nu)$  с  $\delta Q / d\nu = 0$  и начальными условиями, определенными на первом этапе

$$\rho_i(\nu_0) = \rho_i(Q), \quad E_i(\nu_0) = E_i(Q).$$

В итоге после двух этапов мы получаем ОУР в виде  $P = P(\nu, Q, \varepsilon_i)$ , т.е. в случае мгновенного подвода энергии давление определяется распределением подводимой энергии по компонентам и удельным объемом ГМ. Несколько непривычным здесь представляется отсутствие зависимости давления от удельной внутренней энергии ГМ  $E$ , но она сама определяется по заданным  $\nu, Q, \varepsilon_i$ , как результат решения рассмотренных ОУР, по формуле  $E = \sum_{i=1}^N x_i E_i(\nu)$ .

При построении ОУР в качестве ГМ рассматривался стеклопластик, состоящий из эпоксидно-полиамидной композиции (ЭПК) – связующего, обладающей высокой температурной стойкостью, и стекловолокна  $\text{SiO}_2$ . Поведение компонентов ГМ описывалось калорическим УРС (3.38). Параметры уравнения состояния для компонент рассматриваемого ГМ представлены в таблице 3.1.

**Таблица 3.1. Параметры уравнения состояния**

материал	$\rho_0, \text{г/см}^3$	$c_0 \text{ км/с}$	$Q_s \text{ кДж/г}$	a	b	$\eta$	$\xi$	m	n	$\Gamma_g$
ЭПК	1,2	2,2	3,2	0,2	0,5	1	3	2	1,15	2/3
Стекловолокно-1	2,5	4,9	4,0	0,05	0,5	0,96	2,88	4	3	2/3
Стекловолокно-2	2,5	4,95	8,2	0,92	1,6	5,96	2,78	3	2,5	0,137

На рис. 3.19, 3.20 представлены результаты расчетов зон двухфазных состояний, а также изэнтроп расширения в стекловолокне. Учет двухфазных и метастабильных состояний проводился по описанной выше методике.

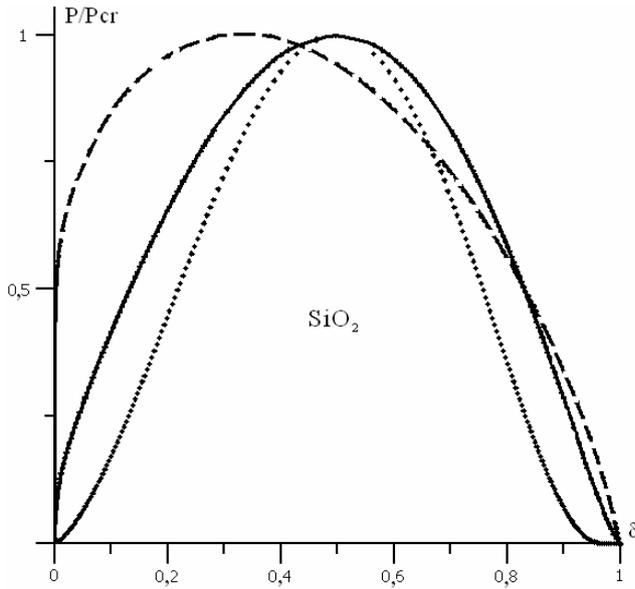


Рис. 3.19. Границы двухфазности (бинодали) стекловолокна для различных УРС (сплошная линия - УРС (3.38) стекловолокна-1; пунктирная - УРС (3.38) стекловолокна-2; точечная - модернизированный УРС [35]).

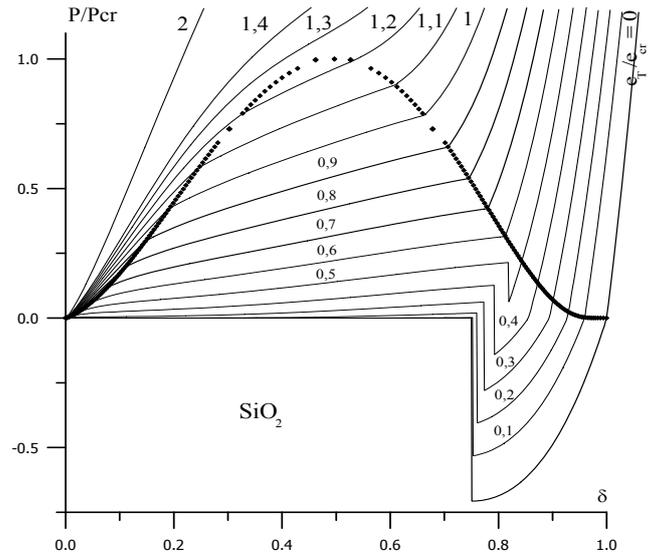


Рис. 3.20. Изэнтропы расширения стекловолокна - 1 с учетом двухфазных и метастабильных состояний

На рис. 3.21 показаны результаты расчетов изэнтроп расширения (♦) и сжатия (+) стеклопластика, содержащего 60% наполнителя (стекловолокна-1) и 40% связующего (ЭПК) по массе. Сплошными линиями показаны состояния, достигаемые в изохорической ячейке ГМ (первый этап расчета,  $\rho = const$ ) при различных долях  $\varepsilon_f$  поглощенной в наполнителе энергии РИ.

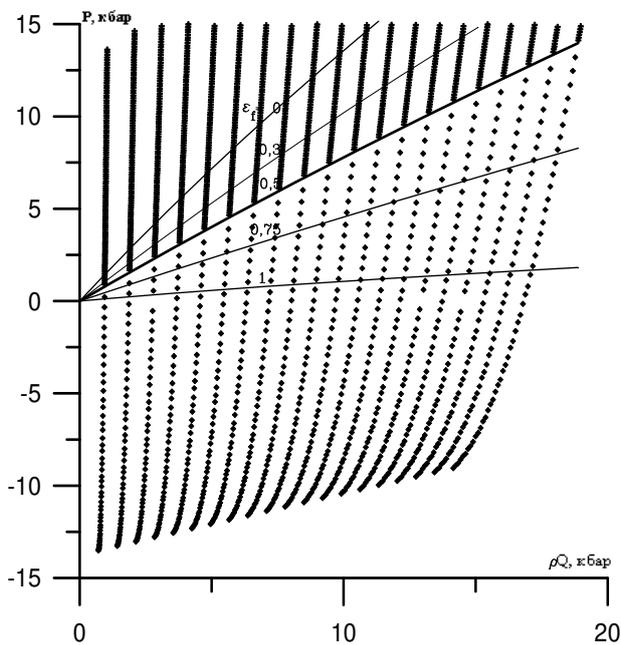


Рис. 3.21. Изэнтропы расширения и сжатия неравновесно поглотившего энергию стеклопластика

Изоэнтропы расширения и сжатия строились от этих состояний для случая  $\varepsilon_f = 0,5$  (в торой этап расчета,  $Q = const$ ).

Поскольку в рассматриваемых этапах независимо и одновременно меняются плотность ГМ  $\rho$  и удельная поглощенная энергия  $Q$ , а в идеальном газе давление пропорционально  $\rho Q$  (точнее, пропорционально ни  $Q$ , а внутренней энергии  $E$ , но если начальная внутренняя энергия мала по сравнению с поглощенной, тогда  $E \approx Q$ ), то эту величину удобно взять в качестве единой переменной, определяющей давление в материале, как в случае подвода энергии, так и в случае изменения объема. Как видно из рис. 3.21, и в случае ГМ наблюдается пропорциональность между давлением и удельной поглощенной энергией  $Q$ , однако это имеет место при невысоких уровнях воздействия РИ до начала фазовых переходов в компонентах материала.

Таким образом, предлагаемая методика позволяет описывать поведение ГМ по известным калорическим уравнениям состояния компонентов с учетом двухфазности и метастабильности.

### 3.2.3. Численный метод решения

Для решения уравнения движения материалов преграды, подвергнутой воздействию рентгеновского излучения, при использовании различных уравнений состояния и моделей разрушения, необходимо, как правило, применять численные методы. При этом следует отметить, что они могут быть различными для гидродинамики и деформирования конденсированной части преграды [56-71]. Существуют два принципиально различных подхода к построению вычислительных схем для уравнений газодинамики: аккуратное выделение всех особенностей и разрывов типа ударных волн и волн разрежения; расчет обобщённых решений с размазыванием разрывов.

С целью подавления низкочастотных колебаний наряду с механизмом вязкости в разностной схеме на каждом временном шаге определяется дисперсия схемы, которая вычитается в разностном уравнении для траектории лагранжевой частицы. Для борьбы с высокочастотными осцилляциями в схему вводится диффузия. В результате появляется возможность проводить расчеты с нулевой линейной вязкостью при удовлетворительной монотонности волновых профилей [64], что заметно повышает точность схемы при распространении относительно слабых волн.

Одномерная система уравнений газовой динамики с произвольной пространственной симметрией аппроксимируется явной консервативной разностной схемой. Все сеточные функции состояния - внутренняя энергия, давление и удельный объем - определяются в центрах расчетных ячеек, а скорости и координаты частиц отнесены к их границам. В случае равномерной сетки рассматриваемая конечно-разностная схема имеет 2-ой порядок по времени и пространственной переменной и условно устойчива.

В вычислительном алгоритме предусмотрена возможность создания высокоэкономичных интерполяционных уравнений состояния, справедливых в широкой области плотностей и температур. С этой целью использовались аппроксимации Паде.

Как известно, аппроксимация Паде - это рациональная функция вида

$$[L/M] = (a_0 + a_1 z^1 + a_2 z^2 + \dots + a_L z^L) / (b_0 + b_1 z^1 + b_2 z^2 + \dots + b_M z^M),$$

разложение которой в ряд Тейлора (с центром в нуле) совпадает с разложением аппроксимируемой функции в степенной ряд до тех пор, пока это возможно.

Аппроксимации Паде использовались в связи с тем, что они при небольшом числе параметров позволяют с высокой точностью аппроксимировать широкие классы функций. Заметим, что при  $M=0$  получаем важный частный случай полиномиальной аппроксимации, которой во многих случаях оказывается достаточно для надежного приближения функции с минимальной степенью полинома.

Используемое для расчетов широкодиапазонное уравнение состояния (3.38) в области существования вещества в 2-х фазах: конденсированной и газообразной, имеет особенность  $dp/d\rho < 0$ , что не физично, поскольку квадрат скорости звука в этом случае является отрицательной величиной. В этой области изотермы должны быть подправлены таким образом, чтобы  $dp/d\rho = 0$ . Предполагается, что в этой области время установления термодинамического равновесия между фазами значительно меньше характерного газодинамического времени. В этом случае граница между однофазной и двухфазной областями находится из условия постоянства термодинамического потенциала, которое трансформируется при построении алгоритма расчета этой границы в известное правило Максвелла.

Следует отметить, что эффективность применения уравнения состояния в значительной степени зависит от того, насколько обширный экспериментальный материал использовался для определения эмпирических констант. Необходимо не войти в противоречие с другими экспериментальными данными, например, с адиабатами ударного сжатия, которые известны для громадного количества материалов. Аналогичного подхода требует и эффективное определение коэффициента Грюнайзена, если мы хотим использовать модель гомогенного материала с уравнением состояния для реальных материалов. Но в случае интенсивного энерговыделения, для

которого характерен быстрый переход твердого тела в газообразное состояние интерполяционная зависимость  $\Gamma(\rho, e)$  в уравнении позволяет хорошо описывать состояние вещества с предельными характеристиками (для которых коэффициент Грюнайнаена описывается теоретически). Так, например, для холодного сильно разреженного газа ( $P_0 \rightarrow 0$ ;  $e - e_x \rightarrow 0$ ),  $\Gamma = 2/3$ , что хорошо согласуется с теоретическими представлениями.

Таким образом, подходящее задание набора эмпирических констант даже такого простого уравнения состояния позволяет описывать совокупность доступных экспериментальных данных и пригодно для решения целого ряда прикладных задач.

Запишем рассматриваемое уравнение состояния в аппроксимированном виде

$$e = e_T + e_{ac}(\delta),$$

$$p = p_{ac}(\delta) + p_{aT1}(\delta) p_{aT2}(\delta),$$

где  $e_{ac}$  – Паде-аппроксимация "холодной" составляющей удельной внутренней энергии;  $p_{ac}$  – Паде-аппроксимация "холодной" составляющей давления;  $p_{aT1}$  – Паде-аппроксимация выражения  $\Gamma_1(\delta)$ ;  $p_{aT2}$  – Паде-аппроксимация выражения  $\Gamma_2(\delta, e_T) e_T$ .

Выбор аппроксимирующих функций Паде [L/M], наилучшим образом описывающих составляющие уравнения состояния, начинается с предварительного нахождения полинома степени L методом наименьших квадратов. Для этой цели используется сингулярное разложение [55]. Полученный полином используется в качестве начального приближения для нахождения всех коэффициентов аппроксимации Паде [L/M] стандартным симплекс-методом [55]. Данный алгоритм был реализован в программе, которая в интерактивном режиме позволяет выбирать оптимальные значения L и M.

Рассмотрим теперь более подробно те приближения, которые используются в аппроксимированном уравнении состояния при расчете в двухфазной области. Используя известное правило Максвелла в области двухфазности, строится бинодаль для исходного уравнения состояния, а также зависимости  $p$ ,  $p_T$ ,  $V_g$ ,  $e_{liq}$ ,  $V_{liq}$  вдоль бинодали. Эти зависимости аппроксимируются точно таким же образом, как производилась аппроксимация для основных составляющих уравнения состояния. Для вычисления давления в смеси по известным значениям  $V$  и  $e$  задается первое приближение  $P$ . Используя бинодаль по нему находят значения  $V_{liq}$  и  $V_g$ , а по ним с использованием аппроксимированной зависимости  $e(V)$  на бинодали, значения  $e_{liq}$  и  $e_g$ . Если  $p$  является решением, то функция

$$H(p) = (e - e_{liq})(V_g - V_{liq}) - (e_g - e_{liq})(V - V_{liq})$$

обращается в ноль. В противном случае рассматривается следующее приближение, например, методом Ньютона. Реализация этого алгоритма показала, что повышенная вычислительная эффективность аппроксимированного уравнения состояния в области двухфазных состояний практически не реализуется. Анализ изоэнтроп в области смеси жидкости и пара для большого количества веществ, выполненный в [32] показал, что они имеют простой вид и могут определяться приближенно с использованием более простого и эффективного вычислительного алгоритма. Был реализован следующий подход. При расчете в области двухфазности по заданной удельной внутренней энергии определяется по аппроксимированной зависимости  $e(v)$  значение  $e_{liq}$ , далее по этому значению по аппроксимированной бинодали определяется значение  $p_{liq}$  и окончательно давление определяется линейной интерполяцией между 0 и этой точкой по заданной плотности

$$p = p_{liq} (\rho / \rho_{liq}).$$

Окончательное суждение о точности аппроксимированного уравнения состояния возможно получить, проведя сравнение рассчитанных изэнтроп и ударных адиабат в широкой области изменения параметров с исходным уравнением состояния.

Таким образом, применение аппроксимаций Паде для построения интерполяционного уравнения состояния вполне оправданно, если ставится цель повысить вычислительную эф-

фективность и построить простое в реализации уравнение состояния для конкретных веществ в широкой области изменения плотностей и энергий.

Расчетное определение поведения конструкционных и защитных материалов в экстремальных условиях требует использования широкодиапазонных УРС с соответствующими наборами констант. Для современных ГМ, используемых в конструкциях, эти данные весьма скудны. В то же время при воздействии мощных потоков РИ на преграду в ней возникают процессы плавления, полиморфных переходов, испарения, диссоциации, ионизации, пластического деформирования и динамического разрушения. В органических материалах и сложных химических соединениях заметное влияние могут оказать процессы возбуждения внутренних степеней свободы молекул и структурные изменения. Таким образом, для расчета механического действия РИ требуются УРС, охватывающие широкий диапазон изменения термодинамических параметров и описывающие физико-химические превращения.

Наибольшее распространение получили полуэмпирические УРС: константы, входящие в них, должны иметь физический смысл, а функциональные зависимости теоретическое обоснованы. Практика расчетов на ЭВМ динамики сжимаемых сред показала, что полуэмпирические УРС, прежде всего, должны «точно» аппроксимировать экспериментальные и теоретические данные о термодинамических свойствах веществ, что необходимо для обеспечения достоверности математического моделирования нестационарных процессов. Под «точным» описанием данных понимается такое описание, когда отклонение УРС от эталонных данных не превышает их погрешности. Для успешной работы численных алгоритмов требуется, чтобы в пределах областей стабильности или метастабильности (в пределах существования каждой фазы) поверхность УРС должна быть непрерывной и, желательно, гладкой. Разрывы же термодинамических функций при выходе за пределы области метастабильности, или при фазовых переходах диктуются физикой и они неизбежны. Но и на этих разрывах точность расчета не должна теряться, что обуславливает жесткие требования к численным методам решения уравнений механики сплошных сред. Математическая форма представления УРС должна обеспечивать простую и удобную корректировку при появлении новой информации о термодинамических свойствах вещества. К этим требованиям еще добавляется требование экономичности, поскольку заметная доля расчетного времени в газодинамических задачах уходит именно на обращение к программам, реализующим УРС.

В настоящее время при численном моделировании процессов, протекающих в результате воздействия РИ, широко применяются простые полуэмпирические калорические УРС [34,35,72,73] типа (3.38). За счет подходящего выбора эмпирических констант в таких УРС удастся описывать термодинамические свойства многих простых веществ в достаточно широком диапазоне параметров плотности и внутренней энергии.

Полуэмпирические аналитические УРС достаточно точны в локальной области изменения термодинамических параметров. Глобальные широкодиапазонные УРС удобнее представлять в табличной форме, которая гарантирует экономичность УРС и простоту его корректировки, так как она достигается лишь за счет изменения объема и уточнения содержания таблиц.

В настоящее время известны табличные УРС [74] для описания свойств вещества при требующихся для практики плотностях и температурах ( $10^{-3} \leq \rho/\rho_0 \leq 10^2$ ,  $10^{-2} \text{ эВ} \leq T \leq 10^4 \text{ эВ}$ ). Холодные и тепловые компоненты давления и энергии аппроксимируются отдельно в табличной форме, что существенно упрощает построение аппроксимаций. Используемые способы интерполяции обеспечивают непрерывность и гладкость во всей области табулирования. Однако большие объемы информации затрудняют использование подобных представлений УРС в банках данных, предназначенных для универсального применения. Более предпочтительными в этом случае являются табличные УРС [75, 76], которые весьма компактны, но недостаточно детально описывают двухфазные состояния, вследствие естественного ограничения на размеры таблиц. В [77] предлагается рассчитывать параметры состояний в области двухфазности на основе термодинамических данных вдоль кривых фазового равновесия (эти данные могут быть

представлены аппроксимирующими функциями температуры, не требующими много места и машинного времени для своей реализации на ЭВМ), а в остальной области изменения параметров по-прежнему пользоваться табличным УРС. Такое совместное использование табличных УРС и кривых фазового равновесия существенно повышает эффективность и детальность описания поведения материалов в широком диапазоне изменения термодинамических параметров.

Для ГМ оказывается удобным использовать калорические модели ОУР, строящиеся с помощью элементарных ячеек и УРС компонентов, как это описано в подразделе 3.2.2. Тогда в базе достаточно хранить только массовое содержание компонентов и набор констант для их калорических УРС. Важными характеристиками ГМ является также пористости компонентов и всего материала в целом. Для адекватного учета пористости требуется в базе информация по микро- и макропористости современных ГМ (в том числе, и по функциям распределения пор по размерам).

Не менее важной является информация по деформационным и прочностным свойствам материалов в твердом состоянии. Как известно, простейшей моделью разрушения является модель мгновенного откола. Именно для нее имеется наибольшее число данных, представляющих собой значения откольных напряжений при различных скоростях деформирования и температурах. К сожалению, применение модели мгновенного откола оправдано для условий деформирования (температур, скоростей и распределений деформаций в области разрушения) близких к тем, которые имели место при экспериментальном определении откольной прочности. Более точные критерии разрушения получаются из представлений кинетической теории прочности о накоплении микродефектов в материале. В наиболее простом дискретном варианте этой концепции для откола требуется выполнение интегрального соотношения (3.37). Имеются и более общие модели континуального разрушения материалов, включающие кинетику накопления микроповреждений, однако набор экспериментально определяемых констант для них практически отсутствует [8].

Описание пластического деформирования также требует набора констант. Наиболее распространенной является модель идеальной пластичности. Для ее численной реализации в условия интенсивного поглощения энергии РИ требуются данные по зависимостям пределов текучести материалов от температуры и скорости деформации.

### 3.2.4. Результаты расчетов

Действие РИ на преграду сопровождается интенсивным объемным энерговыделением, которое при определенных уровнях облучения приводит к откольным разрушениям и формированию механического импульса давления в результате разлета испаренного материала и отколовшихся фрагментов. Представляет практический интерес расчет параметров механического действия РИ (в частности, импульса давления и его набора во времени) с различной жесткостью спектра и поверхностной плотностью энергии. В качестве расчетных примеров рассматриваются воздействия мягкого (планковский спектр с эффективной температурой 1,6 кэВ) и достаточно жесткого РИ (планковский спектр с эффективной температурой 8,0 кэВ) на преграду из алюминия толщиной 0,5 см. Выбор для исследований однослойной преграды из алюминия обусловлен тем, что для данного материала имеются надежные данные по широкодиапазонному УРС (см. таблицу 3.2) и по константам, входящим в различные модели разрушения (мгновенный откол, интегральный критерий, континуальные модели накопления повреждений). Это дает возможность оценить влияние на расчетные параметры механического действия РИ детальности описания поведения материалов преграды.

**Таблица 3.2. Параметры уравнения состояния алюминия**

$\rho_0$ , г/см <sup>3</sup>	$c_0$ , км/с	$Q_s$ , кДж/г	$a$	$b$	$\eta$	$\xi$	$m$	$n$	$\Gamma_g$
2,7	5,05	8,36	2	0,5	1	3	3	2,5	2/3

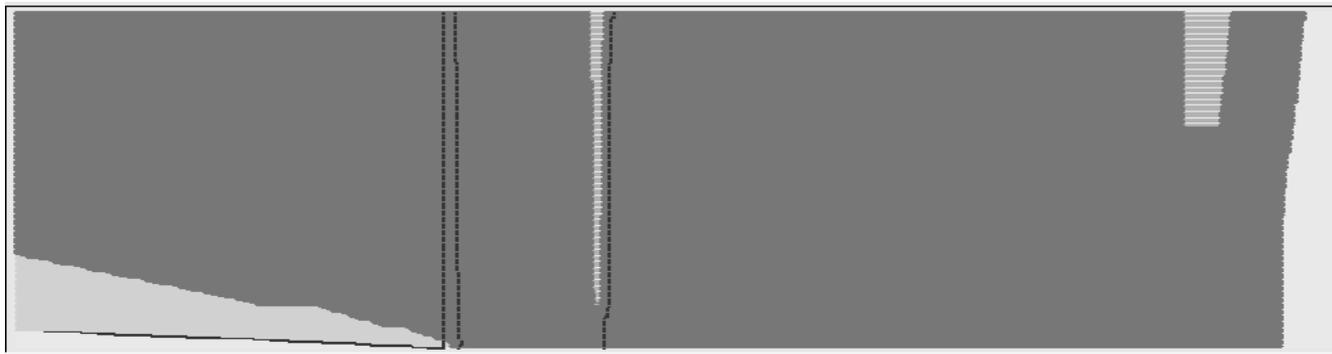
При континуальном описании откольных разрушений в алюминии были использованы определяющие соотношения и константы из работы [8], где в качестве меры разрушения исполь-

зудается удельный объем несплошностей  $V_n$ , а скорость разрушения определяется эмпирической формулой

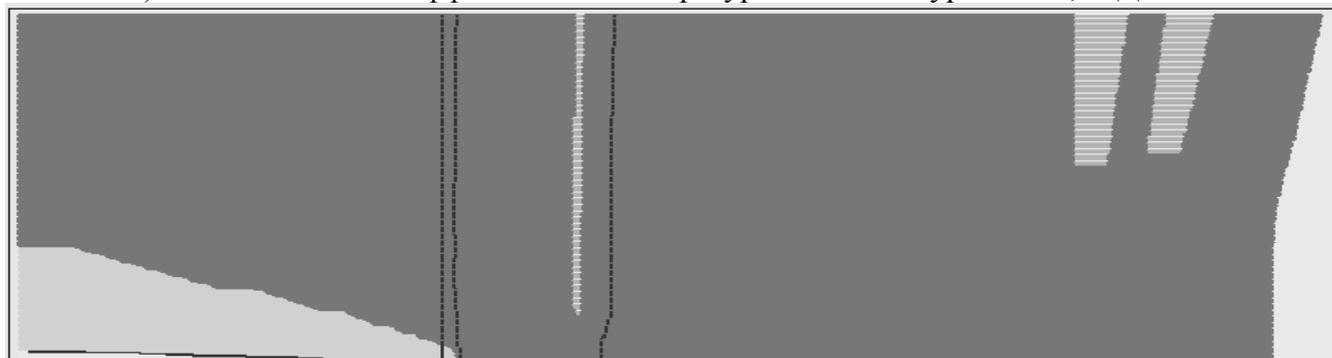
$$\frac{\dot{V}_n}{V_0} = \frac{\sigma}{\tau \sigma_0} \left( \frac{\sigma_{\max}}{\sigma_n} \right)^{\alpha-1} \left( \frac{V_n}{V_0} \right)^{\beta},$$

где  $\sigma_{\max}$  – максимальное напряжение растяжения, которое имело место в данной точке тела и активировало рост очагов разрушения, константы  $\sigma_n$  и  $\alpha$  берутся из эмпирической зависимости откольной прочности от скорости деформирования, а временной фактор  $\tau$  и показатель  $\beta$  должны подбираться сопоставлением результатов численного моделирования с экспериментальными профилями скорости свободной поверхности.

Наиболее полную информацию о характере разрушения дают пространственно-временные картины разрушения, которые приведены на рис. 3.22. Заметим, что с увеличением эффективной температуры доля высокоэнергетических квантов существенно возрастает, и вследствие этого резко меняется картина разлета и разрушения преграды. Так для спектральных распределений с низкими значениями эффективной температуры основным является формирование испарительного импульса. При достаточно жестком спектре доля испарения незначительна и основной вклад в импульс давлений вносит разлет откольных фрагментов. Поэтому при оценках механического действия жесткого РИ выбор модели разрушения во многом определяет динамику разлета преграды и достоверность получаемых расчетных данных. Это хорошо видно на соответствующих пространственно-временных диаграммах. Откольные разрушения преграды наблюдаются во всех рассмотренных вариантах облучения (особенно сильное разрушение наблюдается для поверхностной плотности энергии 2 кДж/см<sup>2</sup>). С увеличением жесткости спектра растут и уровни откольных разрушений, вследствие большей при жестком РИ (по сравнению с мягким) длительности импульса давления, что приводит к расширению области растягивающих напряжений после отражения волны сжатия от тыльной поверхности преграды.



а) воздействие РИ с эффективной температурой 1,6 кэВ и уровнем 0,8 кДж\см<sup>2</sup>



б) воздействие РИ с эффективной температурой 1,6 кэВ и уровнем 2 кДж\см<sup>2</sup>



в) воздействие РИ с эффективной температурой 8,0 кэВ и уровнем 0,8 кДж\см<sup>2</sup>



г) воздействие РИ с эффективной температурой 8,0 кэВ и уровнем 2 кДж\см<sup>2</sup>

Рис. 3.22. Пространственно-временные диаграммы разлета преграды из алюминия толщиной 5 мм с различными условиями нагружения РИ (по оси ординат – время, расчет произведен до 2 мкс, темная область – конденсированное вещество, светлые области – область газа, смеси пара и жидкости и откольного разрушения)

На рис. 3.23, 3.24 представлены динамика набора импульсов давлений и зависимости напряжения от времени вблизи поверхности преграды, облучаемой мягким или жестким РИ с по-

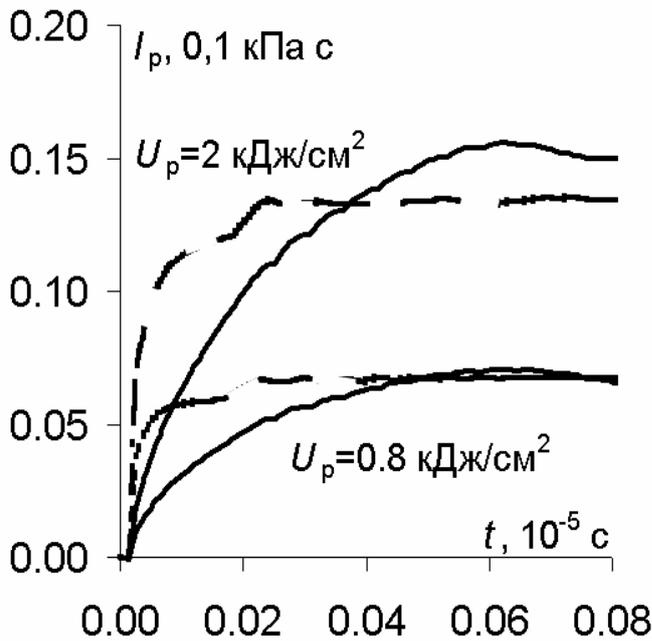


Рис. 3.23. Зависимость импульса давления от времени для расчетных вариантов (сплошные линии для жесткого РИ, пунктирные – мягкого РИ)

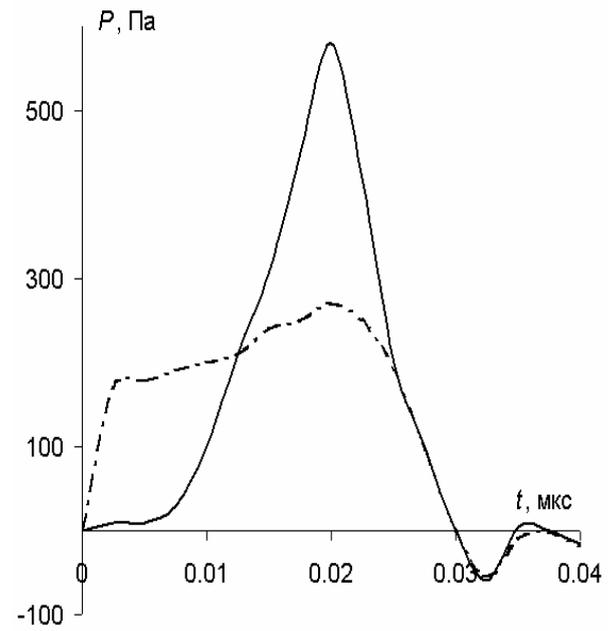


Рис. 3.24. Зависимость напряжения вблизи поверхности преграды от времени (сплошная линия - для мягкого РИ, пунктирная – для жесткого РИ)

верхностной плотностью энергии  $0,8 \text{ кДж/см}^2$  (в частности, эти данные требуются при оценках последствий воздействия РИ на конструкцию в целом). Видно, что в случае мягкого РИ импульс давления формируется существенно быстрее, чем для жесткого излучения, что связано с быстрым испарением поверхностного слоя преграды и формированием импульса преимущественно за счет испарения. Для жесткого РИ импульс давления формируется за счет лицевых отколов, которые наступают вследствие существенно более медленного ударно-волнового процесса. Также следует отметить временную задержку в формировании профиля напряжения для мягкого РИ, которая связана со временем распространения импульса до рассматриваемого сечения. В случае воздействия жесткого РИ этой задержки нет, так как профиль напряжения формируется в результате объемного энерговыделения в преграде.

Импульс давления является существенной характеристикой воздействия РИ на тонкостенные конструкции, поскольку определяет их последующие оболочечные деформации и разрушения в результате развития прогиба и/или потери устойчивости. Не менее практически важными оказываются параметры откольных разрушений конденсированной части преграды в результате отражения волн сжатия от свободной тыльной поверхности. Как правило, при исследованиях последствий механического действия РИ определяются поверхностные плотности энергий и соответствующие им критические импульсы давления, при которых наступают откольные разрушения преграды. Для мягкого РИ планковского спектра с эффективной температурой  $1,6 \text{ кэВ}$  критический уровень облучения в рассматриваемом случае составил  $0,72 \text{ кДж/см}^2$ , а импульс давления –  $0,61 \text{ кПа}\cdot\text{с}$ . Для жесткого РИ соответствующие характеристики оказались равными:  $0,65 \text{ кДж/см}^2$  и  $0,44 \text{ кПа}\cdot\text{с}$ . Отметим, что в случае использования континуальной кинетической модели разрушения с константами [8] ( $\sigma_n = 0,12 \text{ ГПа}$ ,  $\alpha = 5,65$ ,  $\beta = 0,5$  и  $\tau = 0,042 \text{ с}$ ) и учетом уменьшения модулей упругости и предела текучести по мере развития разрушения, соответствующие уровни воздействия увеличились для мягкого РИ на 15%, а для жесткого РИ на 24%. В расчетах предполагалось, что моменту формирования откола соответствовала степень пористости около 1%.

На рис. 3.25 приведены результаты расчетов скорости свободной поверхности с использованием различных моделей разрушения при действии критических импульсов облучения.

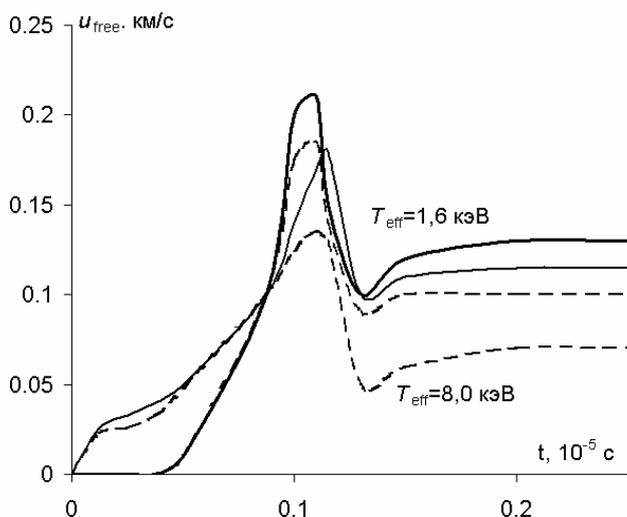


Рис. 3.25. Изменение скорости свободной поверхности при действии критических импульсов облучения (сплошные линии – модель накопления повреждений; пунктирные – мгновенный откол)

с спектра с различной эффективной температурой и различными уровнями на преграду из органо-пластика толщиной 1 см, которая защищена

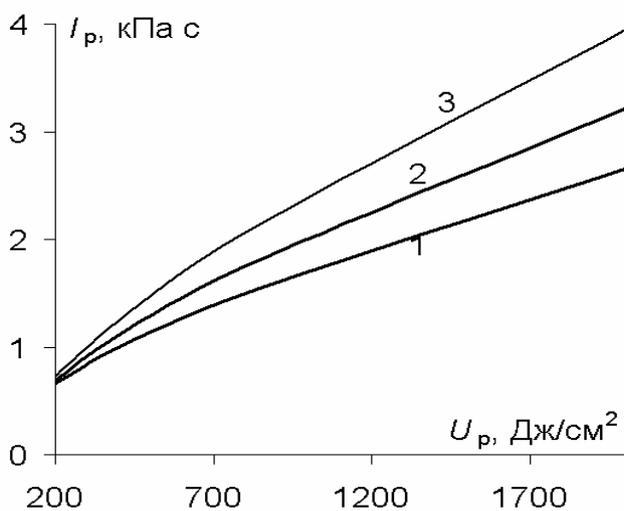


Рис. 3.26. Зависимость импульса давления от уровня облучения для планковских спектров (1 –  $T_{\text{eff}}=1.6$  кэВ, 2 –  $T_{\text{eff}}=3$  кэВ и 3 –  $T_{\text{eff}}=5$  кэВ)

отношение импульса давления при данной массе лакокрасочного покрытия к импульсу давления, формирующегося без такого покрытия. Данные расчетов для различных спектров представлены на рис. 3.27-3.28.

Видно существенное изменение динамики свободной поверхности при переходе от модели мгновенного откола (со значением откольной прочности 1,4 ГПа) к непрерывной модели разрушения с кинетикой накопления повреждений. Движение свободной поверхности для жесткого РИ без временной задержки на распространение импульса давления по толщине преграды здесь также связано с объемным поглощением излучения. Для мягкого РИ такой эффект не наблюдается, поскольку все излучение поглощается в узком приповерхностном слое мишени, и хорошо видна временная задержка, связанная с распространением волны сжатия по преграде.

С целью изучения формирования импульса давления в многослойной преграде были проведены расчеты в гидродинамическом приближении действия планковского спектра с различной эффективной температурой и различными уровнями на преграду из органо-пластика толщиной 1 см, которая защищена рентгенозащитным (с массовым содержанием тяжелых элементов превышающим 50 %) покрытием толщиной 2 мм. Дополнительно, этот пакет покрыт сверху лакокрасочным покрытием из легких элементов, толщина  $l_{\text{лкп}}$  которого варьировалась от 0 до 1 мм. В такой постановке возможно исследование такого интересного явления, как усиление импульса за счет подслоного взрыва рентгенозащитного покрытия при достаточно жестком спектре и величине импульса облучения.

На рис. 3.26 представлены величины импульса давления на пакете без лакокрасочного покрытия. Видно, что импульс достаточно сильно возрастает с увеличением жесткости спектра (особенно при высоких уровнях облучения, что связано с существенным увеличением испаренной массы). Для характеристики влияния лакокрасочного покрытия вследствие подслоного взрыва введем коэффициент усиления  $K_y$ , который представляет

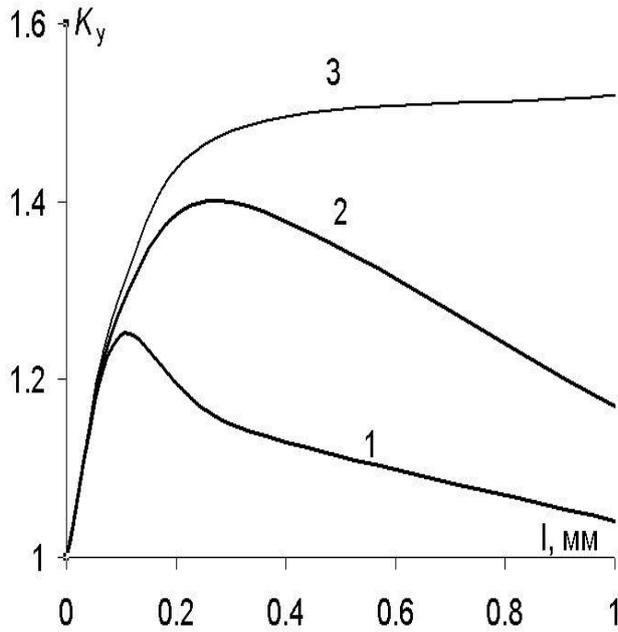


Рис. 3.27. Коэффициенты усиления в зависимости от толщины лакокрасочного покрытия для спектра с  $T_{\text{eff}}=3$  кэВ (1 –  $U_p=0,4$ ; 2 –  $U_p=0,8$ ; 3 –  $U_p=2,0$  кДж/см<sup>2</sup>)

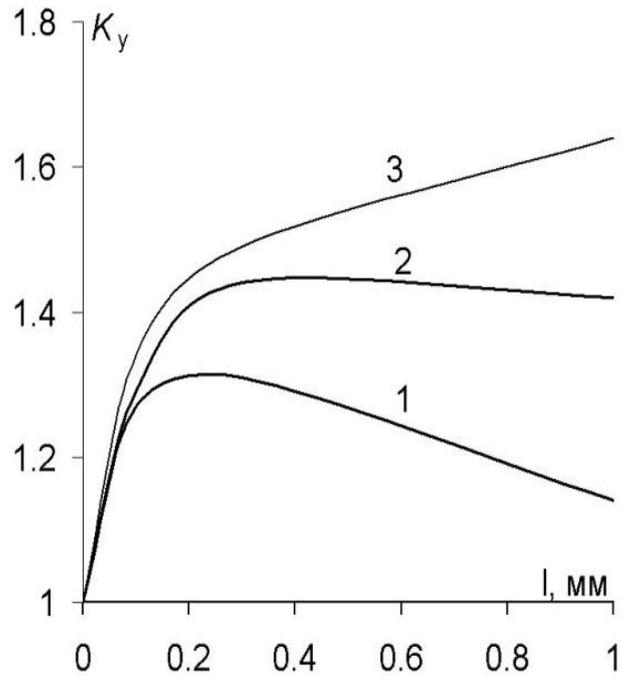


Рис. 3.28. Коэффициенты усиления в зависимости от толщины лакокрасочного покрытия для спектра с  $T_{\text{eff}}=5$  кэВ (1 –  $U_p=0,4$ ; 2 –  $U_p=0,8$ ; 3 –  $U_p=2,0$  кДж/см<sup>2</sup>)

Из представленных видно, что для каждого спектра и уровня воздействия существует толщина лакокрасочного покрытия, при которой достигается максимальное усиление импульса за счет подслоного взрыва и увлечения покрытия в движение. Сначала с ростом  $l_{\text{лпк}}$  коэффициент усиления увеличивается за счет увеличения массы лакокрасочного покрытия, но с дальнейшим увеличением покрытие начинает поглощать основную долю излучения и параметры подслоного взрыва заметно ослабевают (особенно это заметно при малых уровнях облучения).

### 3.3. Параметры механического действия РИ

Во многих задачах при определении последствий механического действия РИ возникает необходимость расчета параметров достаточно оперативно с требованиями по точности не очень высокими, поскольку погрешности, например, в воспроизведении импульсной нагрузки от РИ на экспериментальных установках достаточно велики. Аналогичная ситуация возникает и в других случаях. В некоторых крайних случаях воздействия удается получить простые соотношения, которые позволяют оперативно оценить механический импульс давления. Так, в случае воздействия РИ с мягким Планковским спектром с эффективной температурой 1-2 кэВ энерговыделение практически полностью определяется процессами фотопоглощения, сечения этого процесса в области низкоэнергетичных квантов настолько велики, что практически вся энергия излучения выделяется в узком поверхностном слое толщиной от 10 до 100 мкм. Концентрация энергии настолько велика в этом слое, что она намного превышает теплоту сублимации материала слоя, благодаря чему он взрывообразно испаряется и расширяется в газовом состоянии. Импульс давления в этом случае можно рассчитать из условия перехода тепловой энергии в кинетическую энергию разлета вещества разогретого слоя. Интегральное соотношение, учитывающее разлет частично испаренного вещества и коэффициент газодинамического преобразования имеет вид

$$I_{ps} = \chi \int_0^{m_s} \sqrt{2(\psi(m) - \lambda Q_s)} dm, \quad (3.57)$$

где  $\psi(m)$  – функция энерговыделения;  $\chi$  – коэффициент, учитывающий перераспределение энергии между частицами в процессе разлета вещества;  $m_s$  – массовая толщина сублимированного слоя, определяемая из уравнения  $\psi(m_s) = \lambda Q_s$ ;  $Q_s$  – теплота сублимации;  $\lambda$  – коэффициент, учитывающий степень сублимации разлетающегося вещества и который может изменяться от 1 до 0,3. В рассматриваемом случае образование лицевых отколов маловероятно, поскольку этому препятствует внешнее давление со стороны сублимированного слоя. Исследования с помощью газодинамических расчетов показали, что параметр  $\chi$  может изменяться от 0,6 до 0,8. Сузить этот диапазон изменения параметра позволяет подход, связанный с выделением из функции энерговыделения наиболее значимых параметров, которые приближенно позволяют восстановить функцию энерговыделения и которые исследованы во второй главе. Для планковских спектров в широком диапазоне изменения эффективной температуры получены зависимости  $f_1$  и  $m_{e1}$  от  $T_{eff}$  и  $Z$  (среднего атомного номера химического состава материала), которые достаточно точно удается аппроксимировать простыми зависимостями вида

$$f_1 = f_1(Z, T_{eff}) = (a_1 Z + a_2) T_{eff}^2 + (a_3 Z + a_4) T_{eff} + (a_5 Z + a_6), \quad (3.58)$$

$$m_{e1} = (b_1 Z + b_2) T_{eff} + (b_3 Z + b_4), \quad (3.59)$$

где коэффициенты  $a_i$  и  $b_i$  (таблица 3.3) получаются обработкой данных, приведенных во втором разделе.

**Таблица 3.3. Аппроксимационные коэффициенты**

$a_1$	$a_2$	$a_3$	$a_4$	$a_5$	$a_6$	$b_1$	$b_2$	$b_3$	$b_4$
0,012	23,4	-0,12	-1,07	1,7	17,3	0,09	16,4	-0,03	-5,3

Поскольку  $f_1$  и  $m_{e1}$  сильно коррелированы между собой (чем больше  $f_1$ , тем меньше  $m_{e1}$ ), то любой из этих параметров характеризует степень неравномерности профиля энерговыделения, которая и определяет величину  $\chi$ . Для построения зависимостей этой величины от  $f_1$  были

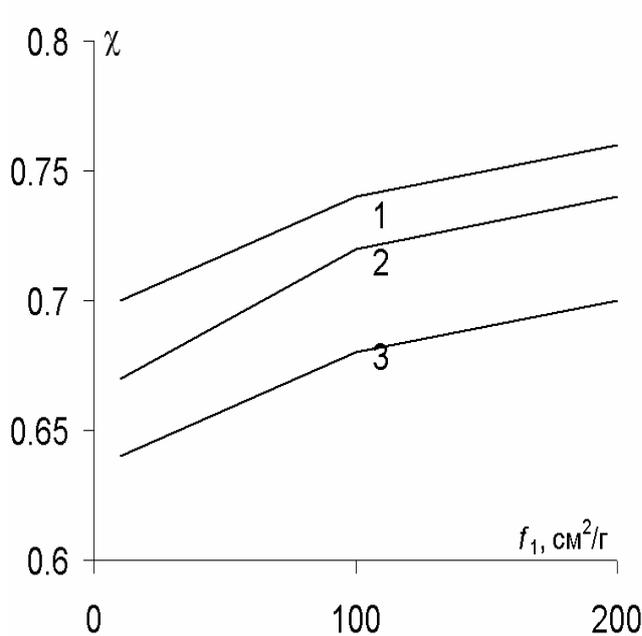


Рис. 3.29. Зависимость  $\chi(f_1)$  для углерода и различных импульсов облучения (1-2, 2-0,5 и 3-0,2 кДж/см<sup>2</sup>)

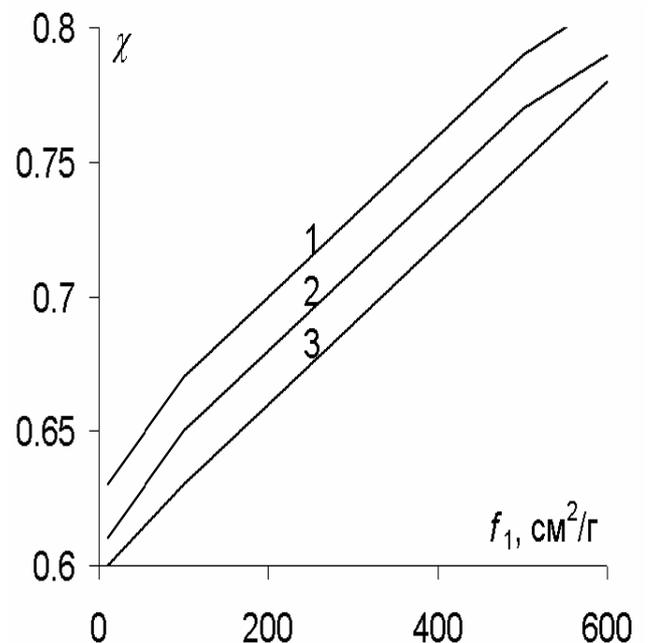


Рис. 3.30. Зависимость  $\chi(f_1)$  для свинца и различных импульсов облучения (1-2, 2-0,5 и 3-0,2 кДж/см<sup>2</sup>)

проведены газодинамические расчеты импульсов давлений для материалов с различными  $Z$  при различных  $T_{eff}$  и  $U_p$ . Эти зависимости представлены на рис. 3.29-3.30 для углерода и свинца (материалов с существенно отличающимися  $Z$ ) и могут быть аппроксимированы линейной функ-

цией  $\chi=0,8 - 2 \cdot 10^{-4} \times f_1$ . Обращает на себя внимание слабая зависимость импульса давления от индивидуальности материала преграды (например, теплота сублимации рассматриваемых материалов изменяется от 1 для свинца до 25 кДж/г - для углерода), то есть с точностью не менее 10-15% для расчета импульса давления можно использовать формулу

$$I_{ps} = \chi \int_0^{m_s} \sqrt{2\psi(m)_s} dm, \quad (3.59)$$

где параметр  $m_s$  можно трактовать как массу преграды.

Отметим, что модельная функция энерговыведения в виде (2.60) и подставленная в интеграл (3.59) не позволяет аналитически вычислить этот интеграл, что достаточно неудобно при выполнении инженерных оценок при проектировании конструкции. Поэтому, функцию в показателе экспоненты удобно представить в виде ступенчатой функции, разбив диапазон ее изменения от 0 до  $m_{e1}$  на 4 части и полагая ее в каждом диапазоне постоянной

$$f(m) = 3m/(0.20m_{e1}) \text{ при } 0 < m < 0,25 m_{e1} \quad (3.60)$$

$$f(m) = 3m/(0.50m_{e1}) \text{ при } 0,25 < m < 0,5 m_e \quad (3.61)$$

$$f(m) = 3m/(0.75m_{e1}) \text{ при } 0,5 < m < 0,75 m_e \quad (3.62)$$

$$f(m) = 3m/(0.20m_{e1}) \text{ при } 0,75 < m < m_e \quad (3.63)$$

При такой разбивке модельной функции энерговыведения интеграл (3.59) берется в явном виде. С целью определения погрешностей, вносимыми при замене реального энерговыведения модельной функцией и дальнейшего ее приближения ступенчатой функцией, была проведена серия расчетов для различных преград,  $T_{eff}$  и различных импульсов облучения. На рис 3.31 и 3.32 (для свинца и углерода, соответственно) представлены отношения импульсов давлений  $j$ , рассчитанных точно по реальному энерговыведению и по приближенным формулам.

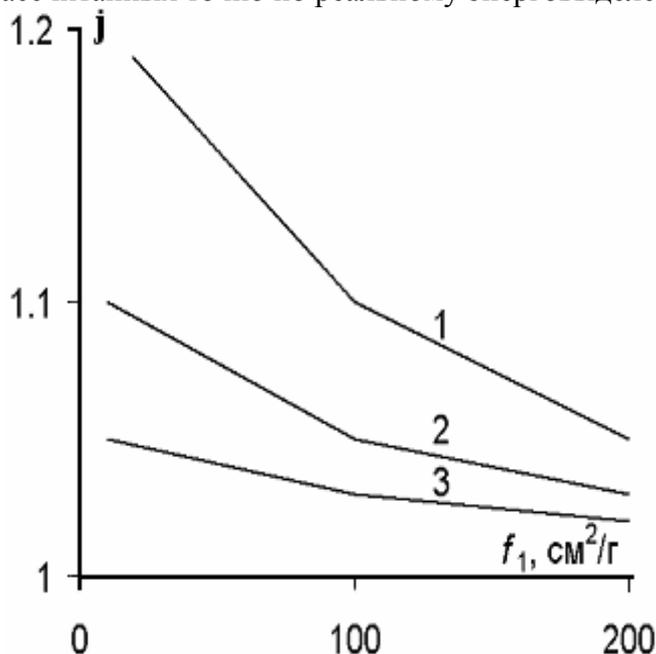


Рис. 3.31. Зависимость  $j(f_1)$  для углерода и различных импульсов облучения (1-2, 2-0,5 и 3-0,2 кДж/см<sup>2</sup>)

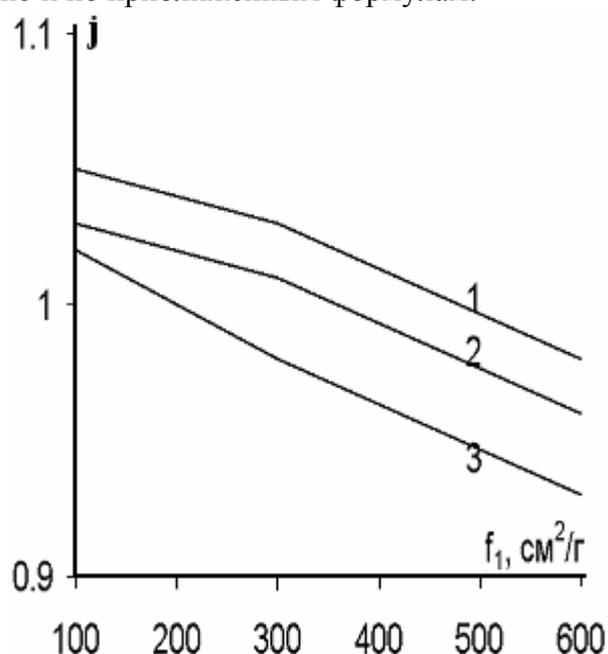


Рис. 3.32. Зависимость  $j(f_1)$  для свинца и различных импульсов облучения (1-2, 2-0,5 и 3-0,2 кДж/см<sup>2</sup>)

Анализ графиков показывает, что погрешности расчета по приближенным формулам не превышает 20% во всем диапазоне исследуемых параметров. На графиках приведены значения для ступенчатой модельной функции энерговыведения, поскольку для модельной функции (2.60) эти различия меньше.

Обобщение формулы (3.58) простым суммированием по слоям многослойной преграды

$$I_{ps} = \chi \sum_{i=1}^N \int_0^{m_s} \sqrt{2(\psi(m) - \lambda Q_{is})} dm, \quad (3.64)$$

может приводить к значительным погрешностям при определении импульса. Так, если сильно поглощающий слой находится под менее поглощающим РИ слоем материала реализуется подслоный взрыв, который может существенно увеличить импульс давления. Такая ситуация наблюдается достаточно часто. Например, при покрытии наружного рентгенозащитного слоя лакокрасочным покрытием. Однако, если толщина покрытия более 1 мкм, то в рассматриваемом случае воздействия мягкого РИ практически все излучение поглощается в первом слое и приближенный расчет импульса можно проводить по формулам для однослойной преграды (3.59) или (3.60). Поэтому обобщение формулы (3.64) проведем при рассмотрении действия излучения, в котором наряду с мягкой частью в спектре может находиться жесткая составляющая с энергией квантов в диапазоне 20-100 кэВ (планковские спектры РИ с эффективными температурами от 2 до 8 кэВ). Этот наиболее сложный случай формирования импульса давления в многослойной преграде, когда необходимо учитывать явление подслоного взрыва был детально исследован на примере двухслойной преграды, состоящей из рентгенозащитного покрытия, на поверхность которого нанесен слой лакокрасочного покрытия. Проанализируем результаты гидродинамических расчетов влияния толщины лакокрасочного покрытия на величину импульса давления для различных спектров РИ с жесткой частью, а также после прохождения излучением слоя воздуха массой 0,2 г/см<sup>2</sup>. Анализ результатов позволил определить эмпирические коэффициенты усиления импульса в результате подслоного взрыва и выявить сами условия подслоного взрыва. Для этого необходим анализ энерговыделения с определением параметров модельного энерговыделения группы существенных параметров энерговыделения по которым приближенно восстанавливается весь профиль энерговыделения. Расчеты показали, что хорошее согласие с гидродинамическим расчетом дает поправка на коэффициент усиления  $K_y = (m_1 + m_{s2})/m_{s2}$  при выполнении условия подслоного взрыва, что масса сублимации второго слоя  $m_{s2}$  не равна 0. То есть, формула (3.64) приобретает вид

$$I_{ps} = K_y \chi \sum_{i=1}^N \int_0^{m_s} \sqrt{2(\psi(m) - \lambda Q_{is})} dm \quad (3.65)$$

В случае действия излучения с жесткой частью основная зона энерговыделения может составлять несколько мм, а интенсивность энерговыделения в этой зоне существенно снижается по сравнению с действием только мягкого РИ, рассмотренного выше. Могут возникать ситуации, когда давление в зоне испарения недостаточно, чтобы препятствовать возникновению лицевых отколов. Образование лицевых отколов сопровождается возникновением откольного импульса  $I_{pw}$ , который по величине может быть сопоставим с испарительным импульсом давления. При низких потоках действующего на преграду РИ испарительный импульс давления может вообще не возникать и тогда механическое действие излучения на преграду будет полностью определяться откольным импульсом. Эта ситуация типичная для действия РИ на преграду в воздушной среде, когда мягкая часть спектра РИ практически полностью поглощается слоем воздуха, находящимся между источником излучения и преградой. В этом случае даже при достаточно высоких потоках излучения на поверхности преграды импульс давления определяется исключительно лицевыми отколами и его приближенное значение может быть определено по интегральному соотношению

$$I_{pw} = \frac{\Gamma}{2} \times \int_0^{m_w} \frac{\psi(m)}{\sqrt{c_0^2 + \Gamma(\Gamma + 1)\psi(m)}} dm, \quad (3.66)$$

где  $\Gamma$  – коэффициент Грюнайзена;  $c_0$  – скорость звука в веществе;  $m_w$  – массовая координата внутренней границы отколовшегося слоя, которое определяется из решения уравнения  $\Gamma \rho_0 \psi(m) = 2\sigma_{отк}$ ;  $\rho_0$  – плотность материала;  $\sigma_{отк}$  – откольная прочность материала. В случае формирования испарительного импульса давления нижний предел интегрирования в формуле

(3.4) определяется из условия непрерывности изменения давления по массе и обычно он несколько меньше испаренной массы. Эта формула справедлива для гомогенных материалов. Для гетерогенного материала коэффициент Грюнайзена должен быть рассчитан с учетом процессов установления равновесного давления в компонентах. При малых уровнях энерговыделения, что соответствует условиям применения формулы (3.66) для расчета импульса давления уравнения состояния компонентов линеаризуются и равновесное давление в элементарной структуре двухкомпонентного материала может быть рассчитано аналитически по соотношениям

$$P = \Gamma_{эфф} \rho \psi(m), \quad (3.67)$$

$$\Gamma_{эфф} = \rho_0 c_0 \left[ \frac{\Gamma_b}{\rho_b c_b^2} (k-1) + \frac{\Gamma_f}{\rho_f c_f^2} k \right], \quad (3.68)$$

где индексы  $0$ ,  $b$  и  $f$  – относятся к материалу в целом, связующему и наполнителю соответственно (при рассмотрении наиболее типичных двухкомпонентных материалов, состоящих из наполнителя и связующего);  $k$  – весовая доля наполнителя;  $\Gamma$ ,  $c$ ,  $\rho$  – соответствующие индексам коэффициенты Грюнайзена, скорости звука и плотности. При расчете откольного импульса в гетерогенном материале необходимо заменить коэффициент Грюнайзена гомогенного материала  $\Gamma$  на эффективный коэффициент Грюнайзена  $\Gamma_{эфф}$ , который обычно существенно меньше коэффициента Грюнайзена гомогенного материала. Были проведены гидродинамические расчеты формирования откольного импульса при действии РИ планковского спектра с эффективной температурой 3, 5 и 8 кэВ для двух масс воздуха 0 и 0,2 г/см<sup>2</sup> органопластика и различных уровней облучения, при которых отсутствует испарительный импульс. Отношение импульсов давления, вычисленных по интегральной формуле и в гидродинамическом приближении представлено на рис. 3.33-3.34. Видно, что согласие результатов вполне удовлетворительное и погрешность приближенного расчета не превышает 15%.

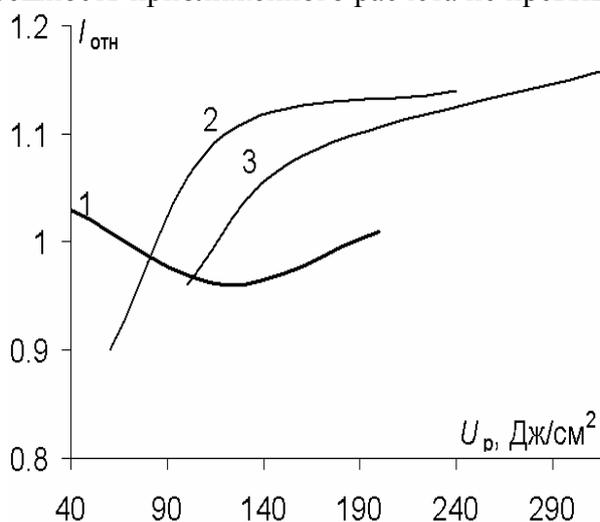


Рис. 3.33. Зависимость отношений импульсов давления от импульсов облучения при отсутствии воздуха (спектры 1-3 кэВ, 2-5 и 3-8)

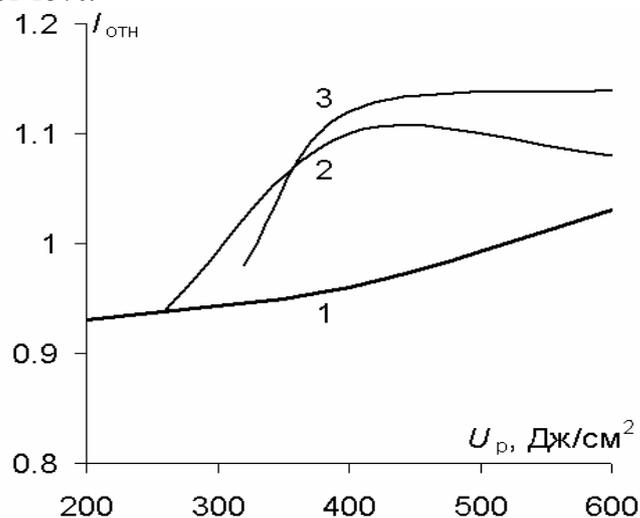


Рис. 3.34. Зависимость отношений импульсов давления от импульсов облучения для массы воздуха 0,2 г/см<sup>2</sup> (спектры 1-3 кэВ, 2-5 и 3-8)

Вопрос о безразмерном импульсе давления практически очень важен, поскольку позволяет уменьшить число параметров, от которых зависит импульс давления. Анализ зависимостей показал, что наиболее подходящим параметром для этих целей является  $\sqrt{U_p m_{el}}$ , где  $U_p$  – импульс облучения. Тогда, безразмерная величина  $I = I_p / \sqrt{U_p m_{el}}$  практически не зависит от импульса облучения.

1. Космическое оружие: дилемма безопасности. / Под ред. *Велихова Е.П., Сагдеева Р.З., Кокошина А.А.* Ц.М.: Мир, 1986.
2. *Лоборев В.М., Острик А.В., Петровский В.П., Чернунов А.А.* Методы моделирования механического действия излучений на материалы и конструкции. Научно-технический сборник №1, ЦФТИ МО РФ, г. Сергиев Посад, 1997.
3. *Острик А.В.* Расчетно-экспериментальное прогнозирование последствий механического действия рентгеновского излучения на корпуса летательных аппаратов // Межотраслевой научно-технический журнал "Конструкции из композиционных материалов", 2002. Вып. 1. С. 41-55.
4. *Медин С.А., Орлов Ю.Н., Суслин В.М.* Расчет динамики испарения защитной пленки первой стенки камеры реактора ИТС./ препринт ИПМ им. М.В. Келдыша РАН, №62, 2004.-28с.
5. *Вихарев В.Д., Захаров С.В., Смирнов В.П., Старостин А.Н., Степанов А.Е., Федулов С.В., Царфин В.Я.* Генерация мощных потоков мягкого рентгеновского излучения на установке «Ангара-5-1». // ЖЭТФ, 1991. Т.99, №4. –С.1133 – 1148.
6. *Грабовский Е.В., Воробьев О.Ю., Дябилин К.С., Лебедев М.Е., Острик А.В., Фортвов В.Е.* Генерация мощных ударных волн мягким рентгеновским излучением плазмы Z-пинча // Письма в ЖЭТФ, 1994. Т.60. Вып. 1. С.3-6.
7. *Анисимов А.И., Прохоров А.М., Фортвов В.Е.* Применение мощных лазеров для исследования вещества при сверхвысоких давлениях. – УФН, 1984. Т. 142. Вып. 3. С. 395-434.
8. *Каннель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортвов В.Е.* Ударно-волновые явления в конденсированных средах. – М.: «Янус-К», 1996.-408с.
9. *Грабовский Е.В., Грибанов В.М., Острик А.В., Олейник Г.М., Фролов И.Н., Шаховский В.В.* Расчетно-экспериментальные исследования особенностей взаимодействия ультрамягкого рентгеновского излучения с гетерогенными преградами. //XXXII Звенигородская конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу. Тезисы докладов. Звенигород, 2005.
10. *Острик А.В., Петровский В.П., Рыбаков С.В.* Воздействие мощных импульсов мягкого рентгеновского излучения на конденсированные среды // Межотраслевой научно-технический сб. "Технология", серия "Конструкции из композиционных материалов", 1997. Вып. 3-4. С.33-41.
11. *Бакулин В.Н., Острик А.В., Рыбаков С.В.* Численное моделирование механического действия мягкого рентгеновского излучения на конденсированную преграду // Сборник трудов института прикладной механики РАН к 10-летию его основания "Современные проблемы механики гетерогенных сред" под редакцией И.Ф. Образцова и Ю.Г. Яновского. – ИПМ РАН, М., 2000. С.156-167.
12. *Острик А.В., Острик В.М., Петровский В.П.* Численное моделирование взаимодействия излучения сплошного спектра с деформируемой преградой // Материалы конференции "Физика низкотемпературной плазмы", г. Петрозаводск, часть 3, с. 375-376.
13. *Самарский А.А., Попов Ю.П.* Разностные методы решения задач газовой динамики. –М.: Наука, 1980. –352 с.
14. *Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. –М.: Наука, 1966. –688 с.
15. *Уилкинс М.Л.* Расчет упруго-пластических течений. В кн. Вычислительные методы в гидродинамике. / Под ред. *Олдера Б., Фернбаха С. и Ротенберга М.* –М.: Мир, 1967. –С. 212 – 263.
16. *Волков И.А., Рузанов А.И.* Анализ применимости критериев разрушения при исследовании откола // Прикладные проблемы прочности и пластичности. Методы решения задач упругости и пластичности.–1982. –С. 30 –36.
17. *Афанасьев Ю.В., Гамалий Е.Г., Розанов В.Б.* Основные уравнения динамики и кинетики лазерной плазмы // Труды ФИАН СССР, 1982. Т.134. -С. 10 – 31.
18. *Левич В.Г., Вдовин Ю.А., Мямлин В.А.* Курс теоретической физики, т. 2. -М.: Наука, 1971. – 936 с.
19. *Калиткин Н.Н.* О двухтемпературной плазме // Препринт ИПМ № 8, М., 1971.
20. *Острик А.В., Петровский В.П., Стрелкович В.С.* Влияние ионизации на профиль энерговыделения при поглощении мягкого рентгеновского излучения плотной плазмой // В сб. "Воздействие мощных потоков энергии на вещество", под ред. академика *Фортвова В.Е.* и *Кузьменкова Е.А.*, –М.: ИВТАН, 1992. – С. 226-230.
21. *Глушаков Б.П., Куропатенко В.Ф., Новиков С.А.* Исследование прочности материалов при динамических нагрузках. –Новосибирск: Наука, СО РАН, 1992.

22. *Шаракианэ А. А.* Матричная прогонка с выбором главного элемента. Препринт № 187. – М.: ИПМ, 1986.
23. *Острик А.В.* Термомеханическое действие рентгеновского излучения на многослойные гетерогенные преграды в воздухе.–М.: НТЦ «Информтехника», 2003.– 160с.
24. *Брушлинский К. В., Каждан Я. М.* Об автомодельных решениях некоторых задач газовой динамики // Успехи мат. наук.-1963.-Т. XVIII, Вып. 2. - С.3-23.
25. *Е.В.Грабовский, О.Ю.Воробьев, К.С.Дябилин* и др. Теоретическое и экспериментальное исследование плазмы Z-пинча как источника мощного импульса мягкого рентгеновского излучения для генерации ударных волн в конденсированных мишенях. // ЖЭТФ, 1996, т.109, вып.3.
26. *В.П.Буздин, И.Б.Косарев.* Расчет термодинамических свойств и коэффициентов поглощения излучения высокоионизованной алюминиевой плазмы. – М.: 1974. – Деп. в ВИНТИ № 534-75.
27. *Г.С.Романов, К.Л.Степанов, Л.К.Станциу.* О средних планковских пробегах излучения в многозарядной оптически прозрачной плазме. // Физика плазмы, 1988, т.14, вып.11.
28. *Б.В.Замышляев, А.Г.Гузь, Е.Л.Ступицкий, В.Н.Жуков.* Состав и термодинамические функции плазмы. Справочник. – М.: Энергоатомиздат, 1984.
29. *Поттер Д.* Вычислительные методы в физике. - Москва: Мир, 1975, с. 392.
30. *Мизес Р.* Механика твердых тел в пластически деформированном состоянии. Сб. «Теория пластичности», ИЛ, 1948.
31. *Ильюшин А.А.* Пластичность.–М–Л.: ОГИЗ, 1948.– 376с.
32. *Куропатенко В. Ф., Нечай В. З. и др.* Уравнение состояния с учетом испарения: Докл. на III Всесоюзн. семинаре по моделям механики сплошной среды. - Новосибирск, 1973.
33. *Волкова А. А. и др.* Математическое моделирование инициирования ТЭНа лазерным излучением // Детонация. Критические явления. Физико-химические превращения в ударных волнах. – Черноголовка: ИХФ АН, 1978. - С. 46-50.
34. *Куропатенко В.Ф.* Уравнения состояния в математических моделях механики и физики. //Сборник научных трудов «Экстремальные состояния вещества» под редакцией В.Е. Фортова – М.: ИВТАН, 1991, стр. 3-38.
35. *Сапожников А. Т., Першина А. В.* Интерполяционное уравнение состояния в области испарения // Вопр. атомной науки и техники. Сер. Методики и программы численного решения задач математической физики. - 1984. Вып.2 (16). - С. 29-34.
36. *Херрманн В.* Определяющие уравнения уплотняющихся пористых материалов // Механика. - М.: Мир, 1976. - № 7. - С. 178-216.
37. *Роменский Е. И.* Релаксационная модель для описания деформирования пористых материалов //Прикл. математика и теорет. физика. - 1988. - N 5.-С.145-149.
38. *Anderholm N.C., Anderson Ph. D.* Laser-Heating Studies of Composite Materials. // Journal of Applied Physics. V. 43. April 1972. N. 4, p.1820.
39. *Арутюнян Г.М.* Термогидродинамическая теория гетерогенных систем. - М.: Физматлит, 1994.
40. *Ostrik A.V., Romadinova E.A.* Pressure calculation after non-equilibrium volume energy expansion in heterogeneous material with dispersity filler and porous binder // Proceeding of International Workshop “New Models and Hydrocodes for Shock Waves Process in Condensed Matter”. Edinburgh, 2002. - P. 35-37.
41. *Острик А. В., Ромадинова Е. А.* Численное моделирование волновых процессов при неравновесном объемном поглощении рентгеновского излучения в элементарной ячейке гетерогенного материала с дисперсным наполнителем // Физика экстремальных состояний вещества. - Эльбрус, 2002. - С. 119-121.
42. *Острик А.В., Острик Е.А.* Расчет давления при воздействии рентгеновского излучения на гетерогенный материал с пластическим связующим. // МНТС “Технология”. Сер. Конструкции из КМ. 1992. № 2.
43. *Ефремов В.П., Острик А.В., Потапенко А.И., Фортов В.Е.* Генерация давления при импульсном объемном энерговыделении в гетерогенном материале, содержащем микросферы. //Химическая физика. 2000. Т.19. №2. с.32-43.
44. *Буряков О.В., Куропатенко В.Ф.* Численное моделирование неустановившихся течений двухкомпонентной гетерогенной среды с учетом скоростной и температурной неравновесности компонент. // ВАНТ, 1986. Вып. 3. с. 3–9.

45. *Острик А.В., Острик Е.А.* Квазистатическая модель установления давления в многокомпонентном пористом гетерогенном материале при воздействии на него излучения. // *Химическая физика*, 2001, том 20, N 8, С.90-93.
46. *Острик А.В., Острик Е.А.* Расчет давления при воздействии рентгеновского излучения на гетерогенный материал с пластическим связующим. // *МНТС "Технология". Сер. Конструкции из КМ.1999. № 2.*
47. *Острик Е.А.* Модель установления давления при импульсном объемном энерговыделении в гетерогенном материале с полидисперсным наполнителем /XVI Международная конференция «Воздействие интенсивных потоков энергии на вещество». Сборник трудов. Терскол, 2001. С.30-32.
48. *Агурейкин В.А., Крюков Б.П.* Метод индивидуальных частиц для расчета течений многокомпонентных сред с большими деформациями // *Численные методы механики сплошной среды. Новосибирск.-1986.-Т.17. №1.-с.17.*
49. *Острик А.В.* Метод конечно-размерных частиц в ячейке для численного моделирования высокоскоростного удара. // *Тезисы XX Международной конференции «Воздействие интенсивных потоков энергии на вещество». Эльбрус, 2005 г. Изд-во ИПХФ РАН, Черноголовка.-2005.- С. 81-82.*
50. *Будников В.А., Делов В.И., Вершинин В.Б. и др.* Расчет смешанных ячеек в двумерном комплексе программ Д // *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 2001, вып. 3. С. 3-13.*
51. *Анучина Н.И, Бабенко К.И., Годунов С.К. и др.* Теоретические основы и конструирование численных алгоритмов задач математической физики. –М.: Наука, 1979.
52. *Иванов М.Ф., Гальбурт В.А.* Численное моделирование динамики газов и плазмы методами частиц: М.: МФТИ, 2000. –168с.
53. *Ким В.В., Ломоносов И.В., Острик А.В., Фортков В.Е* Метод конечно-размерных частиц в ячейке для численного моделирования высокоэнергетических импульсных воздействий на вещество. / *Математическое моделирование, 2006. Т.18 , №8, С. 5-11.*
54. *Острик А.В., Ромадинова Е.А.* Модель уравнения состояния в области существования двухфазной смеси жидкость - пар с учетом метастабильности при низких температурах. // *Межотраслевой научно-технический журнал "Конструкции из композиционных материалов", 2004. Вып. 2. С. 42-49.*
55. *Дж. Форсайт, М. Малькольм, К. Моулер* Машинные методы математических вычислений.- М: Мир, 1980. 280с.
56. *Волчинская М. И., Гольдин В. Я. и др.* Сравнение разностных схем на тестах. Препринт № 44. – М.: ИПМ, 1972.
57. *Шаракшанэ А. А.* Матричная прогонка с выбором главного элемента. Препринт № 187. – М.: ИПМ, 1986.
58. *Харлоу Ф.Х.* Численный метод частиц в ячейках для задач гидродинамики. Вычислительные методы в гидродинамике. Под ред. Олдера Б., Фернбаха С., Ротенберга М., Москва: Мир, 1967, с. 316-342.
59. *Бураго Н.Г., Кукудджанов В.Н.* Решение упругопластических задач методом конечных элементов. Пакет прикладных программ <Астра>. \ \ Препринт № 326. Москва: ИПМех АН СССР, 1988.
60. *Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я., Крайко А.Н., Прокопов Г.П.* Численное решение многомерных задач газовой динамики. Москва: Наука, 1976.
61. *Петров И.Б., Холодов А.С.* Численное исследование некоторых динамических задач механики деформируемого твердого тела сеточно-характеристическим методом. // *ЖВМ и МФ, 1984, т. 24, № 5, с. 722--739.*
62. *Магомедов К.М., Холодов А.С.* Сеточно-характеристические методы. - Москва: Наука, 1988, с. 287.
63. *Петров И.Б., Холодов А.С.* О регуляции разрывных численных решений уравнений гиперболического типа. // *ЖВМ и МФ. 1984, т. 34, № 8, с. 1172--1188.*
64. *Boris I.P., Book D.L.* Flux-Corrected transport. I. Shasta, a fluid transport algorithm that work // *J. Comput. Phys.,1973, v.11, pp. 38--69.*
65. *Родионов А.В.* Монотонная схема второго порядка аппроксимации для сквозного расчета неравновесных течений. // *ЖВМ и МФ. 1987, т. 27, № 4, с.564--574.*
66. *Родионов А.В.* Повышение порядка аппроксимации схемы С. К. Годунова // *ЖВМ и МФ. 1987, т. 27, № 12, с.1853--1860.*
67. *Анучина Н.Н., Бабенко К.И. и др.* Теоретические основы и конструирование численных алгоритмов задач математической физики. - Москва: Наука, 1979.

68. *Заптаров К.И., Кукудджанов В.Н.* Математическое моделирование задач импульсного взаимодействия и разрушения упругопластических тел. Москва: ИПМ АН СССР, Препринт № 280, 1976, с. 67.
69. *Петров И.Б.* Численное исследование волновых процессов в слоистой преграде при соударении с жестким телом вращения // Изв. АН СССР, МТТ. 1985, № 4, с. 125--129.
70. *Иванов В.Д., Кондауров В.И., Петров И.Б., Холодов А.С.* Расчет динамического деформирования и разрушения упругопластических тел сеточно-характеристическими методами. // Мат. Модел. 1990, т. 2, № 11, с.10--29.
71. *Кукудджанов В.Н.* Численное решение неоднородных задач распространения волн напряжений в твердых телах. - Москва: ВЦ АН СССР, 1976.
72. *Бушман А.В., Ломоносов И.В., Фортон В.Е.* Модели широкодиапазонных уравнений состояния при высоких плотностях энергии. Препринт МВТ АН СССР №6-287. М., 1990.
73. *Ломоносов И.В.* Полуэмпирические модели уравнений состояния. Черногловка: ИПХФ РАН, 2005.
74. *Сапожников А.Т., Герцук П.Д., Малышкина Е.Л., Миронова Е.Е., Шахова Л.Н.* Широкодиапазонное табличное уравнение состояния ГЛОБУС и его применение для описания меди. // Вопросы атомной техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов. -1991. Вып. 1, с.9-17.
75. *Левашов П.Р., Хищенко К.В., Ломоносов И.В.* Расчеты термодинамических функций веществ по уравнениям состояния через интернет. // Тезисы XVIII Международной конференции «Воздействие интенсивных потоков энергии на вещество». Эльбрус, изд-во ИПХФ РАН, Черногловка.-2003.-С. 149-151.
76. *Левашов П.Р., Хищенко К.В.* Табличные уравнения состояния с учетом фазовых переходов и метастабильных областей. // Тезисы XIX Международной конференции “Уравнения состояния вещества”. Эльбрус, изд-во ИПХФ РАН, Черногловка.-2004.-С. 53-55.
77. *Острик А.В., Ромадинова Е.А.* О повышении эффективности описания многофазных областей в табличных широкодиапазонных уравнениях состояния. // Тезисы XX Международной конференции «Воздействие интенсивных потоков энергии на вещество». Эльбрус, изд-во ИПХФ РАН, Черногловка.-2005.-С. 111-112.

#### **4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ МЕХАНИЧЕСКОГО ДЕЙСТВИЯ ИЗЛУЧЕНИЙ НА КОМПОЗИТНЫЕ КОНСТРУКЦИИ**

Экспериментальные исследования последствий МДИ на элементы конструкций ЛА путём их непосредственного облучения не представляются возможными в связи с отсутствием мощных лабораторных источников излучения, способных генерировать необходимые плотности энергии на поверхностях с размерами порядка нескольких метров [1]. В большинстве случаев не удаётся получить достаточно надёжных результатов и методами моделирования [2], поскольку требования совпадения критериальных параметров для модели и натурной конструкции практически сводятся к идентичности последних по абсолютным размерам и свойствам материалов. Так, например, если заряд топлива геометрически подобной модели твердотопливного реактивного двигателя ЛА имеет характерные размеры, не превышающие критического размера детонации, то при моделировании воспроизвести детонацию, вызванную воздействием механического импульса РИ, вообще невозможно, хотя для натурального двигателя она может иметь место. Аналогичные трудности возникают и при попытке моделирования нестационарных разрушений тонкостенных композитных корпусов ЛА. Условие равенства относительных толщин  $h/R$  ( $h$ ,  $R$  – толщина и характерный радиус кривизны оболочки) корпуса и его модели при неизменной толщине армирующей нити приводит к уменьшению числа слоёв армирования у модели, что в свою очередь искажает характер и последовательность разрушения этих слоёв. Поэтому основным методом исследования последствий МДИ в настоящее время являются испытания натуральных конструкций ЛА при их нестационарном нагружении устройствами воспроизведения механического действия импульсных излучений [1, 3–7].

Далее излагается методика проведения таких испытаний и описываются используемые для её реализации конкретные устройства воспроизведения МДИ и моделирования полётных условий. В заключительной части главы рассматриваются методы и погрешности измерений параметров реакции композитных конструкций на нестационарное боковое воздействие.

##### **4.1. Методика проведения испытаний**

Необходимость в оценке прочности элементов ЛА возникает задолго до её создания на этапе конструирования и выбора наиболее оптимальных конструктивных решений. Однако поскольку широко применяемые в ЛА композитные материалы не существуют отдельно от конструкции, а создаются одновременно в одном и том же технологическом процессе, то, вообще говоря, экспериментальное исследование на прочность возможно лишь после изготовления изделия [8]. Тем не менее, оказывается предпочтительным проводить исследования на фрагментах и только на конечном этапе осуществить несколько завершающих испытаний всей конструкции в целом. Это обусловлено, во-первых, существенно большей стоимостью композитного изделия по сравнению с его фрагментами (как правило, из одной композитной конструкции можно фрагментировать множество однотипных элементов, например, из оболочек высокого давления, изготовленных методом нитяной намотки), во-вторых, возможностью изготовления фрагментов по ряду прочностных характеристик, близких к элементам конструкции (без создания последних) и, в-третьих, отсутствием устройств генерации малоимпульсных нагрузок микросекундной длительности на достаточно больших поверхностях с характерными размерами натуральных конструкций.

Как известно, по характеру своего воздействия и причинам, вызывающим разрушение тонкостенных конструкций, нестационарные нагрузки условно делятся на импульсные и динамические. Условия динамического нагружения реализуются в случае длительностей воздействия, сравнимых с периодом свободных колебаний тонкостенных элементов конструкции ЛА (например, корпусов) и, по крайней мере, в 10...15 раз больших времени распространения возмущения по толщине (это условие обеспечивает преобладание оболочечной стадии деформирования). Разрушение тонкостенных композитных конструкций ЛА при динамическом деформировании наступает из-за развития недопустимых прогибов, образования расслоений и трещин.

В случае характерного для воздействия РИ импульсного нагружения, когда длительность воздействия не только не превышает четверти периода колебаний, но и сравнима или меньше времени распространения возмущения по толщине элемента конструкции, основной причиной разрушения является развитие волновых процессов, сопровождающееся образованием расслоений (в композитном материале) и отколов. Однако и при таком импульсном нагружении тонкостенных конструкций по мере затухания волн напряжений и роста их пространственной протяженности до размеров, соизмеримых с толщиной, процесс деформирования переходит в оболочечную стадию. Более того, применение защитных пористых покрытий, существенно снижая

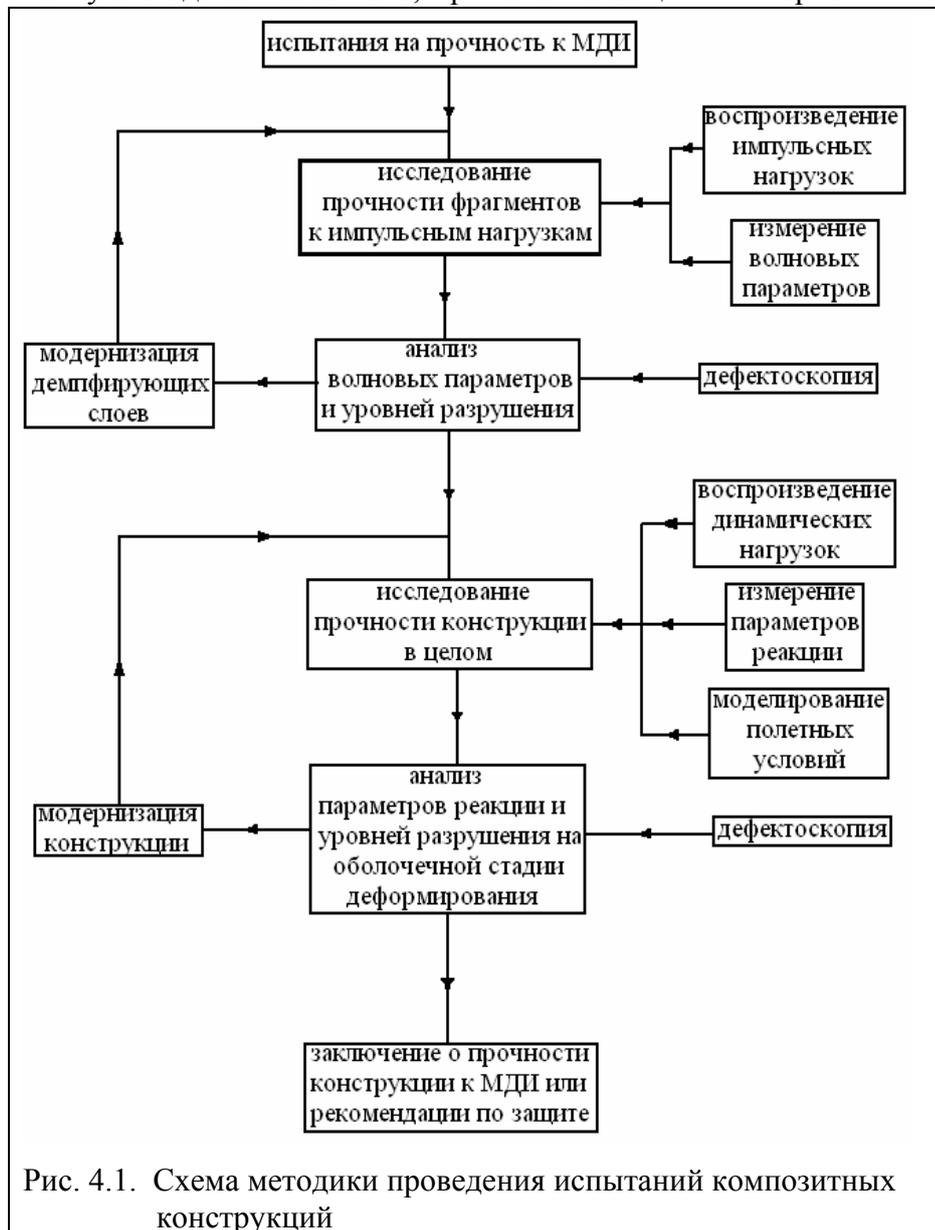


Рис. 4.1. Схема методики проведения испытаний композитных конструкций

роль волновых процессов в разрушении материала, практически не защищает от образования трещин и развития недопустимых прогибов. Поэтому завершающие испытания конструкции в целом на прочность к динамическим нагрузкам, вызывающим оболочечную стадию деформирования, оказываются полезными и в том случае, когда по условиям эксплуатации предполагается воздействие только импульсно-волнового характера. В то же время для исследования последствий импульсных нагружений натурных испытаний не требуется, поскольку особенностью таких воздействий, приводящих к волновым разрушениям, является их локальность, заключающаяся в том, что, как правило, удается выделить из конструкции фрагмент и поставить его в такие условия, при которых разрушения фрагмента и соответствующей части конструкции подобны и проис-

ходят при близких параметрах нагрузок.

Таким образом, в соответствии с вышесказанным, исследование на прочность тонкостенных конструкций к действию импульсных нагрузок представляется целесообразным проводить в два этапа [4, 6, 9], как это представлено на рис. 4.1.

На первом этапе осуществить детальное исследование волновых процессов и вызываемых ими разрушений при действии импульсных нагрузок на фрагменты. В случае получения недопустимых (существенно влияющих на прочность или не удовлетворяющих техническим требованиям) уровней повреждений модернизировать конструкцию, обеспечив ее защиту дополни-

тельными демпфирующими слоями. Затем подтвердить действенность защиты в заключительных испытаниях модернизированных фрагментов.

На втором этапе провести завершающие испытания всей конструкции с защитными слоями (если они необходимы в соответствии с результатами первого этапа) в условиях ее функционирования при воздействии динамических нагрузок, приводящих к оболочечной стадии деформирования, которая развивается после затухания волновых процессов. Проведение второго этапа испытаний связано с необходимостью моделирования полётных условий совместно с воспроизведением МДИ и требует разработки соответствующих устройств, которые рассматриваются в разделе 4.4.

#### **4.2. Методы моделирования механического действия излучения**

В соответствии с изложенной в предыдущем разделе методикой испытаний конструкций ЛА на прочность к МДИ для их проведения требуются наборы устройств воспроизведения импульсных и динамических нагрузок совместно с моделированием полетных условий. Далее анализируются возможности существующих методов и устройств для генерации нестационарных нагрузок на преградах, рассматриваются практически важные режимы воздействий импульсных потоков излучений в широком диапазоне длин волн и плотностей потоков, формулируются требования к средствам воспроизведения нестационарных нагрузок с параметрами характерными для этих режимов и предлагается набор соответствующих газодинамических устройств. Поскольку разработанный набор газодинамических устройств не в полной мере соответствует сформулированным к нему требованиям, то в качестве дополнительного средства моделирования малоимпульсных и ультракоротких (менее микросекунды) нагрузок рассматривается электрический взрыв фольг, который может быть использован и для определения ударно-волновых характеристик материалов, необходимых при проведении расчетов МДИ (см. раздел 4.3).

Следует отметить, что предлагаемый набор устройств по своим возможностям значительно шире рассматриваемой проблемы исследований последствий механического действия РИ и может быть использован (и, на самом деле, использовался [1, 3]) для воспроизведения МДИ оптического диапазона спектра. В связи с этим представлялось целесообразным при формулировке требований к устройствам и их описании не ограничиваться только рассмотрением действия РИ. Кроме того, в процессе эксплуатации и в полете элементы конструкций ЛА подвергаются действию многочисленных нестационарных нагрузок ударного и вибрационного характера, вызванных сменой режима работы маршевых двигателей [10], порывами ветра [11], ударной волной [12, 13], ударами обломками и осколками при взрывах [14], столкновениями самолетов с птицами [15] и т.д. Характеристики этих нагрузок близки к параметрам МДИ, а пространственно-временные формы не так разнообразны. Поэтому рассматриваемый в этом разделе набор устройств для воспроизведения МДИ в широком диапазоне длин волн и плотностей потоков несомненно окажется полезным и при отработке прочности конструкций ЛА к более традиционным видам нестационарного нагружения, чем механическое действие импульсных излучений.

##### **4.2.1. Анализ возможностей воспроизведения механического действия излучения**

При обзоре методов и анализе возможностей установок основное внимание уделяется исследованиям воздействия РИ, механическое действие которого имеет наибольшую эффективность по сравнению с другими областями спектров электромагнитного излучения. Удобно условно разбить все методы и установки на три группы: методы и установки для генерации РИ в лабораторных условиях; методы и установки для моделирования действия РИ импульсными пучками частиц; газодинамические методы моделирования МДИ.

###### **4.2.1.1. Установки для генерации мощных потоков излучения**

Создание установок для получения мощных потоков излучения стимулируется исследованиями в области управляемого термоядерного синтеза (УТС), для осуществления которого необходима высокотемпературная плазма. При высокой температуре эта плазма и является ис-

точником излучения в УФ и рентгеновских областях спектра. Установки, используемые для осуществления УТС, подразделяются на:

- установки с магнитным удержанием плазмы (на основе Z-пинчей и токамаки);
- установки с инерционным удержанием плазмы (лазерные и на пучках заряженных частиц);
- гибридные (типа «плазменный фокус» и «сжимающийся лайнер»).

Наибольшие объемы плазменной зоны (до  $1 \text{ см}^3$ ) с длительностью существования до единиц микросекунд могут быть достигнуты в установках, использующих мощный электрический импульс. Этот импульс подается на полый металлический цилиндр (лайнер) и вызывает его взрывное сжатие в радиальном направлении с последующим формированием высокоэнергетического плазменного шнура [16-18]. Значительным потенциалом обладают установки на основе взрывомагнитных генераторов, которые создают электрические импульсы с более высокой энергией, но с худшими временными характеристиками.

При инерционном термоядерном синтезе плазма образуется в результате нагрева дейтериево-тритиевой мишени до термоядерных температур под действием пучков частиц или лазерного излучения. Если использовать мишени отличные от термоядерных, то возможно получение плазмы эффективно генерирующей РИ.

Большое внимание уделяется преобразованию в мягкое РИ пучков высокоэнергетических заряженных или нейтральных частиц [19], а также импульсного лазерного излучения с длительностью от десятков до сотен пикосекунд [20-22].

Рассмотрим ряд мощных лабораторных источников излучений. Следует отметить, что имеющиеся в литературе сведения о параметрах разрабатываемых установок часто носят противоречивый характер, а иногда и вообще отсутствуют. Поэтому часть приводимых далее числовых характеристик установок, главным образом зарубежных, необходимо рассматривать (в случае отсутствия ссылок) как ориентировочные, полученные путем экспертных оценок или выясненные в частных беседах с участниками международных конференций.

**BLACK JACK-5.** Первичный накопитель энергии (генератор Маркса) имеет общую запасаемую энергию 2 МДж и включает три модуля, соединенных параллельно. Каждый модуль выполнен из 70 блоков конденсаторов, связанных между собой искровыми разрядниками. Высоковольтный электрический импульс из накопителя передается в блок формирования, обеспечивающий уменьшение его длительности до 50...60 нс с соответствующим увеличением мощности до 10 ТВт и более. Блок формирования электрического импульса включает шесть соединенных последовательно ступеней. Все они смонтированы в едином корпусе диаметром 4 м и длиной 10 м, играющим роль общего электрода. Номинальные пиковые значения основных параметров электрического импульса на выходе блока формирования (при длительности 50 нс): ток – 5 МА, напряжение – 3 МВ, энергия в импульсе – 500 кДж.

Выходной импульс подается на плазменный источник мягкого РИ одноразового или многократного использования. Источники одноразового использования изготавливаются из тонкой металлической сетки или фольги толщиной около 0,01 мкм в виде цилиндра длиной и диаметром несколько сантиметров. Они обычно выполняются из алюминия или титана. Источник устанавливается в межэлектродное пространство оконечного анода установки. При разряде тока сетка (фольга) превращается в высокотемпературную плазму, излучающую мягкое РИ. К источникам многократного использования относятся устройства типа сверхзвукового сопла, в которых мощный электрический разряд пропускается через поток разреженного газа, истекающего из сопла со сверхзвуковой скоростью ( $M = 8$ ). Величина потока  $P$  на расстоянии порядка 10 см от источника составляет  $10 \text{ кал/см}^2$ .

Следует отметить, что установка допускает использование в качестве оконечного устройства тормозного РИ с энергией квантов от десятков до сотен кэВ. С помощью этого источника можно облучать образцы с площадью поверхности  $1000 \text{ см}^2$  потоками жесткого излучения до  $0,5 \text{ кал/см}^2$ .

**SHIVA-STAR.** Установка состоит из емкостного накопителя энергии, плоской передающей линии и индуктивной системы формирования выходного электрического импульса, в центральной части которой устанавливается плазменный источник РИ. Накопитель включает 36 конденсаторных батарей, расположенных радиально в 12 рядов по три секции.

Каждая батарея выполнена из 24 бумажных конденсаторов емкостью по 6,1 мкф и имеет четыре многоканальных (15-30 каналов) искровых разрядников, заполненных газовой смесью аргона (85,5%) под давлением 5 атм. Разрядники срабатывают при подаче на них пусковых импульсов с крутым фронтом (5-10 КВ/с), вырабатываемых вспомогательным электрическим источником. Запасаемая энергия накопителя – 9,5 МДж, максимальное выходное напряжение – 120 кВ, номинальное значение амплитуды тока на выходе – 70 МА, а при коротком замыкании – 100 МА. Мощность, передаваемая на нагрузку, 10 ТВт. При максимально достигаемой мощности установки на расстоянии 10 см от ее центральной части могут быть получены потоки РИ в десятки кал/см<sup>2</sup>.

**PULETTE-X.** Установка включает 20 одинаковых модулей формирования электрического импульса и имеет вид диска диаметром 30 м и высотой 2,5 м. В качестве первичных источников энергии используется 40 генераторов Маркса (по 2 на каждый модуль) с общей запасаемой энергией 10-15 МДж. При срабатывании установки энергия от этих генераторов передается по модулям формирования электрического импульса на плазменный источник мягкого РИ. Установка допускает также получение жесткого тормозного РИ. Достижимая электрическая мощность около 70ТВт при длительности импульса 75 нс и энергии 5 кДж. При таких параметрах возможно проводить испытания образцов, устанавливаемых на расстоянии порядка одного метра от центральной части установки, на воздействие мягкого РИ, поток которого составляет около 1кал/см<sup>2</sup>. В этом случае площадь облучаемой поверхности составляет 2 м<sup>2</sup>. На расстоянии 10 см поток будет уже достигать 100 кал/см<sup>2</sup> при площади облучаемой поверхности около 200 см<sup>2</sup>.

**PVFA-2.** Основное назначение установки состоит в проведении исследований в области УТС с инерционным удержанием плазмы путем обжаривания термоядерных мишеней пучками легких ионов. Кроме того, данную установку возможно использовать для получения мягкого РИ. Она размещается в цилиндрическом корпусе диаметром 30 м и высотой 6 м, разделенном на три секции, и содержит 36 самостоятельных модулей, расположенных радиально вокруг мишенной камеры. Каждый модуль содержит генератор Маркса, блок формирования импульса, вакуумную передающую линию и оконечное устройство. Электрические параметры: мощность – 100 ТВт, энергия – 4,3 МДж, длительность – около 40 нс (имеется возможность увеличения мощности до 200 ТВт за счет сокращения импульса до 20 нс, используя в оконечном устройстве новый плазменный переключатель).

**НОВА** (Nd-лазерная установка) [1]. Имеет мощность около 80 Вт при длительности импульса лазерного излучения с длиной 1,06 мкм 0,1 нс. Генератор лазерного излучения позволяет получать импульсы энергией до 100 кДж с длительностью от десятых долей наносекунд до сотен наносекунд. Установка имеет устройство расщепления луча и несколько линий усиления и фокусировки. Мишенная камера имеет сферическую форму диаметром около 4,5. Возможна перенастройка лазерного излучения в область больших длин волн. Запасаемая блоком конденсаторов энергия более 50 МДж.

**ПЕГАС-2.** Емкостной накопитель обладает запасаемой энергией 4,3 МДж, достигаемая сила тока 12 МА, температура плазменного шнура 100 эВ.

**ПОРЦИОН.** Установка обеспечивает энергию в импульсе 15 МДж и силу тока 15 МА. Кинетическая энергия имплозии превышает 1 МДж, температура плазменного шнура около 50 эВ.

**JUPITER.** Плазменный источник мягкого РИ (диапазон энергий квантов 1..12 кэВ), обладающий электрической мощностью около 600 ТВт. Сила тока в плазменном шнуре оценивается в 50...60 МА.

**САТУРН.** Является одной из наиболее мощных действующих установок и способна обеспечить выход спектра квантов в диапазоне от единиц до нескольких сотен кэВ. При этом в импульсе длительностью несколько десятков наносекунд на площади несколько сотен квадратных сантиметров достигается мощность дозы до  $4 \cdot 10^{12}$  рад/с.

**SPEED.** Как и предыдущая установка, имеет достаточно жесткий спектр излучения. В более коротком импульсе ( $\tau = 10$  нс) на преграде площадью несколько десятков квадратных сантиметров достигается мощность дозы до  $3 \cdot 10^{12}$  рад/с.

**АНГАРА-5-1** [1, 18, 24]. Многомодульный комплекс состоит из восьми одинаковых модулей, выполненных на одной формирующей линии с водяной изоляцией и подключением на общую нагрузку (лайнер). Лайнер выполнен из 6-24 тонких проволочек, равномерно расположенных на образующей цилиндра диаметром 15-30 мм и высотой 30 мм. Диаметр проволочек из алюминия, меди и вольфрама составляет 30, 14 и 6 мкм, соответственно. Другим лайнером является ксеноновая струя, формируемая кольцевым соплом. Сопло присоединяется к выходу электромагнитного клапана в катодной части мишенного узла вакуумного концентратора. Зазор между катодом и анодом устанавливается 10 мм. Для того, чтобы избавиться от заполнения ксеноном межэлектродного зазора в концентраторе, используется импульсный режим формирования газовой оболочки, а анод изготавливается в виде сетки из медной проволоки ( $d = 0,01$  мм), практически прозрачной для газовой струи. Используемые сопла формируют сверхзвуковую полую струю с внешним диаметром 30 мм и внутренним 24 мм при числе Маха  $M = 5$ . Амплитуда напряжения на лайнерном узле составляет обычно 0,6-0,9 МВ при токе анода до 3,5 МА. Электрическая энергия, вкладываемая в нагрузку, находится на уровне 200-220 кДж.

Лайнеры являются интенсивными источниками оптического, вакуумного ультрафиолетового и мягкого РИ как в момент схлопывания, так и на стадии ускорения. Эксперименты с проволочным алюминиевым лайнером показали, что при пропускании по нему импульса тока проволочки взрывается и каждая из них за счет теплового расширения превращается в плазменный канал с характерным поперечным размером порядка 1 мм. Под действием сил магнитного поля плазма ускоряется к оси лайнера. При этом на оси формируется плотный и горячий плазменный пинч, из которого наблюдается вспышка мягкого РИ. Длительность импульса излучения на полувысоте при регистрации квантов с энергией 0,3 кэВ составляла 60 нс и уменьшалась до 30-40 нс в случае квантов с энергией 1 кэВ. Максимальный выход излучения за импульс (около 100 кДж) был получен в случае вольфрамового лайнера. При этом мощность излучения была равна 2 ТВт.

С целью уменьшения длительности рентгеновского импульса и соответствующего повышения мощности излучения на установке были проведены эксперименты по сжатию полых ксеноновых оболочек с массой около 150 мг/см. Длительность импульса мягкого РИ в этом случае составила от 20 до 40 нс в зависимости от спектрального диапазона регистрации. Полная энергия доходила до 50 МДж с 1 см длины лайнера. Мощность излучения ксенонового лайнера составила 2,5 ТВт, а плотность мощности на поверхности пинча – 4,5 ТВт/см<sup>2</sup>. Спектр излучения был близок к «чернотельному» с температурой плазмы источника 80-85 эВ.

**Генератор тока «С-300»** [25]. Успех, достигнутый за последнее десятилетие в создании техники генераторов сверхвысокой мощности, дал новые возможности изучения различных процессов с большим удельным вкладом энергии. Генератор тока «С-300» (700 кВ, 4 МА, 70 нс) создан для исследования физических процессов при сжатии быстрых сильноточных лайнеров и плотных Z-пинчей, и создание на их основе мощных импульсных источников РИ. Использование в этой установке нагрузки – легких (~100 мкг) газовых оболочек-лайнеров полимерных пористых цилиндрических мишеней (с плотностью до 0,001 г/см<sup>3</sup>) позволяют получать импульс РИ с энергией до 50 кДж в спектральном диапазоне 0,05-10 кэВ за время ~70 нс. Спектральные измерения показывают, что основная часть энергии импульса излучения находится в рентгеновских квантах с энергией порядка 100 эВ. В области квантов с энергией 1-10 кэВ, находится не-

сколько процентов от общей энергии импульса. Но поскольку импульс «жестких» квантов (1-10 кэВ) более чем на порядок короче, его мощность сравнима с мощностью всего импульса РИ, которая составляет  $5 \cdot 10^9$  Вт.

Таким образом, имеющиеся в настоящее время лабораторные установки для генерации мягкого РИ позволяют создавать на значительных площадях ( $\sim 1000 \text{ см}^2$ ) плотности энергий в единицы калорий на квадратный сантиметр, что, как показывает практика, явно недостаточно при решении прикладных задач. В настоящее время идет работа над созданием более мощных установок. По оценке специалистов, в перспективе возможно усовершенствование установки ПОРЦИОН до уровня, гарантирующего увеличение тока до 100 МА. По предварительным расчетам, запасаемая энергия накопителя АТЛАС, ввод в строй которого ожидается в ближайшие годы, будет достигать 36 МДж, максимальная сила тока приблизительно 25 МА. Ожидается, что установка позволит поддерживать в течение 5 мкс в объеме  $1 \text{ см}^3$  температуру 200 эВ и давление более 10 млн. атм., а кинетическая энергия лайнера порядка 2 ... 3 МДж обеспечит достижение давления при ударе по мишени более 100 млн. атм. Перспективным направлением считается также получение РИ (энергия в импульсе до 15...20 МДж, длительность 10 нс, энергия квантов от долей до десятков кэВ) при гиперсверхзвуковом соударении плазменных тороидов с поверхностью твердого тела. Однако для осуществления такого соударения необходимо создание достаточно мощной (до 100 МДж) батареи конденсаторов.

#### 4.2.1.2. Генераторы мощных пучков частиц

Для моделирования механического действия РИ посредством воздействия на материалы высокоэнергетических частиц используются, как правило, пучки электронов. Предпосылкой к применению электронов является возможность создания условий энерговыделения в материалах при воздействии электронных пучков современных ускорителей, которые близки к имеющим место при воздействии РИ (сравнимы, например, глубины проникновения фотонов и электронов, а также времена подвода энергии). Возникающее при поглощении тепловое давление достигает  $10^4 \dots 10^7$  бар. Некоторыми особенностями, связанными со спецификой воздействия именно электронных пучков (радиационными дефектами, направленностью пучка, пробоем диэлектрических материалов и т.д.) при изучении механических повреждений в большинстве случаев, можно пренебречь.

Одно из главных требований, предъявляемых при моделировании к параметрам пучка – возможность создания в исследуемых фрагментах конструкции дозы, приводящей к разрушению за один воздействующий импульс. Пороги разрушения различных материалов находятся в диапазоне от единиц до сотен кал/г и, следовательно, падающий поток энергии должен составлять (в зависимости от спектра)  $10 \dots 100 \text{ кал/см}^2$ , что соответствует пучкам с токами 1..100 кА.

Моделирование воздействия РИ с помощью импульсных электронных пучков и изучение процессов, протекающих в веществе при быстром поглощении энергии, осуществляется генераторами электронов («AURORA», «HERMES-11», «CASINO», «HYDRA»[26,27]) и высокоточными электронными ускорителями («NEREUS», «NEPTUNE», «РИУС-5», «ИГУР-1», «ТОНУС»). Генераторы электронов по своей конструкции и выходным параметрам близки. Поэтому рассмотрим в качестве примера установку HERMES-11.

**HERMES-11.** Установка состоит из высоковольтного генератора Маркса, коаксиального импульсного генератора и вакуумной ускорительной трубки. Генератор Маркса содержит 31 ряд емкостных накопителей. В каждом ряду располагаются 62 емкостных каскада и 3 разрядника. Емкостный каскад представляет собой два параллельно подключенных конденсатора емкостью по 0,5 мкф, рассчитанных на напряжение 100 кВ. Генератор Маркса помещается в цилиндрический бак диаметром 7 м и длиной 12 м, заполненный трансформаторным маслом. Ряды конденсаторов подвешены в баке на нейлоновых стропах длиной 1,5 м. Коаксиальный импульсный генератор состоит из трех цилиндров. Внешний цилиндр имеет диаметр около 5 м и импеданс 10 Ом, а внутренний цилиндр – 20 Ом. При этом выходной импеданс импульсного генератора составляет 30 Ом, время его зарядки 1,5 мкс. Он также помещается в бак с трансформа-

торным маслом. Используются ускорительные трубки длиной 180 и 220 см. Для экспериментов с электронным пучком титановый анод внутри трубки служит окном для прохождения электронов в дрейфовую камеру. Энергия электрического импульса – 80 кДж, ток – 170 кА, напряжение – 6..12 мВ. Длительность импульса около 100 нс. Частота повторения импульсов – 1 импульс за 20 минут.

Для сильноточных электронных ускорителей типичной является установка ИГУР-1.

**ИГУР-1.** Установка генерирует электронный пучок со следующими основными параметрами:

- амплитуда импульсов тока – 1,0...45 кА;
- полная энергия пучка – 250...875 кал;
- плотность энергии на оси пучка, выведенного из трубки – 25...75 кал/см<sup>2</sup>;
- длительность импульса – 200 нс;
- энергия электронов – 0,8...2,5 МэВ.

Характеристики некоторых других ускорителей приведены в таблицах 4.1 и 4.2 [28].

**Таблица 4.1. Параметры линейных индукционных ускорителей**

Ускоритель, страна	Энергия, МэВ	Ток в импульсе, А	Длительность импульса, нс
ЛИУ-3000, РФ	3	200	350
АСТРОН, США	4,2	800	300
ЕРА, США	4,25	500	45
Силунд, РФ	3	2000	20
ЛИУ 5/5000, РФ	5	5000	50

**Таблица 4.2. Параметры ускорителей электронов**

Установка, страна	Энергия электронов, МэВ	Ток, кА	Энергия в пучке, кДж	Длительность импульса, нс	Мощность пучка, Вт
Прото-11, США	1,5	6000	200	24	10 <sup>13</sup>
Аврора, США	15	4x400	4x600	120	2,4·10 <sup>12</sup>
РИУС, РФ	3	30	2	20	9·10 <sup>10</sup>
Кальмар, РФ	0,5	80	–	100	–
ЭРГ, РФ	3	70	15	80	2·10 <sup>11</sup>

В последнее время для генерации в конденсированном веществе высоких импульсных давлений изучаются возможности применения высокоэнергетических ионных пучков [29,30]. В частности, в случае протонных пучков с плотностью мощности 10<sup>11</sup> Вт/см<sup>2</sup> характерное давление достигает величины мегабарного диапазона. Более высокие давления можно получить, если использовать энергию пучков для разгона ударников с последующим их соударением с исследуемой преградой [29]. Характеристики некоторых ускорителей протонов приведены в таблице

**Таблица 4.3. Параметры ускорителей ионов**

Ускоритель, место установки	Энергия, МэВ	Импульсный ток, мА	Длительность импульса, мкс
И-2, ИТЭФ, РФ	25	100-250	10-40
И-100, ИФВЭ, РФ	100	100	10-40
Инжектор синхротрона, лаб. Им. Ферми, США	200	90-300	100-27
Инжектор лаб. LAMPF, США	800	1	–

4.3 [28,31].

Таким образом, используя пучки частиц, можно с достаточной степенью точности воспроизвести механическое действие мягкого РИ на элементы конструкции. Однако приведенные параметры современных установок показывают, что это воспроизведение невозможно осуществить на характерных для реальных элементов конструкций площадях. Кроме того, дополнительным препятствием служит тот факт, что специализированные стенды для испытаний конструкций, как правило, удалены от установок – источников частиц, а их перемещение из-за весогабаритных параметров не представляется возможным.

#### 4.2.1.3. Газодинамический метод моделирования

Наиболее удобным методом создания нестационарных нагрузок является газодинамический [1, 3, 5-7, 12, 32]. В этом методе нагружение конструкции осуществляется ударной волной от взрыва заряда взрывчатого вещества (ВВ) специально спроектированной и экспериментально подобранной формы, обеспечивающей требуемые пространственно-временные характеристики нагрузки. Энергетические параметры ВВ позволяют изменять амплитуды и длительности нагрузок в широких пределах и независимым образом. Помимо задания формы зарядного устройства изменение параметров нагрузки осуществляется надлежащим распределением пространственной плотности ВВ, способами и временной последовательностью его детонирования, а также подбором характеристик прокладки между испытываемой конструкцией и зарядом. Длительность импульса при газодинамическом методе может варьироваться в интервале  $10^{-6} \dots 10^{-3}$  с, импульс давления –  $0,5 \dots 5$  кПа·с. Возможности газодинамического метода оказываются достаточными для разработки на его основе набора устройств, воспроизводящих МДИ импульсов излучений в широком диапазоне длин волн и плотностей потоков [1]. Достоинствами газодинамического метода моделирования являются: возможность испытания относительно крупногабаритных элементов конструкций (линейные размеры порядка метра и более); широта диапазона варьирования пространственно-временным профилем импульса давления на нагружаемой поверхности; техническая простота реализации в полигонных условиях.

Однако метод имеет и ряд недостатков (неодновременность приложения нагрузки, невозможность создания импульса с  $I_p < 0.5$  кПа·с, трудности организации детонации по всей поверхности и т.д.), которые частично могут быть устранены использованием светочувствительного ВВ (СВВ) (для создания низкоимпульсных нагрузок применяется также электрический взрыв фольг [33], однако его реализация в полигонных условиях на больших площадях нагружения затруднительна). Лаборатория фирмы «Сандия» в Ливерморе (шт. Калифорния) проводит эксперименты на установке «Line» (Lite-Initiated High Explosive) с использованием СВВ [34, 35]. При подготовке эксперимента взрывчатое вещество наносится на поверхность испытываемого элемента конструкции тонким слоем путем аэрозольного напыления. Инициирование напыленного СВВ осуществляется по всей поверхности внешним световым импульсом. Специалисты лаборатории используют в проводимых экспериментах ВВ SASN (ацетелид – нитрат серебра  $Ag_2C_2 \times AgNO_3$ ), взрывное разложение которого происходит при нагревании до температуры  $180$  °С. В последние годы сотрудниками фирмы «Сандия» в целях повышения корректности моделирования исследовалась возможность изменения временной формы импульса давления, образующегося при взрыве СВВ SASN, прежде всего, путем увеличения пикового давления до нескольких килобар и уменьшения длительности фронта до 200-250 нс. Было установлено, что с этой целью необходимо повысить поток и плотность световой энергии, воздействующей на СВВ, до  $0,7 \dots 0,8$  Дж/см<sup>2</sup> и  $1170$  кВт/см<sup>2</sup>, соответственно.

При моделировании более длительных ( $\tau_n = 10^{-5} \dots 10^{-4}$  с) динамических нагрузок, характерных для воздействия излучения импульсных лазеров в режиме свободной генерации, широкое распространение получил метод ударных труб взрывного действия (УТВД) [1, 4, 12]. Трубы имеют профилированный по длине ствол, форма которого подбирается из соображений обеспечения необходимых для конкретного опыта параметров нагрузки. Под параметрами нагрузки здесь понимают максимальное давление на поверхности испытываемой конструкции, про-

пространственное распределение давления по области нагружения, а также изменение давления во времени. Варьирование параметров нагрузки осуществляется с помощью изменения мощности заряда ВВ, длины стволов и расстояния от нагружаемого элемента до среза УТВД. Размеры и форма среза ствола также могут изменяться в зависимости от требуемого распределения давления по поверхности объекта испытаний. В зависимости от массы заряда ВВ и формы УТВД длительность нагрузки составляет от 30 мкс до нескольких миллисекунд. Опыт экспериментальных исследований показывают, что УТВД является весьма гибким средством создания динамических нагрузок с заданными пространственно-временными характеристиками.

Таким образом, отсутствует универсальный метод моделирования МДИ на конструкции летательных аппаратов и необходим набор устройств, позволяющих технически просто и достаточно детально воспроизводить нестационарные нагрузки, характерные для воздействия импульсов излучения различных длин волн и плотностей потоков.

#### **4.2.2. Параметры механического действия излучений и требования к комплексу воспроизводящих его устройств**

Важным предварительным этапом разработки устройств, моделирующих механическое действие, является анализ физики взаимодействия излучения с веществом и на его основе формулировка требований к параметрам воспроизводимых на поверхностях конструкций ЛА нестационарных нагрузок. В зависимости от длины волны {энергии квантов) меняется механизм поглощения излучения в конденсированном веществе и парах преграды. В связи с этим удобно отдельно рассмотреть физику взаимодействия излучения с веществом в следующих диапазонах длин волн:

- $300 \text{ \AA} < \lambda < 10^5 \text{ \AA}$  ( $0,03 \text{ мкм} < \lambda < 10 \text{ мкм}$ ;  $0,124 \text{ эВ} < E_{\text{ph}} < 40 \text{ эВ}$ ) – излучение оптического диапазона;
- $10 \text{ \AA} < \lambda < 300 \text{ \AA}$  ( $0,04 \text{ кэВ} < E_{\text{ph}} < 1,24 \text{ кэВ}$ ) – ультрамягкое рентгеновское излучение (УМРИ);
- $1 \text{ \AA} < \lambda < 10 \text{ \AA}$  ( $1,24 \text{ кэВ} < E_{\text{ph}} < 12,4 \text{ кэВ}$ ) – мягкое рентгеновское излучение;
- $0,1 \text{ \AA} < \lambda < 1 \text{ \AA}$  ( $12,4 \text{ кэВ} < E_{\text{ph}} < 124 \text{ кэВ}$ ) – жесткое рентгеновское излучение.

Кроме длины волны физика взаимодействия во многом определяется длительностью воздействующего импульса излучения. Различным диапазонам длин волн могут быть сопоставлены наиболее мощные источники излучений с характерными длительностями генерации. Поэтому далее физические процессы при взаимодействии излучения с веществом для заданных длин волн будут рассматриваться только в определенном интервале изменения длительностей импульса. В свою очередь, при фиксированных длинах волн и длительностях импульса поверхностные плотности энергии или плотности потока излучения могут быть уже выбраны из условия достижения возникающими нестационарными нагрузками уровней, необходимых для повреждения элементов конструкции ЛА. Перечисленные параметры воздействующего импульса (длина волны, длительность и плотность потока) вместе со свойствами материала преграды и окружающей её среды, как правило, в первом приближении, оказываются достаточными для определения режима взаимодействия излучения с веществом.

**4.2.2.1. Действие излучения оптического диапазона.** Механическое действие излучения оптического диапазона исследовалось во многих работах [36-57]. Наиболее детально, экспериментально и теоретически, МДИ изучено в случае взаимодействия монохроматического излучения видимого и инфракрасного диапазонов спектра с преградой в воздухе [37, 38, 41, 43, 44, 46, 47], что обусловлено наличием в этих диапазонах мощных импульсных генераторов – лазеров. При этом в атмосфере изучаемый диапазон длин волн ограничен условием отсутствия прозрачности воздуха для лазерного излучения (ЛИ) с  $\lambda < 1860 \text{ \AA}$  (на самом деле подробно исследовался ещё более узкий диапазон  $4 \times 10^3 \text{ \AA} < \lambda < 10^5 \text{ \AA}$  с границей  $\lambda = 4000 \text{ \AA}$ , близкой к границе видимого света). В отсутствии воздушной среды, наоборот, практический интерес представляет действие вакуумного УФ с  $300 \text{ \AA} < \lambda < 1000 \text{ \AA}$ , вследствие его меньшей расходимости и большей механической эффективности. Поэтому далее физика взаимодействия с преградой для из-

лучения инфракрасного и видимого диапазонов спектра рассматривается в воздухе, а для УФ - в вакууме.

**$4 \times 10^3 \text{ \AA} < \lambda < 10^5 \text{ \AA}$ ,  $10 \text{ мкс} < \tau < 200 \text{ мкс}$  (режим свободной генерации),  $10 \text{ МВт/см}^2 < q < 500 \text{ МВт/см}^2$ , преграда в воздушной среде.** Для видимого и инфракрасного диапазонов спектра основным механизмом поглощения излучения в парах и воздухе (ЛИ оптического диапазона поглощается в тонком слое мишени, который испаряется, и основную роль начинают играть энергопровод и связанные с ним газодинамические процессы, развивающиеся именно в парах и воздухе) является обратное тормозное поглощение, обусловленное свободно-свободными переходами электронов в поле ионов и нейтральных атомов [58]. Развитие процесса поглощения по такому механизму затруднительно и возможно лишь при наличии хотя бы слабоионизированной лазерной плазмы (ЛП), поскольку образующиеся при начальном этапе воздействия низкотемпературные ( $T < 3000^\circ\text{C}$ ) пары практически прозрачны для падающего ЛИ. В соответствии с этим, вопросам построения моделей и определения условий плазмообразования (критической плотности потока, времени вспышки поглощения и т.д.) при лазерном воздействии (ЛВ) уделяется достаточно много внимания [37-39, 49-52]. Теоретические представления о развитии поглощающего слоя ЛП заключаются в следующем [48]. Испаряющееся вещество преграды, нагретое до нескольких тысяч градусов, предполагается слабоионизированным, чему способствует незначительный отрыв электронной температуры от ионной, электронная эмиссия с преграды и т.д. По мере увеличения (в результате испарения) толщины слоя паров возрастает доля поглощаемой им энергии ЛИ и в некоторый момент времени нагрев излучением сравнивается с охлаждением паров из-за расширения. Далее, вследствие сильного роста коэффициента поглощения с температурой происходит чрезвычайно быстрый разогрев паров и образование экранирующего преграду слоя ЛП ("вспышка" поглощения). Важным моментом построения моделей плазмообразования является выбор критерия, определяющего условие перехода от плавного роста толщины слоя паров к его быстрому разогреву и ионизации. Этот критерий по необходимости должен быть локальным, поскольку для возникновения экранировки достаточно зарождения ЛП в любой небольшой части паров. Наиболее соответствующем действительности оказывается локальный критерий достижения критического состояния паров [37], из которого, в частности, следует, что "вспышка" развивается в условиях, когда слой паров имеет оптическую толщину порядка 0,01...0,03 (в работах [38, 39] за критерий плазмообразования принимается условие равенства оптической толщины единице и в результате получаются уровни минимальных плотностей, при которых происходит "вспышка", намного превышающие экспериментальные значения). Дальнейшие исследования показали, что важное значение в плазмообразовании имеет наличие на поверхности испаряющейся преграды теплоизолированных дефектов, учёт которых позволяет обосновать эмпирическую зависимость времени вспышки  $t^*$  от средней плотности потока  $\bar{q}$

$$t^* \approx \frac{100}{\bar{q}^2},$$

где  $[\bar{q}] = \text{МВт/см}^2$ ,  $[t^*] = \text{мкс}$ , а также объяснить ряд ее особенностей (слабую зависимость от длины волны, плотности окружающей среды, свойств материала преграды).

Рассмотрим теперь газодинамические процессы, протекающие в образовавшейся ЛП, с учетом наличия окружающей воздушной среды. Оценки по приведенной эмпирической зависимости показывают, что при рассматриваемых длительностях воздействия и плотностях потока с  $\bar{q} \geq 10 \text{ МВт/см}^2$  основная часть импульса ЛИ поглощается в парах, полностью экранирующих преграду. При этом масса весьма мала, а интенсивность подвода к ней энергии велика, в результате образуется горячая плазма, поведение которой во многом определяется радиационными процессами [41-44, 59]. Тонкий слой высокотемпературных паров расширяется достаточно быстро (характерные скорости достигают величин  $\ll 10 \text{ км/с}$ ) по сравнению со временем

ЛВ (за время ЛВ плотность паров может изменяться в  $10^3$  раз) и можно говорить о "постепенном" подогреве разлетающейся плазмы излучением [40]. В этих условиях (время ЛВ много больше характерных времен процессов в ЛП) для исследования процессов взаимодействия оказываются полезными модели квазистационарных режимов, теория которых разработана достаточно детально [60]. Основой для построения квазистационарных режимов служит известное из теории горения [61] понятие о нестационарном двойном разрыве, состоящем из ударной волны и волны энерговыделения. В случае ЛВ волна, на которой выделяется энергия, является волной поглощения (ВП) излучения. Модель ВП строится на основе механизма, обеспечивающего её распространение. В соответствии с [52, 60], такими механизмами являются: теплопроводностный (режим медленного горения); радиационный (режим дозвуковой и сверхзвуковой ВП); газодинамический (светодетонационный режим).

Волны медленного горения, возникающие после образования ЛП в условиях малых размеров пятен облучения (быстрого падения плотности поглощающих паров из-за боковой нагрузки) и сравнительно низких плотностей потоков ЛИ, изучены достаточно полно [44, 60]. Скорости этих волн значительно меньше скорости звука ( $\sim 10$  м/с), давление в ЛП быстро падает до уровней близких к атмосферному. Воздух, граничащий с ЛП, первоначально подогревается от плазмы (за счет передачи тепла молекулярной и электронной теплопроводностью), а затем, когда становится достаточно горячим, в результате поглощения падающего ЛИ. Собственное излучение нагретой области газов носит объёмный характер, а его роль сводится лишь к увеличению энергопотерь в плазме. Из-за низких уровней давления режим медленного горения не представляет интереса с точки зрения его опасности для конструкций ЛА.

При повышении плотности потока ЛИ или ограничения бокового разлёта (увеличение размеров области облучения) доминирующим механизмом в распространении ВП по частицам газа становится тепловое излучение плазмы и режим медленного горения сменяется режимом дозвуковой радиационной волны (ДРВ) [41, 44, 53, 54] (дозвуковой по отношению к скорости звука в зоне энерговыделения; в этом режиме ДРВ и является волной поглощения). При установлении режима ДРВ в атмосфере нормальной плотности ВП сначала движется по парам мишени, затем перебрасывается в воздух и догоняет по ударно сжатому газу УВ, происходит распад разрыва и формирование единого квазистационарного комплекса из ВП и УВ. В зависимости от величины радиационной скорости "захвата" массы возможна реализация одного из двух режимов ДРВ - без и с волной разрежения после радиационной волны (соответственно, режим дефлаграции и режим критической дефлаграции). Режимы ДРВ в теоретическом плане исследованы довольно детально [6, 7], получены основные зависимости параметров ДРВ от характеристик ЛВ и свойств окружающей среды и условия выхода нестационарных режимов на стационарные режимы ДРВ. Следует отметить, что важную роль в распространении ДРВ играет, по-видимому, турбулизация её фронта, из-за которой увеличивается скорость "захвата" массы холодного воздуха и, следовательно, уменьшается температура плазмы. Однако вопросы, касающиеся механизмов возникновения турбулизации фронта, а также построения математических моделей распространения ВП с учетом турбулентного переноса, в настоящее время разработаны недостаточно.

В случае продолжительного времени ЛВ, больших размеров области облучения (или других условий, ограничивающих боковой разлёт ЛП) и высоких плотностей потоков ЛИ ( $\bar{q} = 50 \dots 150$  МВт/см<sup>2</sup> [8]) степень ионизации воздуха ударной волной оказывается достаточной для развития "вспышки" поглощения за ней и реализуется светодетонационный режим, при котором формируется газодинамический комплекс с зоной энерговыделения, имеющей ту же скорость, что и УВ. Область энерговыделения быстро удаляется вместе с УВ от преграды и механическая эффективность воздействия при световой детонации оказывается ниже, чем в режиме ДРВ (в квазистационарном случае давление на преграде вдвое меньше).

В условиях высоких плотностей потоков ( $\bar{q} > 150 \text{ МВт/см}^2$ ) оказывается возможной ситуация, при которой ВП распространяется со скоростью, превышающей скорость световой детонации [43, 55] (режим сверхдетонации или режим сверхзвуковой РВ (СРВ)). Излучение, выходящее из горячей области ЛП, уже без помощи УВ прогревает холодные слои воздуха до температур "вспышки" поглощения и ВП распространяется по неподвижному газу. В [43] проведен расчёт параметров СРВ, численно исследован процесс перехода от светодетонации и показана низкая механическая эффективность режима СРВ по сравнению с режимом СДВ.

Таким образом, из всех рассмотренных режимов ЛВ в воздухе только режимы ДРВ и, отчасти, СДВ могут представлять интерес при исследовании опасности разрушения элементов конструкции ЛА механическим действием излучения.

Импульс давления в центре области облучения  $I_p$  оценивается по формуле

$$I_p = \eta U \quad (4.1)$$

где  $U = \bar{q} \tau$  - плотность энергии ЛИ,  $\eta$  - механическая эффективность воздействия ( $[I_p] = \text{дин} \times \text{с} / \text{см}^2$ ,  $[\eta] = \text{дин} \times \text{с} / \text{Дж}$ ,  $[U] = \text{Дж} / \text{см}^2$ ). Для режима ДРВ можно приближенно принять, что

$$\eta = 16 \times \left( \frac{\rho(H)}{\rho_0} \right)^{1/3}, \quad (4.2)$$

а в случае светодетонационного режима

$$\eta = 8 \times \left( \frac{\rho(H)}{\rho_0} \right)^{1/3}, \quad (4.3)$$

где  $\rho(H)$ ,  $\rho_0$  - плотности окружающей воздушной среды в нормальных условиях и при ЛВ, соответственно.

Оценки, проведенные по соотношениям (4.1) -(4.3), и данные газодинамических расчётов показывают, что в случае ЛВ необходимо моделировать нестационарные нагрузки с  $0,1 \text{ кПа} \times \text{с} < I_p < 2 \text{ кПа} \times \text{с}$ . При этом длительности нагрузок в режимах ДРВ и СДВ близки к продолжительности ЛВ и составляют  $t_n = 50 \text{ мкс} \dots 300 \text{ мкс}$ . Рассмотрение более сложных режимов ЛВ (кумулятивных, с ттредимпульсом, импульсно - частотных и т.д.) приводит к необходимости располагать устройствами для создания механических воздействий с такими же по порядку величины импульсами и длительностями, но со сложными пространственно - временными распределениями.

**$300 \text{ \AA} < \lambda < 1000 \text{ \AA}$ ,  $0,1 \text{ мкс} < \tau < 10 \text{ мкс}$ ,  $0,1 \text{ ГВт/см}^2 < q < 10 \text{ ГВт/см}^2$ , преграда в вакууме.**

Доминирующим механизмом поглощения ультрафиолетового излучения в парах является фотоэффект, поскольку энергия квантов излучения этих длин волн, как правило, превышает первый потенциал ионизации атомов материалов преграды. Массовый коэффициент поглощения в этом случае достаточно велик ( $\sigma = 10^4 \dots 10^5 \text{ см}^2/\text{г}$ ) для того, чтобы небольшое количество испаренного вещества полностью экранировало мишень и реализовался режим нагрева и разлёта в вакуум газа постоянной массы [36, 56, 57]. Коэффициент механической эффективности в этом случае оценивается по формуле

$$\eta = 32 U^{-1/2} E_{ph}^{s/2} \quad (4.4)$$

где  $s$  - показатель степени в законе  $\sigma \sim E_{ph}^{-s}$  ( $s < 2$ ,  $[E_{ph}] = \text{эВ}$ ), и составляет величину порядка  $\eta \sim 3 \dots 5 \text{ дин} \times \text{с} / \text{Дж}$  ( $s \sim 0,4$ ). Следует отметить, что по мере разлёта и продолжающегося под действием излучения разогрева паров возможно развитие режима воздействия с просветлением ЛП, когда, начиная с некоторого момента времени, плазма становится прозрачной для падающего ЛИ в результате уменьшения числа электронов на поглощающих оболочках атомов и ионов из-за их ионизации при увеличении температуры. Резкое уменьшение коэффициента поглощения периферийных слоев ЛП приводит к поглощению излучения в более близкой к по-

верхности узкой области, где ионизация еще мала. Происходит разогрев этой области, ее ионизация и просветление, что в итоге вызывает распространение волны ионизации, движущейся по направлению к преграде.

Оценки по соотношениям (4.1), (4.4) и анализ результатов численных газодинамических расчётов показывают, что для моделирования механического действия ультрафиолетового излучения в вакууме необходимы устройства, создающие нагрузки длительностью  $\tau_n = 0,1..10$  мкс с импульсами давления  $I_p = 0,1$  кПа $\times$ с...3 кПа $\times$ с.

#### 4.2.2.2. Действие рентгеновского излучения

Расчет параметров механического действия РИ рассматривался в разделе 3 для различных энергий квантов излучения от ультрамягкого до жесткого спектра. Поэтому ограничимся лишь кратким обсуждением наиболее характерных режимов воздействия: мягкого РИ, имеющего планковский спектр с эффективной температурой порядка единиц кэВ; жесткого РИ с максимальной энергией квантов, не превышающей 80кэВ; ультрамягкого излучения.

Как уже отмечалось, важным обстоятельством, влияющим на механическое действие, является наличие воздушной среды между источником РИ и объектом воздействия, поскольку энергетические и временные характеристики импульса излучения после прохождения слоя воздуха могут существенно измениться. В то же время для мягкого РИ случай с воздушной средой не представляет интереса (уже незначительное количество воздуха поглощает практически все излучение) и далее не рассматривается.

Не менее существенным оказывается присутствие в поверхностных слоях корпусов ЛА химических элементов с большими атомными весами (тяжелыми элементами (ТЭ) будем считать химические элементы с  $Z \geq 60$ ), значительно увеличивающих массовый коэффициент поглощения РИ и, в результате, изменяющих всю физическую картину взаимодействия излучения с преградой.

**Мягкий планковский спектр,  $\tau = 0,01..0,1$  мкс, воздушная среда отсутствует.** Для мягкого РИ и элементов с атомными номерами  $Z > 6$  основную роль при взаимодействии фотонов с веществом преграды играет фотопоглощение и функция энерговыделения  $f(m)$ , необходимая для расчета МДИ, определяется по формуле (1.2).

При поглощении излучения мягкого спектра практически вся энергия выделяется в узком поверхностном слое толщиной менее 1 мм, который сублимирует и, разлетаясь, создаёт на преграде механический импульс. Возникновение лицевых отколов, существенно усложняющих расчёт импульса, маловероятно, поскольку им препятствует внешнее давление со стороны сублимированного материала. Ввиду большой концентрации энергии в поверхностном слое все его компоненты переходят в газообразное состояние, индивидуальность материалов в значительной степени теряется, и становятся несущественными их гетерогенные свойства. Поэтому механическое действие РИ обусловлено только импульсом от газообразной фазы  $I_{ps}$ , который может быть рассчитан по зависимости (1.6).

Оценки, проведенные по этой зависимости, а также анализ результатов газодинамических расчётов по численным методикам раздела 3 показывают, что для моделирования механического действия рассматриваемого мягкого РИ необходимо создавать на поверхностях испытываемых объектов нестационарные нагрузки длительностью  $\tau_n = 0,1..1$  мкс с импульсами давления, распределенными по закону  $\cos(\varphi) \theta(\cos(\varphi))$  ( $\varphi$ - угол между направлением излучения и внутренней нормалью к поверхности ЛА;  $\theta$ - тета - функция) и имеющими величину  $I_p = 0,1..2$  кПа $\times$ с.

**Жесткий спектр с  $E_{ph} \leq 80$  кэВ,  $\tau = 5 \times 10^{-3}..5 \times 10^{-2}$  мкс, воздушная среда отсутствует.** Взаимодействие жесткого РИ с веществом преграды определяется всеми тремя основными процессами: фотопоглощением, когерентным (релеевским) и некогерентным (комптоновским) рассеяниями. Как уже отмечалось, зависимость (1.2) может быть использована и для жесткого спектра с  $E_{ph} \leq 80$  кэВ, если средний атомный номер вещества преграды  $Z$  достаточно высок ( $Z > 25$ ) или если материал лёгкий ( $6 < Z < 25$ ), но массовая толщина распространения излучения

не превышает  $3,5 \text{ г/см}^2$ . При массовой толщине преграды более  $3,5 \text{ г/см}^2$  и  $Z < 25$  вычисление функции энерговыделения  $f(m)$  требует учёта накопления РИ в результате многократного рассеяния высокоэнергетичных квантов. Расчеты распространения и поглощения излучения в этом случае наиболее целесообразно проводить методом Монте-Карло или по инженерным методикам, представленным в разделах 2.3, 2.4.

Механическое действие жесткого РИ на конструкционные материалы, содержащие ТЭ, аналогично действию мягкого РИ, т.к. увеличение коэффициента поглощения обуславливает энерговыделение от высокоэнергетичных квантов в приповерхностном тонком слое.

Более сложным оказывается случай воздействия РИ на преграды, состоящие из химических элементов с небольшими  $Z$ . Внешнее давление уже не столь велико, чтобы предотвратить лавинные отколы и полный импульс давления  $I_p$  определяется как сумма испарительного и откольного импульсов, рассчитываемых по соотношениям (1.6)-(1.8). Следует отметить, что детальный расчет волн напряжений и отколов при воздействии РИ на материалы, включая и гетерогенные, может быть проведен только численно.

Анализ результатов расчетов по методикам, представленным в разделе 3 показывает, что для моделирования механического действия жесткого РИ на преграды, не содержащие ТЭ, необходимо изменить толщину конструкции, учитывая сублимированную и отколовшуюся части материала (важно для тонкостенных элементов ЛА), затем на новой поверхности создать нестационарные нагрузки длительностью  $0,5 \dots 5 \text{ мкс}$  с импульсами давления  $I_p = 0,2 \dots 5 \text{ кПа} \times \text{с}$ .

**Жесткий спектр с  $E_{ph} \leq 80 \text{ кэВ}$ , после прохождения воздушной среды,  $\tau = 1 \dots 10 \text{ мкс}$ .** При распространении в атмосфере и взаимодействии с воздухом РИ поглощается и рассеивается. В результате на конструкцию воздействует излучение с более жестким спектром и растянутым во времени импульсом, имеющим меньшую плотность энергии. При облучении таким импульсом РИ характерно отсутствие сублимации материала, а основным проявлением механического действия является образование отколов, вызванных волновыми процессами в конденсированной части практически мгновенно нагреваемого материала преграды.

Детальный расчет волн напряжений и отколов при воздействии жесткого РИ может быть проведен только численно. При этом описание поведения гетерогенного материала (в случае жесткого РИ учет гетерогенности необходим) осуществляется с помощью дискретных моделей (см. раздел 3.2.2.), представляющих вещество в виде совокупности элементарных ячеек (плоских, цилиндрических или сферических форм, в зависимости от структуры материала), в которых установление равновесного давления при поглощении энергии РИ происходит существенно быстрее, чем развитие макроскопического движения среды. Лишь при относительно невысоких уровнях энерговыделения в компонентах ГМ уравнение состояния линейризуется, и начальный профиль давления может быть рассчитан аналитически по соотношению (1.4).

Оценки, проведенные по этому соотношению, а также анализ результатов газодинамических расчётов по численным методикам раздела 3 показывают, что для моделирования механического действия рассматриваемого жесткого РИ после прохождения воздушной среды необходимо создавать на поверхностях испытываемых объектов нестационарные нагрузки с параметрами:  $\tau_n = 1 \dots 10 \text{ мкс}$ ,  $I_p = 0,02 \dots 1 \text{ кПа} \times \text{с}$ .

**Монохроматическое ультрамягкое РИ с  $0,04 \text{ кэВ} < E_{ph} < 1 \text{ кэВ}$  и  $\tau = 0,1 \dots 10 \text{ нс}$ .** Как было показано в разделе 2.1, наличие воздушной среды приводит к уменьшению длительности импульса ультрамягкого РИ в результате нелинейных эффектов неравновесного просветления разреженной неоднородной атмосферы (вплоть до  $0,01 \text{ нс}$ ). Поскольку энергия квантов  $0,04 \text{ кэВ} < E_{ph} < 1 \text{ кэВ}$  лежит между энергией фотонов излучения ультрафиолетовых лазеров и энергией квантов РИ мощного взрыва, то и по своей физической картине взаимодействие УМ-РИ с веществом имеет много общего с этими двумя видами излучений. Однако существенно большая интенсивность энергоподвода к веществу из-за меньшей расходимости (по сравнению с УФИ), малой длительности (по сравнению с УФИ-лазеров и мягким РИ мощного взрыва), большей мощности источника накачки (по сравнению с УФИ) и более высокого коэффициента

поглощения (по сравнению с РИ) обуславливает ряд принципиальных особенностей во взаимодействии УМРИ с преградой, рассмотренных в разделах 1.2.3 и 3.1.

Для оценок механической эффективности действия УМРИ, пренебрегая собственным излучением плазмы, затратами энергии на сублимацию, неравномерностью внешних слоев и т.д., можно воспользоваться формулой [1, 62] ( $[\eta]=\text{дин}\times\text{с}/\text{Дж}$ ,  $[Q_s]=\text{кДж}/\text{г}$ ):

$$\eta = \frac{80}{\sqrt{Q_s}} \left[ \frac{2 \ln \gamma}{\gamma} \left( 1 - \frac{1}{\gamma} - \frac{\ln \gamma}{\gamma} \right) \right]^{1/2}, \quad (4.5)$$

где  $\gamma = \sigma_f U / Q_s$  - безразмерный параметр, характеризующий превышение максимальной поглощенной энергии над энергией сублимации (см. раздел 1.2.3; в случае механического действия УМРИ  $\gamma \gg 1$ ). В соотношении (4.5) "максимально" учтены влияния просветления и неравномерности плазмы на закон энерговыделения, поскольку считается, что после перехода в газообразное состояние распределение энергии постоянно по массовой координате.

Данные расчётов по численной методике раздела 3.1 и оценок по соотношению (4.5) указывают на необходимость разработки моделирующих устройств, создающих нагрузки длительностью  $\tau_n = 0,01 \dots 0,1 \text{ мкс}$  с импульсами давления  $I_p = 0,1 \dots 5 \text{ кПа}\times\text{с}$ .

**Таблица 4.4. Требования к устройствам, моделирующим МДИ**

Тип излучения	Параметры излучения				Условия воздействия	Хар-ки нагрузки		№ режима
	$\lambda, \text{ \AA}$	$\tau, \text{ с}$	$q, \text{ МВт}/\text{см}^2$	$U, \text{ кДж}/\text{см}^2$		$\tau_n, \text{ с}$	$I_p, \text{ кПа}\times\text{с}$	
Видимое и ИК излучения	$4 \times 10^3 \dots 10^5$	$10^{-5} \dots 2 \times 10^{-4}$	$10 \dots 500$	$1 \dots 10$	в воздухе	$5 \times 10^{-5} \dots 3 \times 10^{-4}$	$0,1 \dots 2$	1
УФИ	$3 \times 10^3 \dots 10^4$	$10^{-7} \dots 10^{-5}$	$10^2 \dots 10^4$	$1 \dots 10$	в вакууме	$10^{-7} \dots 10^{-5}$	$0,1 \dots 3$	2
Ультрамягкое РИ (УМРИ)	$10 \dots 300$	$10^{-10} \dots 10^{-8}$	$10^2 \dots 10^7$	$1 \dots 10$	в вакууме	$10^{-8} \dots 10^{-6}$	$0,1 \dots 5$	3
	$100 \dots 300$	$10^{-11} \dots 10^{-8}$	$10^2 \dots 10^7$	$0,1 \dots 1$	после прохождения возд. среды.	$10^{-8} \dots 10^{-6}$	$0,05 \dots 0,5$	4
Мягкое РИ	$0,6 \dots 10$	$10^{-8} \dots 10^{-7}$	$10^3 \dots 5 \times 10^5$	$0,1 \dots 5$	в вакууме	$5 \times 10^{-7} \dots 5 \times 10^{-6}$	$0,07 \dots 3$	5
Жёсткое РИ	$0,15 \dots 10$	$5 \times 10^{-9} \dots 5 \times 10^{-8}$	$2 \times 10^3 \dots 10^6$	$0,1 \dots 5$	в вакууме	$5 \times 10^{-9} \dots 5 \times 10^{-8}$	$0,05 \dots 4$	6
					в вакууме преграда с ТЭ	$5 \times 10^{-7} \dots 5 \times 10^{-6}$	$0,1 \dots 5$	7
	$0,15 \dots 10$	$10^{-6} \dots 10^{-5}$	$10 \dots 10^3$	$0,3 \dots 1$	после прохождения возд. среды	$10^{-6} \dots 10^{-5}$	$0,02 \dots 1$	8

Проведенный анализ результатов расчетов параметров МДИ при различных диапазонах изменения энергий квантов, поверхностных плотностей энергий, свойств материалов преграды и окружающей ее воздушной среды позволяет сформулировать требования к характеристикам нестационарных нагрузок, которые необходимо воспроизводить [1]. Эти требования представлены в таблице 4.4 вместе с параметрами излучений гипотетических источников. Параметры получены следующим образом. Рассматриваются диапазоны энергий квантов, для которых в настоящее время имеется прогресс в создании достаточно мощных генераторов излучения. У этих генераторов имеются характерные длительности импульсов. Затем, исходя из физики взаимодействия для уже найденных энергий квантов и длительностей импульсов, определяются плотности и потоки энергий на поверхности конструкций, необходимые для создания МДИ повреждающих тонкостенные несущие конструкции ЛА. Отметим, что в некоторых случаях описанная процедура приводит к потокам и плотностям энергий на порядок и более отличающимся

от реализуемых реальными источниками в настоящее время. Из таблицы следует, что необходимо воспроизводить нагрузки с параметрами  $\tau = 0,01 \dots 300 \text{ мкс}$  и  $I_p = 0,02 \dots 5 \text{ кПа} \cdot \text{с}$ .

Очевидно, что создание одного универсального устройства при столь разнообразных требованиях к характеристикам нагрузок не представляется возможным. Поэтому необходима разработка комплекса устройств, каждое из которых наиболее корректно воспроизводит МДИ одного из представляющих практический интерес режимов воздействия. Далее предлагается один из возможных набор таких устройств (в качестве альтернативных вариантов комплекса могут рассматриваться наборы, в которых часть устройств взята, например, из работ, ссылки на которые есть в [12]), позволяющий практически полностью удовлетворить требованиям таблицы 4.4.

#### 4.2.3. Измерение характеристик нагрузок

Основными исходными данными при проектировании взрывных устройств являются: геометрия нагружаемого участка, временной профиль нагрузки и распределение импульса давления по поверхности испытываемой конструкции. В результате отработки заряда должны быть получены его энергетические и массогабаритные параметры. С целью их определения первоначально по заданным ха-

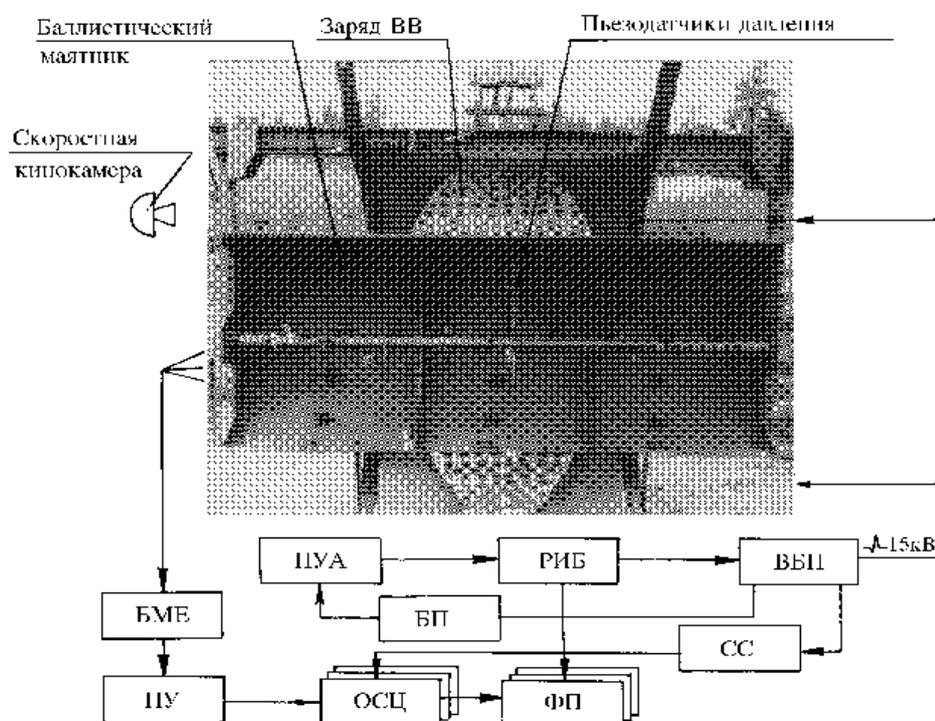


Рис.4.2. Измерительный комплекс

Для отработки взрывных устройств создан измерительный комплекс, позволяющий определять следующие характеристики:

- импульс силы, действующий на конструкцию;
- распределение импульса давления по поверхности конструкции;
- временной закон изменения давления;
- параметры газодинамического течения продуктов взрыва.

Измерительный комплекс в себя включает (см. рис. 4.2):

– систему автоматики подрыва, состоящую из пульта управления аппаратурой (ПУА), релейно-исполнительного блока (РИБ), высоковольтного блока подрыва (ВБП), схемы синхронизации (СС) запуска осциллографов и блока питания.

– согласующие устройства, содержащие предусилители сигналов (ПУ) и блок масштабных емкостей (БМЕ);

рительно по заданным характеристикам нагрузки оценивается примерный облик заряда (для каждого устройства далее рассматриваются расчётные методы оценки характеристик генерируемой нагрузки, что существенно сокращает затраты на их проектирование). Окончательные параметры взрывного устройства уточняются при его экспериментальной отработке на измерительном комплексе и в дальнейшем при проведении испытаний конструкции ЛА не изменяются.

- регистрирующую аппаратуру, состоящую из осциллографов (ОСЦ) с фотоприставками (ФП);
- пьезоэлектрические датчики давления;
- баллистический маятник;
- скоростные кинокамеры.

Давление измеряется с помощью пьезодатчиков давления типа ДД – 10 [63]. Тарировка пьезодатчиков проводится при нагружении их ударной волной от взрыва сферического заряда ВВ с известной энергией взрывчатого превращения.

Импульс силы, действующий на конструкцию, определяется по углу отклонения баллистического маятника  $\alpha$ :

$$I_F = 2(G_M + G_R) \cdot \sqrt{\frac{L}{g}} \cdot \sin(\alpha / 2).$$

где  $\alpha$  – угол отклонения маятника;  $G_M$  – вес мишени;  $G_R$  – приведенный вес подвески;  $L$  – длина подвески.

Существенной особенностью баллистического маятника является сменная мишень в виде полого тела вращения с изменяемой геометрией, позволяющей делать его размеры равными размерам испытываемой конструкции.

#### 4.2.4. Воспроизведение импульсных нагрузок

Рассмотрим конкретные устройства, реализующие газодинамический метод генерации импульсных нагрузок [1, 4 – 7, 9]. Для воспроизведения механического действия РИ наиболее часто используется **контактный секторный заряд (КСЗ)**, создающий нагрузки микросекундной длительности. Заряд выполняется из листового ВВ, разбитого для исключения «ножевого эффекта» (эффект возникает при взаимодействии ударных волн, приходящих от различных точек инициирования заряда) на небольшие участки – сектора (с зазором между соседними участками  $\sim 0,5$  мм), и размещается непосредственно на самой преграде или на слое пористого материала (демпфера), скрепленном с преградой. Соединение демпфера, ВВ и преграды осуществляется путем их склеивания. Каждый участок заряда инициируется в одной точке полоской ВВ минимально возможной для устойчивой детонации ширины ( $\sim 0,5$  см), что практически исключает локальное действие взрывчатого вещества в местах склейки заряда и полоски. Полоски одинаковой длины собираются с одной стороны в пучок и инициируются быстродействующим детонатором типа ЭД-202. Детонатор отнесен от поверхности нагружения и не создает дополнительной неучитываемой при проектировании заряда нагрузки на испытываемом элементе РКТ. Многоточечное инициирование обеспечивает одновременность приложения воздействия. Параметры импульсной нагрузки, создаваемой КСЗ, зависят от свойств ВВ (плотности и скорости детонации  $D_{ВВ}$ ) и жесткости преграды. Изменение давления во времени  $P(t)$  и импульс давления наиболее просто оцениваются в случае абсолютно жесткой стенки [64]:

$$P(t) = \left(\frac{64}{27}\right) \cdot P_H \cdot \left(\frac{\delta_{ВВ}}{D_{ВВ} \cdot t}\right)^3, \quad (4.6)$$

$$I_p = \int_{\delta_{ВВ}/D_{ВВ}}^{\infty} P(t) dt = \frac{32}{27} \cdot P_H \cdot \frac{\delta_{ВВ}}{D_{ВВ}} = \frac{8}{27} \rho_{ВВ} D_{ВВ} \delta_{ВВ}, \quad (4.7)$$

где  $P_H = \rho_{ВВ} D_{ВВ}^2 / 4$  – давление в точке Чепмена-Жуге;  $\delta$  – толщина ВВ.

Продолжительность действия нагрузки, как это следует из (4.6), порядка времени выхода волны разрежения на внешнюю поверхность

$$\tau \approx 2 \delta_{ВВ} / D_{ВВ} \quad (4.8)$$

и составляет при минимальной толщине ВВ  $\delta_{ВВ} \approx 0,35$  мм (для ЭВВ-8Т)  $\tau_H \approx 2 \times 0,35$  мм/0,74 мм/мкс  $\sim 1$  мкс. При экспериментальных исследованиях свойств ВВ также полагают, что в соответствии с (4.7) справедлива линейная зависимость между  $I_p$  и  $\delta_{ВВ}$

$$I_p = a + b \delta_{ВВ}, \quad (4.9)$$

где  $a$  и  $b$  – константы, зависящие от типа взрывчатого вещества и определяемые из опытных данных по измерению с помощью маятникового устройства (см. разд. 4.2.3) импульса силы, получаемого пластиной от ВВ (см. табл. 4.5). Сравнение зависимости (4.7) с экспериментальными данными для ЭВВ – 8Т показано на рис 4.3.

Разрешая соотношение (4.9) относительно  $\delta_{ВВ}$ , можно по заданному распределению импульса определить требующееся для его создания распределение толщины ВВ в КСЗ. На практике при конструировании заряда непрерывное распределение  $\delta_{ВВ}$  заменяют ступенчатым, подбирая листы ВВ соответствующих размеров или перфорируя их.

Таблица 4.5. Значения  $a$  и  $b$  для используемых на практике ВВ

Константы	марка ВВ				
	П-84	ТИБ-88	ПВВ-15А	Т-82	ЭВВ-8Т
$a$ , кПа с	0	0,16	0,040	0,12	0,050
$b$ , кПа с/мм	3,10	3,11	3,19	2,98	2,20

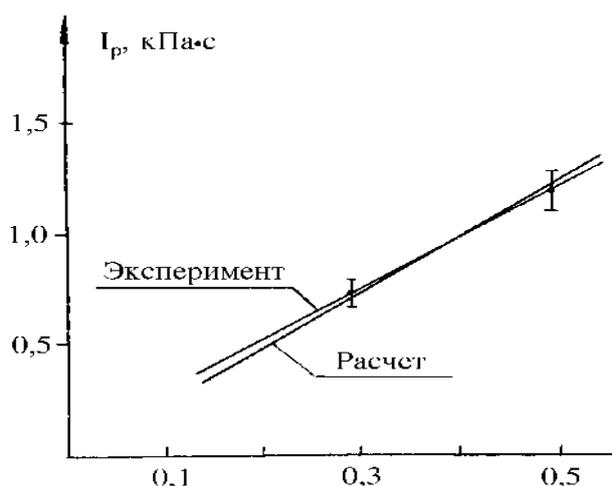


Рис. 4.3. Зависимость импульса давления от толщины ЭВВ-8Т

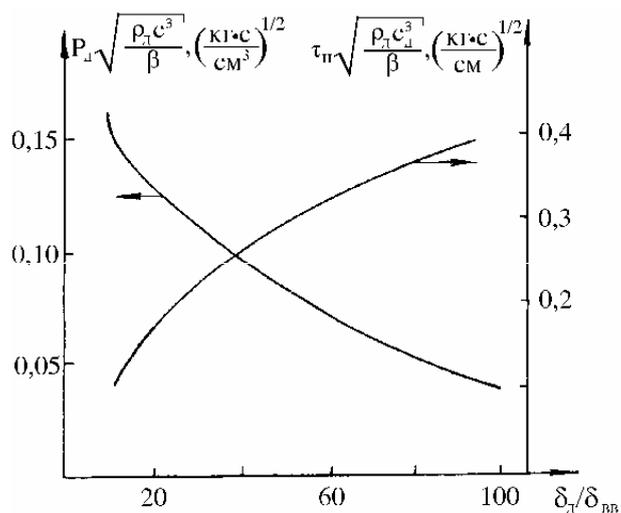


Рис. 4.4. Изменение параметров нагрузки в зависимости от толщины демпфера (пористой резины).

В случае размещения между поверхностью испытываемой конструкции и зарядом ВВ демпфера волна давления в нём растягивается. При этом часть энергии взрыва расходуется на необратимое сжатие и частичное разрушение демпфера. В результате уменьшается пик давления и увеличивается длительность воздействующего на поверхность механического импульса. Параметры нагрузки после прохождения слоя пористого материала можно оценить по соотношениям [65]:

$$P = \sqrt{\frac{I_p \cdot \rho_d \cdot c_d}{\beta_d \cdot \delta_d}}, \quad \tau_H = \frac{2 \cdot I_p}{P},$$

где  $P$ ,  $\tau_H$  – давление и длительность нагрузки на поверхности конструкции;  $\delta_d$ ,  $\rho_d$ ,  $c_d$ ,  $\beta_d$  – толщина, плотность, скорость звука материала демпфера; тангенс угла наклона линейной зависимости скорости фронта ударной волны от массовой скорости за фронтом.

Сравнение расчётных и экспериментальных данных по параметрам нагрузок от КЗС с пористой резиной в качестве демпфера показано на рис. 4.4, из которого, в частности, следует, что при  $\rho_d = 0,7 \text{ г/см}^3$  и  $\delta_d = 10 \text{ мм}$  обеспечивается увеличение длительности нагрузки до 10 мкс.

Воспроизводимые КЗС нагрузки по своим параметрам соответствуют механическому действию мягкого РИ. Кроме того, КЗС может применяться для моделирования нагрузок от излучения РКГ с энергией квантов порядка 1 кэВ при облучении легких материалов ( $Z \leq 15$ ), так как в этом случае толщина поглощения ультрамягкого РИ доли миллиметров и длительность нагрузки составляет  $\tau_H = 0,1 \dots 1 \text{ мкс}$ . В тех же случаях, когда испытываются достаточно толстые конструкции ( $\delta \geq 5 \text{ мм}$ ), частично снимаются и эти ограничения (по прохождению нескольких миллиметров ультракороткие импульсы затухают, а их длительности возрастают до долей микросекунды, в результате характеристики тыльных разрушений от мягкого и ультрамягкого РИ должны быть близки). Необходимо отметить большие возможности КЗС по варьированию пространственным распределением импульса давления, что особенно важно для воспроизведения механического действия в условиях экранирования части излучения элементами конструкции. В качестве примера на рис. 4.5. приведен вид конкретного заряда, позволяющего создавать две кольцевых волны импульсной нагрузки.

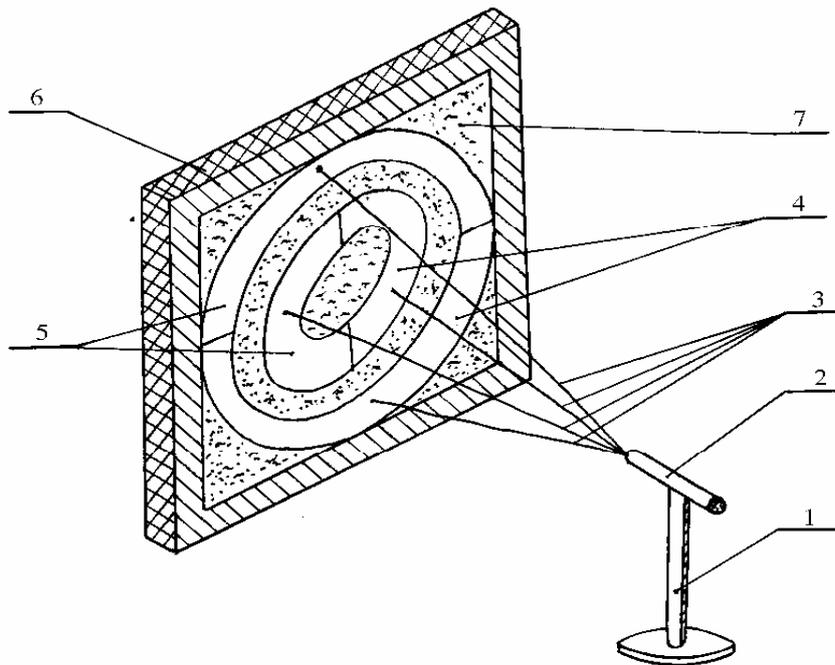


Рис.4.5. Вид КСЗ для создания кольцевых волн (1 – подставка; 2 – детонатор; 3 – инициирующие полоски; 4,5 – кольцевые секторные части заряда; 6 – преграда; 7 – слой пористой резины).

Для генерации меньших (почти на порядок) по сравнению с КЗС длительностей нагрузки и получения низких импульсов давления был разработан **контактный светодетонирующий заряд (КСДЗ)**, представляющий собой инициируемое излучением плёночное покрытие светочувствительного взрывчатого вещества (СВВ). Изготовление КСДЗ производится в три этапа: синтеза СВВ (гидрозинотетразолртути – 2 перехлората; кристаллического вещества белого цвета с плотностью  $3,45 \text{ г/см}^3$ , температурой вспышки  $186^\circ\text{C}$  и чувствительностью к удару на копре Велера 88/125 мм); создания суспензии СВВ в растворе лака (ПМВТ-3М); нанесения путём напыле-

ния суспензии на поверхность испытываемой конструкции.

Для определения параметров нагрузок от КСДЗ были проведены экспериментальные исследования. Плоские образцы заряда (алюминиевые фольги  $20 \times 20 \text{ мм}$  с покрытием из СВВ) крепились к баллистическому маятнику и осуществлялось инициирование СВВ лазерным излучением. Устойчивая детонация наблюдалась во всех воздействиях, когда поверхностная плотность падающей энергии превышала  $5 \times 10^{-3} \text{ Дж/см}^2$ . Массовая толщина плёночного покрытия изменялась в диапазоне  $\rho_{\text{ВВ}} \delta_{\text{ВВ}} = 20 \dots 100 \text{ мг/см}^2$ . Обработка полученных экспериментальных данных по методу наименьших квадратов позволяет построить для рассматриваемого СВВ следующую зависимость импульса давления от толщины плёнки ( $[\rho_{\text{ВВ}} \delta_{\text{ВВ}}] = \text{г/см}^2$ ,  $[I_p] = \text{кПа} \times \text{с}$ )

$$I_p = 18 \times \rho_{\text{ВВ}} \delta_{\text{ВВ}} - 0,31, \quad (4.10)$$

из которой следует, что лазерным инициированием СВВ можно получить импульсы давления  $I_p = 0,05 \dots 2$  кПа $\times$ с. Согласно (4.8), длительность нагрузки при этом составляет  $\tau_n = 0,2 \dots 1$  мкс.

Аномально высокая чувствительность СВВ к воздействию излучения дает возможность осуществлять испытания натуральных конструкций в полигонных условиях, используя компактные низкоэнергетичные лазерные установки или импульсные лампы для инициирования КСДЗ. Так, например, с помощью лазера, имеющего выходную энергию 50 Дж, можно инициировать одновременно детонацию СВВ на площади, превышающей 0,5 м<sup>2</sup>. Применительно к моделированию механического действия ультрамягкого РИ КСДЗ обладает, по крайней мере, двумя преимуществами по сравнению с КСЗ: меньшей длительностью нагрузки и возможностью создавать низкие уровни импульсов давления. Это позволяет использовать КСДЗ при испытаниях на нагрузки от излучения тонкостенных конструкций ( $\delta \leq 1$  мм). Кроме того, КСДЗ целесообразно применять и при исследованиях стойкости элементов РКТ к импульсу давления от мягкого РИ. Однако КСДЗ несравненно более дорог, а также менее удобен и безопасен, чем КСЗ. Поэтому для генерации нагрузок микросекундного диапазона с  $I_p \geq 0,5$  кПа $\times$ с, как правило, используется КСЗ [3].

#### 4.2.5. Воспроизведение динамических нагрузок

**Эквидистантно-поверхностный заряд (ЭПЗ).** Для создания динамических нагрузок на втором этапе испытаний натуральных конструкций на прочность к механическому действию РИ целесообразно и удобно использовать эквидистантно-поверхностный заряд [1, 3 – 7], который представляет собой эластичное листовое ВВ, размещенное на инертной подложке, отнесенной

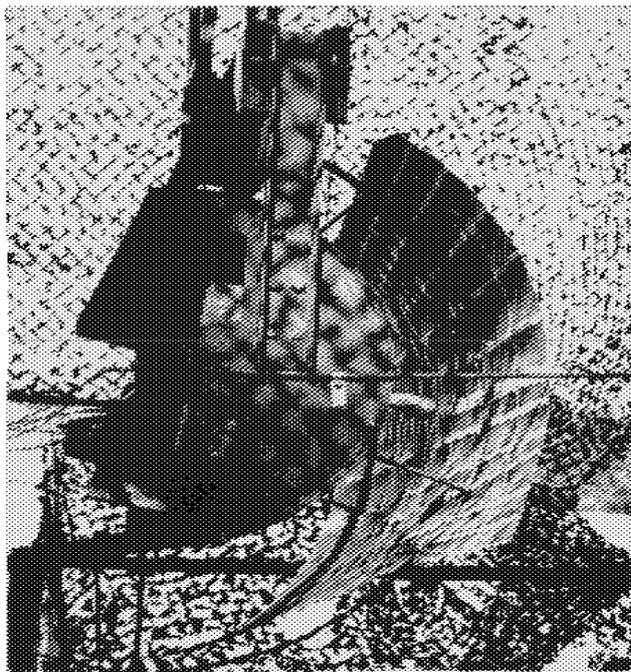


Рис. 4.6. Эквидистантно-поверхностный заряд.

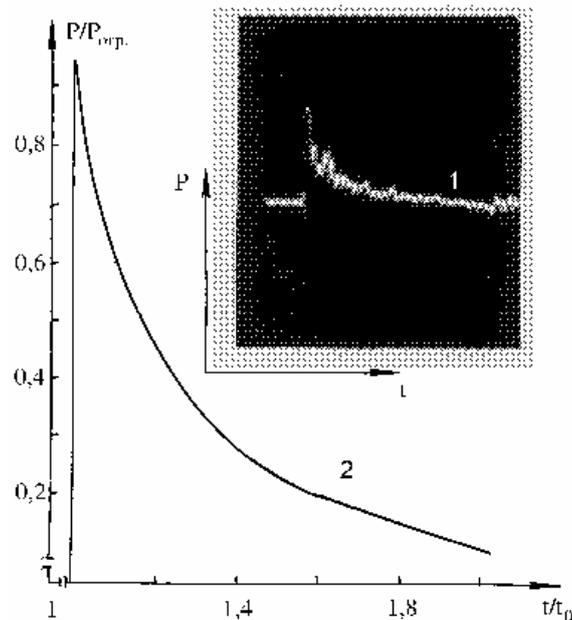


Рис. 4.7. Изменение давления на преграде (1 – осциллограмма; 2 – расчёт).

на заданное расстояние от объекта и образующее эквидистантную поверхность к нагружаемому участку (рис. 4.6). Одновременность подрыва ВВ достигают многоточечным инициированием от одного детонатора с помощью лент одинаковой длины из листового ВВ (аналогично организации инициирования КСЗ).

Предварительный расчёт заряда проводится на ЭВМ [1, 5, 6]. Относительное распределение ВВ по ЭПЗ, соответствующее заданному пространственному распределению давления, определяется по изобарам на нагружаемой поверхности, которые проектируются на эквидистантную подложку с последующим ее развёртыванием в плоскость. Затем по заданному максимальному

давлению на преграде  $P_{отр}$  (давлению в отражённой волне) и давлению окружающего воздуха  $P_o$  из уравнения ( $\chi$  – постоянная адиабаты)

$$\frac{P_{омп}}{P_o} = 2 \cdot \left( \frac{P_{II}}{P_o} - 1 \right) + \frac{(P_{II} / P_o - 1)^2}{(\chi - 1 / \chi + 1) \cdot (P_{II} / P_o) + 1} \quad (4.11)$$

находится давление в падающей ударной волне  $P_{II}$ . Абсолютное значение толщины листа ВВ в центральной части заряда при известном уровне давления в падающей волне  $P_{II}$  рассчитывается по формуле

$$\delta = 2,9 \cdot \frac{P_{II}}{\psi \cdot w \cdot \rho_{ВВ}} d,$$

где  $\psi$  – энергетическая способность ВВ;  $d$  – расстояние от заряда до нагружаемой поверхности;  $w$  – коэффициент, учитывающий кумуляцию волны давления (приблизительно равен отношению площадей заряда и нагружаемого участка). С удалением от центра заряда толщина листа ВВ, наклеиваемого между проекциями изобар, ступенчато уменьшается пропорционально относительному изменению амплитуды давления. Ослабление ударной волны из-за бокового растекания при проектировании заряда не учитывается, поскольку, как правило, размеры ЭПЗ в несколько раз превышают расстояние до нагружаемой поверхности.

Зависимость давления от времени в центральной части преграды и её окрестности описывается соотношением [66]

$$P(t) = P_{омп} \left( \frac{\xi(d / D_{ув})}{t + \xi(d / D_{ув})} \right)^\chi, \quad (4.12)$$

где  $\xi = 0,18$ ;  $D_{ув}$  – скорость фронта УВ;  $t$  – время, отсчитываемое от момента прихода волны к преграде. Сравнение расчётной и экспериментальной функции  $P(t/t_o)$  представлено на рис. 4.7 При экспериментальной обработке ЭПЗ, изготовленного из ЭВВ-8Т толщиной 0,3 мм, получены необходимые для проектирования заряда зависимости длительности нагружения  $\tau_H$  и давления на преграде  $P_{отр}$  от расстояния до поверхности испытываемой конструкции (см. рис.4.8). Результаты измерений пространственного распределения давления по поверхности преграды представлены на рис. 4.9.

Таким образом, как показывают проведенные исследования, ЭПЗ позволяет создавать нагрузки длительностью  $\tau_H = 10...200$  мкс с импульсами давления  $I_p = 0,3...3$  кПа с. Такие нагрузки по своим параметрам характерны для механического действия излучения оптического диапазона в воздухе [1]. Применительно к действию РИ ЭПЗ может использоваться (при малых расстояниях до нагружаемой поверхности  $d \leq 10$  см – для обеспечения выполнения условия  $\tau_H < T/4$ ) для испытаний на стойкость конструкций ЛА к импульсным нагрузкам от всех рассматриваемых видов рентгеновского излучения, если исследуется только оболочечная стадия деформирования и разрушения тонкостенных конструкций.

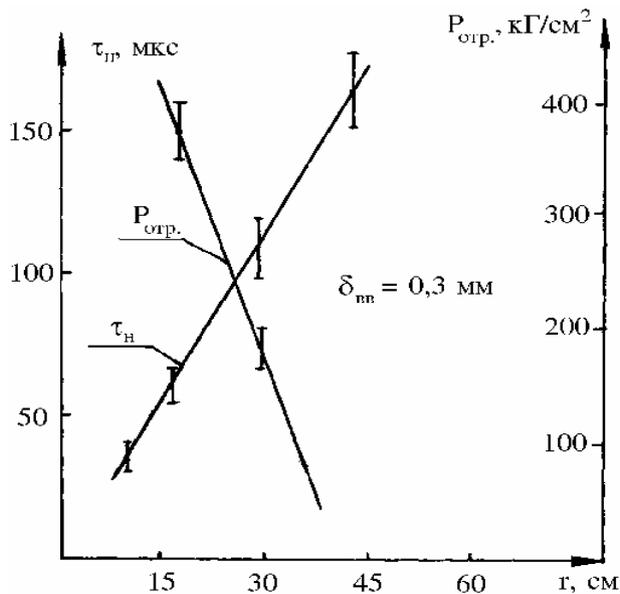


Рис. 4.8. Параметры нагрузки от ЭПЗ

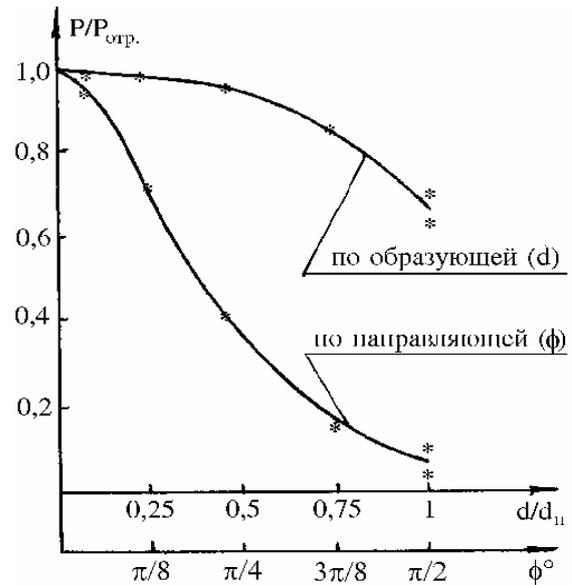


Рис. 4.9. Пространственное распределение давления на преграде

**Объемно-распределенный заряд (ОРЗ).** Для создания динамических нагрузок длительностью более 100 мкс был разработан ОРЗ, изготавливаемый из полосок низкоэнергетического ВВ типа НИЛ (см. рис. 4.10). Подрыв заряда осуществляется со стороны торца более близкого к нагружаемой поверхности. Для надежного инициирования 3-4 полоски собираются в пучок, в который вставляется электродетонатор. С целью исключения местного воздействия продуктов взрыва и получения выровненного фронта давления полоски ОРЗ располагаются таким образом, чтобы расстояние между ними было в несколько раз меньше расстояния до преграды.

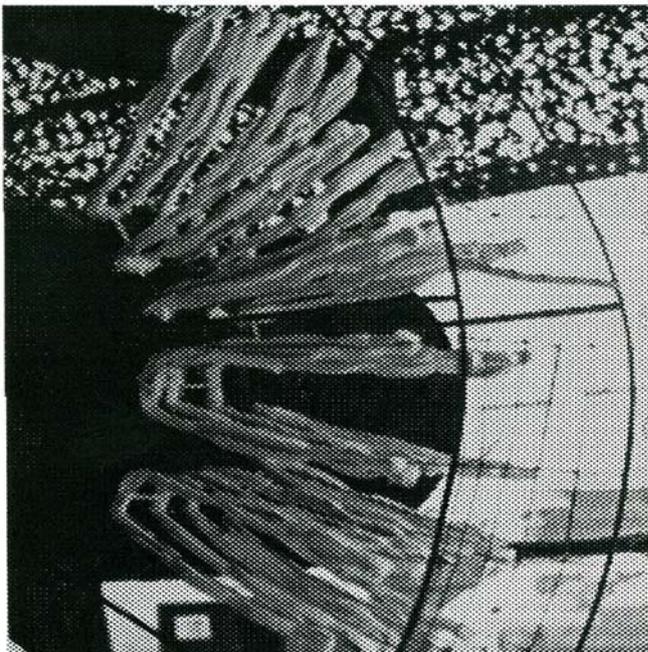


Рис. 4.10. Объемно-распределенный заряд

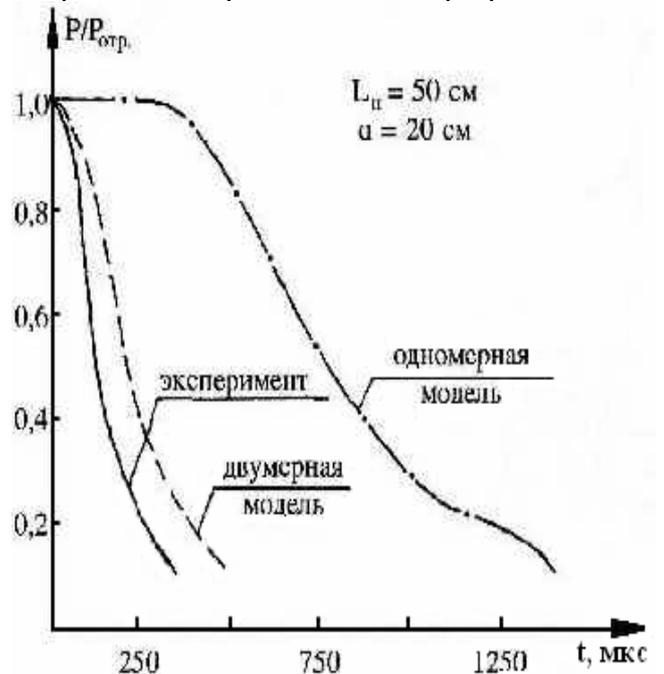


Рис. 4.11. Изменение давления на преграде

Взрывчатое вещество типа НИЛ представляет собой листы поролона (толщиной 5...10мм), пропитанные специальным раствором, содержащим гексаген. Основными преимуществами этого ВВ являются малая скорость детонации и низкие энергетические характеристики (изменением объемного содержания гексагена от 0,1 г/см<sup>3</sup> до 1г/см<sup>3</sup> варьируются энергетические характеристики ВВ и скорость детонации  $D_{ВВ}=0, \dots .6\text{км/с}$ ). Поэтому ОРЗ из ВВ

НИЛ расширяет диапазон генерируемых нагрузок в сторону низких давлений ( $P_{от}$  менее 10 МПа) при одновременном сохранении точности воспроизведения и увеличении числа моделируемых временных профилей.

Проектирование ОРЗ и определение пространственно - временных характеристик создаваемых им нагрузок проводится с помощью одномерных и двумерных численных методик расчёта газодинамического течения при заданном объёмном энерговыделении. Предполагается, что ОРЗ расположен в цилиндрическом объёме, по которому равномерно распределено ВВ.

При экспериментальной отработке заряда длина полосок  $L_{п}$  изменялась от 20см до 60см, а расстояние до нагружаемой поверхности  $d$  от 10 до 30 см. В качестве основной характеристики ОРЗ принималась средняя плотность ВВ  $\rho_{ВВ} = m_{ВВ}/V_3$  ( $m_{ВВ}$  - масса ВВ,  $V_3$  - объём заряда), которая варьировалась в пределах  $(0,5... 1,5) \times 10^{-2}$  г/см<sup>3</sup>). Результаты сравнения экспериментальных данных с расчётными, представленные на рис. 4.11, 4.12, показывают, что при определении зависимости  $P=P(t)$  необходим учёт двумерности газодинамического течения, формирующегося в результате детонации ОРЗ. За счёт изменения количества ВВ в сечениях заряда возможно частично компенсировать приходящую с его границ волну разгрузки и увеличить длительность нагружения преграды. Типичные осциллограммы давления от ОРЗ на плоской мишени в случае с постоянным (а) и переменным (б) законами энерговыделения по длине заряда приведены на рис. 4.13.

Проведенные экспериментальные исследования характеристик ОРЗ показали, что длительность нагружения в основном определяется расстоянием до преграды, длиной и формой полос, а амплитуда давления - средней объёмной плотностью заряда. Используя ОРЗ, возможно воспроизвести нагрузки длительностью  $\tau_{н} = 100...500$ мкс с импульсами давлений  $I_p = 0,01...2$ кПа·с.

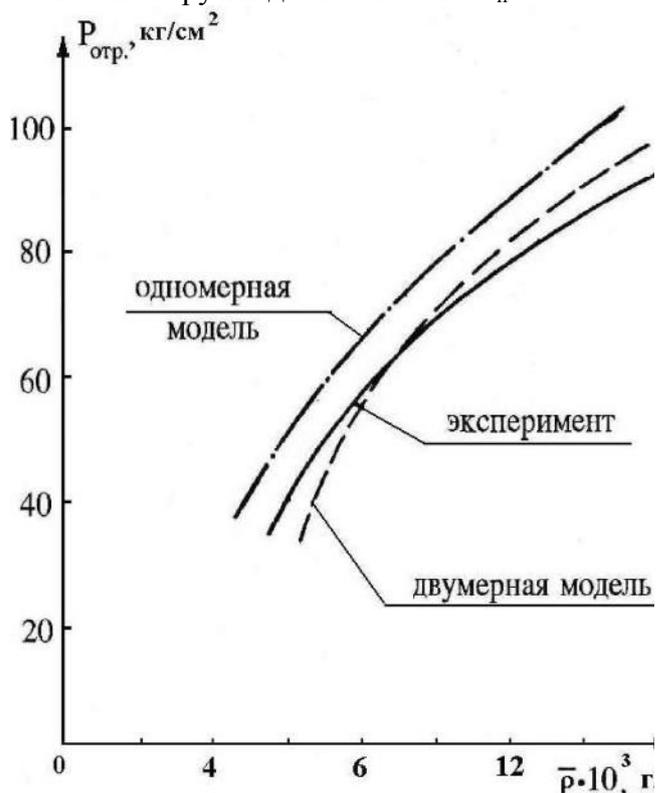


Рис. 4.12. Зависимость давления от средней плотности ВВ

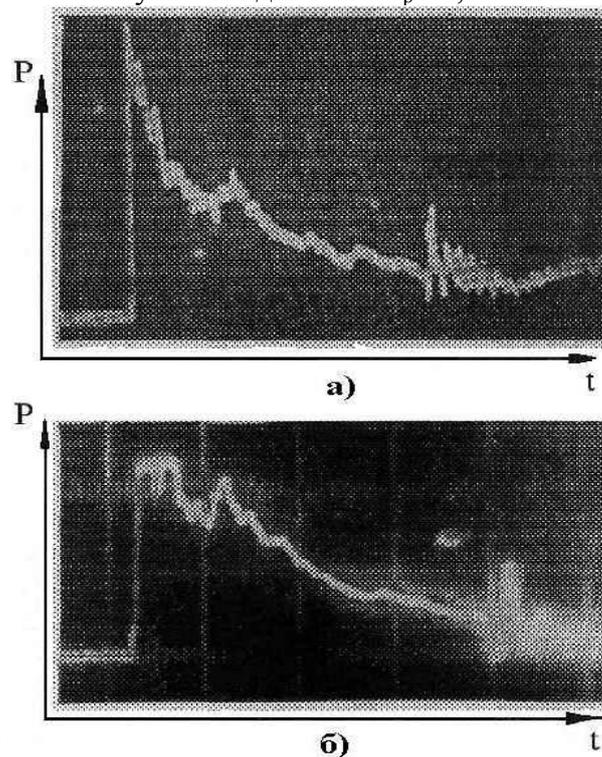


Рис. 4.13. Осциллограммы давлений от ОРЗ

**Ударная труба взрывного действия (УТВД)** [4-6, 12]. Рассмотренные ранее взрывные устройства предназначены для моделирования однократного режима воздействия излучения. Однако при импульсно - частотных режимах облучения конструкции МДИ может оказаться более эффективным, поскольку за время между импульсами происходит частичное просветление

ЛП и зона поглощения энергии ЛИ приближается к преграде. Кроме того, при многократном воздействии возможна реализация наиболее опасных для тонкостенной конструкции резонансных условий, когда нагружение осуществляется в фазе с её колебаниями.

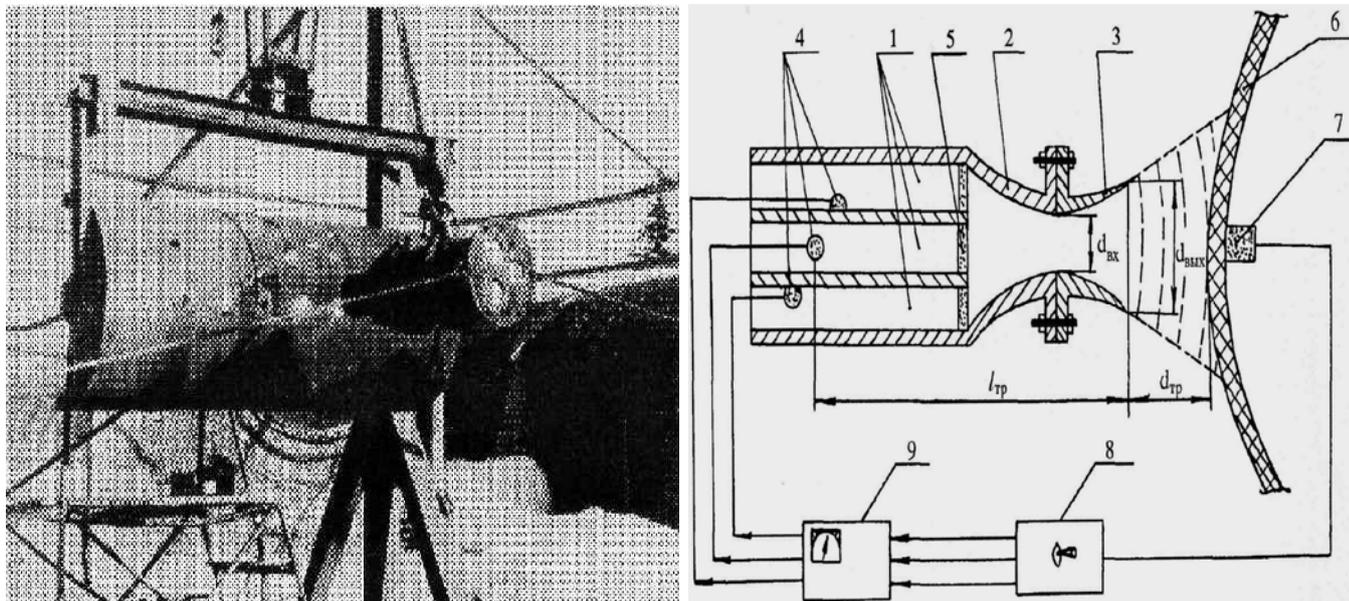


Рис. 4.14. Ударная труба взрывного действия

Для воспроизведения последовательности динамических нагружений конструкции ЛА удобно использовать многоствольную УТВД [4-6], которая представляет собой (рис. 4.14) набор из стволов 1 с фланцевыми соединениями, позволяющими наращивать их количество и длину. Стволы соединены с переходной камерой 2, снабженной соплом 3. УТВД дает возможность подрывать заряды ВВ 4 одновременно в каждом из стволов и получать последовательность импульсов.

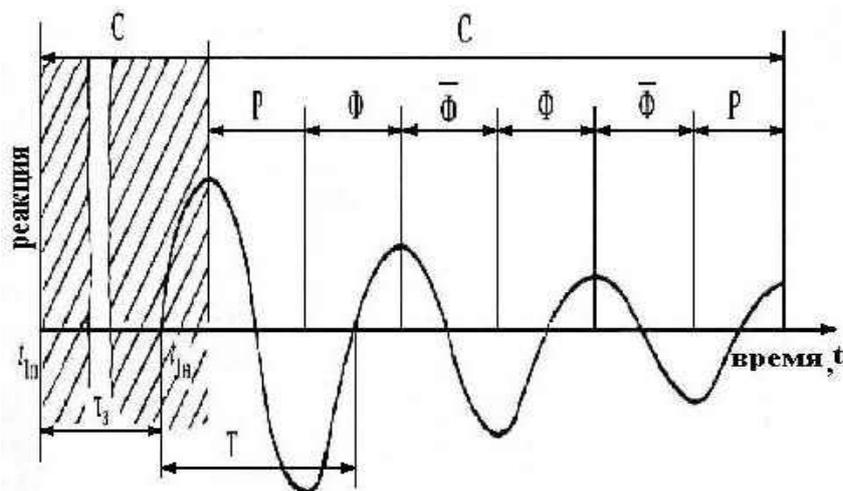


Рис. 4.15. Порядок посылки импульсов.

Для защиты зарядов от УВ из соседних камер устанавливаются диафрагмы 5. УТВД дает возможность подрывать заряды ВВ 4 одновременно в каждом из стволов и получать последовательность импульсов.

Для защиты зарядов от УВ из соседних камер устанавливаются диафрагмы 5. УТВД дает возможность подрывать заряды ВВ 4 одновременно в каждом из стволов и получать последовательность импульсов. Изменение масс зарядов обеспечивает нагрузки с равными или различными величинами давлений в каждом воздействии, создавая последовательность импульсов с нарастающими или убывающими амплитудами. Конструкция УТВД предусматривает возможность нагружения тонкостенных элементов ЛА в резонансных режимах. Для этого

необходимо осуществить анализ реакции конструкции на первое воздействие и в соответствии с его результатами регулировать интервалы времени между последующими импульсами давления. Параметры реакции (прогиб, деформация, скорость или ускорение) измеряются датчиком 7, соединенным с логическим устройством анализа 8, которое управляет работой схемы подрыва 9.

На рис. 4.15 показан порядок посылки импульсов, воздействующих в фазе ( $\phi$ ) или в противофазе ( $\bar{\phi}$ ) с реакцией (прогибом) испытываемого элемента конструкции. Устройство анали-

за реакции 8 выполняет следующие операции: с помощью канала цифрового преобразования параметров реакции и программно - временного блока определяется период собственных колебаний конструкции и интервалы времени, в которых может быть осуществлено нагружение в режимах  $(\phi)$  или  $(\bar{\phi})$ , соответственно; анализатор с учетом времени запаздывания приложения нагрузки и в соответствии с программой нагружения вырабатывает сигналы на повторные воздействия; затем указанные операции повторяются столько раз, сколько задано программой (числом планируемых серий подрывов зарядов ВВ); времена подрывов фиксируются в программно - временном блоке.

Параметры нагрузок, создаваемых УТВД, оцениваются по соотношениям [67]:

$$P_n - P_0 = \left( 0,33 \frac{W_{экс}}{L_{тр}} + 0,8 \sqrt{\frac{W_{экс}}{L_{тр}}} \right) \exp\left( -4 \times 10^{-3} \frac{d_{тр}}{r_{тр}} \right), \quad \tau_n = \frac{d_{тр}}{c}, \quad W_{экс} = \frac{\psi^*}{2\pi r_{тр}^2}, \quad (4.13)$$

где  $L_{тр}$  - путь, проходимый УВ в трубе;  $r_{тр}$  - радиус трубы;  $d_{тр}$  - расстояние от среза трубы до мишени - энергия взрыва заряда ВВ;  $c$  - скорость звука. Сферическая волна от заряда ВВ в канале УТВД трансформируется в плоскую на расстояниях  $\sim 10r_{тр}$ . При этом давление у мишени находится по зависимостям (4.11), (4.12), а импульс давления в центре области нагружения равняется  $I_p \approx 1/2 P_{отр} \times \tau_n$ . Для экспериментального определения параметров нагрузок от УТВД проводились серии опытов по измерению пространственно-временных характеристик полей давлений на плоских и цилиндрических мишенях. Полученные при подрыве сферических зарядов ВВ типа "Пластит-4" зависимости амплитуды давления и длительности от расстояния мишени до среза сопла  $d_{тр}$  для фиксированных геометрических характеристик УТВД представлены на рис. 4.16 (пунктиром показаны результаты расчетов). Влияние других параметров (веса навески ВВ -  $G_{ВВ}$ , расстояния  $L_{тр}$ , кривизны мишени, степени расширения сопла  $\xi$ ) на характеристики нагрузки  $P_{отр}$  и  $\tau_n$  показано на рис. 4.17-4.22. Видно, что длительность импульса наиболее сильно зависит от расстояния до среза  $d_{тр}$ , а амплитуда давления - от места расположения навески ВВ  $L_{тр}$ . Распределение давления по области нагружения имеет плавный колоколообразный вид (рис. 4.22).

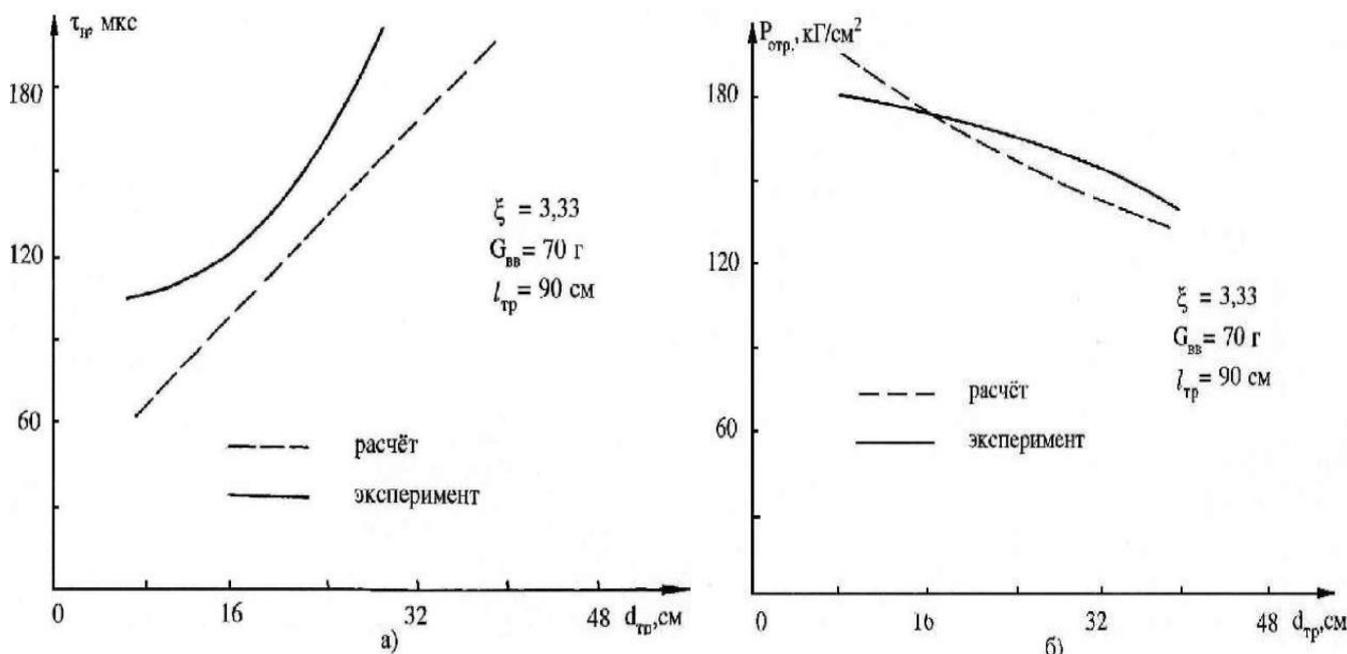


Рис. 4.16. Зависимость длительности нагружения (а) и амплитуды давления (б) от расстояния до среза УТВД

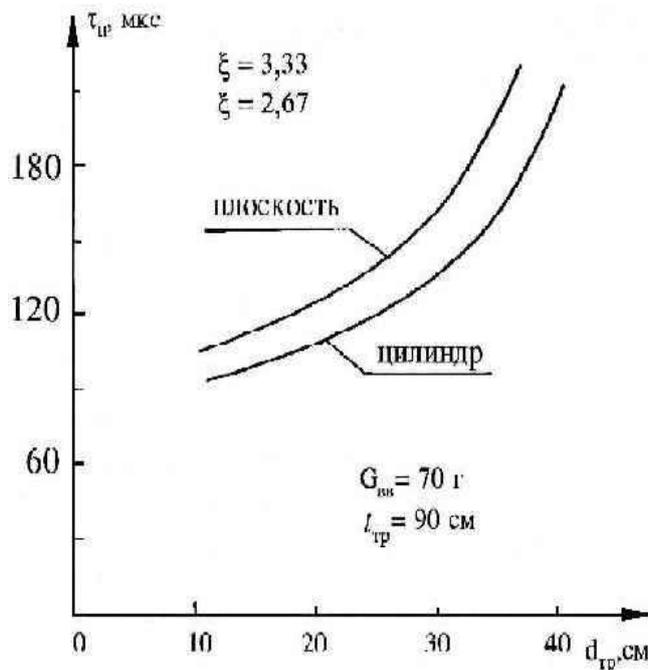


Рис. 4.17. Зависимость длительности нагружения от расстояния до среза УТВД

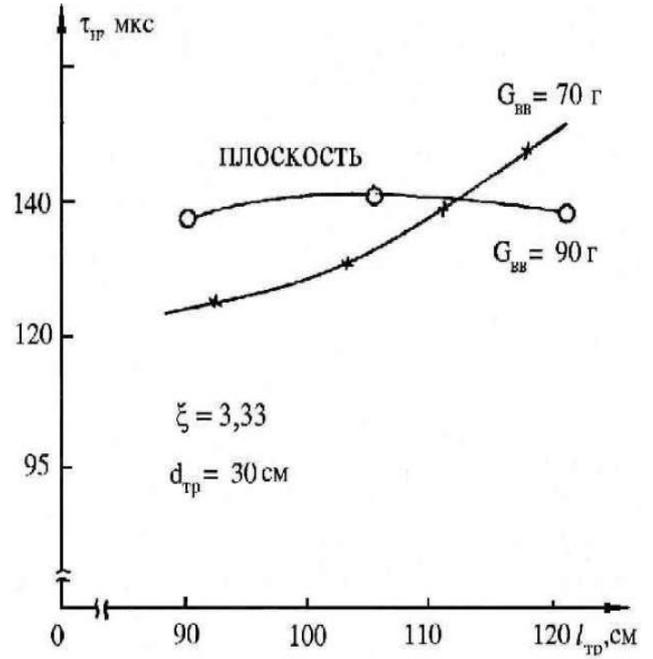


Рис. 4.18. Зависимость длительности нагружения от пути проходимого УВ

Таким образом, УТВД предлагаемой конструкции позволяет создавать серию импульсов нагрузки с равной или различной величиной давления в каждом импульсе, амплитудой от десятков до нескольких сотен атмосфер, длительностью  $\tau_n = 50 \dots 200$  мкс и временным интервалом между импульсами от нуля до нескольких миллисекунд в зависимости от программы нагружения.

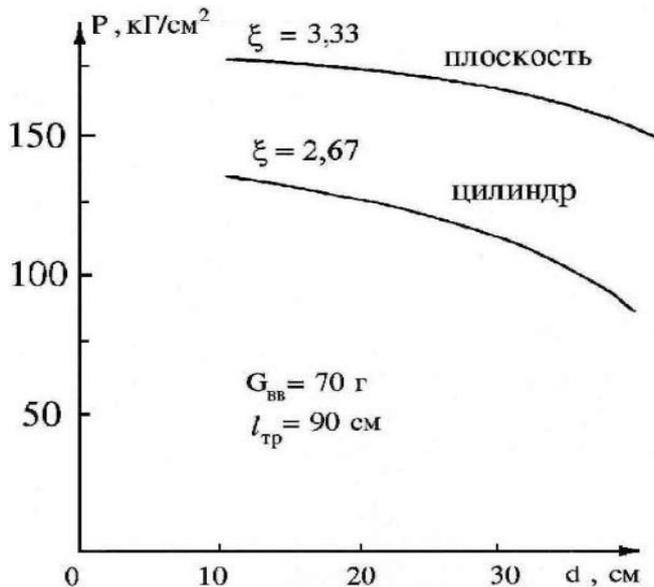


Рис. 4.19. Зависимость максимального давления в центре пятна нагружения от расстояния до среза УТВД

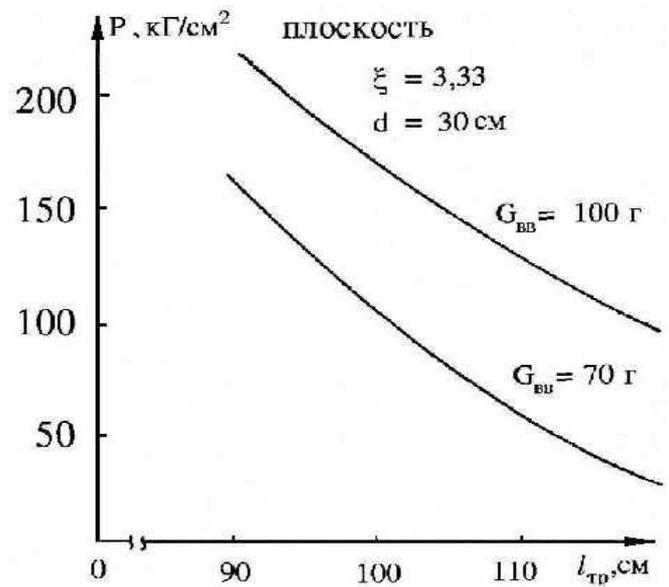


Рис. 4.20. Зависимость максимального давления в центре пятна нагружения от пути, проходимого УВ

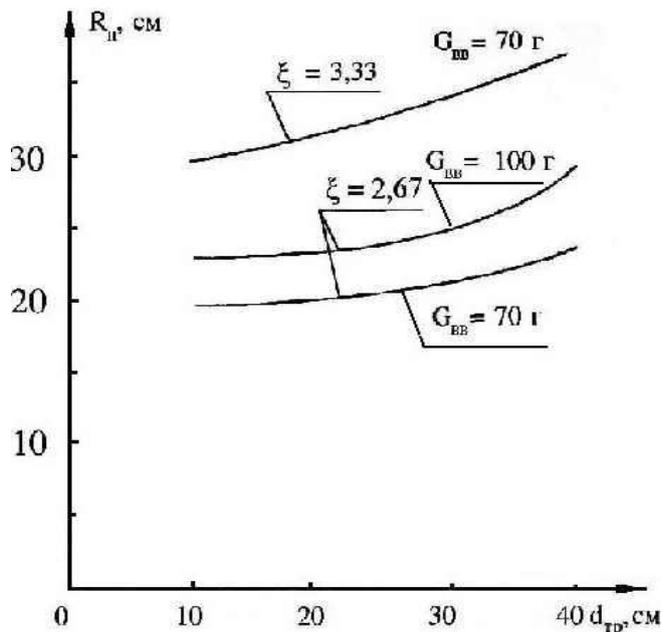


Рис. 4.21. Размер области нагружения от  $d$  в зависимости от расстояния до среза УТВД

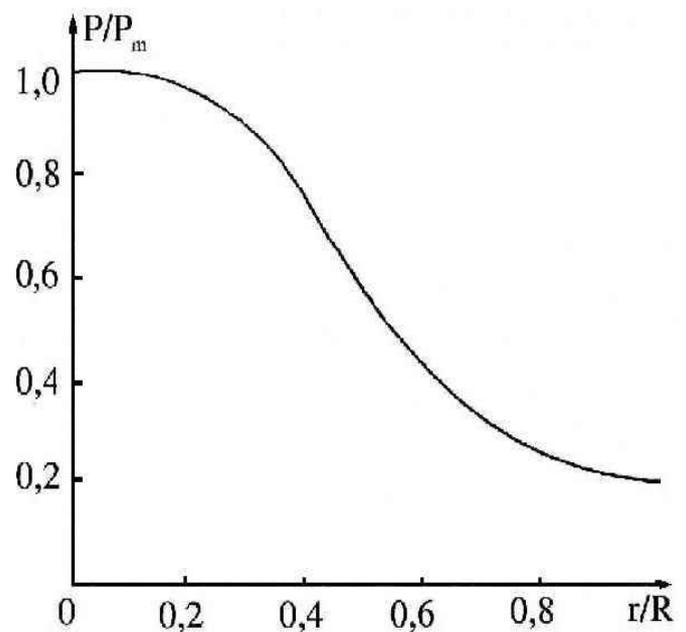


Рис. 4.22. Распределение давления по поверхности конструкции

Основное предназначение УТВД - моделирование механического действия импульсно - частотных лазеров оптического диапазона в воздухе или других динамических нагрузок от излучения со сложным временным профилем.

В условиях экранирования излучения элементами конструкции, а также при кумулятивных схемах воздействия ЛИ могут реализоваться случаи нагружения с разнообразными пространственными распределениями. Рассмотренные выше устройства (ОРЗ и УТВД) были реконструированы с целью расширения возможностей по варьированию пространственным профилем нагрузки. Далее рассмотрим устройства для генерации нагрузок со сложными пространственными профилями давления на преграде.

**Ударная труба взрывного действия с телом вращения (УТВД с ТВ) [4-6].** Устройство представляет собой дальнейшее усовершенствование УТВД, позволяющее создавать нагрузки не только с регулируемыми временными, но с варьируемыми пространственными распределениями давлений. Элементом, изменяющим распределение нагрузки, является рассекатель (закрепленный в сопло круговой конус, см. рис. 4.23а). Сборная конструкция рассекателя позволяет изменять его, геометрию, что дает возможность варьировать диаметром нагружаемого участка 1, размером теневой зоны 2 и шириной кольцевой области нагрузки 3. Воспроизведение механического действия с пространственным распределением давления, отличным от кольцевого, достигается подбором соответствующей формы рассекателя (конус с протоками - для создания системы кольцевых волн; решетка - для создания быстроменяющихся вдоль поверхности нагрузок и т.д.)

Таким образом, УТВД с ТВ позволяет моделировать механическое действие излучения лазеров оптического диапазона в воздухе, когда реализуется режим ЛВ с повышением механической эффективности воздействия за счет кумуляции ударных волн к центру кольцевого пятна облучения. Кроме того, это устройство может быть использовано для воспроизведения динамических нагрузок от излучения при других режимах воздействия, генерирующих поля давлений со сложными пространственно - временными распределениями с длительностью и величиной импульсов равными  $\tau_n = 20 \dots 200$  мкс,  $I_p = 0,1 \dots 3$  кПа $\times$ с.

**Кумулятивный объёмно - распределённый заряд (КОРЗ)** [1]. Схема кумулятивного схождения волн наиболее адекватно может быть воспроизведена с помощью модернизированного ОРЗ (рис. 4.24). В основании такого взрывного устройства со стороны нагружаемой поверхно-

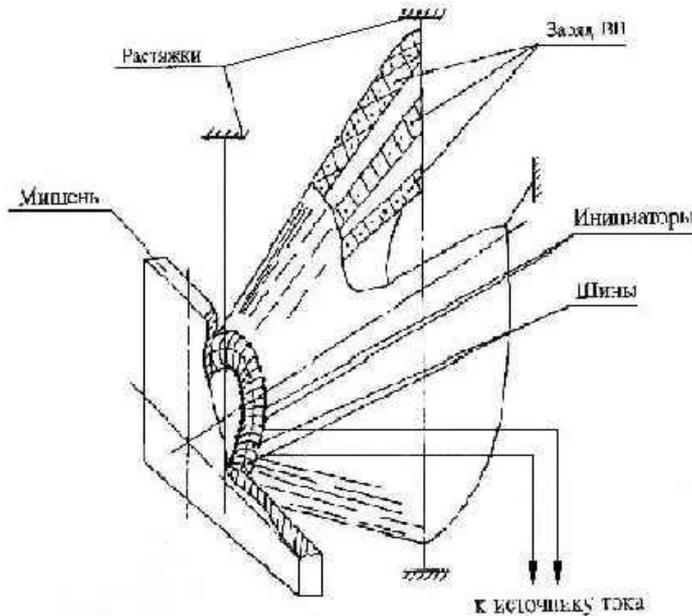


Рис. 4.24. Кумулятивный объёмно-распределённый заряд

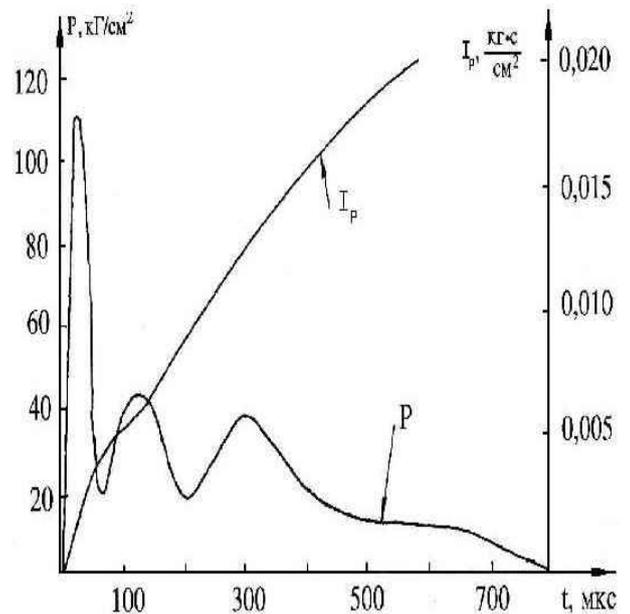


Рис. 4.25. Давление  $P$  и импульс  $I_p$  в центре мишени

сти пропускается тонкая металлическая проволочка. При прохождении по ней электрического тока происходит её быстрый разогрев и взрыв, инициирующий ВВ. В результате формируется волна детонации, эквидистантно удаляющаяся от нагружаемого участка и создающая у мишени область повышенного давления. Изготавливая заряды в форме полого тела вращения с различными распределениями плотности по длине, удаётся получать сходящиеся цилиндрические волны с необходимыми пространственно - временными законами изменения давления.

При отработке конкретных устройств испытывались заряды из ВВ НИЛ-2А с внутренним радиусом 150 мм, шириной 5 мм, длиной 60 мм и общим весом 70 г. Заряды располагались на расстоянии 3 см от плоской мишени. Результаты измерений представлены на рис. 4.25.

С целью создания на мишени системы кольцевых нагрузок, сходящихся к общему центру, отработывались взрывные устройства, представляющие собой соосные полые цилиндры из ВВ, инициируемые со стороны нагружаемой поверхности. При взрыве устройства из трёх цилиндров с диаметрами 50 мм, 150 мм, 200 мм и соответствующими длинами 10мм, 30мм, 60мм (общий вес заряда 180г) изменение давления в центре области нагружения имеет три максимума, величины которых относятся как 1,5:1:1.

Проведенные исследования показывают, что КОРЗ позволяет создавать нагрузки сложной пространственно - временной формы с  $\tau_n = 100...500$  мкс и  $I_p = 0,1...2$  кПа·с.

#### 4.2.6. Генерация нестационарных возмущений в высокотемпературных потоках

При поглощении излучения высокотемпературной струёй, истекающей из двигателей ЛА, образуется область высокого давления, в которой формируется ударная волна. Распространяясь вверх по струе, ударная волна может зайти внутрь двигателя и привести к нарушению его нормального функционирования (изменению тяги, разрушению корпуса и т.д.). При этом одним из опасных случаев воздействия оказывается импульсно - частотное облучение двигателя в резонансных режимах, вызывающих развитие неустойчивостей в его работе.

Для генерации нестационарных возмущений высокотемпературного потока, моделирующих многократное воздействие излучения на струю двигателя разработано устройство в виде системы вращающихся зарядов (СВЗ).

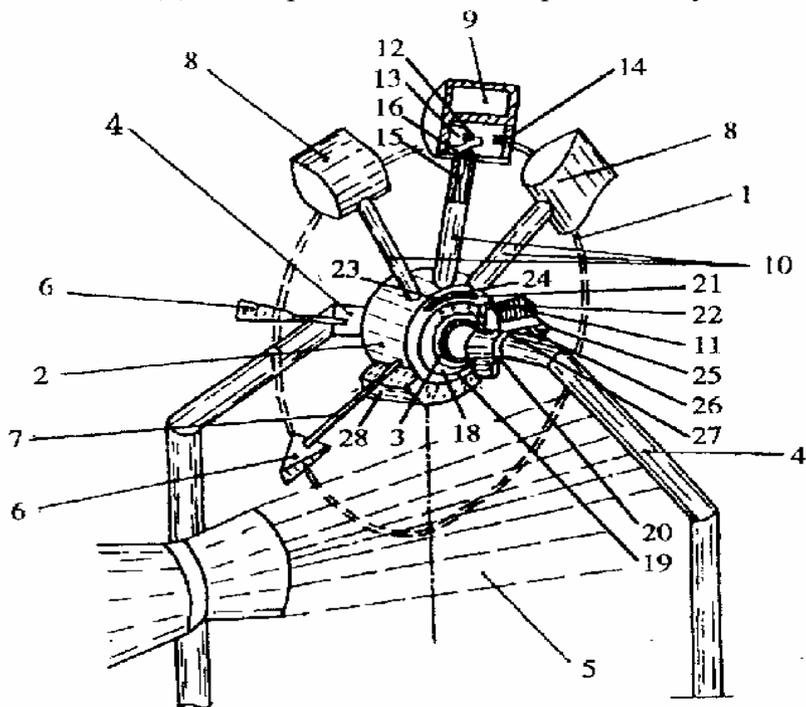


Рис. 4.26. Система вращающихся зарядов

Общий вид СВЗ показан на рис. 4.26, а на рис. 4.27 приведена принципиальная электрическая схема. Устройство представляет собой ротор 1 со ступицей 2, вращающимся на подшипниках вокруг оси 4. Ось 4 лежит в плоскости, перпендикулярно истекающей струе 5 вне ее, причем расстояние от оси 4 до оси струи 5 выбрано таким образом, чтобы при вращении ротора 1 центры вводимых в поток элементов (ускоряющих вращение лопастей 6 и взрывных камер 8 с закрепленными на них обтекателями 9) двигались по окружностям, касающимся оси струи. Ускоряющие лопасти 6 на стержнях 7, взрывные камеры 8 на трубчатых штангах 10 и разгонный рычаг 11 жестко закреплены в радиальных направлениях на цилиндрической поверхности

ступицы 2, при этом места крепления штанг 10 выбираются по заданным длительностям интервалов (исключая длительности полных оборотов ротора 1) между подрывами детонаторов 12 зарядов ВВ 13 в последовательных взрывных камерах 8, выходы которых закрыты проставками 14. Электрические линии подрыва 15 детонаторов 12 выведены через уплотняющие пробки 16 и трубчатые штанги 10 на контактные группы подрыва 17, установленные на изолированной плате 18 на торцевой поверхности ступицы 2. Пружинные подрывные контакты 19 не подвижно закреплены на оси 4. На той же оси в неподвижной обойме 20 установлен имеющий свободу перемещения вдоль оси 4 подпружинный палец стопора 21, одним (закрепленным) концом упирающийся в торцевую поверхность ступицы 2, а другим - удерживающий в разомкнутом состоянии контакты замыкателя 22. В теле ступицы 2 на окружности, по которой скользит закругленный конец пальца 21, имеется дугообразный паз 23 с установленным в нем пружинным упором 24. На свободном конце рычага 11 установлен разгонный заряд ВВ 25 с детонатором 26, электрическая подрывная линия которого также выведена на контактную группу 17. На свободной части цилиндрической поверхности ступицы 2, обращенной в исходном состоянии в сторону истекающей струи, прикреплен баланс 28.

Устройство СВЗ работает следующим образом. При запуске блока подрыва (осуществляется нажатием кнопки "Пуск") выдается импульс высокого напряжения фиксированной длительности. Высокое напряжение через пружинные контакты 19 и электрическую подрывную линию 27 подается на детонатор 26 и вызывает срабатывание разгонного заряда 25. Продукты взрыва действуют на свободный конец разгонного рычага 11, который сообщает вращательный момент ротору 1. При вращении ротора 1 ускоряющие лопасти 6 вводятся в истекающую высокотемпературную струю 5 и, воспринимая ее действие, разгоняют ротор до необходимой скорости (значение скорости регулируется площадью лопастей). Обтекатели ускоряющих лопастей и взрывных камер снижают аэродинамическое сопротивление при вводе элементов в струю и уменьшают вызываемые ими возмущения потока. В момент пересечения каждой очередной взрывной камеры 8 оси истекающей струи соответствующая пара контактов контактной группы подрыва 17 входит в соприкосновение с пружинными контактами 19 и высокое напряжение инициирует детонаторы 12 зарядов ВВ 13. Ударные волны от взрывов зарядов 13 разрушают проставки 14 и проходят вверх по потоку в сопло работающего двигателя. После срабатывания (прохождения через струю) всех взрывных камер палец стопора 21 входит в дугообразный паз 23 и упирается в упор 24, останавливая ротор 1 и исключая возможность повторного ввода взрывных камер (а также лопастей) в высокотемпературный поток.

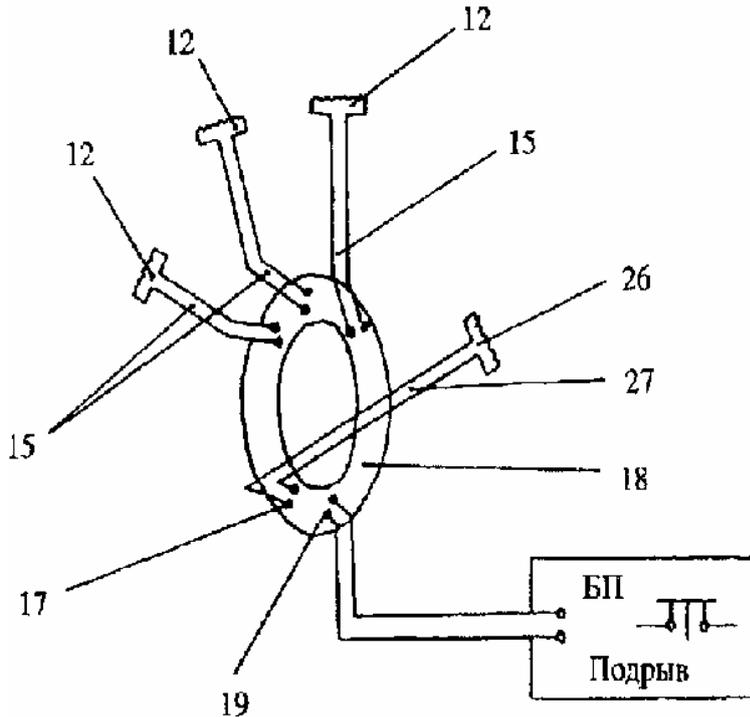


Рис. 4.27. Электрическая схема СВЗ

Оценки, проведенные по соотношениям (4.13), показывают, что предлагаемое устройство СВЗ ( $L_{тр} = 10$  см,  $r_{тр} = 5$  см,  $d_{тр} = 15$  см) позволяет создавать возмущения в струе с импульсами давления  $I_p = 0,5...2$  кПа $\times$ с и длительностью  $\tau_n = 100...200$  мкс.

Устройство СВЗ работает следующим образом. При запуске блока подрыва (осуществляется нажатием кнопки "Пуск") выдается импульс высокого напряжения фиксированной длительности. Высокое напряжение через пружинные контакты 19 и электрическую подрывную линию 27 подается на детонатор 26 и вызывает срабатывание разгонного заряда 25. Продукты взрыва действуют на свободный конец разгонного рычага 11, который сообщает вращательный момент ротору 1. При вращении ротора 1 ускоряющие лопасти 6 вводятся в истекающую высокотемпературную струю 5 и, воспринимая ее действие, разгоняют ротор до необходимой скорости (значение скорости регулируется площадью лопастей). Обтекатели ускоряющих лопастей и взрывных камер снижают аэродинамическое сопротивление при вводе элементов в струю и уменьшают вызываемые ими возмущения потока. В момент пересечения каждой очередной взрывной камеры 8 оси истекающей струи соответствующая пара контактов контактной группы подрыва 17 входит в соприкосновение с пружинными контактами 19 и высокое напряжение инициирует детонаторы 12 зарядов ВВ 13. Ударные волны от взрывов зарядов 13 разрушают проставки 14 и проходят вверх по потоку в сопло работающего двигателя. После срабатывания (прохождения через струю) всех взрывных камер палец стопора 21 входит в дугообразный паз 23 и упирается в упор 24, останавливая ротор 1 и исключая возможность повторного ввода взрывных камер (а также лопастей) в высокотемпературный поток.

#### 4.2.7. Возможности комплекса воспроизводящих устройств

Рассмотренный набор устройств позволяет достаточно технически просто воспроизвести МДИ в различных диапазонах энергий квантов и плотностей потоков из таблицы 4.4. Назначение и возможности устройств представлены в таблице 4.6.

**Таблица 4.6. Устройства для воспроизведения МДИ**

Вид взрывного устройства	Возможности (характеристики нагрузки)		Назначение (моделируемые режимы воздействия)	номера режимов воздействия из табл.4.4
	$\tau_n, c$	$I_p, кПа \times c$		
Контактный секторный заряд (КСЗ)	$10^{-6} \dots 10^{-5}$	0,8...5	моноимпульсное воздействие УФИ или РИ	2 <sup>#</sup> , 3 <sup>#</sup> , 5 <sup>#</sup> – 8 <sup>#</sup>
Контактный светодетонирующий заряд (КСДЗ)	$2 \times 10^{-7} \dots 10^{-6}$	0,05...2	моноимпульсное воздействие РИ	3 <sup>#</sup> , 4 <sup>#</sup> , 5, 7, 8 <sup>#</sup>
Эквидистантно-поверхностный заряд (ЭПЗ)	$10^{-5} \dots 2 \times 10^{-4}$	0,3...3	моноимпульсное воздействие видимого или ИК излучений в воздухе	1 <sup>#</sup> 2 – 8 (оболоч. стадия)
электроразрядная плазменная установка (ЭР-ПУ)*	$5 \times 10^{-7} \dots 5 \times 10^{-6}$	0,01...2,5	моноимпульсное воздействие УФИ или УМРИ	3 <sup>#</sup> , 4 <sup>#</sup> , 5, 7, 8 <sup>#</sup>
Объемно-распределенный заряд (ОРЗ)	$10^{-4} \dots 5 \times 10^{-4}$	0,1...2	моноимпульсное воздействие видимого или ИК излучений в воздухе	1
Кумулятивный объемно-распределенный заряд (КОРЗ)	$10^{-4} \dots 5 \times 10^{-4}$	0,1...2	моноимпульсное кумулятивное воздействие видимого или ИК излучений в воздухе	1
Ударная труба взрывного действия (УТВД)	$5 \times 10^{-5} \dots 2 \times 10^{-4}$	0,5...2	импульсно-частотное резонансное воздействие видимого или ИК излучений в воздухе	1 <sup>#</sup>
Ударная труба взрывного действия с телом вращения (УТВД ТВ)	$5 \times 10^{-5} \dots 2 \times 10^{-4}$	0,5...2	импульсно-частотное воздействие видимого или ИК излучений в воздухе со сложным пространственным профилем	1 <sup>#</sup>
Система вращающихся зарядов	$10^{-4} \dots 2 \times 10^{-4}$	0,5...2	многократное воздействие излучений на высокотемпературные потоки	-

\*установка описана далее в разделе 4.3; <sup>#</sup> устройство моделирует этот режим лишь частично

Сравнение таблицы 4.6 с таблицей 4.4 показывает, что предлагаемый набор устройств обеспечивает необходимые параметры нагрузок для большинства практически важных случаев воздействия РИ. Тем не менее, некоторые варианты воздействий во всём диапазоне изменения длительностей и импульсов давлений с помощью разработанных устройств воспроизвести не удаётся. Основной причиной этого является отсутствие в таблице 4.6 устройств, генерирующих нагрузки длительностью  $\tau_n < 0,2$  мкс. В настоящее время получение нагрузок таких ультракоротких длительностей представляется сложной задачей и возможно лишь путём непосредственного воздействия на вещество высокоинтенсивных потоков энергии на дорогостоящих установках типа Кальмар [28] или Ангара 5– 1 [1, 18, 24].

### 4.3. Определение ударно-волновых характеристик посредством электрического взрыва проводников

Одним из альтернативных газодинамическому способу генерации ударных волн микросекундной длительности является электрический взрыв проводников (ЭВП) на установках [33, 68, 69]. По сравнению с газодинамическими устройствами использование ЭВП позволяет воспроизводить параметры механического действия РИ с большей точностью и стабильностью результатов, но на существенно меньших по размерам площадях (увеличение площади ограничивается запасаемой в конденсаторных батареях энергией и возможностями организации разряда с требуемыми распределениями плотности тока по сечению протяжённого проводника). Кроме того, эксперименты, включающие ЭВП, сопровождаются значительными электромагнитными помехами и измерение параметров волновых процессов традиционными методами (электромагнитным и пьезоэлектрическим) затруднительно. Несмотря на это, в настоящее время электроразрядные установки успешно применяются для проведения испытаний на прочность фрагментов конструкций к механическому действию РИ, а также с целью определения механических свойств материалов при высоких скоростях деформаций (например, откольной прочности и ударно-волновой сжимаемости).

Необходимые параметры импульсного воздействия обеспечиваются соответствующим выбором прикладываемого напряжения и характеристик (материала, толщины, площади) фольги (в качестве проводника при воспроизведении МДИ используется тонкая фольга). Выбор осуществляется по результатам расчётов с помощью численной одномерной модели динамики разряда в МГД – приближении. При расчёте учитываются следующие процессы [70]: нагрев, плавление и разогрев расплава до точки кипения с учётом теплового расширения материала проводника; испарение и магнитогазодинамический разлёт вещества, сопровождающийся джоулевым тепловыделением и перераспределением энергии посредством её переноса излучением. Перенос излучения рассматривается в двухпоточковом приближении с введением пятнадцати групп по частоте, с планковским усреднением внутри каждой из них. Для получения результатов численного моделирования ЭВП близких к экспериментальным данным используются уравнения состояния материала проводника в диапазоне плотностей от твёрдых до плазменных и температур от комнатных до десятков тысяч градусов. При построении УРС учитывается возможность перехода проводника в двухфазное состояние «пар-конденсат» (отсутствие полного

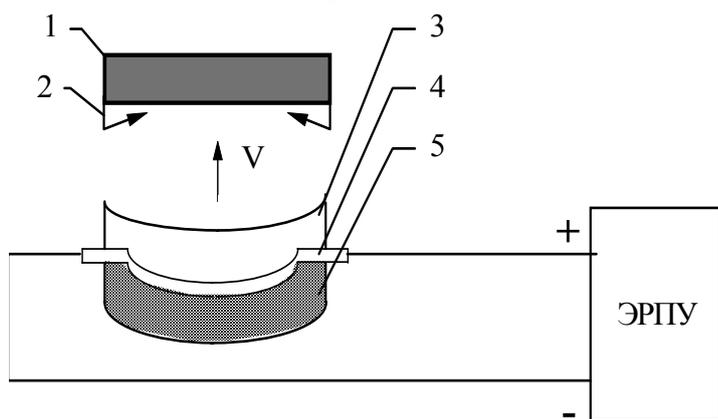


Рис. 4.28. Схема нагружения образца: 1 – демпфирующая пластина из пенополиуретана; 2 – лопушка для образцов; 3 – испытываемый образец; 4 – фольга; 5 – подпирательная пластина

испарения разлетающегося материала фольги даже в случае больших энергий разряда отмечается во многих работах по ЭВП, см. например, [68]). Также необходим детальный расчёт зависимости электропроводности от температуры и плотности с учётом возможности образования молекулярных ионов, приводящей к сдвигу ионизационного равновесия в плазменной области вблизи линии перехода к двухфазному состоянию [70].

Окончательное определение параметров нагрузки от ЭВП осуществляется экспериментально методом мерных пластин. Тонкая пластинка с массой  $m$  и площадью  $S$ , первоначально расположенная в непосредственном контакте с фольгой, разгоняется после взрыва последней до скорости  $v$  (см. рис.4.28). Полёт пластины фиксируется высокоскоростной камерой ЖЛВ-2. Обработка кадровой развёртки позволяет определить скорость полёта пластины и рассчитать импульс давления по соотношению

$$I_p = mv/S. \quad (4.14)$$

В настоящей работе ЭВП осуществлялся на электроразрядной плазменной установке (ЭР-ПУ) ЦФТИ МО РФ. Накопителем энергии ЭРПУ является конденсаторная батарея, состоящая из 192 конденсаторов типа ИМ-50-3 (общая емкость около 600 мкФ) и заряжаемой до разности потенциалов  $U = 35$  кВ [33, 69]. Зарядка батареи осуществляется от зарядного устройства с пульта управления. При достижении требуемого напряжения на обкладках параллельно соединенных конденсаторов батарея может быть разряжена через коммутирующий разрядник на разрядную камеру. В результате разряда выделяется энергия, которая затем частично преобразуется в энергию генерируемых взрывом проводников ударных волн.

Дополнительно к импульсу давления, определяемому по соотношению (4.14), в каждом испытании проводятся измерения электрического тока (амплитуды, длительности, формы импульса) и напряжения на искровом промежутке. В качестве измерителя-преобразователя тока используется пояс Роговского, который представляет собой цилиндрический соленоид без сердечника, намотанный в виде тора вокруг шинпровода с измеряемым током. Для корректного измерения тока требуется выполнение условия

$$\frac{(L_n + L_{ш})}{\tau} \gg R_n + R_{ш}$$

где  $\tau$  – время разряда,  $L_n$  – собственная индуктивность пояса,  $L_{ш}$  – индуктивность шунта,  $R_n$ ,  $R_{ш}$  – соответственно активные сопротивления пояса и шунта.

Ток, протекающий через фольгу, определяется по формуле

$$I = n \frac{U_{ш}}{R_{ш}},$$

где  $n$  – число витков,  $U_{ш}$  – падение напряжения на шунте,  $R_{ш}$  – активное сопротивление шунта.

Падение напряжения на шунте  $U_{ш}$  измеряется осциллографом, имеющим чувствительность  $k_0$  (В/мм), и окончательное выражение для тока имеет вид:

$$I = n \frac{k_0}{R_{ш}} A$$

где  $A$  – величина отклонения луча на осциллографе в мм.

**Таблица 4.7. Импульсы давления от подрыва фольги**

Условия подрыва фольги	Напряжение ЭРУ, кВ	
	20	25
	Импульс давления, кПа с	
Без подпирющей пластины	0,08	0,12
Подпор – полиэтиленовая пленка ( $\delta = 220$ мкм)	0,34	0,50
Подпор – оргстекло ( $\delta = 1000$ мкм)	0,62	1,5

В качестве примера в таблице 4.7 приведены результаты измерений импульсов давлений при различных условиях подрыва фольги. Подрыв производился на ЭРУ, имеющей следующие параметры [33]: ёмкость конденсаторных батарей  $C = 18$  мкФ; максимальное напряжение подводимое к фольге  $U = 35$  кВ; запасаемая энергия  $E \approx 12$  кДж. Использовалась алюминиевая фольга толщиной 20 мкм, шириной 2 см и общей площадью 15 см<sup>2</sup>.

Результаты численного моделирования электрического взрыва фольг по методике [70] показывают, что в условиях, которые могут быть обеспечены используемой ЭРУ, возможна генерация импульсных нагрузок с параметрами  $\tau_H = 0,5...5$  мкс и  $I_p = 0,01...2,5$  кПа с. Сравнение расчётных импульсов и экспериментальных данных из таблицы 5 показывает, что их отличие не превышает 15% [33].

Электрический взрыв проводников, в частности металлических фольг, может быть использован для экспериментального определения ударно-волновых свойств материалов, которые необходимы при проведении расчетных исследований МДИ.

**Исследование откольной прочности КМ.** Определение величины критического разрушающего растягивающего напряжения  $\sigma_{отк}$  и соответствующего ему времени действия  $\tau_g$  производится по результатам экспериментов, в которых исследуемые образцы КМ подвергаются нагружению плоско-параллельным ударом пластины по схеме, приведенной на рис. 4.29.

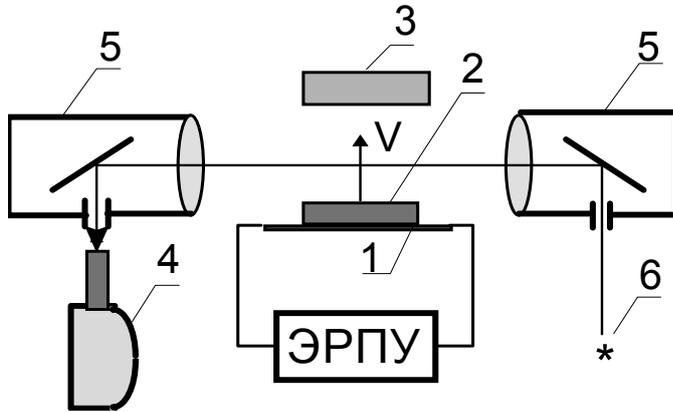


Рис.4.29. Схема определения откольной прочности материалов: 1 – фольга; 2 – ударник; 3 – образец; 4 – скоростной фоторегистратор; 5 – теневой прибор; 6 – разрядник

В рассматриваемой схеме разгон пластины осуществляется продуктами взрыва фольги, подрыв которой производится с помощью электроразрядной установки. Для обеспечения откола в центральном сечении исследуемого образца пластина-ударник изготавливается из того же материала, что и образец. При этом толщина пластины-ударника берется в два раза меньше толщины образца. Значения  $\sigma_{отк}$  и  $\tau_g$  находятся из выражений:

$$\sigma_{отк} = \rho_0 c_0 \frac{V_{кр}}{2}, \quad \tau_g = \frac{2 \delta_{уд}}{c_0},$$

где  $\rho_0$  – плотность исследуемого материала;  $c_0$  – скорость звука в материале;  $V_{кр}$  – минимальное значение скорости пластины-ударника, при котором наблюдается откольные явления в образце;  $\delta_{уд}$  – толщина пластины-ударника.

Измеряемыми параметрами в процессе эксперимента являются скорость пластины ударника  $V_{кр}$  и ее толщина  $\delta_{уд}$ . Регистрация  $V_{кр}$  осуществляется оптическим методом с использованием теневой установки ИАБ-451 и скоростного фоторегистратора (СФР). В этом методе полет пластины фиксируется на фотопленку СФР, работающего в режиме “лупы времени”.

Перемещение  $S$  ударника от кадра к кадру измеряется с помощью микроскопа. Время перемещения определяется по скорости вращения зеркала СФР и числу кадров по формуле:

$$t = 0,24 \frac{K}{n},$$

где  $K$  – число кадров, по которым измеряется перемещение ударника;  $n$  – число оборотов зеркала СФР в минуту.

Действительное перемещение  $S$  пластины определяется соотношением:

$$S = m_s \cdot s$$

где  $s$  – перемещение пластины на пленке;  $m_s$  – масштабный коэффициент.

В соответствии с приведенными соотношениями скорость пластины-ударника находится по формуле:

$$V_{кр} = \frac{S}{t} = \frac{m_s \cdot s \cdot n}{0,24 K}.$$

Относительная погрешность определения скорости перемещения пластины-ударника, связанная с измерительным трактом, составляет около 5%. В качестве примера в таблице 4.8 представлены полученные по предлагаемой методике данные для критических напряжений КМ.

Таблица 4.8. Откольная прочность материалов

Марка	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$C_o$ , м/сек	$\sigma_{отк}$ , кгс/см <sup>2</sup>	$\tau \times 10^6$ , сек	тип материала
РВМН+ЭДТ-10	1,93	2582	3683	1,63	КМ
РВМН+ВМПС+ЭДТ-10	1,93	2582	6300	3,43	-//-
СВМ+ЭДТ-10	1,25	1800	5150	1,4	-//-
ЭДТ-10	1,2	2700	1700	4,45	Связующее

**Исследование динамической сжимаемости КМ.** Динамическая сжимаемость материалов и построение ударной адиабаты осуществляется методом отражения, основанном на измерении скоростей распространения волн сжатия в эталонном и исследуемом материалах при воздействии на них интенсивной нагрузки. Схема устройства для проведения исследования динамической сжимаемости материалов приведена на рис 4.30.

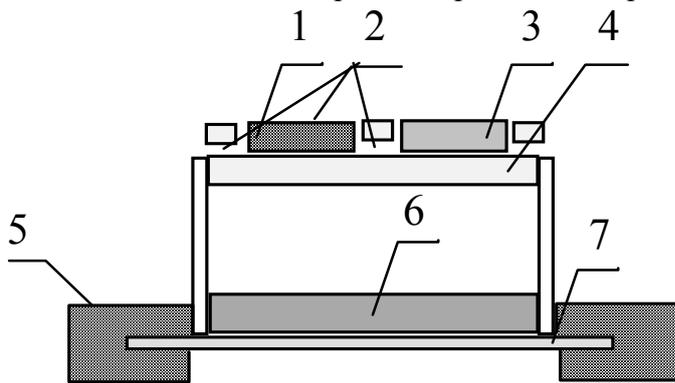


Рис.4.30. Устройство для исследования динамической сжимаемости материалов:

- 1 – эталонный материал; 2 – воздушные зазоры; 3 – исследуемый материал; 4 – экран; 5 – электрод

дуемому материалу, находится из соотношения

$$\rho_{0_3}(2U_3 - U)[\alpha_3 + \beta_3(2U_3 - U)] = \rho_0 DU, \quad (4.15)$$

где  $\alpha_3, \beta_3$  – постоянные коэффициенты, характеризующие динамическую сжимаемость эталонного материала;  $\rho_{0_3}, \rho_0$  – начальные плотности эталонного и исследуемого материалов;  $U_3, U$  – массовые скорости во фронте волны для эталонного и исследуемого материалов;  $D$  – скорость распространения фронта ударной волны в исследуемом материале.

Входящее в (4.15) значения массовой скорости  $U_3$  в ударной волне определяется из известного уравнения динамической сжимаемости эталонного материала (АМг-6) по измеренной в нем скорости фронта  $D_3$ :

$$U_3 = \frac{(D_3 - \alpha_3)}{\beta_3}.$$

Для эталонного материалов постоянные  $\alpha_3$  и  $\beta_3$  считаются известными. Давление  $P$  и плотность  $\rho$  во фронте ударной волны для исследуемого материала определяется по формулам:

$$\frac{\rho_o}{\rho} = 1 - \frac{U}{D},$$

$$P = \rho_o DU.$$

Приведенных соотношений достаточно для построения зависимостей  $D = D(U)$  и  $P = P(\rho)$ . Принимая, что зависимость между скоростью фронта  $D$  и массовой скоростью  $U$  линейна строим ее по экспериментально полученным парам значений  $(U, D)$  методом наименьших квадра-

тов. Этим же методом экспериментальные данные ( $\rho$ ,  $P$ ) аппроксимируются полиномами 3-й степени

$$P = A\left(1 - \frac{\rho_0}{\rho}\right) + B\left(1 - \frac{\rho_0}{\rho}\right)^2 + C\left(1 - \frac{\rho_0}{\rho}\right)^3.$$

Полученные по описанной методике данные по динамической сжимаемости некоторых КМ приведены в табл. 4.9 [33].

**Таблица 4.9. Динамическая сжимаемость материалов**

Материал	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$\alpha \times 10^{-3}$ , м/сек	$\beta$	$A \times 10^{-5}$ , кгс/см <sup>2</sup>	$B \times 10^{-5}$ , кгс/см <sup>2</sup>	$C \times 10^{-5}$ , кгс/см <sup>2</sup>	$P \times 10^{-3}$ , кгс/см <sup>2</sup>
РВМН+ЭДТ-10	1,99	3,67±0,15	0,61±0,08	2,752	1,984	6,765	20÷260
РВМН+ВМПС+ЭДТ-10	1,95	3,84±0,07	0,57±0,05	2,925	2,094	6,008	5÷250
СВМ+ЭДТ-10	1,14	3,5±0,1	0,86±0,05	1,797	-1,423	12,462	20÷190
ЭДТ-10	1,16	4,1±0,1	0,78±0,06	1,751	4,688	3,234	10÷200

Таким образом, метод генерации нестационарных нагрузок микросекундной длительности с помощью ЭВП может быть использован для определения ударно-волновых характеристик конструкционных материалов в микросекундном диапазоне длительностей нагружения.

#### 4.4. Устройства для моделирования полетных условий

В полете элементы конструкций ЛА находятся под действием траекторных нагрузок и нагреваются от аэродинамических и внутрикамерных тепловых потоков двигателя [3, 8, 10], а также при объемном поглощении излучений и частиц [1, 13, 62]. Рассмотрим некоторые из устройств для моделирования полетных условий совместно с механическим действием РИ (см. таблицу 4.10).

Предварительный нагрев испытываемой конструкции непосредственно перед воспроизведением механического действия излучения может быть осуществлен нагревательными элементами ТЭНами, размещаемыми снаружи и убираемыми с помощью специальных механических устройств. Стенд с ТЭНами позволяет нагревать корпуса ЛА до температур порядка 300°С за несколько десятков минут и обеспечивает практически равномерный температурный профиль по толщине конструкции.

Для создания неравномерного профиля, соответствующего траекторному нагреву, может быть использовано устройство, в котором функции нагрева и генерации нестационарной нагрузки выполняются в рамках единой конструкции. Это устройство является дальнейшим развитием УТВД. Основная идея нагревающей УТВД заключается в том, что профилированный канал трубы используется дважды: сначала для создания высокотемпературной струи продуктов сгорания СТГ, обтекающей и нагревающей испытываемый объект, а затем для формирования УВ от ВВ, воздействующей на поверхность конструкции. Устройство позволяет воспроизводить локальный по поверхности и неравномерный по толщине нагрев с последующим многократным действием механической нагрузки в области повышения температуры. В частном случае экспериментальных исследований корпусов из КМ возможна реализация способа создания заданного температурного профиля с помощью токопроводящих слоев, которые вматываются в конструкцию при ее изготовлении специально для проведения тепловых испытаний или по каким либо другим причинам имеются внутри и на поверхности изделия в виде покрытий и сеток. Пропуская по слоям ток, можно обеспечить заданный темп нагрева и профиль температуры по толщине, соответствующие полетным. Временные законы изменения токов в слоях и их амплитуды определяются из закона Ома по известным сопротивлениям слоев и заданным траекторным интенсивностям энерговыделения в КМ. Проведенные испытания образцов композитов с токопроводящими слоями показывают, что, выдерживая заданный темп нагрева, удается добиться размягчения связующего и газовыделения по толщине КМ близких к полетным.

Тонкостенные несущие элементы ЛА испытывают в полете значительные сжимающие нагрузки, воздействие которых в комплексе с боковым нестационарным нагружением при механическом действии РИ может привести к потере устойчивости конструкции и ее разрушению [12]. Особенностью сжимающих полетных нагрузок является их следящий характер, приводящий к тому, что деформирование конструкции не уменьшает величины действующего усилия. Стенд статического сжатия представляет собой металлическую конструкцию с гидравлическими устройствами и пружинами, создающими следящее осевое усилие в диапазоне от 10 до 60 тонн. Усилия, создаваемые домкратами стенда, передается на опорные плиты пружинами, которые сжимаясь, нагружают испытываемые оболочки. Опорные плиты имеют пазы для обеспечения центрального осевого сжатия оболочек. Меняя размеры опорных плит, можно нагружать тонкостенные несущие элементы ЛА разных диаметров. Конструкция стенда такова, что оболочка, находящаяся в сжатом состоянии может подвергаться воздействию боковых нестационарных нагрузок. При этом она испытывает динамические деформации и в случае больших прогибов расстояние между ее торцами существенно уменьшается, что приводит к кратковременному сбросу сжимающего усилия. Введение поджатых пружин в схему передачи усилий обеспечивает постоянное следящее осевое нагружение за счет работы пружин в упругой области. Подбор пружин сохраняет осевую нагрузку при прогибах до десятков толщин оболочек.

Огневые стендовые испытания реактивных двигателей ЛА на твердом топливе достаточно дороги и уникальны. Поэтому необходима разработка стендовых реактивных двигателей, которые позволяли бы воспроизводить действие внутреннего давления работающего двигателя на его несущие тонкостенные элементы (корпуса камер сгорания и сопловых блоков). Наиболее технически просто внутреннее давление может быть создано сжиганием в замкнутой оболочке порохового заряда (хорошо известные гидравлические способы создания давления оказываются малоприменимыми при испытаниях прочности конструкций к механическому действию РИ, т.к. наличие жидкости в испытываемой оболочке искажает ее реакцию на нестационарное нагружение). Стендовый реактивный двигатель, реализующий этот способ создания давления, представляет собой замкнутую оболочку (корпус камеры сгорания) с размещенным в ней объемно-распределенным пороховым зарядом и электропневмоклапаном для сброса давления после испытаний. В качестве заряд служит эластичная трубка (удобно использовать кембрик различного сечения), заполненная черным порошком марки ДРП, не детонирующим в замкнутом объеме. Изменением параметров заряда (диаметра и длины трубки) удастся воспроизвести заданный закон нарастания давления в камере сгорания при запуске двигателя, а варьированием плотности пороха на единицу замкнутого свободного объема регулируется величина достигаемого конечного давления. На рис. 4.31 представлены для примера осциллограммы внутренних давлений, создаваемых при прочих одинаковых условиях «точечным» и объемно-распределенным в кембрике пороховыми зарядами (для измерений давления использовались мембранные датчики ДД-10). Видно, что применение кембрика существенно изменяет закон нарастания давления. Экспериментальная зависимость достигаемого давления  $P_{\max}$  от плотности порохового заряда  $\rho_{\text{зар}} = m_{\text{пор}}/V_{\text{кс}}$  ( $m_{\text{пор}}$  – масса пороха;  $V_{\text{кс}}$  – объем камеры сгорания) показана на рис. 4.32. В соответствии с этой зависимостью внутреннее давление порядка 80 ата создается при плотности заряжения пороха 15 г/л.

При испытании двигателя в сборе давление необходимо создавать не только в камере сгорания, но и на внутренней поверхности корпуса соплового блока. В полетных условиях это давление изменяется вдоль образующей и закон этого изменения формируется при истечении высокотемпературной струи из сопла. Однако воспроизвести на стендовом двигателе истечение струи затруднительно из-за больших расходов продуктов сгорания в реальных условиях. Для уменьшения расхода при сохранении закона распределения давления на оси соплового блока размещается тело вращения, спрофилированное так, чтобы распределение вдоль образующей относительной площади поперечного сечения (отношения текущей площади к площади критического сечения) не изменилось. Поскольку, как следует из соотношений для истечения газов

из сопла Лавалья, относительное давление в сечении зависит только от относительной площади этого сечения, то введение тела вращения, не изменив закона распределения давления, позволяет существенно снизить расход газа, источником которого в этом случае может быть система пороховых зарядов в кембриках.

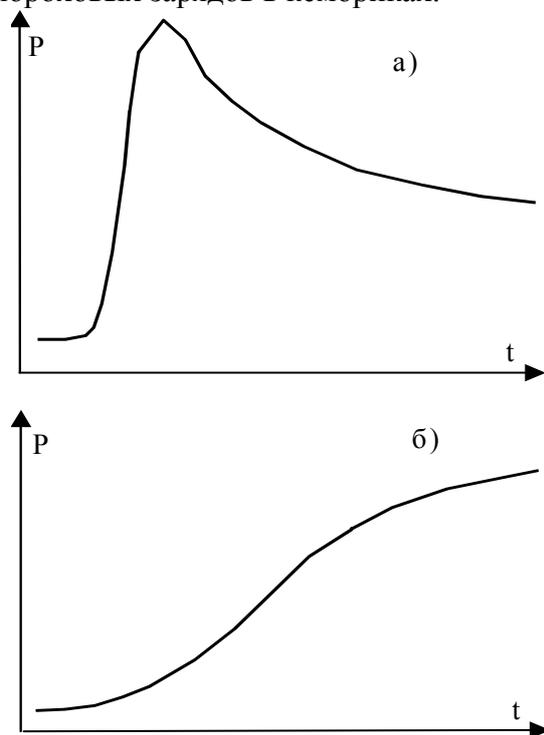


Рис.4.31. Осциллограммы давления от точечного (а) и объемно-распределенного (б) заряда

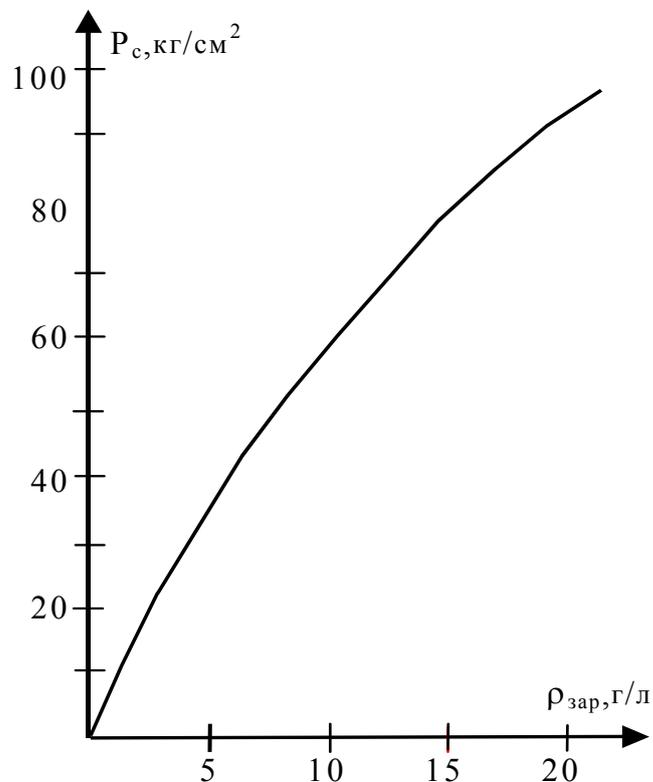


Рис. 4.32. Зависимость давления от объемной плотности порохового заряда

И, наконец, возможно создание стендового реактивного двигателя для комплексного моделирования траекторного нагрева, полетного внутреннего давления и механического действия РИ на оболочечной стадии деформирования конструкции (схема такого двигателя также представлена в таблице 4.10). Стенд работает в автоматическом режиме следующим образом. По достижению заданной температуры нагрева и выведению ТЭНов из под ЭПЗ по команде с пульта управления срабатывает электровоспламенитель и происходит зажигание пороховых зарядов со скоростью образования продуктов сгорания во столько же раз меньшей во сколько меньше площадь критического сечения с телом вращения, чем без него. По мере выгорания зарядов вдоль поверхности соплового блока устанавливается требуемый закон распределения давления (для устранения случаев нагружения конструкции нерасчетным внутренним давлением необходимо, конечно, предусмотреть установку регулируемого пневмоклапана, стравливающего в случае необходимости часть образующегося в камере сгорания газа). В момент окончания горения заряда прогорает диафрагма и под действием внутреннего давления срабатывает пневмосамыкатель, включающий цепь подрыва для инициирования ЭПЗ. Такая схема и последовательность процессов исключает возможность несанкционированного нестационарного нагружения испытываемой конструкции до достижения в ней заданных уровней внутреннего давления.

Таблица 4.10. Устройства для моделирования полетных условий

Название	Схема устройства	Назначение и возможности
Стенд для нагрева		Позволяет нагревать тонкостенные несущие элементы ЛА до температур $T \leq 300^\circ$
Ударная труба взрывного действия с смесевым твердым топливом		Для моделирования локального неравномерного нагрева с последующим механическим воздействием
Стенд статического сжатия		Для моделирования статического осевого сжатия тонкостенных конструкций с усилиями $N_{ос} = 10 \dots 60$ т

Название	Схема устройства	Назначение и возможности
Стендовый реактивный двигатель с пороховым наддувом		Позволяет создавать внутреннее давление в камере сгорания реактивного двигателя с законом нарастания близким к полетному
Стендовый реактивный двигатель с телом вращения		Позволяет моделировать распределение давления в камере сгорания и сопловом блоке близкое к полетному
Стендовый реактивный двигатель с телом вращения и эквидистантно-поверхностным зарядом		Для комплексного моделирования траекторного нагрева, полетного внутреннего давления и механического действия РИ

#### 4.5. Методики измерения параметров реакции

Основной частью любой методики проведения испытаний являются методы измерения параметров реакции исследуемого объекта на внешнее воздействие. При исследовании процессов, протекающих в элементах конструкций в результате воздействия на них импульсных нагрузок, все измеряемые параметры можно условно разделить на две группы. Первая группа характеризует поведение испытываемой конструкции во время протекания в ней нестационарных процессов от воздействия. Вторая группа параметров характеризует дальнейшее состояние объекта во время его функционирования после воздействия нагрузки. Выбор и разработка методов измерений параметров этой группы осуществляется на этапе отработки ЛА при исследовании способности изделий выполнять свое функциональное предназначение и без учёта каких-либо воздействий. Поэтому параметры второй группы специфичны для каждого объекта (например, при испытаниях работающих двигателей [3, 71] к таким параметрам относятся: сила тяги, давления в различных точках камеры сгорания, температура корпуса и т. д.), не имеют прямого отношения к испытаниям на нестационарные нагрузки и методы их измерений в настоящей работе не обсуждаются. Для проведения испытаний второго этапа методы их измерений могут быть заимствованы из методик соответствующих функциональных испытаний элементов ЛА.

В качестве основных в первую группу входят: давления и массовые скорости вещества; нестационарные деформации; перегрузки на важных узлах ЛА; остаточные прогибы при разрушении или упруго-пластическом деформировании конструкции.

Методы измерения давлений и массовых скоростей в фрагментах конструкций (первый этап испытаний) являются наиболее отработанными. Для регистрации давлений используется методика и датчики достаточно подробно описанные в работе [72]. Измерение массовой скорости осуществляется электромагнитным методом, предложенным Е.К. Завойским и получившим развитие в работах А.Ф. Похила, А.Н. Дремина, В.Н. Шведова и др. [73, 74]. В сечениях образца, удаленных на разные расстояния от нагружаемой поверхности, размещаются П-образные датчики из тонкой медной фольги ( $\delta \approx 0,03$  мм), переклады на которых является рабочей частью (длиной порядка 2,5 мм). Образец с датчиками помещается в постоянное магнитное поле таким образом, чтобы направления линий магнитной индукции, скорости фронта ударной волны и рабочие части датчиков были взаимно перпендикулярны. В результате волновых процессов датчик вовлекается в движение и пересекает магнитные линии. При этом скорость датчика, равная скорости вещества (датчик предполагается безынерционным), по закону электромагнитной индукции Фарадея пропорциональна наводимой в фольге ЭДС, регистрируя которую импульсным осциллографом, легко определить и саму скорость как функцию времени.

Измерение нестационарных деформаций осуществляется, как правило, электротензометрическим методом по схеме уравновешенного одинарного моста. В качестве измерительных датчиков применяются тензодатчики, позволяющие измерять относительную нестационарную деформацию до 4% с погрешностью не более 15% (например, тензодатчики типа КБ-10-200).

Для измерения перегрузок используются высокочастотные вибропрочные преобразователи с высоким коэффициентом преобразования и максимальными величинами измеряемых ускорений до  $10^4 g$  (например, преобразователь АДП-10-1, погрешность измерений с помощью которого не превышает 20%).

Остаточный прогиб определяется прямыми измерениями внутренних размеров конструкции до и после испытаний с помощью микрометрических нутрометров или индикаторных приборов, позволяющих в сочетании со специальными приспособлениями обеспечить абсолютную точность измерений не хуже  $\pm 0,1$  мм.

1. *Лоборев В.М., Острик А.В., Петровский В.П., Чепрунов А.А.* Методы моделирования механического действия излучений на материалы и конструкции. Научно-технический сборник №1, ЦФТИ МО РФ, Сергиев Посад, 1997, – 75с.
2. *Седов Л.И.* Методы подобия и размерности в механике. –М.: Наука, 1981.
3. *Острик А.В., Петровский В.П.* Огневые стендовые испытания на прочность твердотопливных ракетных двигателей к воздействию боковой кратковременной нагрузке. Химическая физика, 1995, №1, том. 14, с. 11 – 17.
4. *Острик А.В., Петровский В.П.* Экспериментальные методы исследования работоспособности конструкций из композиционных материалов в условиях воздействия нестационарных нагрузок. Межотраслевой научно-технический сборник «Технология», серия «Конструкции из композиционных материалов», вып. 1, –М., 1996, с. 3 – 9.
5. *Острик А.В., Петровский В.П., Зайцев А.Д.* Газодинамические устройства для генерации нестационарных нагрузок со сложным пространственно-временным профилем. Межотраслевой научно-технический сборник «Технология», серия «Конструкции из композиционных материалов», вып. 3 – 4, –М., 1996.
6. *Острик А.В., Бакулин В.Н., Чепрунов А.А.* Экспериментальные методы исследования механического действия излучений на тонкостенные композитные корпуса конструкций. // Проблемы прочности и пластичности. Межвуз. сборник.-Нижний Новгород: Изд-во ННГУ, 2000. С. 117-121.
7. *Острик А.В.* Расчетно-экспериментальное прогнозирование последствий механического действия рентгеновского излучения на корпуса летательных аппаратов // Межотраслевой научно-технический журнал "Конструкции из композиционных материалов", 2002. Вып. 1. С. 41-55
8. Механика конструкций из композиционных материалов: Сб. науч. статей / Под. ред. В.Д. Протасова. –М.: Машиностроение, 1992. –352 с.
9. *Острик А.В.* Расчетно-экспериментальный метод исследования прочности тонкостенных композитных конструкций к механическому действию импульсных излучений. /XIV Юбилейные Петербургские чтения по проблемам прочности. Сборник тезисов.– Санкт-Петербург, 2003. С. 30-31.
10. *Синюков А.М., Волков Л.И., Львов А.И., Шиткевич А.М.* Баллистическая ракета на твердом топливе. М., Машиностроение, 1990.
11. *В. Н. Иванов, Ю. С. Русаков* Флуктуации спектральной плотности скорости ветра и резонансные ветровые нагрузки. // Метеорология и гидрология. 2000. №3, стр. 61-69.
12. *Кармишин А.В., Старцев В.Г., Фельдштейн В.А. и др.* Методы динамических расчетов и испытаний тонкостенных конструкций, под ред. *А.В. Кармишина*, –М.: Машиностроение, 1990.
13. Физика ядерного взрыва: в 2-х томах. 2 - М.: Наука. Физматлит, 1997.
14. Динамика удара: пер. с англ. /*Зукас Дж. А., Николас Т. Свифт Х.Ф.* и др.-Мир, 1985.
15. *Якоби В.Э.* Птицы против самолетов. // Наука в СССР. 1986, N 4. с.111-118.
16. *Бурцев В.А., Каланин Н.В., Лучинский А.В.* Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках.- М.: Энергоатомиздат, 1990.
17. *Бакит Р.Б., Дацко И.М., Федюнин А.В.* Плазменный источник мягкого рентгеновского излучения // ЖТФ, 1981, т.61, вып.9.
18. *Айвазов И.К., Бехтев М.,Б., Булан В.В. и др.* Сжатие многопроволочных лайнеров на многомодульном комплексе "Ангара-5-1".// ФП, 1990, т.16, вып.6, с: 645-654.
19. *Добкин А.В., Косарев И.Б., Немчинов И.В.* Излучение плазмы, образовавшейся при ударе быстрых частиц о преграду. // ЖТФ, 1979, т. 49, вып. 7, с. 1407.
20. *P.J.Mallozi, R.E.Schwerzel, H.M.Epstein, B.E.Campbel.* Fast extended - X- ray - absorption - fine - structure spectroscopy with a laser - produced X - ray pulse. // Phys. Rev., 1981, v. A23, N 2, pp. 824-828.
21. *W.C. Mead, E.M. Cafmpbell et al.* Laser - plasma interactions at 0.53  $\mu$ m for disk targets of varying Z.//Phys. Rev. Letters, 1981, v.47, N 18, pp. 1289-1292,
22. *W.C. Mead, E.M. Cafmpbell et al.* Laser interaction of disk targets at 0.53  $\mu$ m wavelngths// Phys. of Fluids, - 1983, v.26, # 8, pp. 2316-2331.
23. PBFA-2 Conceptual Desing, 4 IEEE Pulsed Power Conference, New York, 1983.
24. *Вихарев В. Д., Захаров С. В., Смирнов В. П., Старостин А.Н., Степанов А.Е., Федулов С.В., Царфин В.Я.* Генерация мощных потоков мягкого рентгеновского излучения на установке "Анга-ра-5-1". Журн.эксперим. и теор. физики, 1991, т. 99, №4, с. 1133-1148.

25. Черненко А.С., Королев В.Д., Устроев Г.И., Иванов М.И., Александрии С.Ю., Цай Хунчунь. Динамика энергетического спектра мягкого рентгеновского излучения плазмы при имплозии многопроволочных лайнеров на установке «С-300». // Вопросы Атомной Науки и Техники». Сер. Термоядерный синтез. 2004. Вып. 2, с.25-34.
26. Сообщение агентства Рейтер, 10.6.82, РКТ N 28-29, стр.21, 1982.
27. "AURORA" Facility. Army Research and Development New Magazine, v.13, N 2, p.24-27, 1972.
28. Лебедев А.П., Шальнов А.В. Основы физики и техники ускорителей. Т. 3. Линейные ускорители. - М.: Энергоатомиздат, 1983. 200 с.
29. Воробьев А.Ю., Демидов Б.А., Ефремов В.П. и др. Применение сильноточного электронного пучка для генерации плоских ударных волн и метания ударников. Письма в ЖТФ, 1990, 16, N 22, с.85-88.
30. Воробьев О.Ю. Ни А.Л., Фортон В.Е. Генерация высоких давлений в плоских ударных волнах с помощью высокоэнергетических ионных пучков. Письма в ЖТФ, 1990, 16, N 22, с.80-85.
31. Лебедев А.П., Шальнов А.В. Основы физики и техники ускорителей. Т. 1. Ускорители заряженных частиц. - М.: Энергоатом-издат, 1981. 192 с.
32. Канель Г.И., Разорёнов С.В., Уткин А.В., Фортон В.Е. Ударно-волновые явления в конденсированных средах. М., Янус-К, 1996.
33. Зайцев А.Д., Острик А.В., Петровский В.П. Определение ударно-волновых характеристик композиционных материалов посредством электрического взрыва проводников. // Межотраслевой научно-технический журнал "Конструкции из композиционных материалов", 2001. Вып. 2. С. 30-35.
34. Benham R.A. An initial ion gas expansion model for light-initiated explosives silver acetylide - silver nitrate, SAND-79-1829, 1979.
35. Benham R.A. Pressure loading of aluminium and quartz using spray deposited light-initiated high explosives, SAND-80-0344, 1980.
36. Немчинов И. В. Разлет плоского слоя газа при постепенном выделении энергии. Ж. прикл. механ. и техн. физики, N 1, 1961.
37. Виленская Г.Г., Немчинов И.В. Явление вспышки поглощения излучения ОКГ и связанные с ним газодинамические эффекты. ДАН, т.186, N 5, 1969.
38. Анисимов С.Н., Имас Я.И., Романов Г.С. Ходыко Ю.В. Действие излучения большой мощности на металлы, М., Наука, 1970.
39. Афанасьев Ю.В., Крохин О.Н. Газодинамическая теория воздействия излучения лазеров на конденсированные материалы. Тр. Физ. института АН, т.52, 1970.
40. Немчинов И.В. О движении плоского слоя нагреваемого газа и его асимптоты. В кн. "Механика сплошной среды и родственные проблемы анализа", М., Наука, 1972.
41. Бергельсон В.И., Лосева Т.В., Немчинов И.В. Численный расчет задачи о распространении по газу навстречу потоку светового излучения плоской ДРВ. Ж. прикл. механ. и техн. физики, N 4, 22, 1974.
42. Пирри А.Н., Рут Р.Т. Передача энергии через плазму к металлическим поверхностям, облучаемым лазерными импульсами. РКТ, т.16, N 12, 1978.
43. Маркелова Л.П., Немчинов И.В., Новиков В.В. и др. Переход от светового горения к световой детонации. ФГВ, т.15, п 4, 1979.
44. Немчинов И.В. О медленных и быстрых волнах светового горения. ФГВ, т.18, N 3,71,1982.
45. Гамалий Е.Г., Тихончук В.Т. О воздействии мощных ультракоротких импульсов света на вещество. Письма в ЖЭТФ, 1988, т. 48, вып. 8.
46. Рыкалин Н.Н., Углов А.А. Процессы объемного парообразования при воздействии луча лазера на металлы. //ТВТ, 1971, т.9, № 3, с.575.
47. Добкин А.В., Немчинов И.В. О влиянии длины-волны ЛИ на параметры образующейся плазмы. // Письма в ЖТФ, 1984, т.10, № 23, с.1426.
48. Голубь А.П., Маркевич И.Е. Немчинов И.В. и др. Исследование нестационарного процесса разогрева и испарения металлов и образования поглощающего слоя плазмы под действием ЛИ. Депонир. статья, ВИНТИ, N 3300-79, 1979.
49. Виленская Г.Г., Немчинов И.В. Численный расчет движения и нагрева излучением ОКГ плазмы, образовавшейся при вспышке поглощения в парах твердого тела. // ЖПМТФ, 1969, № 6, с.3.

50. Берченко Е.А., Кошкин А.В., Соболев А.П., Федюшин Б.Т. Влияние длины волны ЛИ на порог плазмообразования при облучении непрозрачных материалов. // Кв. электроника, 1981, т.8, № 7, с.1582.
51. Берченко Е.А., Соболев А.П., Федюшин Б.Т. Распространение лазерных волн поглощения в газе // Кв. электроника, 1979, т. 9, №7, с.1546.
52. Волосевич П.Т., Леванов Е.И. Влияние теплопроводности на распространение волны поглощения излучения ОКГ // ДАН СССР, 1970, т.194, № 1, с.49.
53. Шувалов В.В., Лосева Т.В., Нестеров Д.А. Предварительное исследование устойчивости дозвуковых радиационных волн. НТО. -Долгопрудный: МФТИ, 1989.
54. Лосева Т.В., Немчинов И.В. Дозвуковые радиационные волны. Сравнение теории и эксперимента. // Кв. электроника, 1982, т.9, № 7, с. 1373.
55. Бергельсон В.И., Лосева Т.В., Немчинов И.В., Орлова Т.Н. Распространение плоских сверхзвуковых радиационных волн. // Физика плазмы, 1975, т.1, № 6, с.912.
56. Крохин О.Н. Самосогласованный режим нагревания плазмы излучением ОКГ. // ЖТФ, 1964, т.34, N 7, с. 1324.
57. Сборник "Физика высоких плотностей энергий". - М.: Мир, 1974.
58. Зельдович Я.Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., Наука, 1966.
59. Афанасьев Ю.В., Гамалий Е.Г., Розанов В.Б. Основные уравнения динамики и кинетики лазерной плазмы. Труды ФИАН, 1982, т. 134, с. 10-13.
60. Райзер Ю. П. Лазерная искра в газах и распространение разрядов, М., Наука, 1974.
61. Щелкин И.И., Трошин Я.К. Газодинамика горения, М., АН, 1963.
62. Любомудров А. А. Физика плазмы и тепловые явления взрыва. МО СССР, М., 1989.
63. Пьезоэлектрические датчики давления ДД – 10 для измерения ударной волны на преградах. ИФЗ АН СССР, 1973.
64. Баум Ф.А., Станюкович К.П., Шехтер Б.И. Физика взрыва. –М.: Физматгиз, 1959.
65. Кондратьев В.Н., Немчинов И.В., Христофоров Б.Д. О затухании в твёрдом теле плоских ударных волн, вызванных взрывом. ПМТФ, №4, 1968.
66. Степанова Г.В. Нестационарное отражение плоской ударной волны от жёсткой стенки. ФГВ, № 3, 1976, – 468 с.
67. Рябинин Ю.Н., Родионов В.Н. О затухании ударной волны в каналах. В сб. "Физика взрыва", N 3, 1956.
68. Бурцев В.А., Калинин Н.В., Лучинский В.А. Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках. –М.: Энергоатомиздат. 1990.
69. Острик А.В., Петровский В.П. Особенности откольного разрушения полимерных цилиндрических тел при неосесимметричном импульсном нагружении. //ПМТФ, 1993. №1. с. 133-137.
70. Романов Г.С., Сметанников А.С. Моделирование сильноточного разряда. Расчет динамики разряда в МРГД приближении. // ТВТ, 1990. Т.28, №2.
71. Ostriak A.V., Petrovsky V.P. Fire stand testing of rocket hardfuel engine resistance to the influence of pressure impulse // International Conference "Shock waves in condensed watter", St. – Petersburg, Russia, 1994, p. 20.
72. Graham R.A., Nellson F.W., Benediok W.B. // Journ. Appl. Phys. 1965. V. 36, p. 23 – 25.
73. Дремин Ф.П., Похил П.Ф. Измерение скорости звука в продуктах детонации. // ДАН СССР. 1959. т. 128, № 5. с. 1049–1051.
74. Похил П.Ф., Зайцев В.Н., Шведов И.К. Электромагнитный метод измерения скорости продуктов взрыва. //ДАН СССР. 1960. т.132. № 6 с. 1339 – 1340.

## 5. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

В настоящем разделе приводятся некоторые результаты испытаний композитных оболочек и элементов конструкций ЛА, иллюстрирующие возможности предлагаемого набора устройств [1-5] для воспроизведения МДИ и эксплуатационных теплосиловых нагрузок.

### 5.1. Влияние пространственно-временного распределения нагрузки на параметры реакции оболочек

В качестве основных объектов экспериментальных исследований были выбраны [5] широко используемые в ЛА оболочки типа “кокон” с фланцевыми соединениями на концах. Силовая конструкция таких оболочек состоит из цельномотанных днищ и цилиндрической части, изготовленных посредством непрерывной намотки жгута органопластика СВМ и связующего ЭДТ-10, причем днища получены только за счет намотки спиральных слоев, а цилиндрическая часть дополнительно усилена кольцевыми слоями. Угол намотки спиральных слоев составлял  $22,5^\circ$  со схемой армирования от внутреннего радиуса оболочки: ПХПХ. По торцам оболочки встроены фланцы из стали 30ХГСА. Для обеспечения герметичности на всю внутреннюю поверхность оболочек нанесен слой из резины, а крепление заполнителя к оболочкам осуществляется с помощью адгезионного слоя. Для оболочек, работающих при значительных осевых нагрузках, дополнительно наматываются узлы стыка из стеклопластика. Безразмерные параметры, характеризующие геометрию испытываемых оболочек, составляли

$\frac{h}{R} = 0,012$ ,  $\frac{L}{R} = 1,85$  ( $L$  - длина

цилиндрической части оболочки,  $R$  - внутренний радиус оболочки,  $h$  - толщина оболочки). Все испытываемые оболочки были изготовлены по единой технологии и подвергались одинаковым режимам термообработки, что позволило провести систематические исследования их реакции на нестационарное нагружение.

Далее приводятся результаты исследований, целью которых было получение качественных и количественных данных о процессе деформирования конструкций, определение безопасных и разрушающих нагрузок в случае пустых и заполненных оболочек. Для определения качественной стороны процесса деформирования, оценки направлений главных деформаций и зон максимальных напряжений были проведены численные расчеты и специальные эксперименты по боковому нагружению многослойной органопластиковой оболочки с  $\frac{h}{R} = 0,012$ . Параметры нагрузки выбирались из условия неразрушения оболочки (нагружение УТВД импульсом давления  $I_p = 0,5 \text{ кПа} \times \text{с}$  с длительностью  $\tau_n = 100 \text{ мкс}$  и радиусом нагрузки  $R_n = 200 \text{ мм}$ , равным радиусу поперечного сечения цилиндрической части оболочки).

Одной из целей исследований было изучение влияния условий закреплений оболочек по торцам на процесс их деформирования. Рассматривались два случая: свободное вывешивание на тросах и жесткое защемление. Проведенные испытания показали существенное влияние условий закрепления оболочек на характер временного развития продольных деформаций. Тем не менее, как для свободно подвешенной, так и для жестко-защемленной оболочек максимальные окружные деформации почти вдвое больше продольных. При этом окружные деформации не превысили предельных значений (как будет видно из дальнейшего, для рассматриваемых оболочек около 2%), а максимальный прогиб составил 0.2 радиуса оболочки, что указывает на значительное их формоизменение. Оболочки в результате нагружения видимых повреждений не имели и полностью восстанавливали свою форму после деформирования, а остаточные деформации отсутствовали. Результаты сравнения расчетных (численное моделирование проводилось по методике [6]) и экспериментальных данных по развитию нестационарных деформаций для жестко-защемленной оболочки приведены на рис. 5.1а, 5.1б (пунктирной линией показаны расчетные зависимости). На рис. 5.1а представлены графики изменения окружных  $\varepsilon_\phi$  и продольных  $\varepsilon_s$  деформаций в центре пятна нагрузки в зависимости от времени. На рис. 5.1б построе-

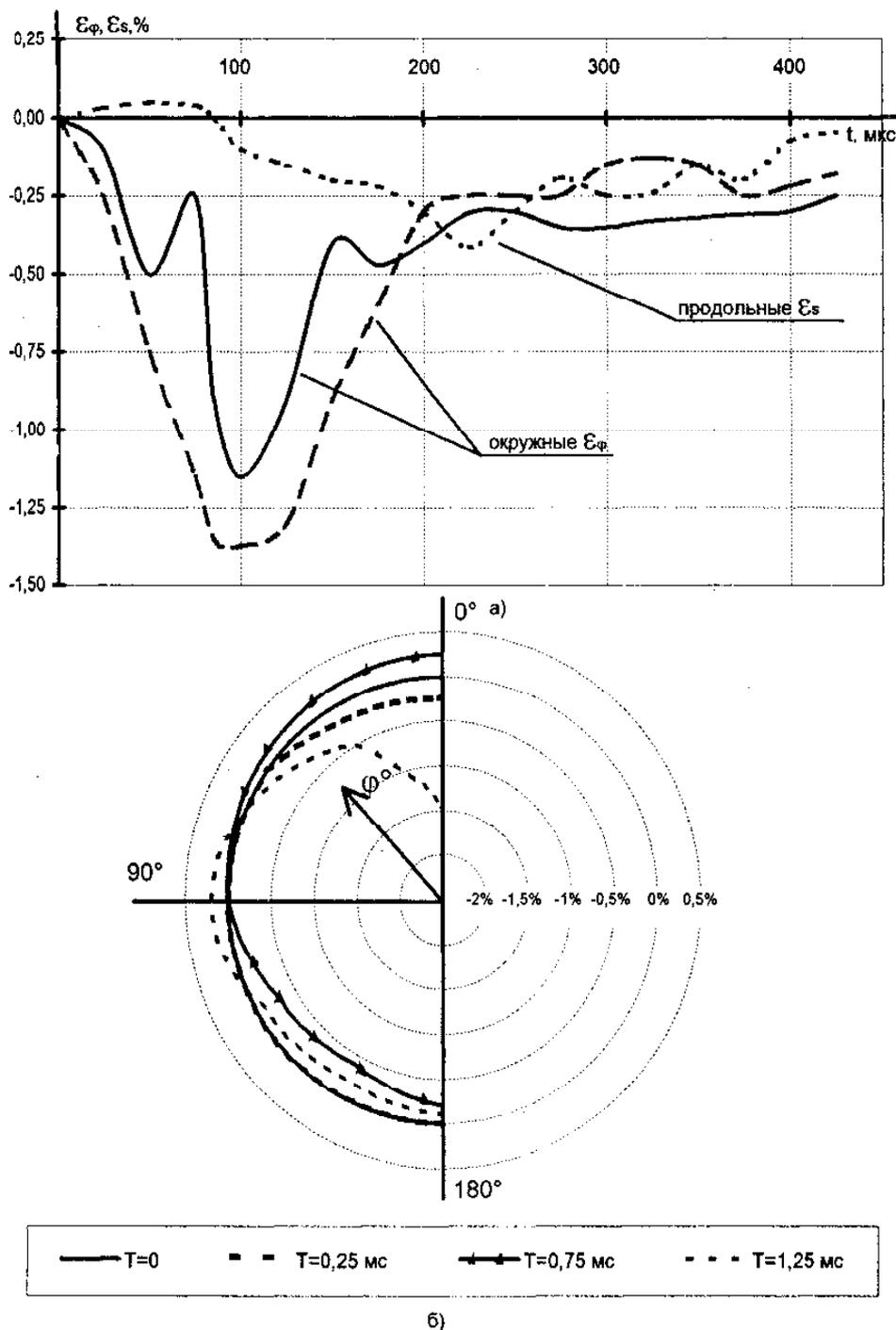


Рис.5.1 Развитие деформаций во времени (а) и их распределение по угловой координате (б)

деформаций по толщине слоя в момент их максимума значительное, а знаки противоположные, что свидетельствует о преобладании изгибной составляющей. Только в ненагруженной (тыльной) зоне, где деформации невелики, имеет место безмоментное напряженное состояние.

Таким образом, в начале деформирования развиваются радиальные колебания, причем в окружном направлении изменяются с большей частотой, нежели в продольном. Характер дефор-

ны распределения окружных деформаций по угловой координате оболочки для различных моментов времени.

Видно удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных значений. Развитие деформаций во времени показывает, что они носят характер сложных многочастотных колебательных процессов, продолжительность которых более чем на порядок превышает время действия нагрузки, с амплитудными значениями, достигающими 1,7%. Из рис. 5.2а, 5.2б видно, что деформирование оболочки по продольной координате ( $\epsilon_s$ ) остается монотонным, а деформирование оболочки носит преимущественно окружной характер ( $\epsilon_\phi$ ).

На определенном временном интервале сигналы от тензодатчиков с внешней и внутренней стороны оболочки имеют разную полярность, то есть, элемент, примыкающий к внешней поверхности оболочки растянут, а лежащий под ним сжат. Такое явление может сопровождать только изгиб (как правило, максимальная деформация на внешней стороне поверхности больше, чем на внутренней).

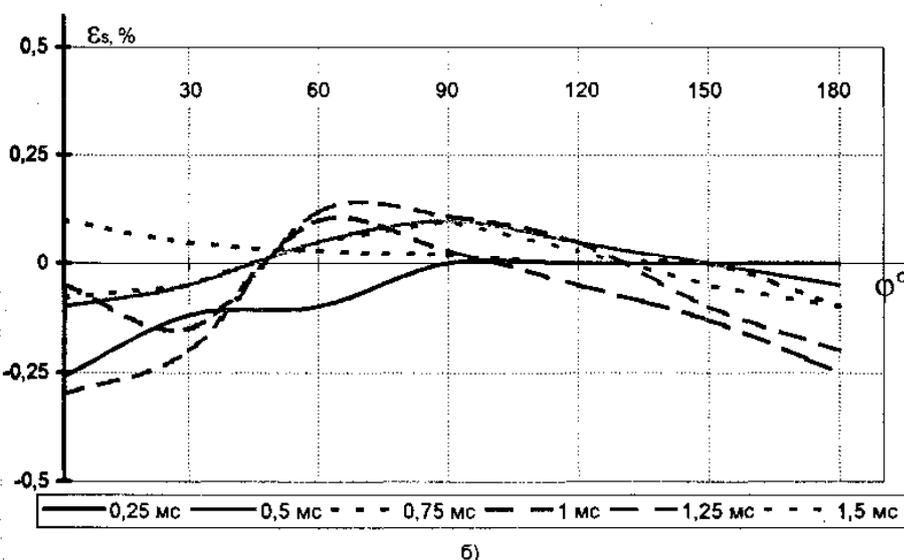
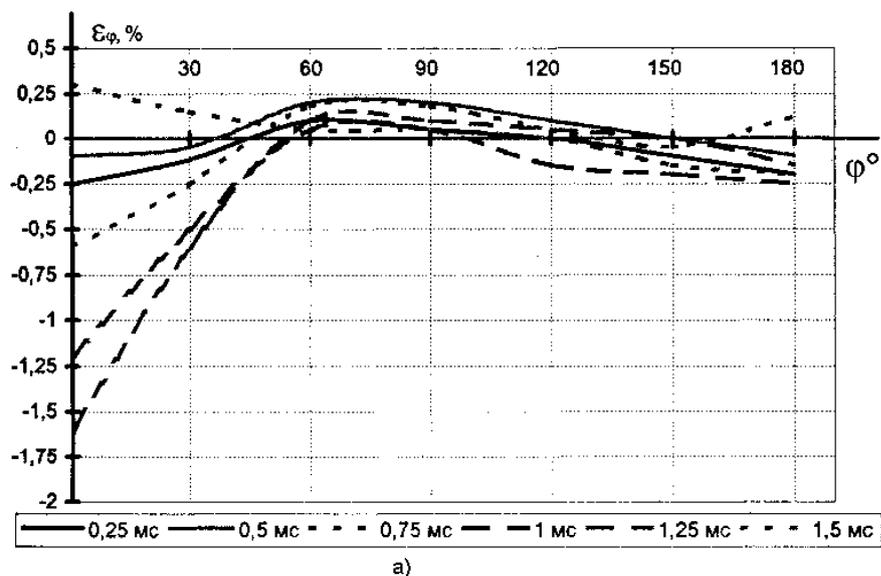


Рис. 5.2 Изменение окружных (а) и продольных (б) деформаций по угловой координате оболочки

смена знака (сжатие на растяжение) происходит в секторе  $\varphi \approx 40 \dots 60^\circ$ , после чего их уровень снижается, достигая максимального растягивающего значения при  $\varphi = 70^\circ$ .

Из полученных данных о процессе развития деформаций следует, что окружные деформации значительно больше продольных, поэтому разрушение оболочек будет в основном происходить за счет окружных напряжений, а степень разрушения определяется величиной максимальных окружных деформаций. Ввиду особенностей деформирования интенсивное развитие окружных изгибных деформаций происходит не по всей поверхности, а в определенных ограниченных областях, поэтому разрушение должно носить ярко выраженный локальный характер. В опытах, в большинстве случаев действительно наблюдается образование локальных разрушений, что позволяет использовать локальный критерий прочности (превышение максимальной окружной деформацией заданного критического уровня) при дальнейших исследованиях. В

маций на внешней и внутренней поверхностях оболочки указывает на преимущественное развитие сжимающих деформаций на начальной стадии деформирования и преобладание изгибной части деформации в более поздние моменты времени. Начиная с  $t = 500$  мкс, когда мембранные напряжения падают, наблюдается постепенный, а затем убыстряющийся процесс роста изгибных деформаций с максимумом изгиба на 1.2 мкс (рис. 5.3). После определенного времени все элементы оболочки возвращаются в исходное состояние. Зависимость значений максимальных прогибов от угловой координаты оболочек (рис. 5.4) показывает, что в начале деформирования происходит движение стенки оболочки в районе угла  $\varphi > 40^\circ$  навстречу действующему механическому давлению, максимальный уровень прогиба достигается в центре пятна нагружения ( $\varphi = 0$ ), а

соответствии с сформулированным критерием разрушения наибольший интерес представляет оценка максимальных окружных деформаций, в зависимости от физико-геометрических характеристик оболочки и параметров нагрузки  $I_p$  и  $\tau_n$  (рис.5.5).

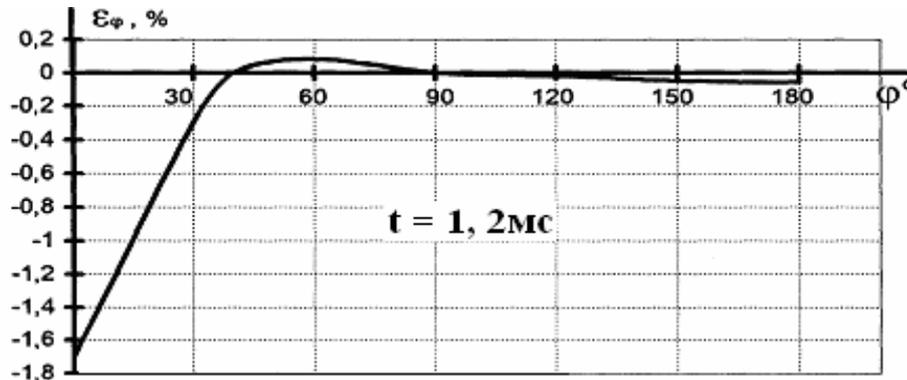


Рис. 5.3. Распределение окружных деформаций по угловой координате при  $t = 1, 2$  мс

преобладание окружных деформаций и выбранный критерий разрушения позволяют использовать в качестве расчетной модели конструкции модель бесконечной упругой цилиндрической оболочки. В рамках этой модели величина максимальной по времени окружной деформации  $\varepsilon_{\max}$  зависит от семи параметров: жесткостей  $B$  и  $D$ , радиуса оболочки  $R$ , поверхностной плотности массы  $m$ , параметров нагрузки  $I_p, \tau_n$  и углового размера области нагружения  $\varphi_n$ . Поскольку среди этих параметров лишь три имеют независимую размерность, то согласно  $\pi$ -теореме [7] максимальная деформация определяется четырьмя безразмерными комплексами:

$$\varepsilon_{\max} = f(\bar{h}, \bar{I}_p, \bar{\tau}_n, \varphi_n), \quad (5.1)$$

$$\bar{h} = \sqrt{\frac{12 \cdot D}{B \cdot R^2}}, \quad \bar{I}_p = \frac{I_p \cdot \bar{h}}{\sqrt{mB}}, \quad \bar{\tau}_n = \frac{\tau_n \cdot \sqrt{\frac{B}{m}}}{R}.$$

Отметим, что для однородной оболочки толщиной  $h$  параметр  $\bar{h}$  совпадает с относительной толщиной  $h/R$ .

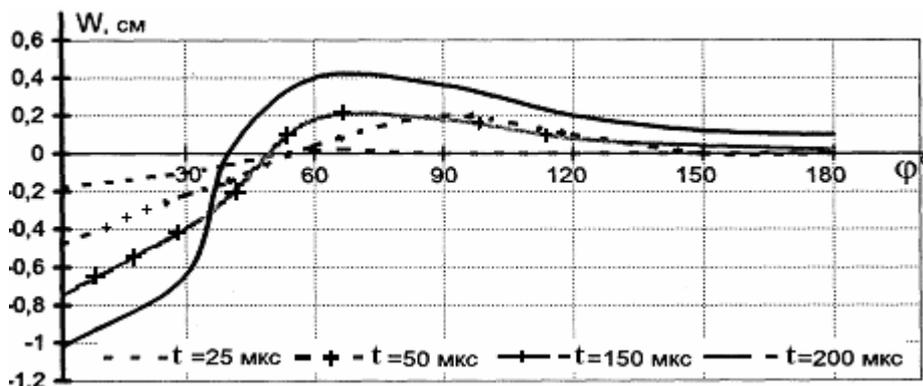


Рис. 5.4. Распределение прогиба оболочки по угловой координате в различные моменты времени

Расчетные и экспериментальные данные показывают, что максимальные деформации для упругих оболочек в пределах рассматриваемых величин и длительностей нагрузки линейно зависят от импульса давления и поэтому связь (5.1) представляется в виде:

$$\varepsilon_{\max} = \bar{I}_p f(\bar{h}, \bar{\tau}_n, \varphi_n)$$

или

$$\varepsilon_{\max} / \bar{I}_p = f(\bar{h}, \bar{\tau}_n, \varphi_n). \quad (5.2)$$

Функция  $f(\bar{h}, \bar{\tau}_n)$ , полученная в результате систематических расчетов по методике [6] при  $\varphi_n = \frac{\pi}{2}$ , приведена на рис. 5.6а и позволяет оценить максимальные деформации многослойных незаполненных композитных оболочек.

В рамках приведенных зависимостей можно приближенно учесть и влияние эксплуатационных теплосиловых нагрузок на величину максимальных деформаций. Для учета влияния наличия неравномерного эксплуатационного нагрева оболочки с температурным профилем по толщине  $T = T_{ch} \theta(z)$  ( $z$ -расстояние от нейтральной оси) следует считать жесткости оболочки  $B$  и  $D$  заданными функциями характерной температуры  $T_{ch}$ :

$$B = B(T_{ch}) = \int \frac{E[T_{ch} \theta(z)]}{1 - \nu^2(T_{ch} \theta(z))} dF, \quad D = D(T_{ch}) = \int \frac{E(T_{ch} \theta(z)) z^2}{1 - \nu^2(T_{ch} \theta(z))} dF,$$

где  $dF$ -элемент площади сечения оболочки;  $E, \nu$  – модуль Юнга и коэффициент Пуассона текущего слоя.

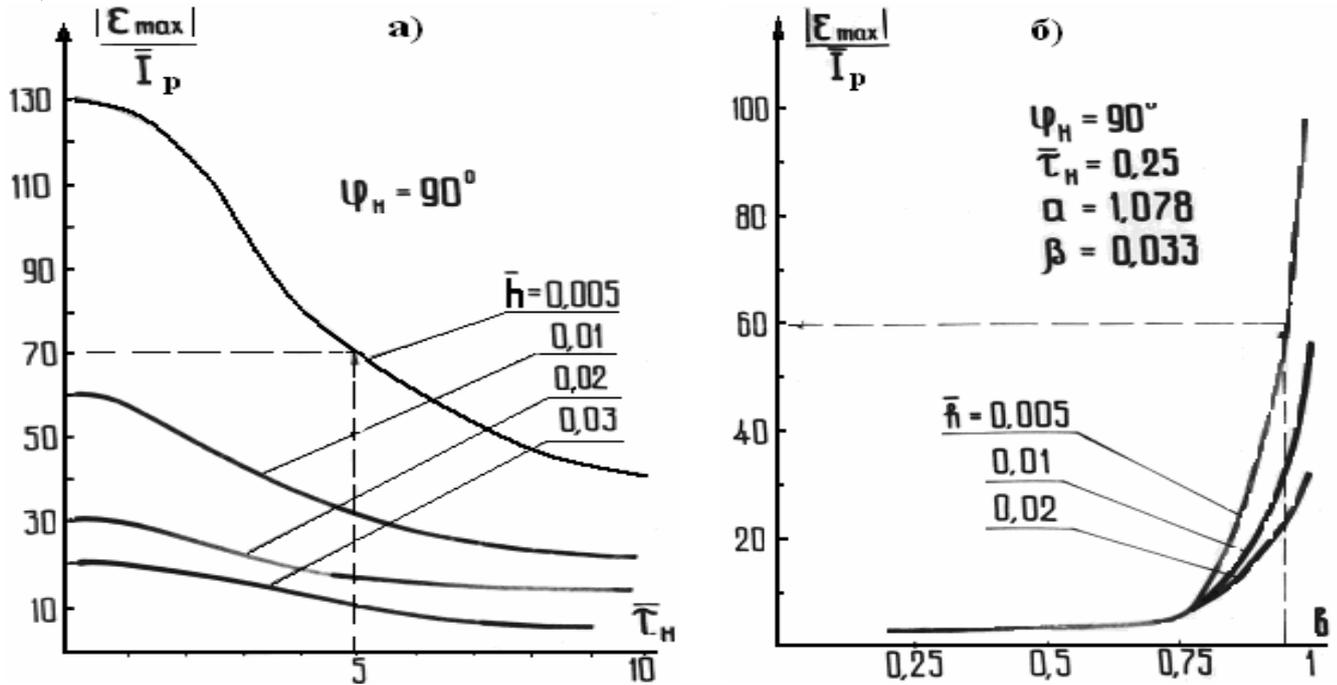


Рис. 5.5 Зависимости для определения максимальных деформаций оболочек: а) - пустых; б) - с наполнителем

Влияние внутреннего давления  $P_{in}$  в оболочке также может быть приближенно учтено алгебраическим суммированием начальных статических деформаций  $\varepsilon_{gst} = P_{in} R / B(T_{ch})$  с динамическими.

Максимальная окружная деформация для упругой оболочки с упругим наполнителем определяется семью безразмерными параметрами (при отсутствии сопротивления на сдвиг у наполнителя):

$$\varepsilon_{max} / \bar{I}_p = \zeta(\bar{h}, \bar{\tau}_n, \varphi_n, b, \beta, a), \quad (5.2)$$

$$b = \frac{r_3}{R}, \quad \beta = \frac{B}{RK}, \quad a^2 = \frac{m}{\rho_3} \times \frac{K}{B},$$

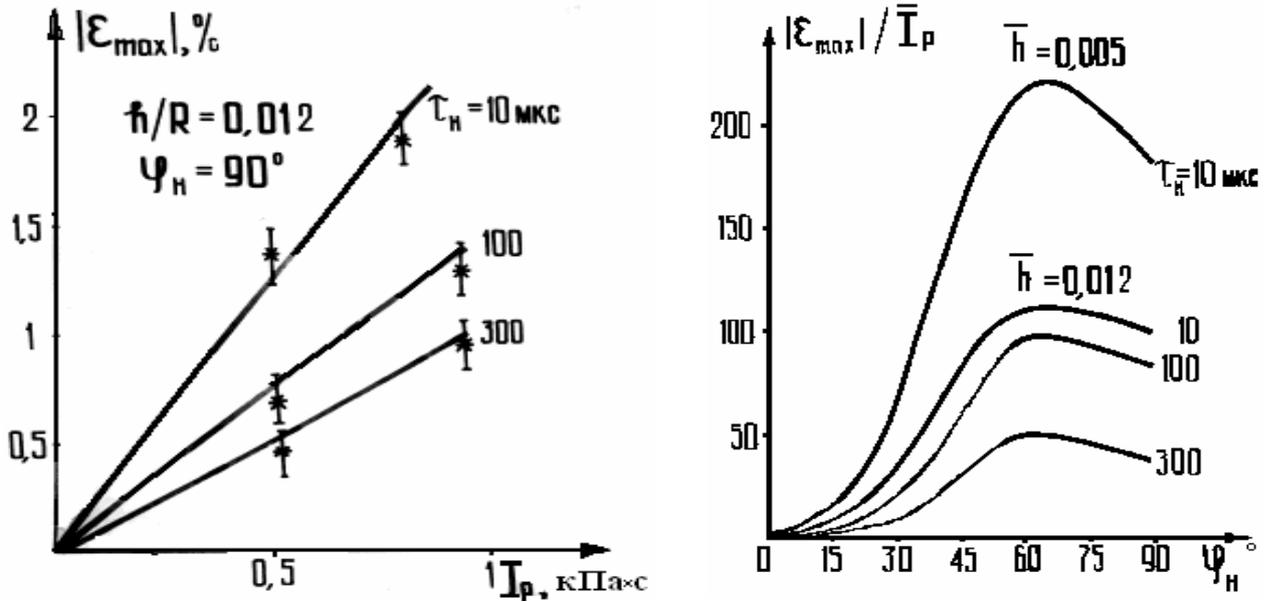
где  $r_3, \rho_3, K_3$  – внутренний радиус, плотность и объемный модуль сжатия наполнителя.

Если толщина свода наполнителя мала настолько, что его жесткостью можно пренебречь (это условие выполняется, когда  $1 - b \ll \beta$ ), то наличие наполнителя можно учесть как присоединенную к оболочке массу. В этом случае функция  $\xi$  выражается через функцию  $f$ , имеющую вдвое меньшее число аргументов:

$$\xi = \zeta(\bar{h}, \bar{\tau}_n, \varphi_n, b, \beta, a) = \gamma f(\bar{h}, \gamma \bar{\tau}_n, \varphi_n),$$

$$\gamma = \sqrt{\frac{1}{1 + \frac{1-b}{\beta a^2}}} \approx 1 - \frac{1-b}{2\beta a^2}.$$

Отметим, что в соответствии с принятым предположением, в этом случае функция  $\xi$  не зависит от объемного модуля сжатия заполнителя  $K$  (в произведении  $\beta a^2$  эта величина сокращается). В общем случае функция  $\xi(\bar{h}, \bar{\tau}_n, b, \beta, a)$  представлена на рис. 5.5б (при характерных для резинового заполнителя значениях  $a$  и  $\beta$ ).



а) моноимпульсная  
 $\tau_n = 1$  мкс

б) многократная  
 $\tau_{n1} = \tau_{n2} = 100$  мкс,  $\tau_{сл} = 650$  мкс

в) кумулятивная  
 $\tau_n = 100$  мкс



в)

Рис. 5.6 Влияние пространственно - временных параметров нагрузки на реакцию и характер разрушения оболочек ( $I_{p\Sigma} = 1$  кПа·с)

Таким образом, приведенные соотношения и данные на рис. 5.5а, 5.5б позволяют оценить максимальные окружные деформации пустых и заполненных упругих композитных оболочек в случае упругого поведения заполнителя и его слабого (по сравнению со сжатием) сопротивле-

ния к деформациям сдвига.

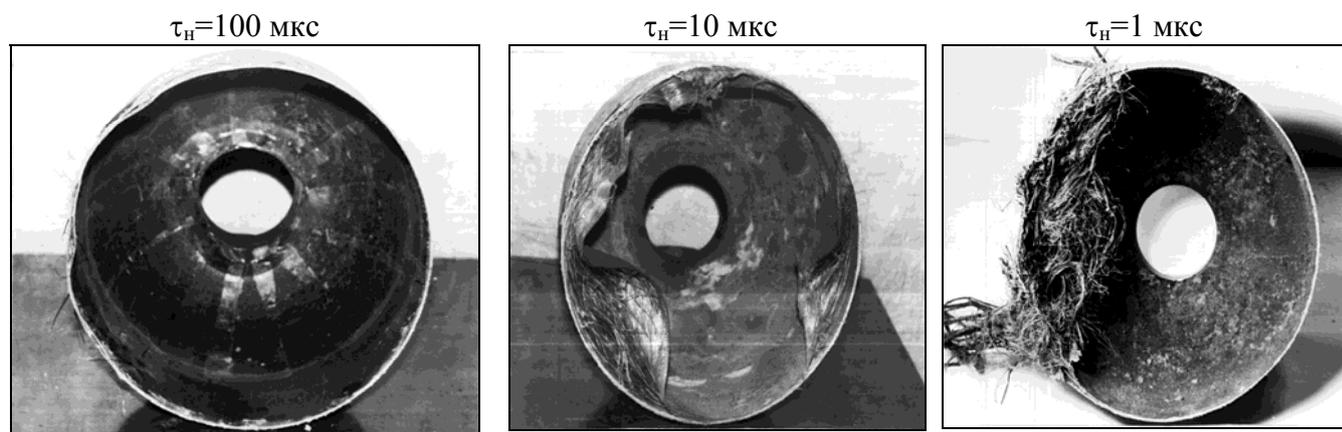


Рис. 5.7. Переход от оболочечного характера разрушения к волновому при уменьшении длительности нагрузки

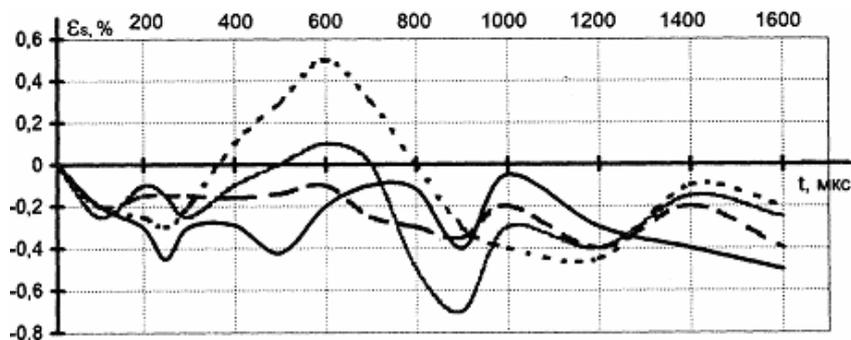
При экспериментальном изучении влияния пространственно-временных характеристик нагрузок на параметры реакции и характер разрушения композитных оболочек рассматривались моноимпульсный, многоразовый и кумулятивный режимы воздействия. Варьировались импульсы давления, длительности, площади нагружения (в моноимпульсном режиме), временные интервалы между импульсами (в многоразовом режиме) и пространственные распределения давления по поверхности (в кумулятивном режиме).

Результаты, приведенные на рис. 5.6а, показывают качественные и количественные изменения, происходящие при увеличении импульса давления и уменьшении длительности нагрузки с радиусом пятна нагружения равным радиусу поперечного сечения оболочки. Оболочка деформируется упруго вплоть до разрушения [5] и максимальная деформация изменяется прямо пропорционально импульсу давления в соответствии с соотношением (5.2). Изменение времени нагружения при заданном уровне импульса давления существенно влияет на величину деформаций, уменьшая ее при увеличении длительности (рис. 5.6а). Осциллограммы записи относительной деформации оболочки во времени при воздействии боковой нагрузки имеют вид затухающих колебаний относительно нулевой линии (остаточные деформации отсутствуют). Обработка осциллограмм тензометрирования проводилась до времён развития существенных повреждений, что соответствовало нарушения нормальной работы тензодатчиков.

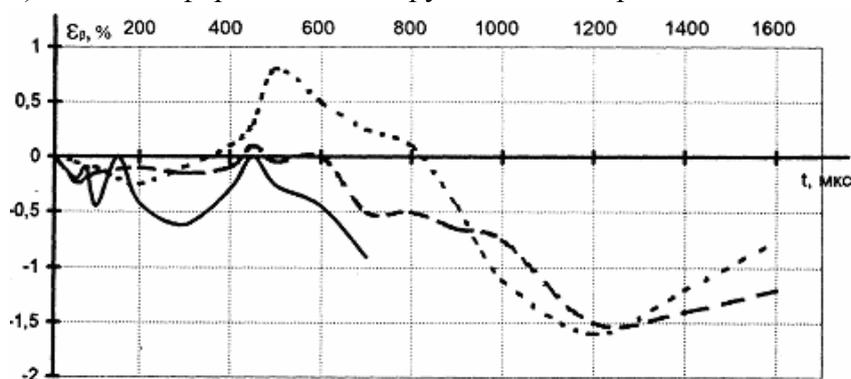
Площадь нагружения варьировалась изменением углового размера  $\varphi_n$ . Поскольку, как уже отмечалось, в периферийной части пятна нагрузки (при  $\varphi > 40^\circ$ ) движение оболочки происходит навстречу действующему механическому давлению, то при уменьшении размеров пятна нагрузки  $\varphi_n$  периферийное выпучивание облегчается и наблюдается рост максимальной деформации, несмотря на падение интегрального импульса. Вследствие этого существует окружной размер зоны нагружения, которому соответствует экстремальное значение деформации при фиксированной величине удельного импульса давления [5]. Как следует из рис. 5.6б, только при углах  $\varphi_n \leq 60^\circ$  спад интегрального импульса оказывается превалирующим и максимальная по времени окружная деформация уменьшается. В результате наиболее опасным является нагружение не по всей поверхности цилиндрической оболочки, а локальным пятном, захватывающим ее треть.

Результаты экспериментальных исследований характера разрушений в зависимости от пространственно-временного профиля нагрузки при одинаковом суммарном импульсе давления  $I_{p\Sigma} = 1 \text{ кПа} \times \text{с}$  представлены на рис. 5.6в, 5.7. Наблюдается рост размеров повреждений с уменьшением длительности воздействия и переходом от моноимпульсного воздействия к многоразовому или кумулятивному. После нагружения часть оболочек разрезалась

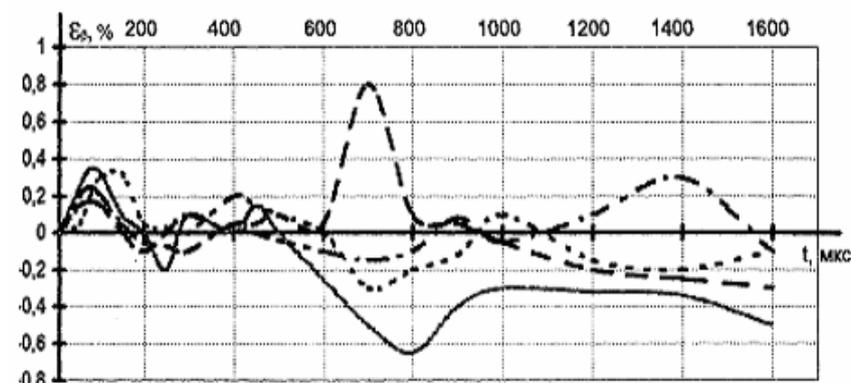
для выяснения типа повреждения. Так на рис. 5.7 видно, что при фиксированном импульсе давления с уменьшением длительности от 100 мкс до 1 мкс реализуется переход от оболочечного типа разрушения к волновому, когда доминирующую роль начинают играть нормальные к поверхности оболочки напряжения, разрушающие ее на начальной стадии деформирования до развития прогиба.



а) осевые деформации на нагружаемой поверхности



б) кольцевые деформации на нагружаемой поверхности



в) кольцевые деформации на внутренней поверхности

Рис. 5.8. Развитие деформаций при многократном нагружении: — - первое нагружение; — — - второе нагружение; - - - третье нагружение; . . . - четвертое нагружение; — — — - пятое нагружение

формаций в центре пятна нагружения. Для исследуемого типа оболочек они имеют место при длительностях нагружения  $\tau_n > 10$  мкс и окружающих деформациях превышающих 2%. При разрушениях волнового типа образуются множественные разрывы нитей наполнителя с расслоениями и трещинами в связующем по всей толщине оболочки. Они реализуются при  $\tau_n < 10$  мкс и превышении нормальных к поверхности оболочки напряжений их откольных значений для связующего.

При многократном нагружении с временным интервалом между импульсами  $\tau_{св}$ , превы

При нагружении импульсом давления с  $\tau_n = 100$  мкс разрушения (в виде разрывов отдельных нитей и нарушения целостности связующего и, как результата, остаточного прогиба) реализуются только после нескольких оболочечных колебаний, а при  $\tau_n = 10$  мкс разрушения (в виде множественных трещины вдоль образующей) происходят при первом прогибе оболочки внутрь без смены знака деформаций (это следует из анализа показаний тензодатчиков). В случае длительности нагружения  $\tau_n = 1$  мкс разрушение носит ярко выраженный волновой характер. При этом откол происходит по связующему и, соответственно, откольные напряжения близки к откольным значениям этого материала (около 1,7 кбар).

Таким образом, в зависимости от длительности нагрузки реализуются различные типы повреждений. Разрушения оболочечного типа носят локальный характер и обусловлены развитием окружающих де-

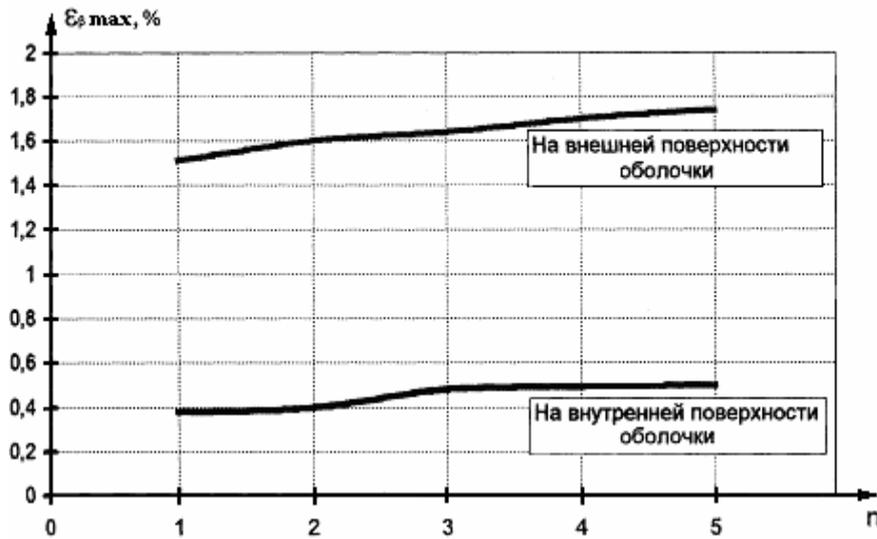


Рис. 5.9. Зависимость максимальных окружных деформаций от числа воздействий

связующего имеют место, о чем свидетельствуют светлые области на поверхности оболочки, обусловленные растрескиванием смолы ЭДТ-10. Вследствие этого увеличиваются деформации от нагружения к нагружению (как сжимающие, так и растягивающие), как это представлено на рис.5.8. Суммирование повреждений носит нелинейный характер, на что указывает непропорциональный рост максимальных деформаций от воздействия к воздействию (рис. 5.9). Видно, что при многократном (5 и более нагружений) воздействии оболочки импульсом давления одинаковой интенсивности процесс накопления ущерба проявляет тенденцию к стабилизации, т.е., начиная с некоторого момента, с увеличением номера нагружения приращение деформаций уменьшается.

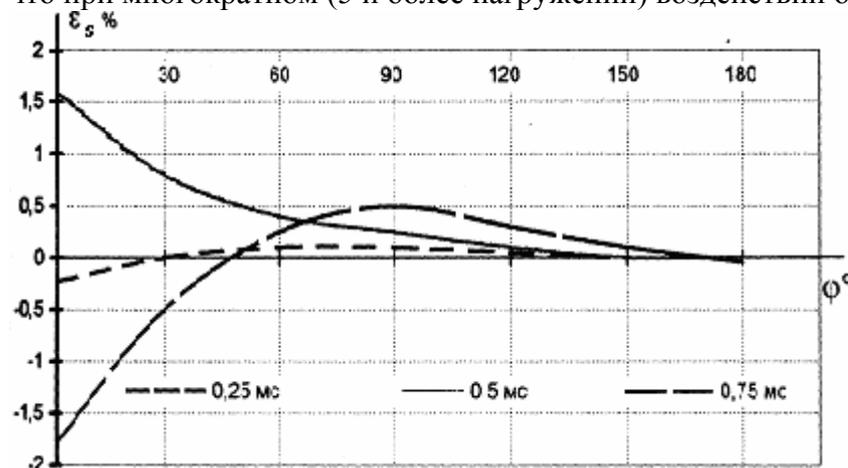


Рис. 5.10. Распределение продольных деформаций в центральном осевом сечении оболочки (двукратное импульсно-частотное воздействие).

Более опасным является случай многократного нагружения, когда кинетическая и потенциальная энергии, накопленные оболочкой, не успевают затухнуть при переходе от воздействия к воздействию (импульсно-частотный режим). В этом случае, кроме эффекта накопления повреждений, разрушению способствуют резонансные явления, проявляющиеся при условии, что импульсы нагрузки посылаются в такт с развитием прогиба оболочки. Так, импульсно-частотное нагружение с параметрами  $I_{p1} = I_{p2} = 0,5 \text{ кПа} \times \text{с}$ ,  $\tau_{n1} = \tau_{n2} = 100 \text{ мкс}$ ,  $\tau_{св} = 50 \text{ мкс}$  приводит к резкому изменению характера деформирования и значительному увеличению деформаций после приложения второго импульса.

В результате оболочка расслаивается с выпучиванием в центральном сечении и образованием множественных разрывов нитей в области нагружения при  $30^\circ < \varphi < 60^\circ$ . Разрушение

шающим время затухания колебаний оболочки после предыдущего воздействия ( $\tau_{damp} \approx 40 \text{ мс}$ ),

разрушение оболочки происходит из-за накопления микроразрушений. После каждого нагружения с

$$I_p = 0,5 \text{ кПа} \times \text{с}, \tau_n = 100 \text{ мкс}$$

(однократная нагрузка с этими параметрами не вызывает разрушений) отсутствуют остаточные деформации (по показаниям тензодатчиков) и оболочка, деформируемая в упругой области, практически полностью восстанавливает свою форму. Однако повреждения

накопления ущерба проявляет тенденцию к стабилизации, т.е., начиная с некоторого момента, с увеличением номера нагружения приращение деформаций уменьшается.

Более опасным является случай многократного нагружения, когда кинетическая и потенциальная энергии, накопленные оболочкой, не успевают затухнуть при переходе от воздействия к воздействию (импульсно-частотный режим). В этом случае, кроме эффекта накопления повреждений, разру-

оболочки в этой области связано с формированием в ней наибольших изгибных деформаций

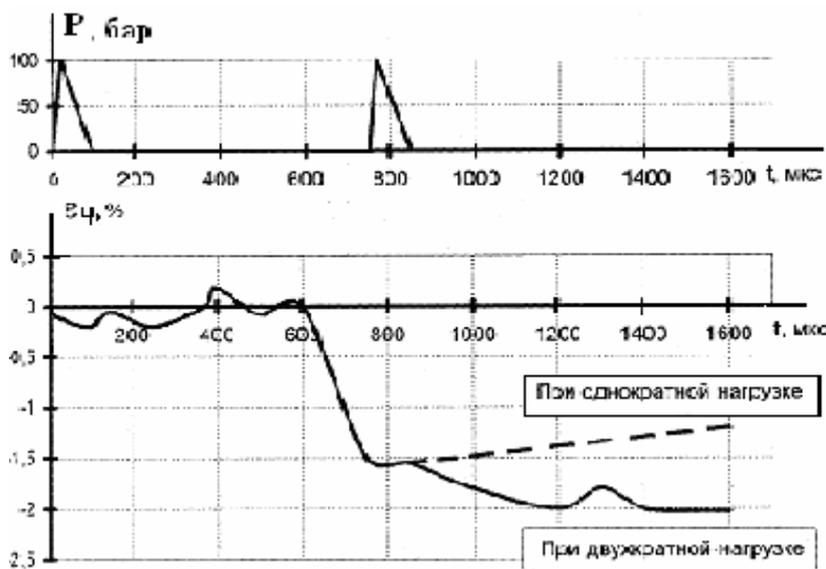


Рис. 5.11. Развитие окружных деформаций при резонансном двукратном нагружении

Развитие окружной деформации при резонансном (этому режиму, как показал анализатор обратной связи УТВД, соответствует  $\tau_{скв} \approx 650$  мкс) двукратном нагружении и ее сравнений со случаем однократного воздействия показано на рис. 5.11. Видно, что на начальном этапе осциллограммы деформаций совпадают, а в момент приложения второго импульса окружная деформация резонансного воздействия оказывается значительно больше. В результате при двукратном нагружении в резонанс уровень разрушения оболочки выше, а вклад второго импульса в итоговую максимальную деформацию существенно больше, чем при нерезонансной скважности воздействия.



Рис. 5.12. Разрушение композитной оболочки при резонансном кумулятивном воздействии нагрузкой с  $I_{p1} = I_{p2} = 0,5 \text{ кПа} \times \text{с}$ ,  $\tau_{n1} = \tau_{n2} = 100 \text{ мкс}$ ,  $\tau_{скв} = 650 \text{ мкс}$

наибольших изгибных деформаций (рис.5.10), обусловленных образованием точки перегиба (выпучиванием периферийной части в противоположную сторону). Отметим, что резонансный режим приводит к значительно большим разрушениям по сравнению с многократным нагружением ( $\tau_{скв} > \tau_{damp}$ ) при одинаковом суммарном импульсе давления.

С изменением временного интервала между импульсами изменяется и суммарная максимальная деформация от нагружения. Оптимальными интервалами между импульсами являются, очевидно, значения, равные целому числу периодов колебаний оболочки. С изменением временного интервала между импульсами изменяется и суммарная максимальная деформация от нагружения. Оптимальными интервалами между импульсами являются, очевидно, значения, равные целому числу периодов колебаний оболочки. С изменением временного интервала между импульсами изменяется и суммарная максимальная деформация от нагружения. Оптимальными интервалами между импульсами являются, очевидно, значения, равные целому числу периодов колебаний оболочки.

Существенное влияние на характер разрушения оказывает и пространственное распределение нагрузки по поверхности оболочки. Для экспериментального изучения этого влияния на оболочке создавалась нагрузка с помощью кольцевого заряда ВВ, внутри которого устанавливалась цилиндрическая труба, пре-

пятствующая схлопыванию ударных волн. После нагружения с  $I_p = 1 \text{ кПа} \times c$ ,  $\tau_n = 100 \text{ мкс}$  оболочка получила разрушения, значительно превосходящие те, которые образуются при таком же импульсе давления, но с гладким пространственным профилем давления. Различие связано, по-видимому, с тем, что на границе кольца развивается существенно неоднородное поле деформаций. Для выяснения роли схождения ударных волн на преграде проводилось нагружение оболочки кумулятивной нагрузкой (из кольца убирался ограничивающий схождение цилиндр). Тяжесть разрушения оболочки возрастает (правое фото на рис.5.6 в). Кумуляция приводит к усилению давления в центре области нагружения вследствие суперпозиции волн приходящих с периферии. В этом случае разрушение усиливается и вследствие развития сдвиговых напряжений, особенно опасных для композитных материалов нитяной намотки.

При изучении характера разрушений в случае импульсно-частотного кумулятивного режима нагрузки создавались УТВД с установленными в ее сопле различными насадками. Исследования показали, что действие пространственно-неоднородной резонансной нагрузки оказывается особенно опасным для композитных оболочек, вызывая в них значительные разрушения при умеренных уровнях нагружения (см. рис. 5.12).

### 5.2. Параметры реакции на нестационарные нагрузки предварительно напряженных оболочек

Как уже отмечалось исследование прочности композитных конструкций к МДИ необходимо проводить с учетом наличия эксплуатационных теплосиловых нагрузок. С целью изучения их влияния экспериментально рассматривались различные варианты сочетаний и последовательностей действия эксплуатационных нагрузок и МДИ (см. табл. 5.1).

**Таблица 5.1. Моделируемые состояния системы «оболочка-заполнитель»**

№	состояние оболочки	схема испытаний
1	заполненная оболочка, поджатая осевым усилием $N_{сж}$	
2	заполненная оболочка под внутренним давлением $P_{вн}$	
3	нагретая до температуры $T_{ch}$ пустая оболочка	

**Вариант состояния №1** (заполненная оболочка, поджатая осевым усилием). Величина осевой нагрузки  $N_{сж}$  выбирается из условий равенства осевых напряжений от эксплуатационных нагрузок в натурной конструкции и испытываемой модельной оболочке. Поджатие осуществляется устройством с пружинным механизмом, который обеспечивает сохранение осевого нагружения при боковом воздействии нестационарной нагрузки, воспроизводящей МДИ. Как следует из результатов испытаний, при значениях осевой сжимающей силы, сравнимых с критической силой потери устойчивости, деформирование сопровождается образованием вмятин, охватывающих нагруженную зону, при этом ненагруженная часть оболочки оказывается практически недеформированной. Сравнение процессов развития деформаций в различных точках сжатой и несжатой оболочек также показывает, что одновременно с резким увеличением деформаций в областях локализации вмятин происходит уменьшение динамических деформаций в других точках контура оболочки.

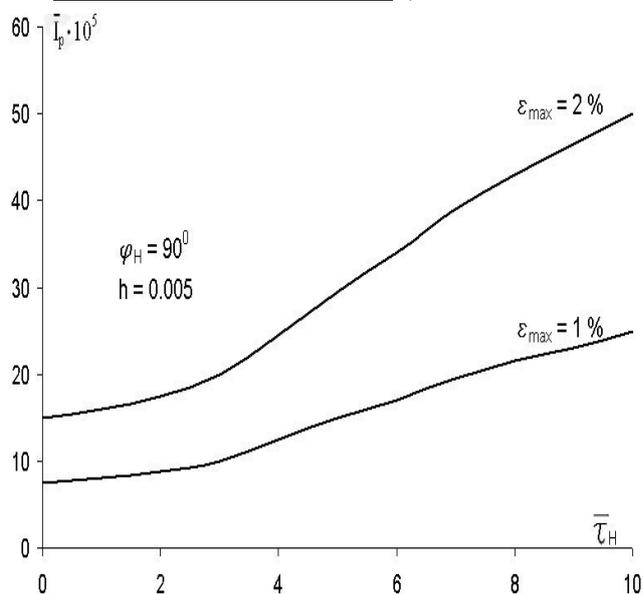


Рис. 5.13. Уровни равных значений максимальной деформации (равной степени повреждения)

Сравнение процессов развития деформаций в различных точках сжатой и несжатой оболочек также показывает, что одновременно с резким увеличением деформаций в областях локализации вмятин происходит уменьшение динамических деформаций в других точках контура оболочки.

Варьируя уровни нагружения можно получать различные степени повреждения (вмятины и расслоения), которым соответствует, в свою очередь, различное снижение устойчивости и несущей способности (способности противостоять внутреннему давлению) оболочки.

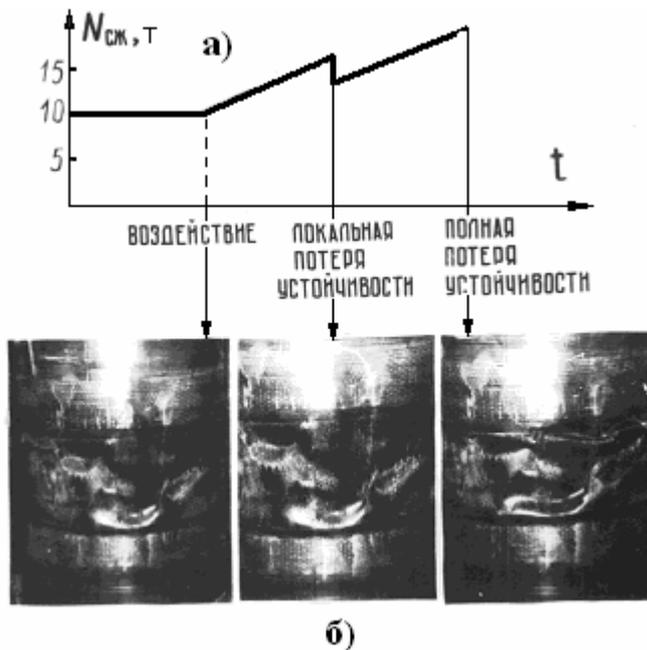


Рис. 5.14. Потеря устойчивости поврежденных оболочек

После создания нестационарной нагрузки некоторой степени повреждения опасность его может быть оценена доведением поврежденной оболочки до разрушения эксплуатационными нагрузками. В качестве последних рассматривались: осевое усилие или внутреннее давление.

Момент потери устойчивости поврежденной оболочки фиксировался по резкому спаду сжимающего осевого усилия.

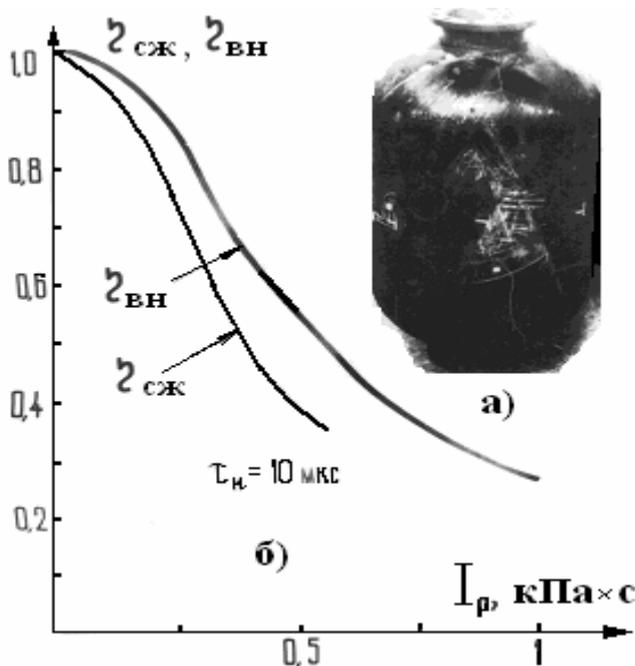


Рис. 5.15. Снижение устойчивости и несущей способности поврежденной оболочки

Величины  $N_{ск}(0)$  и  $P_{вн}(0)$  определялись как средние значения по результатам выборочных испы-

таний. Используя построенные зависимости максимальных окружных деформаций от параметров нагрузки  $I_p, \tau_n, \varphi_n$  и задавая уровень повреждения величиной этой деформации, можно построить линии  $I_p = I_p(\tau_n)$  равных значений  $\varepsilon_{max} = const$  (рис. 5.13). Тогда нагрузки с параметрами  $I_p, \tau_n, \varphi_n$ , лежащими ниже этой линии, оказываются безопасными (неспособными создать недопустимую степень повреждения). Соответствие же между величиной максимальной деформации и степенью повреждения определяется из результатов испытаний.

Определение предельно допустимой степени повреждения также может осуществляться опытным путем. После создания нестационарной нагрузки некоторой степени повреждения опасность его может быть оце-

нена доведением поврежденной оболочки до разрушения эксплуатационными нагрузками. В качестве последних рассматривались: осевое усилие или внутреннее давление.

Момент потери устойчивости поврежденной оболочки фиксировался по резкому спаду сжимающего осевого усилия.

Как видно из зависимости осевого усилия от времени, приведенной на рис. 5.14а, таких характерных спадов два. Первый из них соответствует локальной потере устойчивости в области разрушения оболочки, второй происходит при полной потере устойчивости с образованием ромбовидных вмятин по всей поверхности оболочки (рис. 5.14б).

При нагружении поврежденной оболочки внутренним давлением она разрушается в цилиндрической части в виде зигзагообразной трещины с разрывом нитей спирального слоя (рис. 5.15а). Экспериментально полученное снижение устойчивости  $\eta_{сж} = N_{сж}(I_p) / N_{сж}(0)$  и несущей способности  $\eta_{вн} = P_{вн}(I_p) / P_{вн}(0)$ , поврежденных оболочек, показано на рис. 5.15б. Разрушающее внутреннее давление  $P_{вн}$  для поврежденных оболочек определялось на гидростатическом стенде, позволяющем плавно менять давление внутри испытываемой оболочки. Вели-

таний из различных поставок оболочек. Приведенные зависимости  $\eta_{сж}$  и  $\eta_{вн}$  от величины импульса могут быть аппроксимированы функцией вида

$$\eta = 1 - d \cdot \exp\left(-\frac{I_p^*}{I_p}\right)$$

( $I_{рсж}^* = 0,1 \text{ кПа} \times \text{с}$ ,  $I_{рвн}^* = 0,5 \text{ кПа} \times \text{с}$  - характерные импульсы, соответствующие потере устойчивости и исчерпанию несущей способности;  $d_{сж} = 0,9$ ,  $d_{вн} = 0,8$  - экспериментально определяемые безразмерные коэффициенты). Как следует из рис. 5.15б, уровень повреждения сильнее влияет на устойчивость оболочки, чем на ее несущую способность.

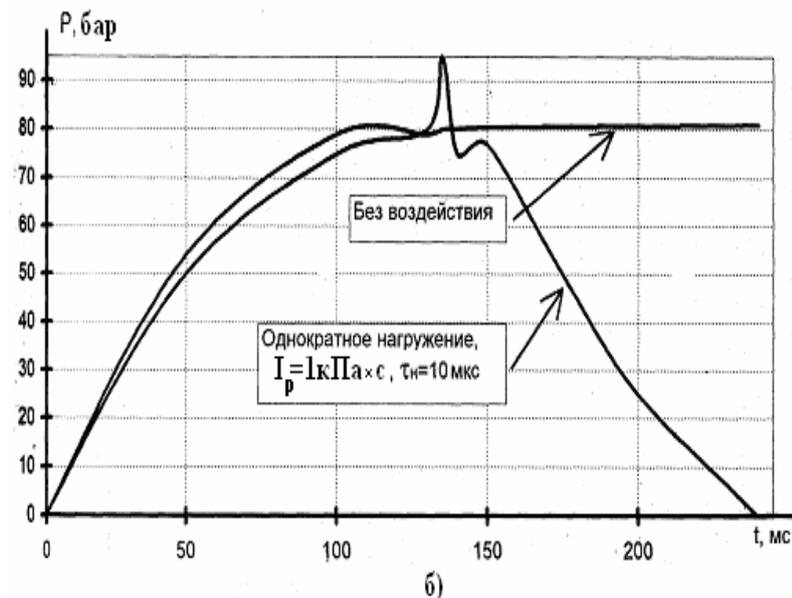
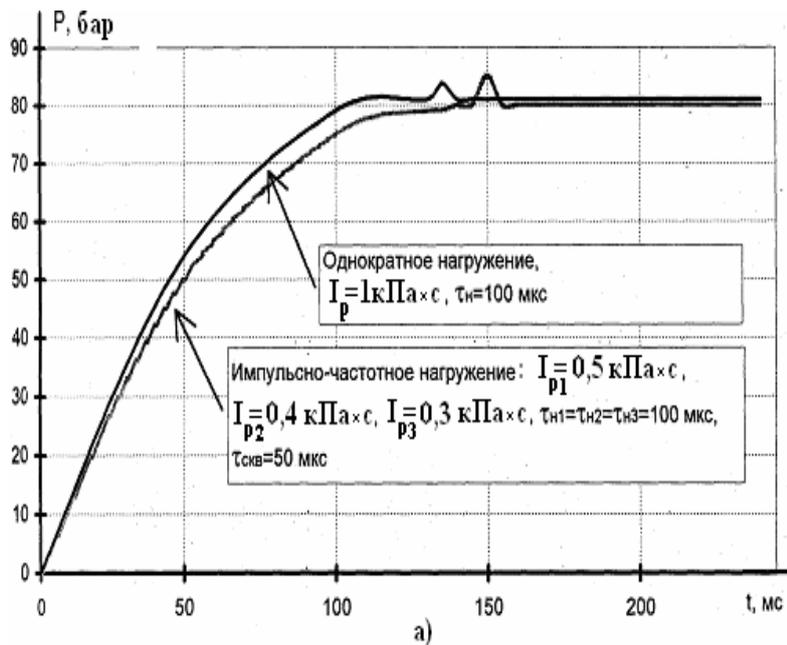


Рис. 5.16. Изменение внутреннего давления в оболочке  
 ня воздействия увеличивает стойкость оболочек к нестационарным нагрузкам. Однако при дальнейшем повышении уровня нагружения наличие внутреннего давления усугубляет последствия воздействия МДИ. Так, при воздействии нагрузки с параметрами  $I_p = 1 \text{ кПа} \times \text{с}$ ,  $\tau_n = 10 \text{ мкс}$  произошло ее полное разрушение оболочкой внутренним давлением. Динамика падения давления после воздействия представлена на рис. 5.16б.

### **Вариант состояния №2** (заполненная оболочка с внутренним давлением).

Перед воздействием нагрузки, воспроизводящей МДИ в оболочке создавалось внутреннее давление  $P_{вн} = 80 \text{ бар}$  (в 1.3 раза меньше разрушающего). Нагружение наддутой оболочки импульсом давления  $I_p = 1 \text{ кПа} \times \text{с}$  с длительностью  $\tau_n = 100 \text{ мкс}$ , в отличие от случая нагружения без внутреннего давления, к разрушению оболочки не привело. Внутреннее давление препятствует развитию прогиба на первой четверти волны, а сжимающие деформации от нестационарной нагрузки частично компенсируются растягивающими статическими. Более того, даже нагружение оболочки трехкратной импульсно-частотной нагрузкой с параметрами  $I_{p1} = 0,5 \text{ кПа} \times \text{с}$ ,  $I_{p2} = 0,4 \text{ кПа} \times \text{с}$ ,  $I_{p3} = 0,3 \text{ кПа} \times \text{с}$ ,  $\tau_{n1} = \tau_{n2} = \tau_{n3} = 100 \text{ мкс}$ ,  $\tau_{сжв} = 50 \text{ мкс}$

и не вызвало видимых разрушений конструкции и ее герметичность (способность удерживать внутреннее давление) сохраняется (рис. 5.16а). Следовательно, наличие внутреннего давления вплоть до некоторого критического уровня

**Вариант состояния №3.** (пустая и нагретая оболочка). Для исследования влияния температуры на прочность оболочек к МДИ проводились расчеты и испытания нагретых конструкций без заполнителя. На рис. 5.17 приведены зависимости максимальных деформаций в центре на

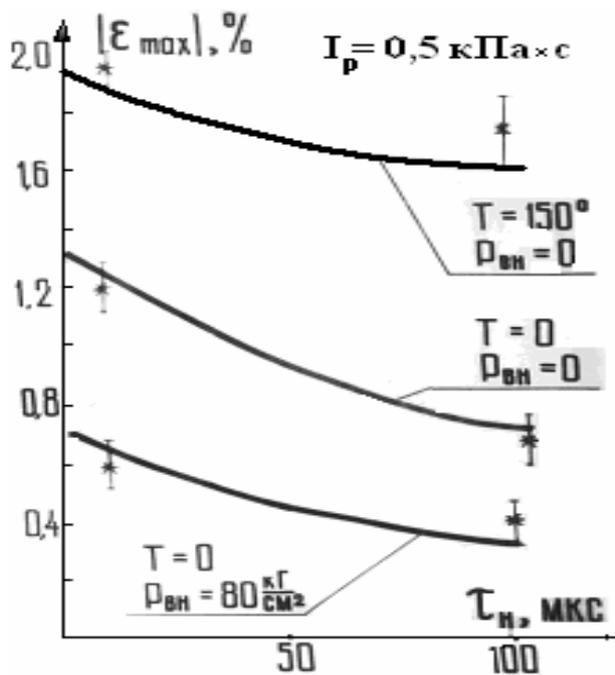


Рис. 5.17. Влияние нагрева оболочки

грев корпуса оболочки из композитного материала существенно изменяет характер его деформирования и разрушения.

### 5.3. Нестационарное деформирование заполненных оболочек

В процессе эксплуатации толщина заполнителя оболочке может меняться (например, толщина свода топлива в работающем реактивном двигателе твердого топлива). Поэтому изучение влияния заполнителя представляется целесообразным проводить с варьированием его внутреннего радиуса. Также в широких пределах менялись тип и плотность заполнителя. В качестве заполнителя в экспериментах использовались: пенопласт марки ППУ-КФ с плотностью  $\rho_3 = 0.2$  г/см<sup>3</sup>; резина – герметик марки ЗИГ24с с  $\rho_3 = 1.3$  г/см<sup>3</sup> и имитатор твердого топлива с  $\rho_3 = 1.8$  г/см<sup>3</sup>. Внутри заполнителя по оси оболочки продельвался канал, генерирующий растягивающие напряжения при отражении от него волн сжатия и инициирующий откольные разрушения.

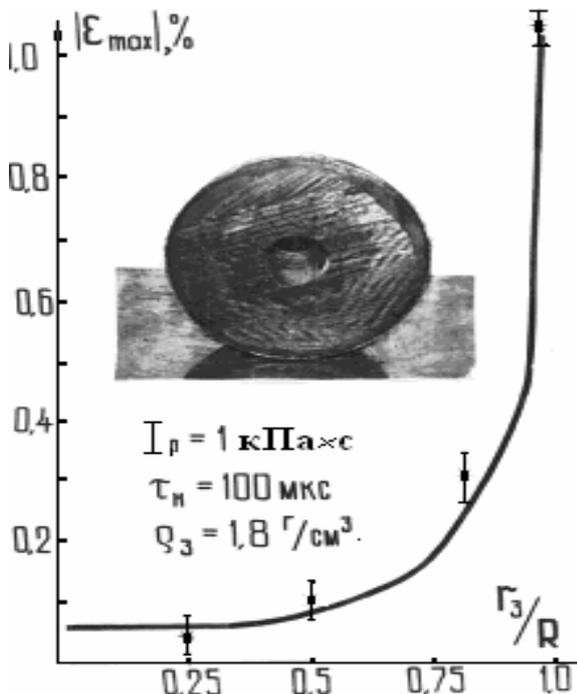


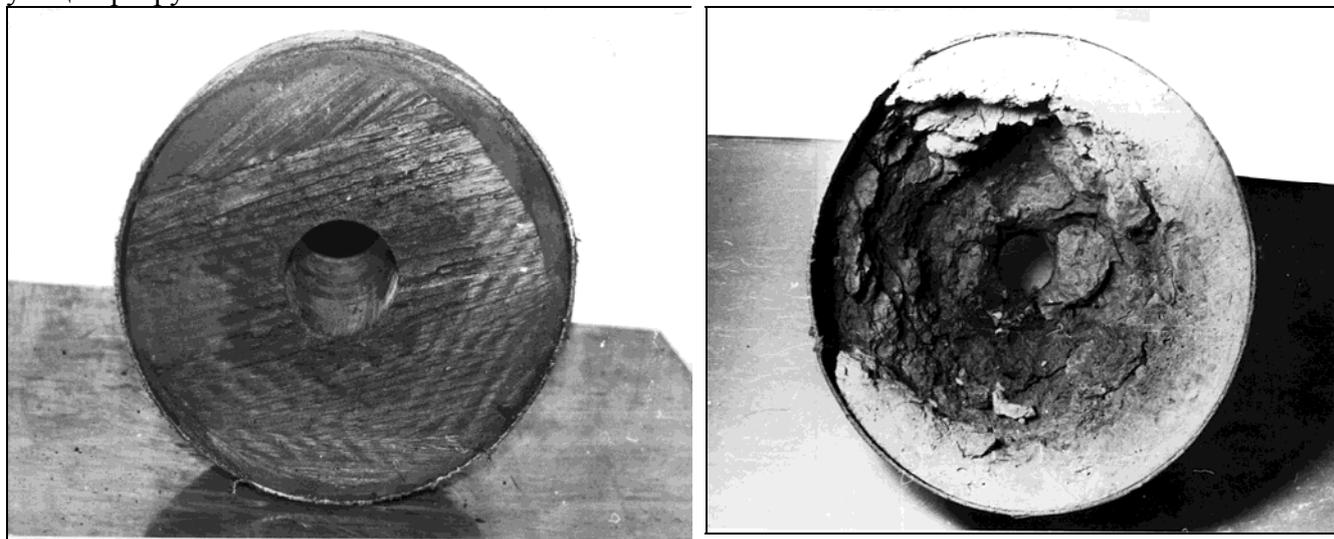
Рис. 5.18. Зависимость максимальной окружной деформации от приведенного внутреннего радиуса заполнителя

гружения от температуры оболочки. Видно, что уже при нагреве до  $T = 120^\circ\text{C}$  деформации возрастают по сравнению со значениями для холодной оболочки в 1,5 раза ( $I_p = 0,5 \text{ кПа} \times \text{с}$ ,  $\tau_n = 100 \text{ мкс}$ ). Увеличение нагрузки до  $I_p = 0,5 \text{ кПа} \times \text{с}$  при той же длительности приводит к расслоению оболочки по толщине в зоне нагружения и образованию складок на внешней поверхности. Максимальная деформация при нагружении достигала 2.0%, а относительный прогиб - 80, но несмотря на это разрыва волокон материала СВМ не произошло. Отметим, что при этой же нагрузке холодная оболочка имела в 4 раза меньший прогиб и разрушилась в результате разрыва волокон. Таким образом, на-

грев корпуса оболочки из композитного материала существенно изменяет характер его деформирования и разрушения.

Зависимости расчетных и экспериментальных максимальных деформаций оболочки от приведенного радиуса внутреннего канала заполнителя  $r_3/R$  при импульсе давления  $I_p = 1 \text{ кПа} \times \text{с}$  с длительностью  $\tau_n = 100 \text{ мкс}$  приведены на рис. 5.18. Видно, что заполнитель оказывает существенное подкрепляющее действие на оболочку и рост деформации оболочки начинается только при

$\frac{r_3}{R} > 0.8$ . В соответствии с этим, как показывают результаты испытаний, наличие отверстия в заполнителе с  $\frac{r_3}{R} < 0.8$  практически не влияют на критические параметры нагрузки, соответствующие разрушению оболочки.



а) расслоение между оболочкой и заполнителем б) откольные разрушения заполнителя

Рис. 5.19. Виды повреждений в системе «оболочка-заполнитель»

Заполненные оболочки не получают видимых разрушений при действии нагрузки с  $I_p = 1 \text{ кПа} \times \text{с}$  и  $\tau_n = 100 \text{ мкс}$  (пустые имели значительные повреждения). Деформирование за-

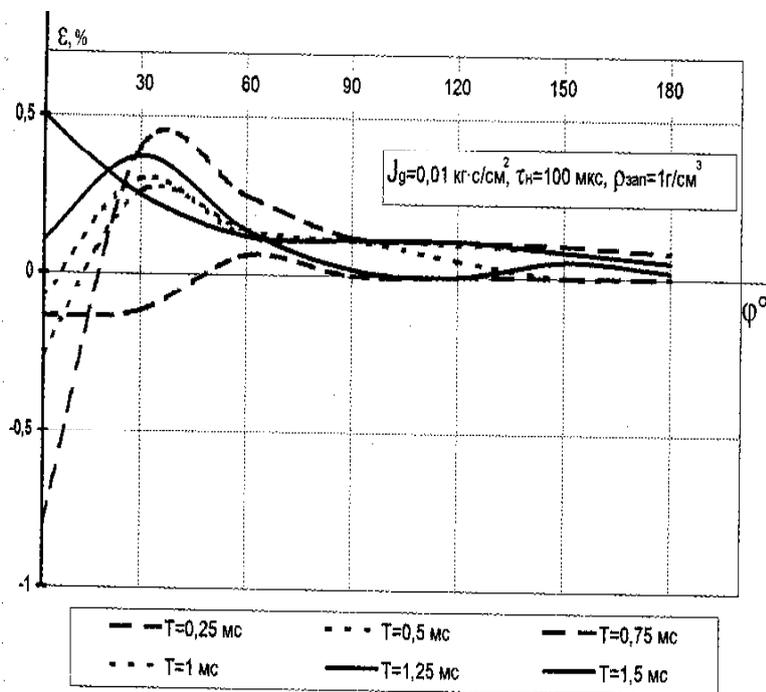


Рис. 5.20. Развитие деформаций в заполненной оболочке

Еще большее разрушение вызывает волна растяжения, образующаяся при отражении от свободной поверхности внутреннего канала (рис. 5.19б).

#### 5.4. Результаты испытаний конструкций

В качестве примера первого этапа испытаний (см. раздел 4.1) приведём результаты иссле-

полненных оболочек происходит с меньшей частотой, причем амплитуда колебаний затухает значительно быстрее, чем у пустых (времена затухания соответственно 3 мс и 40 мс), а максимальные деформации развиваются позже (рис. 5.20). Разрушение оболочек наступает лишь при уменьшении длительности импульса до 10 мкс (с тем же импульсом  $I_p = 1 \text{ кПа} \times \text{с}$ ), с образованием вмятин глубиной до двух толщин оболочки и расслоений в зоне нагружения. В этом случае оболочка имеет остаточные деформации, но в ней отсутствуют разрывы волокон в КМ. В области заполнителя, прилегающего к корпусу оболочки, возникает зона растягивающих напряжений, которая приводит к отрыву заполнителя от корпуса (рис. 5.19а).

дований [8] для четырёх видов защитных многослойных пакетов, экранирующих склеенные с ними однотипные фрагменты конструкций из органопластика (толщиной  $\delta = 12,9$  мм) и резины (толщиной  $\delta = 2$  мм). Нагружение осуществлялось газодинамическим методом с по мощью КСЗ, генерирующего импульс давления  $I = 0,5$  кПа с. В таблице 5.2. приведены максимальные массовые скорости  $v$  и длительности волн сжатия  $\tau_{ув}$  (измерения проводились электромагнитным методом) после прохождения защитных экранов (СКБ – сотовая конструкция из бумаги, пропитанной бакелитовым лаком). Эти данные получены по результатам пяти опытов с каждым из видов защиты. Из таблицы 5.2. видно, что наилучшими демпфирующими волновой процесс свойствами обладает защитный экран N 4, способный предотвратить, как показывают дальнейшие испытания, откольные разрушения фрагмента конструкции даже при повышении импульса давления до 0,8 кПа с. Однако в случае, когда требуется обеспечить защиту от импульсных нагрузок с  $I_p \leq 0,5$  кПа с, более предпочтительным с точки зрения массовых затрат является экран №3.

**Таблица 5.2. Защитные свойства экранов**

№	Состав пакета защиты	Поверхностная плотность, г/см <sup>2</sup>	Параметры волны		Характер разрушения фрагментов конструкции
			$\tau_{ув}$ , мкс	$V$ , м/с	
1	органопластик ( $\delta = 1,2$ мм) + пенопласт ( $\delta = 4,0$ мм)	0,225	$1,0 \pm 0,2$	$175 \pm 15$	Множественный откол
2	поролон ( $\delta = 2,5$ мм) + углеродный сетчатый каркас ( $\delta = 9,0$ мм)	0,227	$2,0 \pm 0,4$	$130 \pm 20$	Откол
3	органопластик ( $\delta = 1,2$ мм) + СКБ ( $\delta = 5$ мм)	0,250	$4 \pm 1$	$100 \pm 20$	Видимых повреждений нет
4	органопластик ( $\delta = 1,2$ мм) + СКБ ( $\delta = 10$ мм)	0,505	$5 \pm 1$	$80 \pm 15$	Видимых повреждений нет

Поскольку результаты исследования фрагментов показали возможность защиты несущего слоя из органопластика от импульсных нагрузок с  $I_p \leq 0,5$  кПа×с, то на втором этапе испытывалась на прочность полномаштабная тонкостенная конструкция при действии динамической нагрузки с  $I_p = 0,5$  кПа×с.

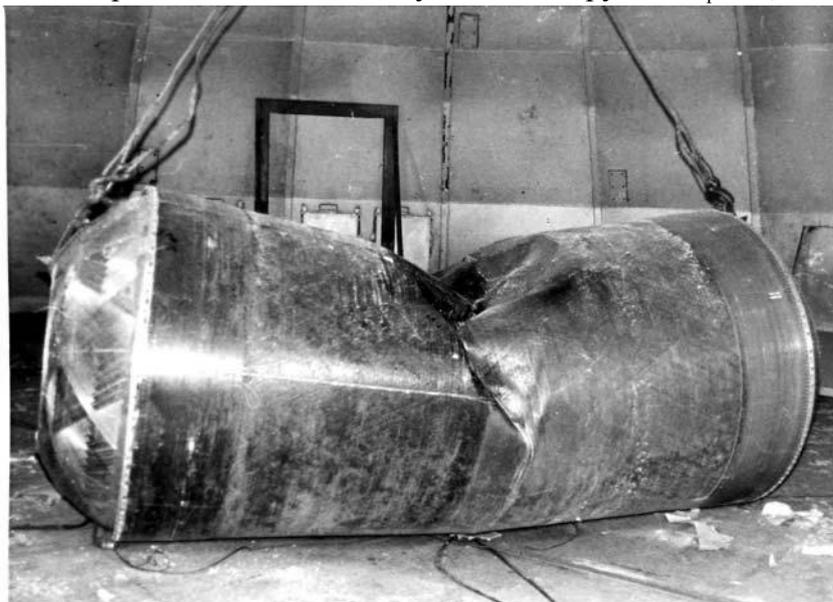


Рис. 5.21. Вид конструкции после нагружения ( $I_p = 0,5$  кПа×с,  $\tau_n = 100$  мкс)

Для нагружения цилиндрической оболочки высокого давления из органопластика (её толщина была близка к толщине испытанных ранее фрагментов  $\delta \approx 10$  мм;  $\delta/R \approx 0,02$ ;  $L/R \approx 6$ , где  $L$ ,  $R$  – длина и радиус оболочки) использовался ЭПЗ, генерирующий нагрузку длительностью  $\tau_n = 100$  мкс. Нестационарные окружные деформации в области пятна нагружения достигли 1%, а продольные превысили 2%. Оболочка потеряла герметичность с образованием в зоне нагружения вмятины глубиной 15 см (рис. 5.21). Таким образом, для достаточно

нием в зоне нагружения вмятины глубиной 15 см (рис. 5.21). Таким образом, для достаточно

тонких и протяженных конструкций оболочечная стадия деформирования может оказаться определяющей, в этом случае защитный экран, предотвращая волновые разрушения, в целом не обеспечивает прочности при импульсном нагружении. Следует отметить, что наличие в оболочке заполнителя существенно затрудняет развитие её прогиба и оказывает подкрепляющее действие. Так при заполнении рассматриваемой конструкции высокого давления резиной с плотностью  $\rho \approx 1,8 \text{ г/см}^3$  и воздействии нагрузки с теми же параметрами ( $I_p = 0,5 \text{ кПа с}$ ,  $\tau_H = 100 \text{ мкс}$ ) максимальные нестационарные деформации уменьшаются в несколько раз и видимых повреждений конструкция не получает (в частности, не нарушается её герметичность).

Исследования прочности оболочек из органопластика проводились и в более тяжёлых теплопрочностных условиях, когда они являлись корпусами работающего РДТТ [9, 10]. К основным причинам, затрудняющим проведение испытаний на прочность работающих двигателей, относятся вибрации, тепловые потоки от струи и наличие жесткого стапеля, искажающего параметры реакции двигателя на нестационарную нагрузку. Как показывают проведенные эксперименты, тепловые потоки и вибрации не оказывают существенного влияния на погрешность средств измерения и работоспособность взрывных устройств. Для уменьшения жесткости стапеля была проведена его реконструкция: мощный шпангоут в центральной части стапеля был заменен в секторе  $120^\circ$  гибкой металлической стяжной лентой. После этого были проведены испытания незаполненного корпуса РДТТ в стапеле и без него (корпус свободно вывешивался с помощью троса, прикрепленного к переднему днищу). Картина разрушений, процесс развития и амплитуды нестационарных деформаций в обоих случаях оказались близкими (в частности, осевые деформации в центре области нагружения отличались не более чем на 10 %).

Первоначально, работающий РДТТ испытывался на действие нагрузки от ЭПЗ с  $I_p = 0,3 \text{ кПа} \times \text{с}$  и  $\tau_H = 100 \text{ мкс}$ , которая, судя по результатам предварительных расчетов с помощью математической модели [11, 12], не должна привести к его разрушению. Воздействие, осуществленное приблизительно в середине работы двигателя, не оказало практически никакого влияния, наблюдались лишь незначительные изменения в величинах внутреннего давления и силы тяги. Следует отметить, что в центре области нагружения нестационарная продольная деформация растяжения наложилась на статическую ( $\varepsilon_{\text{стат}} \approx 1,3 \%$ ) и достигли значения  $\varepsilon \approx 1,6 \%$ , которое близко к критическому. При воздействии наблюдались также значительные перегрузки на корпусе камеры сгорания и в месте крепления соплового блока. Спектральный анализ процесса развития перегрузок показывает, что спектр колебаний системы «корпус-заряд» имеет ярко выраженный максимум на частоте 600 Гц и более слабые максимумы на частотах 1,6 кГц и 2,6 кГц.

Таким образом, испытываемый двигатель обладает достаточной прочностью для того, чтобы выдержать нагрузку с  $I_p = 0,3 \text{ кПа с}$  и  $\tau_H = 100 \text{ мкс}$ . В то же время воздействие на РДТТ импульсом давления от КСЗ через резину с  $I_p = 2 \text{ кПа} \times \text{с}$  и  $\tau_H = 10 \text{ мкс}$  приводит к разрушению поврежденного корпуса внутренним давлением через время порядка 900 мкс от начала иницирования заряда. Продольные деформации в момент утраты несущей способности корпуса достигли величины  $\varepsilon \approx 2 \%$ . Роста внутреннего давления после воздействия не наблюдалось в связи с утратой герметичности и основной причиной срыва работы двигателя явилось уменьшение прочности корпуса камеры сгорания в результате импульсного нагружения.

Дальнейшие испытания проводились при меньших уровнях импульса давления ( $I_p = 0,5 \text{ кПа} \times \text{с}$  и  $\tau_H = 10 \text{ мкс}$ ) с целью выявления отличных от повреждения корпуса причин разрушения РДТТ. Однако воздействие меньшего импульса на двигатель в конце его работы также привело к утрате герметичности корпуса без предварительного роста давления.

Наибольший интерес представил случай воздействия тем же им пульсом давления, но в се-

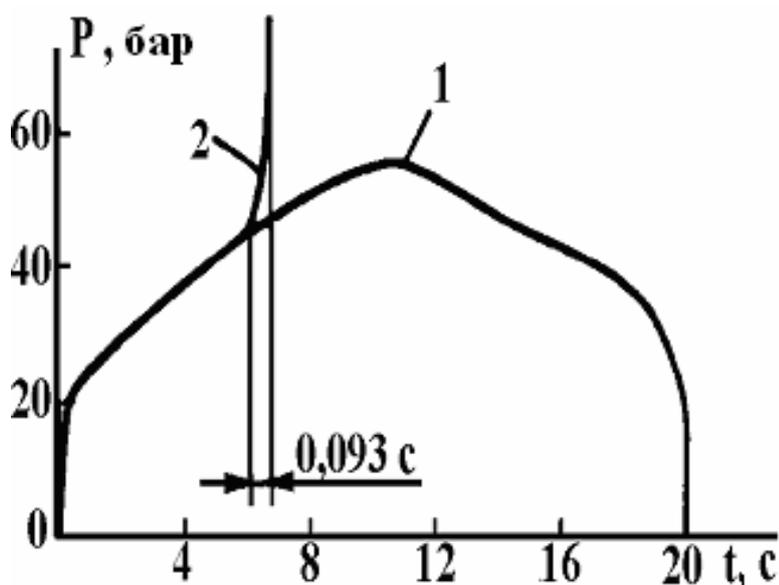


Рис.5.22. Зависимость давления в камере сгорания от времени (1 – при нормальном горении; 2 – в эксперименте)

редине работы двигателя, когда топлива в камере сгорания еще достаточно много, чтобы частично демпфировать нестационарную нагрузку и не допустить катастрофических повреждений корпуса. В момент нагружения давление в камере сгорания составляло 48 бар, а затем происходило его плавное нарастание до 76 бар с последующим участком без существенного роста продолжительностью 0,03с до разрушения корпуса (см. таблицу 5.3;  $P_1 - P_4$  – показания датчиков давления в различных точках камеры сгорания). Общее время работы РДТТ после воздействия составило  $t^* \approx 0,093$  с. Значительный рост давления на 60 % (см. рис. 5.22), по-видимому, мог произойти

либо за счет увеличения поверхности горения при откольных повреждениях заряда, либо за счет нарушения нормального истечения продуктов сгорания в результате «запирания» критического сечения соплового блока отколовшимися кусками топлива. Подобная ситуация имела место при испытаниях РДТТ SL-3 [13], когда несколько кусков заряда оторвались и были вынесены струей газа через сопло, что вызвало резкое повышение давления и разрушение двигателя.

**Таблица 5.3. Внутрикамерное давление (в барах) РДТТ**

t, сек	$P_1$	$P_2$	$P_3$	$P_4$
0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
0,2	21,9	22,0	20,4	2,14
2,0	31,7	31,0	31,1	3,14
4,0	39,0	39,0	38,6	3,90
5,4	45,5	45,5	45,3	4,58
5,84	47,6	46,9	47,1	4,72
6,013	47,6	47,3	47,1	4,76
6,015	48,8	48,2	47,9	4,90
6,022	49,2	49,2	48,8	4,90
6,040	60,4	59,2	59,0	5,90
6,050	68,3	67,1	67,7	6,73
6,060	73,0	71,7	–	7,18
6,070	75,0	73,3	–	7,36
6,080	75,3	74,0	–	7,36
6,093	75,3	74,0	–	7,36

Для оценки времени «запирания» критического сечения после воздействия будем исходить из малости времени образования отколов, сферичности отколовшихся кусков (с диаметром соизмеримым с размером критического сечения  $R^*$ ) и равенства скорости газового потока по длине канала ее среднему значению  $\langle V \rangle$ . Из уравнения движения куска вдоль оси канала и выражения для силы, действующей со стороны потока  $f = C_x \rho_g (\langle V \rangle - V)^2 \pi R^{*2} / 2$  ( $C_x \approx 0,5$  – аэродинамический коэффициент сопротивления при дозвуковом обтекании;  $\rho_g$  – плотность газа;  $V$  –

скорость куска), получаем время «запирания»  $t_z$  [10]

$$t_z = 4 \left[ \left( \rho_s / \rho_g \right) \frac{LR^*}{3C_x < V >^2} \right]^{1/2}, \quad (5.3)$$

где  $\rho_s$  – плотность топлива;  $L$  – расстояние от центральной части двигателя до критического сечения.

Расчеты по (5.3) показывают, что  $t_z < t^*$  и, следовательно, запирание сопла отколовшимися кусками топлива может иметь место. Однако не менее вероятной причиной роста внутрикамерного давления может быть и увеличение поверхности горения при повреждении заряда. Из соотношения между площадью горения  $S(t)$  и давлением в камере сгорания [14]  $p(t)/p(0) = (S(t)/S(0))^{1/(1-\nu)}$  ( $\nu = 0,266$  – показатель в зависимости скорости горения от давления) следует, что возрастание давления до 7,68 МПа реализуется из-за увеличения площади  $S$  на величину  $\Delta S^* \approx 1800 \text{ см}^2$  (данные по площади горения при нормальной работе РДТТ представлены в таблице 5.4). Близкое значение увеличения площади получается, если, учитывая особенности откольных разрушений в цилиндрических зарядах [8], принять серповидную форму повреждения по всей длине камеры сгорания и оценить  $\Delta S^* \approx 2(\pi R L) \approx 1880 \text{ см}^2$ .

**Таблица 5.4. Изменение толщины свода и площадь горения топлива**

$\Delta l$ , см	$S$ , см <sup>2</sup>	$\Delta l$ , см	$S$ , см <sup>2</sup>	$\Delta l$ , см	$S$ , см <sup>2</sup>
0	2360	6	4000	11	4216
1	2776	7	4626	12	4080
2	3180	8	4810	13	3923
3	3558	8,6	4825	14	3935
4	3840	9	4817	15	3527
5	4157	10	4500	16,2	2325

Таким образом, проведенные оценки показывают, что наиболее вероятной причиной разрушения двигателя при воздействии в середине его работы импульсом давления с  $I_p = 0,5 \text{ кПа}$  с  $\tau_n = 10 \text{ мкс}$  являются откольные повреждения топлива, образующиеся при отражении волны сжатия от поверхности горения.

1. *Острик А.В., Петровский В.П.* Экспериментальные методы исследования работоспособности композитных конструкций в условиях воздействия нестационарных нагрузок. // Межотраслевой научно-технический сб. "Технология", серия "Конструкции из композиционных материалов", 1996. Вып. 1. С.3-9.
2. *Зайцев А.Д., Острик А.В., Петровский В.П.* Газодинамические устройства для генерации нестационарных нагрузок со сложным пространственно-временным профилем. // Межотраслевой научно-технический сб. "Технология", серия "Конструкции из композиционных материалов", 1996. Вып. 3-4. С.3-12.
3. *Лоборев В.М., Острик А.В., Петровский В.П., Чепрунов А.А.* Методы моделирования механического действия излучений на материалы и конструкции. Научно-технический сборник №1, ЦФТИ МО РФ, Сергиев Посад, 1997, – 75с.
4. *Острик А.В., Бакулин В.Н., Чепрунов А.А.* Экспериментальные методы исследования механического действия излучений на тонкостенные композитные корпуса конструкций // Проблемы прочности и пластичности. Межвуз. сборник.-Нижний Новгород: Изд-во ННГУ, 2000. С. 117-121.
5. *Острик А.В., Чепрунов А.А.* Экспериментальные исследования деформирования и разрушения композитных оболочек под действием боковой нестационарной нагрузки // Межотраслевой научно-технический журнал "Конструкции из композиционных материалов", 2005. Вып. 2. С. ??-??.
6. *Грибанов В. М., Острик А. В., Слободчиков С. С.* Тепловое и механическое действие рентгеновского излучения на материалы и преграды // Физика ядерного взрыва. Том 2. Действие взрыва. - М.: Наука. Физматлит, 1997. - С. 131-194.
7. *Седов Л.И.* Методы подобия и размерности в механике. –М.: Наука, 1981.

8. *Острик А.В., Петровский В.П.* Особенности откольного разрушения полимерных цилиндрических тел при неосесимметричном импульсном нагружении. ПМТФ, 1993, № 1, с. 133 – 137.
9. *Ostrik A.V., Petrovsky V.P.* Fire stand testing of rocket hard fuel engine resistance to the influence of pressure impulse // International Conference «Shock waves in condensed matter», St.-Petersburg, Russia, 1994, p. 20.
10. *Острик А.В., Петровский В.П.* Огневые стендовые испытания на прочность твердотопливных ракетных двигателей к воздействию боковой кратковременной нагрузке. Химическая физика, 1995, №1, том. 14, с. 11 – 17.
11. *Острик А.В., Петров И.Б., Петровский В.П.* Расчет деформации акустического импульса малой длительности на отверстие сложной формы в заполнителе, окруженном упругой оболочкой // Математическое моделирование, 1990. Т.2, № 8. С.51-59.
12. *Острик А.В., Петровский В.П.* Двумерные откольные разрушения полимерных цилиндрических конструкций. // Химическая физика, 1995. Т.14, №1. С.3-10.
13. *Missile / Space Daily.* 1967. V. 26. № 9.
14. *Феодосьев В.И.* Основы техники ракетного полета. М: Наука, 1979.