

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	5
Список сокращений	8
Обозначения	9
Введение	16
Глава 1. Объекты исследований, воздействующие факторы и физические процессы	22
1.1. Многослойные тонкопленочные корпуса с гетерогенными покрытиями	22
1.1.1. Элементы конструкций летательных аппаратов (22).	
1.1.2. Материалы несущих слоев (24). 1.1.3. Защитные покрытия (28).	
1.2. Воздействующие факторы	34
1.2.1. Излучение оптического диапазона (34). 1.2.2. Рентгеновское излучение (36). 1.2.3. Гамма-нейтронное излучение (39).	
1.2.4. Релятивистские электронные пучки (41).	
1.3. Анализ физических процессов	41
1.3.1. Распространение и поглощение излучений и частиц (43).	
1.3.2. Зарядовые эффекты (54). 1.3.3. Тепловое действие (55).	
1.3.4. Механическое действие (56).	
1.4. Структура научно-методического аппарата	60
Глава 2. Энерговыделение и токи	64
2.1. Гамма – рентгеновское излучение	64
2.1.1. Метод Монте-Карло (65). 2.1.2. Метод оценки параметров профиля энерговыделения (73).	
2.2. Вторичное электронное излучение	76
2.2.1. Численное моделирование переноса вторичного электронного излучения (76). 2.2.2. Перераспределение энергии вторичными электронами (91).	
Глава 3. Расчет зарядовых эффектов при многократном комплексном действии излучений и частиц	98
3.1. Постановка задачи и основные уравнения	98
3.2. Численный метод решения	101
3.3. Результаты расчетов	103
Глава 4. Тепловое действие потоков излучений и частиц	108
4.1. Постановка задачи и основные уравнения	108
4.2. Численный метод решения	111
4.3. Результаты расчетов	111
Глава 5. Механическое действие потоков энергии поверхностного и объемного поглощения	120
5.1. Режим воздействия с плазмообразованием	120
5.1.1. Постановка задачи и основные уравнения (121). 5.1.2. Численный метод решения (129). 5.1.3. Результаты расчетов (130).	
5.2. Режим воздействия без плазмообразования	138

5.2.1. Определяющие уравнения для материалов (139). 5.2.2. Модели элементарных ячеек гетерогенных материалов (160). 5.2.3. Волновые процессы в многослойной гетерогенной преграде (193).	
Глава 6. Тепловое и механическое действия излучений и частиц на многослойные конструкции	208
6.1. Нестационарное деформирование многослойных неравномерно нагруженных оболочек переменной толщины.	209
6.1.1. Связь деформаций с перемещениями и уравнения движения оболочки (210). 6.1.2. Модели деформирования и разрушения (214). 6.1.3. Конечно-разностные соотношения (219). 6.1.4. Результаты расчетов (223).	
6.2. Волновые процессы в упругой системе оболочка-заполнитель	232
6.2.1. Нестационарная модель распространения импульса напряжений малой длительности (233). 6.2.2. Численный метод решения (238). 6.2.3. Результаты расчетов (239).	
Глава 7. Проблемно-ориентированная реляционная база данных «БАРС»	243
7.1. Принципы и средства реализации базы данных.	243
7.2. Основные блоки данных	245
Предметный указатель	253
Список литературы	254

Предисловие

Проблема обеспечения стойкости несущих элементов конструкций летательных аппаратов (ЛА) к действию потоков энергии различной физической природы лежит на стыке ряда областей прикладной физики и имеет большое практическое значение. В предлагаемой читателю книге рассматривается лишь часть вопросов этой проблемы, относящихся к разработке научно-методического аппарата расчетного прогнозирования последствий совместного и, как правило, комплексного действия потоков излучений и частиц (ПИЧ) на тонкостенные многослойные оболочки с защитными гетерогенными покрытиями (ГП).

Актуальность и важность разработки такого научно-методического аппарата обусловлены:

- высокими требованиями к весовому совершенству ЛА, для удовлетворения которых при разработке конструктивных средств защиты необходим учет гетерогенности облучаемых покрытий и комплексного характера процессов, формирующих параметры зарядового, теплового и механического действий ПИЧ;
- возрастающими возможностями генераторов ПИЧ, реализующих, в частности, многократные режимы воздействия различными видами излучений и частиц;
- высокой чувствительностью параметров зарядового, теплового и механического действий к структуре гетерогенных покрытий;
- бурным развитием технологий синтеза многофункциональных ГП нового поколения с уникальными и варьруемыми в широких пределах теплофизическими и механическими характеристиками, что открывает широкие возможности для разработки эффективных конструктивных средств защиты ЛА от ПИЧ.

Ценность книги заключается в первую очередь в новых результатах, полученных авторами. Впервые проведен последовательный учет влияния гетерогенности защитных покрытий, как на этапе определения энерговыделения в компонентах ГП, так и на этапе расчета параметров действий излучений и частиц на элементы конструкций ЛА. Обнаружена высокая чувствительность этих параметров к характеристикам и типам гетерогенной структуры ГП.

Вопрос о необходимости учета комплексности действия ПИЧ, несмотря на свою важность, до настоящего времени в мировой литературе практически не рассматривался. В частности, вследствие его многоплановости и сложности описания взаимовлияния физических различных процессов (в частности, тепловых, механических и электрофизических) на снижение деформационных и прочностных характеристик

материалов, а также из-за отсутствия экспериментально обоснованных физико-математических моделей накопления повреждений в них при многократных и/или совместных воздействиях ПИЧ. Конечно, и авторам удалось во многих случаях лишь обозначить возникающий круг вопросов при рассмотрении учета комплексного характера воздействия ПИЧ. Здесь необходимы дальнейшие и разносторонние исследования, которые, как мы надеемся, будут инициированы и этой работой.

Затронутый в книге круг вопросов, как справедливо отмечают авторы, не может быть темой одного печатного труда. Поэтому из огромного многообразия сочетаний воздействий ПИЧ различных типов и режимов рассматривались лишь наиболее практически важные. На выбор же таких практически важных сочетаний, несомненно, оказывало влияние их простота и личный вклад авторов в соответствующие исследования. Так учет комплексности проводился, как правило, в рамках одного вида действия ПИЧ и лишь в заключительной части работы рассмотрено совместное тепловое и механическое действие излучений и частиц на тонкостенные конструкции.

Методически правильным и физически обоснованным является принятый авторами подход, при котором параметры действий ПИЧ определяются в квазидномерной постановке, а для численного моделирования деформирования и разрушения конструкций ЛА применяются многомерные расчетные модели. Именно этот подход позволил на этапе построения моделей расчета действий ПИЧ учесть все разнообразие основных физических процессов, используя преимущества (разработанность численных методов, малые затраты памяти и расчетного времени ЭВМ) одномерного приближения.

Набор предлагаемых авторами физико-математических моделей и алгоритмов для их численной реализации является главным достоинством работы. Изложенный в книге гибридный метод расчета распределения энерговыделения в компонентах ГП позволяет решать задачи, которые еще долгое время будут неподъемными для многопроцессорных ЭВМ в случае непосредственного применения стандартных кодов численного моделирования совместного переноса излучений и вторичных частиц методом Монте-Карло.

Предложенный авторами набор моделей гетерогенной ячейки позволяет исследовать влияние учета различных физических процессов в широком диапазоне изменения параметров воздействующих ПИЧ. При малых энерговыкладах существенным оказываются температурная неравновесность компонентов гетерогенного материала и сдвиговые напряжения, при больших — важно корректное описание фазовых переходов в поглощающем излучение веществе.

При тепловом и механическом действиях ПИЧ тонкостенная конструкция ЛА оказывается, как правило, неравномерно нагретой с пространственно распределенным изменением толщины в результате тепловой абляции и откольных разрушений. Численное моделирование нестационарного деформирования такой поврежденной конструкции

возможно лишь в рамках достаточно общих моделей многослойных оболочек переменной толщины. Методы расчета неравномерно нагретых оболочек переменной толщины еще недостаточно развиты и в работе предлагаются свои подходы и численные модели для исследования нестационарного деформирования поврежденных воздействием ПИЧ конструкций.

Большой прикладной интерес представляет описанный в работе набор инженерных методик для расчета параметров действий ПИЧ. Его использование в оптимизационных задачах поиска рациональных параметров конструкции, стойких к воздействию ПИЧ, а также в задачах определения оптимальных для нарушения работоспособности ЛА сочетаний типов и параметров ПИЧ открывает широкие возможности для конструкторов различных видов ЛА.

Накопленный авторами опыт расчетного прогнозирования последствий воздействия ПИЧ на несущие элементы ЛА, безусловно, будет полезен для решения широкого круга вопросов проектирования тонкостенных многослойных конструкций, подвергающихся в процессе эксплуатации многократному комплексному действию интенсивных потоков энергии различной физической природы.

Академик РАН В. Е. Фортков

Список сокращений

БД — база данных
ВКМ — высокомодульный компонентный материал
ГМ — гетерогенный материал
ГП — гетерогенное покрытие
ДСП — длина свободного пробега
ЖРИ — жесткое РИ
КМ — композиционный материал
ЛА — летательный аппарат
МРИ — мягкое рентгеновское излучение
МС — микросфера
МСС — метастабильное состояние
МУС — метод укрупненных столкновений
ММК — метод Монте-Карло
МПС — метод плотностей столкновений
МДИ — механическое действие излучения
МДИЧ — механическое действие излучений и частиц
НК — накопитель квантов
НЭ — накопитель электронов
ОПН — отсек с полезной нагрузкой
ОУР — определяющие уравнения

ПИЧ — поток излучений и частиц
РДТТ — ракетный двигатель твердого топлива
РКТ — ракетно-космическая техника
РИ — рентгеновское излучение
РЭП — релятивистский электронный поток
СИ — световой импульс
СН — соловой насадок
СР — солнечная радиация
СУБД — система управления базами данных
ТДИ — тепловое действие излучения
ТДИЧ — тепловое действие излучений и частиц
ТЭ — тяжелый элемент
ТФ — тепловые флуктуации
УВ — ударная волна
УМРИ — ультрамягкое РИ
УРС — уравнения состояния
ФХП — физико-химическое вращение
ЭПК — эпоксино-полиамидная композиция
ЭЯ — элементарная ячейка

Обозначения

A — атомный вес химического элемента;
 A_{li} — коэффициент поверхностного поглощения оптического излучения;
 \vec{A}_α — направляющие вектора на поверхности приведения;
 $A_{\alpha\beta}$, $B_{\alpha\beta}$ — метрический тензор и тензор кривизны на поверхности приведения;
 $|A| = \det(A_{\alpha\beta})$ — определитель метрического тензора $A_{\alpha\beta}$;
 $A^{\alpha\beta\delta\mu}$ — тензор упругих постоянных анизотропной оболочки;
 \vec{a} — вектор ускорения точек поверхности приведения;
 $B_Q(E_{ph}, m, \varphi)$ — фактор накопления поглощенной энергии;
 B_{sh} — жесткость оболочки на растяжение;
 C_0 — скорость звука;
 C^{ijkl} — тензор упругих постоянных анизотропного трехмерного тела;
 c — скорость света;
 c_0 , c_1 — коэффициенты ударной адиабаты $D = c_0 + c_1 u$;
 c_l , c_t — скорости продольных и поперечных волн в упругой среде;
 c_V , c_p — удельные теплоемкости при постоянном объеме и давлении;
 c_s , c_g — удельная теплоемкости твердой и газообразной фаз КМ;
 D — скорость поверхности разрыва (УВ или ФХП);
 D_{sh} — изгибная жесткость оболочки;
 E — удельная внутренняя энергия вещества;
 E_c , E_T — холодная и тепловая части удельной внутренней энергии вещества;
 E_{el} , E_i — удельные внутренние энергии электронной и ионной подсистем;
 E_U — модуль Юнга;
 E_{ph} — энергия фотона;
 E_e , E_Δ , E_n — кинетические энергии электрона, дельта-электрона и нейтрона;
 E_x — компонента напряженности электрического поля;
 e — заряд электрона;
 e_i — интенсивность деформаций;
 e_{ij} — компоненты девиатора тензора деформаций;
 $F(Z, x)$ — атомный форм-фактор;
 $\hat{F}(E_e, \theta)$, $\hat{G}(E_e, \theta)$ — комплексные функции;
 F_E — энергетическая функция плотности распределения по энергии;

F_p — частичная функция плотности распределения по энергии;
 F_r — функция плотности распределения МС по радиусу;
 F_T — функция текучести;
 F_{loss} — функции плотности распределения энергетических потерь;
 $F_{\text{loss}}, F_L, F_{B-L}, F_{B-N}$ — функции плотности распределения энергетических потерь Ландау, Блунка–Лейзганга, Бете–Гайтлера, соответственно;
 F^i — декартовы компоненты внешней силы на единицу площади оболочки;
 $f(m)$ — приведенная функция удельного энерговыделения;
 f_Q — приведенное удельное энерговыделение на поверхности преграды;
 G — модуль сдвига;
 G_g — массовый поток газообразных продуктов термодеструкции;
 $G_{\alpha\beta}$ — метрический тензор в двумерном пространстве;
 $|G| = \det(G_{\alpha\beta})$ — определитель метрического тензора $G_{\alpha\beta}$;
 g_{ij} — метрический тензор в трехмерном пространстве;
 H — высота над поверхностью Земли;
 H_E — высота взрыва над поверхностью Земли;
 $H(Z, x)$ — поправочная функция комптоновского рассеяния;
 ΔH — разность удельных энтальпий конденсата и продуктов ФХП;
 h — толщина;
 h_{if} — толщина свода топлива;
 h_P — постоянная Планка;
 $h_{\text{МС}}$ — толщина стенки МС;
 \bar{I} — средний потенциал ионизации;
 I_2, I_3 — второй и третий инварианты тензора напряжений;
 I_p — импульс давления;
 I_{ps}, I_{pf} — испарительная и откольная составляющие импульса давления;
 $i_{n,r,p}(x)$ — стационарные профили электрического тока вторичных электронов для единичных импульсов излучения;
 j_e — плотность электрического тока электронов;
 K — модуль объемного сжатия;
 k_B — постоянная Больцмана;
 k_Q — параметр профиля энерговыделения;
 L_f, L_b — длина наполнителя и связующего в ЭЯ;
 M — число МС в единице массы наполнителя;
 m — массовое расстояние;
 m_e — масса электрона;
 m_f, m_b — массовые доли наполнителя и связующего в ГМ;
 m_P — массовая планковская длина пробега излучения;

m_W — массовая доля вольфрама в микросфере;
 m_i — массовая доля $i^{\text{го}}$ компонента гетерогенного материала;
 m_Q — характерное массовое расстояние для профиля энерговыделения;
 m_{PR} — массовая координата границы между оптически тонким и толстым слоем;
 m_{sh} — массовая толщина оболочки;
 m_{sprall} — массовая координата внутренней границы откольного слоя;
 Δm — массовый размер детектора;
 Δm_1 — массовая толщина первого (со стороны облучения) слоя;
 $m^{\alpha\beta}$ — тензор моментов на единицу длины поверхности приведения;
 N — число слоев в преграде или число компонентов в ГМ;
 N_A — число Авогадро;
 N_f — число лучей звезды внутреннего канала наполнителя;
 N^i — декартовы компоненты единичной нормали к поверхности приведения;
 n — показатель симметрии ($n = 1, 2, 3$ соответственно для задач с плоской, цилиндрической и сферической симметрией);
 \vec{n} — единичный вектор внешней нормали;
 n_a — число атомов среды в единице объема;
 n_e, n_i — плотности электронов и ионов;
 $n_i(E_e, E_{\text{ph}}) = n_i^f(E_e, E_{\text{ph}}) + n_i^c(E_e, E_{\text{ph}})$ — плотность вторичных электронов на один квант;
 $n_i^f(E_e, E_{\text{ph}}), n_i^c(E_e, E_{\text{ph}})$ — плотности фото- и комптоновских электронов;
 $n_i^c(E_e, E_{\text{ph}})$ — плотность комптоновских электронов;
 $n^{\alpha\beta}$ — тензор усилий на единицу длины поверхности приведения;
 P — давление;
 P_c, P_T — холодная и тепловая части давления;
 $P_{ji}(E_e)$ — доля энергии, отдаваемая электронами в слое j при их рождении в слое i ;
 $p_{ji}(r, \varphi, E_e)$ — доля энергии, отдаваемая электроном в слое j при их рождении в слое i ;
 Q — удельное энерговыделение;
 Q_s — удельная энергия сублимации;
 q — поток энергии;
 q_R, q_e, q_i — потоки энергий за счет лучистого, электронного и ионного теплопереноса;
 q_E — тротиловый эквивалент взрыва;
 q_{li} — поток энергии излучения, поглощаемого поверхностью;
 q_{con} — конвективный тепловой поток;
 q^α — перерезывающая сила на единицу длины поверхности приведения;

R — расстояние от источника ПИЧ до точки воздействия на преграду;
 R^i — декартовы координаты точек оболочек;
 R_f, R_b — радиус наполнителя и связующего в ЭЯ;
 R_M — поправка Мотта;
 $R_{МС}$ — радиус микросферы;
 S_1, S_2, S_3 — главные компоненты девиатора напряжений;
 $\Delta S, \Delta S_m$ — длина пути и массовая длина пути, проходящие электроном в тонком слое;
 s_{ij} — компоненты девиатора тензора напряжений;
 r — радиальная координата;
 r^* — радиус границы между упругой и пластическими областями;
 $r_e = e^2/m_e c^2$ — классический радиус электрона;
 r_D — радиус Дебая;
 T — температура;
 $T_{e,i}$ — температуры электронной и ионной подсистем частиц в плазме;
 $T_{\text{эфф}}$ — эффективная температура излучения планковского спектра;
 t — время;
 Δl_m — массовая толщина тонкого слоя;
 U — импульс излучения (поверхностная плотность энергии в импульсе);
 U_p — импульс рентгеновского излучения;
 U_{li} — световой импульс;
 u — массовая скорость;
 u_r, u_z, u_φ — радиальные, осевые и угловые перемещения;
 V — статистический вес кванта;
 V_i — объем $i^{\text{го}}$ слоя элементарной ячейки;
 $V_{МС}$ — объем МС;
 V_e — скорость электрона;
 $v = 1/\rho$ — удельный объем вещества;
 W_p, W_E — вероятность реализации и доля энергии прямой компоненты излучения;
 W^p — работа пластических деформаций;
 $w_p(e_i)$ — функция пластичности;
 $X = \frac{1}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2}$ — аргумент функций форм-фактора $F(Z, X)$ и неупругого рассеяния $H(Z, X)$;
 x — декартова координата;
 Y^i — декартовы координаты поверхности приведения;
 Z — номер химического элемента;
 $\alpha = E_{\text{ph}}/m_e c^2$ — безразмерная энергия фотона;
 $\alpha_p = v_p/v$ — пористость;
 α_{p0} — начальная пористость;
 α_T — коэффициент линейного температурного расширения;

α_f, α_b — коэффициенты линейного температурного расширения наполнителя и связующего;
 $\beta = V_e/c$ — безразмерная скорость электрона;
 $\beta_{\text{атм}}$ — безразмерная скорость атомных электронов;
 $\beta_p = (\alpha_p - 1)/\alpha_p$ — объемная доля пор;
 β_f — объемное содержание наполнителя;
 Γ — коэффициент Грюнайзена;
 Γ_g — коэффициент Грюнайзена холодного пара;
 $\Gamma_{\text{эфф}}$ — эффективный коэффициент Грюнайзена;
 $\Gamma(x)$ — гамма-функция;
 $\gamma = E_e/m_e c^2, \gamma_\Delta = E_\Delta/m_e c$ — безразмерные кинетические энергии электрона;
 $\gamma_Q = Q_{\text{max}}/Q_s$ — безразмерный параметр удельного энергосделения в веществе;
 γ_V — коэффициент вязкости материала;
 $\gamma_\Sigma = \gamma_{\text{dark}} + \gamma_{\text{рад}}$ — сумма темновой γ_{dark} и радиационной $\gamma_{\text{рад}}$ проводимостей;
 Δ_r — среднеквадратичное отклонение в распределении МС по радиусам;
 $\delta = \rho/\rho_0$ — степень сжатия;
 δ_p — поправка на эффект плотности;
 $\delta(x)$ — дельта-функция Дирака;
 δ_{ij} — символ Кронекера;
 $\varepsilon = \varepsilon(T)$ — степень черноты поверхности конденсата;
 ε_i — доля энергии, поглощенная в i -ой компоненте ГМ;
 ε_f — доля энергии, поглощенная в наполнителе;
 ε_b — доля энергии, поглощенная в связующем;
 ε_e — доля энергии электрона;
 ε_{ee} — доля энергии для электронной теплопроводности;
 ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума;
 ε_V — объемная деформация;
 $\varepsilon_{rr}, \varepsilon_{\varphi\varphi}, \varepsilon_{r\varphi}$ — компоненты тензора деформаций в цилиндрической системе координат;
 ε_{ij} — компоненты тензора деформаций;
 ε_{ij}^p — пластическая часть компонент тензора деформаций;
 $\bar{\zeta}$ — средняя степень ионизации плазмы;
 η — доля энергии взрыва;
 η_e — поправочный коэффициент в электронной теплопроводности;
 θ — угол рассеяния;
 $\theta(x)$ — тета-функция;
 $\ln \Lambda_{e,i}$ — кулоновский логарифм;
 $\ln \Lambda_{i,i}$ — ион-ионный кулоновский логарифм;

λ — длина волны излучения;
 λ_p — безразмерный параметр наклона диаграммы $\sigma_i = \sigma_i(e_i)$;
 λ_c — коэффициент теплопроводности конденсата;
 $\lambda_{e,i}$ — коэффициенты электронной и ионной теплопроводностей;
 λ_Σ — полный коэффициент теплопроводности в конденсате;
 λ_L — безразмерный параметр Ландау;
 λ_V — длина волны де-Бройля для электрона;
 λ_s — доля сублимированного вещества;
 ν — коэффициент Пуассона;
 ξ — случайная величина, равномерно распределенная на интервале $(0, 1)$;
 (ξ^1, ξ^2, z) — лагранжевы координаты точек оболочки;
 ξ_f, ξ_b — коэффициенты удлинения наполнителя и связующего;
 ρ — плотность вещества;
 ρ_0 — начальная плотность вещества;
 ρ_s — плотность твердой фазы КМ;
 ρ_{el} — объемная плотность электрического заряда;
 σ — напряжение;
 $\sigma_{rr}, \sigma_{zz}, \sigma_{\varphi\varphi}, \sigma_{r\varphi}$ — компоненты тензора напряжений в цилиндрической системе координат;
 σ_i — интенсивность напряжений;
 σ_{ij} — компоненты тензора напряжения;
 σ_{SB} — постоянная Стефана–Больцмана;
 σ_f — массовый коэффициент фотопоглощения;
 σ_c — массовый коэффициент комптоновского рассеяния;
 σ_r — массовый коэффициент релеевского рассеяния;
 $d\sigma_M/d\Omega$ — дифференциальное сечение рассеяния Мотта;
 $d\sigma_{M\text{el}}/d\Omega$ — дифференциальное сечение рассеяния Мёллера;
 $d\sigma_R/d\Omega$ — дифференциальное сечение рассеяния Резерфорда;
 $\sigma_{\gamma e}$ — сечение образования электронно-позитронных пар;
 σ_T — предел текучести;
 $\sigma_{ст}$ — предел прочности;
 σ_{el} — поверхностная плотность электрического заряда;
 σ_{spall} — напряжение откола;
 T — длительность;
 T_p — длительность импульса давления;
 $T_{\text{тур}} = T_{\text{тур}}(E_x)$ — время до пробоя;
 $T_{\text{spall}} = T_{\text{spall}}(\sigma)$ — время до откола;
 $T_{\text{поре}}$ — характерное время схлопывания пор;
 T_m — время достижения второго максимума потока излучения;

$T_{s\Sigma} = T_{s\Sigma}(E_{ph})$ — полная оптическая толщина многослойной преграды по отношению к рассеяниям и фотопоглощению с излучением флуоресцентного кванта;
 $v = 1/\rho$ — удельный объем вещества;
 v_p — удельный объем пористого вещества;
 φ — угол между направлением движения частицы и перпендикуляром к преграде;
 χ — отношение радиуса атома к максимальному прицельному параметру;
 χ_g — коэффициент эффективности газодинамического разлета вещества;
 χ^p — параметр упрочнения;
 ψ — азимутальный угол;
 Ω — телесный угол;
 $\omega = \text{sign}(\cos \varphi_t)$ — индекс направления движения частицы в плоской преграде;
 $\omega_c = c_t^2/c_l^2$ — отношение квадратов скоростей поперечных и продольных волн в наполнителе.

гиваемых при реализации цели вопросов непомерно велик и может быть решен в рамках одной работы лишь частично. Поэтому основным принципом при отборе моделей для включения в научно-методический аппарат была их практическая ценность. Так, например, расчет механического действия реализуется в программном комплексе лишь для случая рентгеновского излучения (РИ) и без учета комплексности с другими воздействующими факторами, поскольку на современном этапе отсутствуют источники ПИЧ других видов, способные создавать пятна облучения с размерами натуральных объектов и параметрами, достаточными для их существенного механического повреждения. По этой же причине не включены в круг рассматриваемых вопросов весьма эффективные по своему механическому действию ультракороткие (менее наносекунды) импульсы монохроматического оптического излучения [13]. Не рассматриваются и зарядовые эффекты от потоков заряженных частиц (электронов и ионов), так как их транспортировка в атмосфере затруднительна вследствие малости (по сравнению с нейтронами и фотонами) длин свободных пробегов в воздушной среде, и вряд ли возможно достижение значительных уровней облучения на тонкостенных корпусах ЛА.

Тем не менее, в случае зарядовых эффектов и теплового действия излучений и частиц максимально учитывается набор всех возможных практически важных сочетаний ПИЧ, поскольку для этих видов действий характерны комплексность и накопление поражающего эффекта от воздействия к воздействию. Исключением здесь представляется поток ионов, так как авторам неизвестны практически важные случаи совместного действия этого фактора с другими. Также представляется маловероятным совместное воздействие ультрамягкого рентгеновского или монохроматического излучения оптического диапазона с другими видами рассматриваемых излучений и частиц.

Особое внимание в работе уделяется комплексности действия ПИЧ. Под комплексностью понимается такое совместное (не обязательно одновременное) действие ПИЧ, когда общий эффект (параметры действия: температура, профиль давления, распределение зарядов и т. д.) не определяется простым суммированием результата действия каждого из них (т. е. действие каждого не может рассматриваться независимо от других и не справедлив принцип суперпозиции). В частности, комплексность проявляется в зависимости результата облучения от порядка следования воздействующих импульсов ПИЧ. Необходимым условием комплексности является, очевидно, нелинейность уравнений, определяющих параметры совместного действия. Вопросы комплексного действия излучений и частиц оказываются достаточно сложными, и с целью их упрощения в рамках настоящей работы комплексность анализируется в пределах каждого из видов действий (механического, теплового и зарядовых эффектов). Например, не учитывается влияние зарядовых эффектов на результаты механического действия РИ, хотя при высоких уровнях облучения оно может иметь место [8].

Введение

В настоящее время плоская многослойная гетерогенная преграда служит в качестве одной из основных моделей объекта воздействия при исследованиях многократного и комплексного действий потоков излучений и частиц (ПИЧ) на несущие элементы конструкций летательных аппаратов (ЛА) [1–8], а также энергетических установок ядерного деления [9] и термоядерного синтеза [10–12]. Это обусловлено широким использованием многослойных оболочек в радиационно-стойких несущих конструкциях, простотой модели и возможностью ограничиться во многих случаях рассмотрением задачи в одномерной постановке, поскольку при достаточной удаленности источников ПИЧ характерные размеры изменения параметров воздействующих факторов по пятну облучения существенно больше толщин несущих тонкостенных конструкций, слоев абляции (испарения, сублимации, термодеструкции и т. д.) или областей прогрева при воздействии потоков энергии. Одномерность постановки позволяет рассмотреть задачу в наиболее общей постановке с учетом комплексности и многократности воздействия, а также с включением в численную модель большего числа физических процессов, влияющих на формирование зарядовых эффектов, теплового и механического действий излучений и частиц. Кроме того, использование общей одномерной модели объекта воздействия при рассмотрении различных физических процессов позволяет единообразным образом организовать интерфейс комплекса расчетных программ для его взаимодействия с многообразным исходных данных, описывающих свойства преграды и воздействующих ПИЧ, и вывода результатов численного моделирования.

Поэтому основная часть книги посвящена разработке и дальнейшему развитию моделей и методов их численной реализации, в том числе моделей, предложенных в монографии [8], где также для исследования объектов воздействия служит модель многослойной гетерогенной преграды. Целью является создание научно-методического аппарата для расчета многократного комплексного действия излучений и частиц на плоский многослойный многофункциональный гетерогенный пакет. Формулировка столь общей цели и разработка комплекса расчетных программ, реализующего разнообразные по своей физической сути процессы в едином алгоритме, обусловлены необходимостью оценки радиационной стойкости создаваемых несущих конструкций еще в процессе их проектирования конструкторами, не обладающими требованиями для этого познаниями и опытом в физике взаимодействия ПИЧ с веществом. В то же время совершенно очевидно, что объем затра-

Последствия теплового и механического действий ПИЧ (абляция, неравномерный прогрев по толщине, откольные разрушения), а также зарядовых эффектов (термодеструкция при электрических пробоях диэлектрических материалов корпуса) [14], приводят к неосесимметричным повреждениям изначально выполненных в виде оболочек вращения тонкостенных конструкций ЛА. Для расчета нестационарного деформирования при механическом действии РИ таких поврежденных в результате предвдущих воздействий ПИЧ конструкций одномерных приближений оказывается, очевидно, недостаточно, и в работе предлагается двумерная модель динамического деформирования и разрушения ортотропной многослойной оболочки переменной толщины. Для ее численной реализации используются расчетный алгоритм, предложенный в [15].

Дополнительным усложняющим фактором при исследованиях многослойного комплексного действия ПИЧ является изменение параметров воздействующих импульсов на пути от источника до облучаемого объекта вследствие распространения (расходимости или самофокусировки) и взаимодействия с окружающей средой (как правило, атмосферным воздухом). Во многих случаях параметры воздействующих импульсов у преграды уже известны или легко могут быть рассчитаны по заданным характеристикам источника и параметров среды между источником и облучаемым объектом. Поэтому в настоящей работе численные методы прогнозирования параметров ПИЧ после прохождения атмосферы не рассматриваются. Однако отметим, что при исследовании воздействия жесткого РИ на высотах, когда одновременно существуют неоднородность атмосферы и эффекты упругого и неупругого рассеяний [16], вопрос не решается столь просто. Определенный интерес представляет и расчет прохождения ультрамягкого РИ в разреженной атмосфере с учетом просветления среды на переднем фронте импульса [17, 18]. В связи с этим в используемый комплекс программ включены соответствующие расчетные блоки для определения параметров импульсов РИ после прохождения воздушной среды.

Первая глава работы посвящена описанию объектов исследования (многослойных оболочек и их защитных гетерогенных покрытий) и анализу физических процессов, сопровождающих воздействие излучений и частиц на вещество. Дан краткий обзор современного состояния и перспектив развития гетерогенных материалов (ГМ). Приведены представляющие интерес для дальнейших исследований геометрические, механические и теплофизические характеристики композиционных оболочек, гетерогенных покрытий и их компонентов. Далее рассматриваются основные физические процессы, сопровождающие перенос излучений и частиц в атмосфере и гетерогенных материалах в зависимости от свойств среды (в частности, применительно к переносу РИ, от ее плотности, зависящей от высоты воздействия в атмосфере) и энергетических спектров воздействующих импульсов, даются необходимые для исследований параметры модельных источников. Особое

внимание уделяется особенностям распространения и поглощения излучений и частиц в ГМ. Затем рассматривается физика зарядовых эффектов, теплового и механического действий ПИЧ на преграды для различных диапазонов спектра и плотностей энергий, а также приводятся аналитические соотношения для оценочных расчетов параметров, характеризующих эти виды действий. На основе проведенного анализа в заключительной части главы предлагается структура программного комплекса для расчета многократного комплексного действия излучений и частиц.

Численное моделирование распространения и поглощения гамма-рентгеновского излучения и вторичных электронов в многослойных гетерогенных преградах рассматривается во второй главе. Перенос излучения численно моделируется методом Монте-Карло, который на современном этапе чрезвычайно развит и имеет большое количество весьма эффективных модификаций [19–21]. Перенос вторичных электронов рассчитывается совместно с переносом фотонов методом укрупненных столкновений. Однако для исследования теплового и механического действий ПИЧ, как правило, не требуется детального расчета дифференциальных характеристик полей излучения [22], и при решении многовариантных задач (такие задачи возникают, например, при проектировании современных ЛА) целесообразнее использовать инженерные методы [23–25], некоторые из которых также рассматриваются в этой главе.

В третьей и четвертой главах описываются методы расчета зарядовых эффектов и теплового действия ПИЧ. Основное внимание здесь уделяется учету многократности и комплексности действия излучений и частиц.

Пятая глава посвящена методам расчета механического действия РИ на многослойные композитные преграды с защитными гетерогенными покрытиями. При построении численной модели механического действия ультрамягкого РИ основное внимание уделяется описанию процессов в образующейся у преграды низкотемпературной плазме (в частности, ее просветлению и лучистому переносу энергии). При механическом действии мягкого и жесткого РИ плазмы не образуется, однако объемный характер поглощения излучения обуславливает необходимость использования широкодиапазонных уравнений состояния ГМ с учетом двухфазности, метастабильности и температурной неравновесности компонентов материалов.

В шестой главе рассматриваются многомерные методы расчета нестационарных процессов в конструкциях при тепловом и механическом действиях ПИЧ. Предлагается достаточно общая модель нестационарного деформирования многослойных неравномерно нагретых тонкостенных конструкций переменной толщины и невязный конечно-разностный метод для ее численной реализации. Универсальность рассматриваемой численной модели позволяет переходить от одних оболочечных гипотез к другим (например, от гипотезы Кирхгофа–Лява

к модели Тимошенко); включать в код новые модели деформирования и разрушения; оперативно менять геометрию и структуру рассчитываемых тонкостенных конструкций и т. д.

Одним из наиболее теплонапряженных элементов ЛА является работающий твердотопливный двигатель. Причины разрушения двигателя при воздействии ПИЧ разнообразны и во многих случаях взаимосвязаны [26–28]. В настоящей работе рассматривается двумерный метод расчета отколовых разрушений при механическом действии ПИЧ, реализация которых приводит, как правило, к взрыву двигателя из-за нелинейного роста скорости горения и давления в камере сгорания в результате увеличения площади поверхности горения при отколе [26, 28]. Существенной особенностью задачи о воздействии импульса давления, образующегося при механическом действии ПИЧ на твердотопливный двигатель, является малость пространственного размера формирующейся волны напряжений по сравнению с характерным размером заполнителя. Представляя искомые функции в виде рядов Фурье и применяя процедуру Бубнова–Галеркина, удается разработать достаточно эффективный численный алгоритм решения задачи, позволяющий провести расчет распространения и дифракции волн на внутреннем канале сложной формы даже в случае малого пространственного размера волны напряжений в заполнителе.

В заключительной части главы приводятся результаты исследования совместного теплового и механического действий ПИЧ на многослойные конструкции различного назначения, демонстрирующие возможность разработанного научно-методического аппарата.

Седьмая глава посвящена кратко описанию проблемно-ориентированной реляционной базы данных «БАРС» [29], разработанной для расчетных исследований зарядового, теплового и механического действий ПИЧ различной физической природы на элементы конструкций ЛА. Если расчет конструкций к теплосиловым эксплуатационным нагрузкам (в большинстве случаев квазистационарным и осесимметричным) и поиск необходимых для расчета данных не вызывает, как правило, принципиальных затруднений, то оценка параметров теплового и механического действий ПИЧ, а также зарядовых эффектов, требуют использования физико-математических моделей и исходных данных из различных областей прикладной физики. Даже при наличии комплекса численных кодов исследования последствий воздействия ПИЧ поиск и извлечение требующихся для расчетов данных из имеющихся обширных баз по дифференциальным сечениям взаимодействия излучений и частиц, а также оптическим, термодинамическим, теплофизическим и механическим свойствам конструкционных материалов является кропотливой и длительной работой, неизбежно сопровождающейся ошибками. Поэтому наличие проблемно-ориентированной реляционной базы данных для прогнозирования последствий зарядового, теплового и механического действий ПИЧ на многослойные композитные конструкции ЛА существенно облегчает и ускоряет

проектирование этих конструкций. Предлагаемая база данных использует свободно распространяемую (в урезанном варианте) реляционную СУБД «Oracle 10g XE» с языком запросов SQL.

Конечно, авторы понимают, что затронутый спектр вопросов не может быть темой одного печатного труда, и последний скорее следует рассматривать как план дальнейших работ большого коллектива специалистов по созданию столь универсального научно-методического аппарата, а приводимые в работе расчетные методики как отдельные иллюстрации реализации частей этого плана, объединенные общим методическим подходом и интерфейсом. Также иллюстративными являются расчетные примеры, в которых как характеристики объектов исследований, так и параметры воздействующих ПИЧ не привязаны к каким-либо конкретным несущим конструкциям и ситуациям их облучения.

Следует отметить, что изложенные в работе численные методики использовались на протяжении многих лет при оценке последствий зарядовых эффектов, теплового и механического действий ПИЧ мощного взрыва 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 В.Е. Фортгову и М.Я. Марову 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 комплексного действия излучений и частиц на тонкостенные композитные конструкции.

Работа выполнялась при поддержке РФФИ.

вых) 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 выдерживать большие деформации без разрушения и отслоения от несущего слоя. Внешняя защитная часть пакета конструируется из гетерогенных и/или высокопрочных 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 или металлические несущие слои и гетерогенные материалы внешних покрытий, свойства которых будут рассмотрены далее.

Одним из наиболее уязвимых элементов ЛА на активном участке траектории является работающий ракетный двигатель твердого топлива (РДТТ), который находится при этом в тяжелых теплопрочностных условиях [4, 5, 7, 11]. В качестве модели этого элемента ЛА можно принять многослойную заполненную цилиндрическую оболочку (см. рис. 1.1), зашплененную или свободно опертую по торцам (по графикам сферических днищ). Также считаем, что пакет корпуса РДТТ состоит из защитного покрытия толщиной 3 мм, композитного материала несущей оболочки (органопластика типа СВМ + ЭДТ-10) толщиной 10 мм и слоя топлива толщиной 40 мм (расчетный пакет-1).

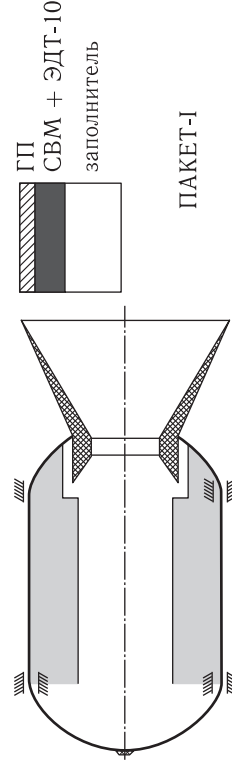


Рис. 1.1. Корпус РДТТ (пакет-1)

Слой герметика между топливом и несущим слоем при расчете теплового и механического действий ПИЧ принципиальной роли для рассматриваемых задач не играет и в модельный пакет не включен. Толщина топлива при работе двигателя меняется, и взята в модельном пакете довольно произвольно. При расчетах энерговыделения толщина топлива, как правило, несущественна, поскольку после прохождения защитного покрытия и несущего слоя поток излучений и частиц уже достаточно мал. При толщине топлива $h = 40$ мм расчет волновых процессов может проводиться в одномерном приближении (эффект кумуляции волны сжатия по мере распространения к оси двигателя еще

Глава 1

ОБЪЕКТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ, ВОЗДЕЙСТВУЮЩИЕ ФАКТОРЫ И ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ

1.1. Многослойные тонкостенные корпуса с гетерогенными покрытиями

Анализ прочности (в том числе и к нестационарным теплосиловым нагрузкам) конструкций ЛА проводился во многих работах [1–10], из которого следует, что одними из основных элементов, определяющими стойкость ЛА к тепловому и механическому действиям ПИЧ различной физической природы, являются многослойные тонкостенные корпуса. Корпуса ЛА подвергаются прямому воздействию ПИЧ, и для них, в первую очередь, требуется обеспечение защиты от излучений и частиц. Поэтому в качестве объектов воздействия ПИЧ в работе рассматриваются многослойные оболочки вращения с защитными гетерогенными покрытиями.

Далее описываются объекты исследования и соответствующие им типовые модельные пакеты корпусов, на которых иллюстрируются возможности разрабатываемого научно-методического аппарата. Рассматриваются в принципе возможные воздействующие ПИЧ и основные физические процессы, определяющие параметры зарядового, теплового и механического действий излучений и частиц.

1.1.1. Элементы конструкций летательных аппаратов. В зависимости от своего назначения состав многослойного пакета тонкостенных корпусов 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) и возможных импульсных воздействий экстремального характера (в нашем случае ПИЧ); 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 выполняется из легких металлических сплавов (например, алюминии-

незначителен: $R/(R - h) - 1 \approx h/R \approx 40/800 = 5\%$, что и обусловило выбор значения обсуждаемого параметра.

Элементом ЛА, определяющим его эффективность, стартовую массу и габаритные размеры, является отсек с полезной нагрузкой (ОПН) [8] или возвращаемый аппарат [2]. В простейшем модельном случае корпус этого элемента представляет собой многослойную коническую оболочку (рис. 1.2), заземленную по краям (с одной стороны — сферическим обтекателем, а с другой — задним сферическим днищем или несущим шпангоутом). Основное предназначение корпуса — защита внутренних узлов от тепловых нагрузок на пассивном участке траектории (при входе в атмосферу). В весьма грубом приближении можно принять, что пакет корпуса ОПН состоит из защитного покрытия толщиной 3 мм, стеклопластикового теплозащитного слоя толщиной 10 мм и металлического несущего слоя из сплава алюминия толщиной 5 мм (расчетный пакет-II). Между гетерогенным покрытием и теплозащитным слоем представляется целесообразным вставить демпфирующий слой из алюминия (расчетный пакет-III).

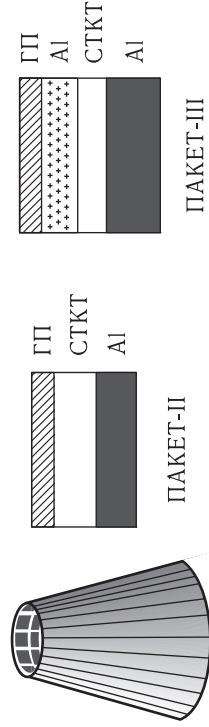


Рис. 1.2. Корпус ОПН (пакеты II, III)

В тяжелых теплопрочностных условиях находится также сопловой насадок (СН) РДТТ верхних ступеней ракет, для которых действие ПИЧ оказывается преобладающим по сравнению с другими поражающими факторами мощного взрыва. В качестве модели этого элемента можно взять коническую ортотропную оболочку (рис. 1.3) из углеродного композитного материала [12], заземленную со стороны крепежа и свободную на противоположном выходном торце. Поскольку насадка, как правило, радиационно-охлаждаемые, то нанесение на них внешних защитных ГП представляется целесообразным и их пакет (расчетный пакет-IV) имеет простейший вид: он — однослойный.

1.1.2. Материалы несущих слоев. Для несущих слоев композитных корпусов ЛА используются высокомолекулярные композитные материалы (ВКМ). Эти материалы создаются, как правило, методом непрерывной намотки [13–15] и представляют собой анизотропные структуры, причем в отличие от природных анизотропных материалов, характер их анизотропии можно регулировать за счет исходных компонентов, их ориентации и взаимного расположения. Для создания ВКМ используются различные арматуры: стеклонити (УП, ВМП, ВМПС); органические

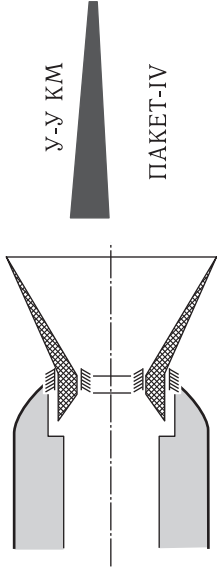


Рис. 1.3. Корпус СН (пакет-IV)

локна (СВМ, Русар, Армос, Русар-С); углеродные нити (Кулон/5000, УКН/5000) и полимерные связующие (ЭДТ-10, ЭХД-МК ЭХД-МД и др). Ориентировочные характеристики некоторых типов отечественных наполнителей приведены в табл. 1.1 (1сН/текс = 10⁴ Дж/кг).

Таблица 1.1. Характеристики отечественных наполнителей

Характеристика	Тип наполнителя				
	СВМ	Русар	Русар-С	Углеродные жесткие	углеродные прочные
Удельная нагрузка разрыва, сН/текс	180	240	290	5–8*	
Удлинение нити при разрыве, %, не менее	2,5	2,6	2,5	0,3–0,5	
Модуль упругости, ГПа	130	140	160	300–500	200–300
Прочность нити в микропластике, ГПа	2,5–3	4,5–5,0	5,4–6,4	1,5–3	2–4

* — при разрыве петлей

Отметим, что нить и волокна Русар-С относятся к отечественным разработкам третьего поколения и имеют самые высокие в мире физико-механические характеристики. Существенным отличием технологии их производства от нитей первого (СВМ) и второго (Армос и Русар) поколений является сухо-мокрое формование. В качестве армирующего волокна Русар-С используется для несущих слоев тонкостенных корпусов высоконагруженных элементов конструкций ЛА, в частности, РДТТ. Отечественные углеродные волокна и полимерные КМ на их основе значительно уступают в качестве своим зарубежным аналогам, и при исследовании воздействия ПИЧ необходимо ориентироваться на характеристики последних [16, 17].

Для полимерных КМ, применяемых при изготовлении несущих слоев корпусов ЛА, принципиальным является способность работать при высоких температурах [2], которая во многом определяется термостойкостью связующего [18]. В качестве связующих для высокомолекулярных полимерных КМ применяются, как правило, эпоксидные полимеры [19]. Температура стеклования (в основном определяющая

Таблица 1.2. Температура стеклования эпоксидных связующих

Тип связующего	ЭДТ-10	ЭХД-МД	ЭХД-МК	ЭДГ-М	ТТС-К
Температура, °С	90–100	80*	95*	180–190*	320/250*
* — в контакте с армирующими волокнами					

термостойкость несущих слоев, в том числе и к тепловому действию ПИЧ) некоторых практически важных эпоксидных связующих приведена в табл. 1.2 [18, 20–22].

Основным преимуществом современных ВКМ является их высокая удельная прочность (отношение предела прочности к плотности) и удельная жесткость (отношение модуля Юнга вдоль волокон к плотности) [23]. При этом устойчивость конструкции к осевым нагрузкам во многих случаях оказывается недостаточной из-за сравнительно низкой изгибной жесткости и прочности к межслоевым сдвигом (табл. 1.3).

Таблица 1.3. Характеристики ВКМ с различными наполнителями [10]

Характеристика	Тип армирующего наполнителя	
	СВМ	Кевлар
Плотность, г/см ³	1,25–1,33	1,32–1,35
Прочность при растяжении, МПа	1900–2150	1600–1650
Удельная прочность при растяжении, кДж/г	1,4–1,7	1,2–1,25
Прочность при сжатии, МПа	210–290	230–250
Прочность при изгибе, МПа	650–700	550–750
Прочность при межслоевом сдвиге, МПа	40–45	27–82
Модуль упругости при растяжении, ГПа	70–75	77–82
		78–91

Для ВКМ оказывается невысокой и откольная прочность (см. табл. 1.4), поскольку используются в качестве связующего эпоксидные смолы не позволяют обеспечить монолитность пакета при растягивающих напряжениях между слоями (это обусловлено малой откольной прочностью самих эпоксидных смол).

Одним из эффективных способов улучшения связи между слоями оказывается применение ВКМ с пространным (объемным) армированием [24]. Однако принципиально более сложная технология изготовления крупногабаритных конструкций из пространный армированных полимерных КМ сдерживает их широкое применение в корпусах ЛА.

Для материала СВМ + ЭДТ-10, как одного из наиболее изученных и широко используемых ВКМ при изготовлении несущих слоев, в табл. 1.5 приведены некоторые его теплофизические и механические характеристики. В тех случаях, когда фактором, определяющим

Таблица 1.4. Откольная прочность однонаправленных ВКМ [10]

Материал	ρ , г/см ³	C_0 , км/с	$\sigma_{\text{спал}}$, МПа	τ , мкс
РВМН + ВМПС + ЭДТ-10	1,9	2,6	630	3,4
СВМ + ЭДТ-10	1,25	1,8	515	1,4
РВМН + ЭДТ-10	1,9	2,6	368	1,6
РУСАР + ЭДТ-10	1,32	2,4	1620	—
ЭДТ-10	1,2	2,2	170	4,5
АМг-6М (для сравнения)	2,7	6,0	1150	1,8

Примечание: ρ — плотность материала, C_0 — скорость звука, $\sigma_{\text{спал}}$ — откольная прочность, τ — длительность нагрузки.

Таблица 1.5. Теплофизические характеристики органоэластика СВМ + ЭДТ-10 [10]

Характеристика материала	Γ	c_v , кДж/кг/град	c_1	c_0 , км/с	ν	G , МПа
Значение характеристики	1	1,46	2,25	1,48	0,3	1740

Примечание: ρ — плотность, C_0 — скорость звука, Γ — коэффициент Грюнрайзена, c_0 , c_1 — коэффициенты ударной адиабаты, c_v — удельная теплоемкость, ν — коэффициент Пуассона, G — модуль сдвига.

Таблица 1.6. Прочность при растяжении однонаправленного органоэластика СВМ + ЭДТ-10

Температура, T , °С	20	40	70	100	150	200	280
Разрушающее напряжение, МПа	1850	1820	1570	1290	1110	960	720

возможность функционирования объекта, оказывается его прочность при нагреве [1, 7, 25, 26], важной характеристикой является также зависимость разрушающего напряжения от температуры, которая представлена в табл. 1.6 [27].

Широкое распространение при изготовлении несущих конструкций нашли углеэластики, обладающие более высокими жесткостными и прочностными характеристиками по сравнению с органоэластиками [17]. Характеристики углепластиков, позволяющие оценить их конструкционные возможности, представлены в [28]. Особенно эффективно применены этих ВКМ в сегчатых несущих конструкциях (без или с наружной обшивкой), представляющих собой анизотропные (anisogrid — анизотропная сетка) сегчатые оболочки вращения [29], которые в настоящее время изготавливаются намоткой резера в пазах эластичных матриц из силиконовой резины, покрывающей оправку.

Для изготовления корпусов СН, работающих в условиях высокой температуры [2], используются углерод-углеродные композитные материалы [30], в которых матрицей, склеивающей волокна, служит практически чистый углерод [17]. Эти материалы обладают сравнительно низким коэффициентом температурного расширения и высокой сопротивляемостью к тепловому удару. В табл. 1.7 (x , z — основные оси

Таблица 1.7. Свойства углерод-углеродных КМ

Характеристика	Армированные непрерывным волокном			Пространственно армированные непрерывным волокном		
	однонаправлено	перекрестно	матрица из кокса каменноугольного пека	матрица из кокса каменноугольного пека	матрица из углерода	матрица из кокса каменноугольного пека
Объемная плотность, г/см ³	1,40	1,42	1,96	1,96	1,76	1,96
Истинная плотность, г/см ³	1,69	1,69	2,15	2,15	2,12	2,20
Пористость, %	12	10	3	3	12	3
Прочность при сжатии, МПа, ось <i>x</i>	50	40	160	160	240	140
Прочность при сжатии, МПа, ось <i>z</i>	400	200	180	180	220	275
Прочность при растяжении, МПа, ось <i>x</i>	1,5	2,0	70	70	90	65
Прочность при растяжении, МПа, ось <i>z</i>	500	100	130	130	40	120
Модуль Юнга, ГПа	170	60	60	60	30	60
Коэффициент теплопроводности, Вт/(мК), ось <i>x</i>	3,7	3,7	6,7	6,7	7	70
Коэффициент теплопроводности, Вт/(мК), ось <i>z</i>	60	34	90	90	5	80
Температурный коэффициент линейного расширения, 10 ⁻⁷ К ⁻¹ , ось <i>x</i>	43	46	8	8	15	17
Температурный коэффициент линейного расширения, 10 ⁻⁷ К ⁻¹ , ось <i>z</i>	4	6	8	8	15	16

армирования образца) представлены характеристики углерод-углеродных КМ, из которой, в частности, следует выраженная ортотропность и низкое сопротивление растяжению перпендикулярно армированию (однако направленных образцов) этих материалов.

1.1.3. Защитные покрытия. Среди разнообразных средств защиты несущих тонкостенных конструкций ЛА от воздействия ПИЧ (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 ПИЧ в давление [31–33] и температуру [25, 26], не разрушаясь при многократных воздействиях или, наоборот, необратимо разрушаясь в предположении необходимости лишь разового обеспечения защиты от ПИЧ.

Подавляющее большинство покрытий относятся к ГМ. Гетерогенные покрытия представляют собой достаточно специфический класс материалов. Основной их особенностью является наличие химических элементов 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 [34]. Наносятся защитные покрытия непосредственно на внешнюю поверхность защищаемой конструкции.

В качестве связующего в ГМ обычно используют эпоксидные, фенолформальдегидные, 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 (обычно содержат добавки серы, хлора, цинка, фтора).

В зависимости от вида наполнителя защитные покрытия делятся на материалы слоистой (например, ЭВТИ), тканой или дисперсной структуры.

В традиционных покрытиях для защиты от воздействия ПИЧ 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 равномерно распределенных в связующем частиц наполнителя с формой, близкой к сферической.

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. Нити состоят из большого числа элементарных волокон размером 5...8 мкм. Толщина нити 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 [35]. Для примера в табл. 1.8 представлены интервалы изменения некоторых характеристик ГМ с эпоксидным связующим [10].

Анализ вариантов конструктивного исполнения защитных покрытий ракетно-космической техники показывает, что, как правило, на

Таблица 1.8. Характеристики ГМ на основе эпоксидной смолы

Характеристика	Наполнитель				
	Дисперсный	Микросферический	Углерод-волокнистый	Стекловолокнистый	Органо-волокнистый
Плотность, г/см ³	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

защищаемую поверхность наносится несколько слоев покрытий, имеющих узкоспециальное назначение (теплозащитные, антистатические, демпфирующие ударные нагрузки, обеспечивающие защиту от излучений и частиц различных типов и др.). В последние годы намечается тенденция к унификации защитных покрытий, одновременно обеспечивающих тепловую защиту, демпфирование ударных нагрузок и экранирование от ПИЧ внутренних узлов. Одно из направлений создания перспективных материалов для защитных покрытий связано с использованием углерод-углеродных композиционных материалов с многомерным расположением волокон. Ведется разработка специальных внешних оболочек (экранов). В них возможно применение углеродных материалов и неорганических красок.

Для защиты от механического и теплового действий ПИЧ перспективно использование сферопластиков [36, 37], наполнителем в которых служат полые или сплошные микросферы (характеристики некоторых из них представлены в табл. 1.9 [36, 38]).

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 [36]. 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 представля-

Таблица 1.9. Характеристики ГМ на основе эпоксидной смолы и микросфер различных типов

Характеристика	Углеродные микросферы		Микросферы из дымовых выбросов		Стекланные микросферы
	A-50	A-100	A-200		
Плотность, кг/м ³	660	680	680	850	750
Разрушающее напряжение, МПа:	при растяжении	—	—	13,6	—
	при сдвиге	—	—	29,1	12,8
	при сжатии	88,3	88,4	70,3	58,7
Модуль упругости, ГПа	2,1	2,1	1,9	4,1	4,1
Модуль сжатия, ГПа	3,3	3,1	3,0	2,8	2,6
Температурный коэффициент линейного расширения, К ⁻¹	—	—	—	40·10 ⁻⁶	40·10 ⁻⁶
Теплопроводность, Вт/м/К	—	—	—	0,174	0,174

ет собой органическое связующее, заполненное полыми стекланными сферами с вольфрамовым напылением [39]. Следует отметить, что применяемые микросферы в зависимости от технологии изготовления могут иметь некоторый разброс по размерам, а при 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. 1.10 [36].

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 [38, 40]. Гидростатическая прочность микросфер некоторых типов приведена в табл. 1.11 [36, 38, 40].

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 [35], а с точки зрения обеспечения ослабления волны предпочтительнее их разрушение, приводя-

Таблица 1.10. Характеристики полых микросфер

Характеристика	Стекланные микросферы		Углеродные микросферы	
	из твердых частиц	из дымовых выбросов	Фирмы «Версар» (США)	Фирмы «Куреха» (Япония)
Размеры, мкм	44...125	5...300	5...150	45...75
Средний диаметр, мкм	75	50	40	60
Толщина стенки, мкм	1...2	2...5	1...2	1...2
Плотность частиц, кг/м ³	80...640	350...700	200...220	150...400
Насыпная плотность, кг/м ³	80...400	200...400	120...140	100...250
Коэффициент теплопроводности, Вт/м/К	0,33...1,6	1,2	—	—
Термический коэффициент расширения	8,8 10 ⁻⁶	—	—	—
Удельная теплоемкость, Дж/(г·К)	1,13	1,17	—	—

Таблица 1.11. Гидростатическая прочность стекланных микросфер

Марка микросфер	Плотность, кг/м ³	20%-й 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

щее к большим необратимым потерям энергии и быстрому зауханию нестационарных процессов.

В настоящей работе в качестве защитных ГП рассматриваются ГМ с дисперсными наполнителями из свинца, диоксида олова, стекланных или углеродных микросфер, покрытых вольфрамом или никелем соответственно. Связующим в этих покрытиях служит термостойкая эпоксино-полиамидная композиция (ЭПК).

Поэлементный массовый состав (он требуется при расчетах энерговыделения) используемых в пакетах материалов представлен в табл. 1.12.

Таблица 1.12. Поэлементный массовый состав материалов

Материал	Массовый состав в процентах
органоластик СВМ+ЭДТ-10	6,2Н+70,4С+5,4N+17,4O+0,6Ti
алюминиевый сплав	5,8Mg+93,5Al+0,7Mn
СТКТ	20С+50O+30Si
стекло	53,3O+46,7Si
ЭПК	8Н+62С+12N+18O

Для расчетов элементарных ячеек ГП требуются механические и тепловые характеристики компонентов рассматриваемых ГМ, которые представлены в табл. 1.13. Также оказывается необходимым знание характеристик пористых компонентов микросфер, приведенных в табл. 1.14 [10].

Таблица 1.13. Характеристики компонентов гетерогенных материалов

Компонент	$\rho_{f,b} \times 10^{-3}$, кг/м ³	$K_{f,b}$, ГПа	$c_{f,b}$, кДж/кг	$\alpha_{f,b} \times 10^5$, 1/град
SnO ₂	7,0	175	0,35	0,5
ЭПК	1,2	5,8	1,5	5

Таблица 1.14. Характеристики пористых компонентов МС

Компоненты МС	$\rho \times 10^{-3}$, кг/м ³	E, ГПа	ν	c_p , кДж/кг/град	$\alpha \times 10^7$, 1/град
Углерод	2,25	11	0,25	0,720	70
Углерод	1,3	0,91	0,1	0,448	10
Никель	8,9	200	0,3	0,448	130
Никель	5	60	0,25	0,703	40
Стекло	2,45	70	0,19	0,154	40
Стекло	1,7	2,9	0,1	0,154	2
Вольфрам	19,35	350	0,3	0,154	45
Вольфрам	6	3,5	0,1	0,154	0,5

На основе стекланных микросфер разработаны и эффективные демфирующие высокопористые материалы — синтактики [41, 42]. Размещая слой из синтактика после поглощающих слоев или прослойками внутри них, можно существенно снизить амплитуду сжимающих напряжений, формирующихся при механическом действии ПИЧ. Это снижение обусловлено необратимым разрушением микросфер синтактика, динамические прочность и устойчивость которых необходимо подбирать в соответствии с уровнем ожидаемых волн сжатия при механическом действии ПИЧ. Слои синтактика, вследствие высокой пористости и низкого коэффициента температурного расширения, являются хорошими теплоизоляторами и одновременно

с демпфированием амплитуды механического импульса обеспечивают защиту от теплового действия ПИЧ.

Таким образом, совершенствование покрытий идет в направлении унификации их защитных свойств, обеспечение которых осуществляется наиболее эффективным при использовании в качестве наполнителей многослойных полых микросфер [10, 36, 37]. 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. Воздействующие факторы

Воздействие тяжелых заряженных частиц (α -излучения, протонов, тяжелых многозарядных ионов) на конструкцию ЛА не представляет практического интереса вследствие их малой проникающей способности даже в разреженной атмосфере (потоки протонов следует учитывать при оценке радиационной стойкости конструкций ЛА, находящихся в радиационных поясах Земли [43]). К наиболее опасным для ЛА потокам излучений и частиц относятся: излучение оптического диапазона (как известно, для этого диапазона спектра атмосфера имеет окна прозрачности); рентгеновское излучение (ультрамягкое — для высот $H \geq 90$ км, мягкое — $H \geq 60$ км, жесткое — более $H \geq 40$ км [10, 44]); гамма — нейтронное излучение; релятивистские электронные потоки (РЭП) внутреннего и внешнего радиационных поясов Земли.

1.2.1. Излучение оптического диапазона. В настоящее время наиболее мощными источниками монохроматического излучения с высокими коэффициентами преобразования энергии в световую являются непрерывные и импульсно-частотные химические лазеры инфракрасного диапазона. Впечатляющие успехи в разработке кислородно-иодных лазеров с химической накачкой и сравнительно малая длина волны ($\lambda = 1,315$ мкм) излучения обусловили многообещающие перспективы их использования в различных областях, включая и военную [45]. Одной из таких областей является создание платформ воздушного базирования для уничтожения ЛА, поскольку высокая эффективность и попадание длины волны излучения кислородно-иодного лазера в окно прозрачности атмосферы (для оптического диапазона окна прозрачности соответствуют длины волн $0,3$ мкм $< \lambda < 2$ мкм) позволяют рассматривать этот тип лазера как бортовое оружие военной авиации [45, 46]. Оценки показывают, что для нанесения серьезных повреждений конструкциям ЛА в результате теплового действия монохроматического излучения в режимах теплопроводности или развитого испарения [47, 48] необходимы поверхностные плотности энергии порядка нескольких килоджоулей на сантиметр квадратный при облучении ЛА в течение нескольких секунд. Практическая реализация такого воз-

действия представляется технически сложной и пока не реализуемой инженерной задачей.

Другим источником излучения оптического диапазона является огненный шар [49, 50] мощного наземного или воздушного взрыва (высота взрыва $H_E \leq 30$ км). Основной характеристикой светового излучения служит плотность энергии (световой импульс) U_{li} . Полагая, что на этот вид излучения тратится треть энергии взрыва (коэффициент трансформации энергии взрыва в излучения для воздушных взрывов составляет $\eta \approx 0,3-0,4$ и увеличивается с высотой [50]), получаем для оценки U_{li} в Дж/см² соотношение

$$U_{li} = \frac{11,1 q_E}{R^2} \times e^{-k(R-r_{sph})}, \quad (1.1)$$

где R — расстояние от центра светящейся области до ЛА в км; $r_{sph} = r_{sph}(q)$ — радиус огненного шара в км; q_E — тротиловый эквивалент в килотоннах; k — средний коэффициент ослабления излучения по всему диапазону длин волн в км⁻¹.

Отметим, что в случае взрыва в однородной атмосфере коэффициент ослабления k определялся бы только поглощением излучения, поскольку рассеянные фотоны, выходя из одного радиального пучка, пополняли бы другой, и все равно неизбежно проходили бы через любую сферическую поверхность, описанную вокруг огненного шара. Однако вследствие неоднородности атмосферы и отражения части излучения поверхностью Земли (коэффициент отражения меняется от 0,1 для лесного массива до 0,8 для снежного покрова [49]) в вертикальном направлении атмосфера оказывается эффективно более прозрачной, чем в горизонтальном.

Природа светового импульса (СИ) мощного взрыва — тепловая, и его спектр является сплошным с наложенными линиями. В первом приближении спектр СИ может считаться планковским с эффективной температурой $T_{eff} = 6000$ °К (средняя энергия фотонов $\langle E_{ph} \rangle = 1,4$ эВ, что соответствует длине волны $\lambda = 0,9$ мкм).

Как отмечается в [50], спектр светового излучения отличается от планковского и смещается в область коротких длин волн с уменьшением энергии взрыва. Известно, что ультрафиолет обладает ярко выраженным биологическим эффектом воздействия на кожу и при оценках последствий облучения человека смещение в область коротких волн необходимо учитывать. Для рассматриваемого в работе теплового действия излучения (ТДИ) на конструкции ЛА это отличие принципиального значения не имеет. Кроме того, ультрафиолет с длиной волны $\lambda < 0,186$ мкм поглощается кислородом на расстояниях в несколько метров (если излучение идет к объекту снизу, проходя озоновый слой, то ограничение усиливается, и излучение поглощается вплоть до $\lambda = 0,29$ мкм). Со стороны инфракрасной области также имеются полосы поглощения в парах воды и углекислого газа, содержащихся в атмосфере. Таким образом, спектр дошедшего до ЛА светового им-

пульса представляет собой планковский, обрезанный с обеих сторон до видимого диапазона.

При оценке последствий ТДИ на корпуса ЛА оказывается важным изменение потока излучения во времени (в тех случаях, когда время подвода энергии сравнимо или больше характерного времени прогрева по толщине, что имеет место для тонкостенных конструкций и мощных взрывов). Как известно [50], развитие светящейся области обычно проходит три фазы: начальную, первую и вторую. Во второй фазе (начинающейся с отрыва охлажденной ударной волны (УВ) от светящейся области и соответствующей выходу излучения из внутреннего объема огненного шара) излучается подавляющая доля энергии СИ 98–99%. Поэтому временное распределение потока СИ $q(t)$ при оценках ТДИ на конструкции ЛА может быть отождествлено с его изменением во второй фазе. Согласно [50–52] во второй фазе облучения соблюдается подобие временных зависимостей потока $q(t)$, что позволяет использовать единую кривую в безразмерном виде для всех мощностей взрыва [52] (лучшая аппроксимация функций $q(t)$ достигается при незначительном смещении положения ее максимума от τ_m : $t_{\max} = 0,986 \tau_m$):

$$q = 0,537 \frac{U_{li}}{\tau_m} \times \begin{cases} (t/\tau_m)^3 e^{-3,1(t/\tau_m-1)}, & t \leq 1,8\tau_m, \\ 0,488 e^{-0,7(t/\tau_m-1,8)}, & t > 1,8\tau_m, \end{cases} \quad (1.2)$$

где τ_m — время достижения второго максимума потока излучения огненного шара (времени достижения максимумов потока излучения и общей энергии излучения огненного шара во второй фазе немого отличаются, из-за изменения размеров последнего, но для рассматриваемых задач ТДИ это несущественно). Время достижения второго максимума в зависимости от мощности и высоты взрыва может быть оценено по соотношению [51]:

$$\tau_m = 0,05 \times \left(\frac{\rho(H_E)}{\rho(0)} \right)^{0,42},$$

где $\rho(H_E)$ — плотность воздуха на высоте взрыва.

Следует отметить, что тепловому действию СИ взрыва сопутствует механическое действие ударной волны, и во многих случаях именно она является причиной разрушения корпусов ЛА, а световой поток, предварительно нагревая тонкостенную конструкцию, лишь усугубляет действие УВ.

Воздействие рассматриваемых видов потоков излучения оптического диапазона на ЛА приводит к ТДИ, которое сводится к стационарному и неравномерному нагреву тонкостенной многослойной конструкции в режиме теплопроводности, а также тепловому уносу, характерному для режима развитого испарения [47].

1.2.2. Рентгеновское излучение. Источником РИ, представляющего опасность для ЛА, могут быть высотные и космические мощные взрывы, для которых более 70 % выделившейся энергии трансформи-

руется в энергию излучения [10, 44, 50]. При мощном взрыве любого типа 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 [50]), и его спектральный состав можно аппроксимировать планковским распределением с некоторой эффективной температурой спектра T_{eff} :

$$\begin{aligned} F_p(E_{\text{ph}}) dE_{\text{ph}} &= \frac{1}{2\zeta(3)} \left(\frac{E_{\text{ph}}}{k_B T_{\text{eff}}} \right)^2 \frac{1}{\exp[E_{\text{ph}}/k_B T_{\text{eff}}] - 1} \frac{dE_{\text{ph}}}{k_B T_{\text{eff}}} = \\ &= 0,41595 \times \left(\frac{E_{\text{ph}}}{k_B T_{\text{eff}}} \right)^2 \frac{1}{\exp[E_{\text{ph}}/k_B T_{\text{eff}}] - 1} \frac{dE_{\text{ph}}}{k_B T_{\text{eff}}}, \\ F_E(E_{\text{ph}}) dE_{\text{ph}} &= \frac{15}{\pi^4} \left(\frac{E_{\text{ph}}}{k_B T_{\text{eff}}} \right)^3 \frac{1}{\exp[E_{\text{ph}}/k_B T_{\text{eff}}] - 1} \frac{dE_{\text{ph}}}{k_B T_{\text{eff}}} = \\ &= 0,15399 \times \left(\frac{E_{\text{ph}}}{k_B T_{\text{eff}}} \right)^3 \frac{1}{\exp[E_{\text{ph}}/k_B T_{\text{eff}}] - 1} \frac{dE_{\text{ph}}}{k_B T_{\text{eff}}}, \\ \langle E_{\text{ph}} \rangle &= \frac{\pi^4}{30\zeta(3)} k_B T_{\text{eff}} = 2,7012 k_B T_{\text{eff}}, \end{aligned}$$

где $F_p(E_{\text{ph}})$, $F_E(E_{\text{ph}})$ — частичная и энергетическая функции плотности распределения соответственно; $\langle E_{\text{ph}} \rangle$ — средняя энергия кванта; k_B — постоянная Больцмана; $\zeta(z)$ — дзета-функция.

Для эффективных температур можно принять следующие значения [50]: $T_{\text{eff}} = 1,6$ 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 [50] 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 $a = 0$).

Поскольку длительности выхода РИ и мгновенного гамма-излучения при мощном взрыве близки, то в первом приближении временное распределение выхода РИ можно принять совпадающим с временной формой мгновенного гамма-излучения (при термоядерном взрыве имеется в виду основной импульс) высотного взрыва [50]. Такой выбор временной зависимости не в полной мере соответствует действительности

сти, но закон изменения импульса во времени для механического и теплового действий РИ на несущие конструкции, как правило, не имеет принципиального значения [10], и оказывается достаточным введение в качестве временной характеристики воздействующего импульса РИ его длительности (при этом временная функция распределения излучения задается произвольно, например, в виде кусочно-гладкой функции с участками линейного возрастания и убывания).

В общем случае характеристики РИ у поверхности преграды с учетом процессов поглощения и рассеяния рассчитываются с помощью различных модификаций метода Монте-Карло [44, 50]. 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:

$$U_p(m_\theta) = \frac{33,3 \eta q_E}{R^2} \int_{E_{ph}^{\min}}^{E_{ph}^{\max}} F_E(E_{ph}) e^{-\sigma_f(E_{ph}) m_\theta} dE_{ph}, \quad (1.3)$$

где U_p — импульс РИ для площадки, перпендикулярной направлению на взрыв, Дж/см²; m_θ — массовое расстояние в воздушной среде между ЛА и источником РИ, г/см²; q_E — тротиловый эквивалент, кг; $\eta < 0,7$ — доля энергии, переходящая в мягкое РИ высотного взрыва [44]; R — расстояние от центра взрыва до рассматриваемой точки, км; $\sigma_f(E_{ph})$ — массовый коэффициент фотопоглощения воздуха, см²/г.

Рядом особенностей по распространению в разреженной атмосфере и механическому действию обладает ультратяжкое РИ [10, 44, 53, 54]. Предполагаемые параметры импульса ультратяжкого РИ достаточно мощного гипотетического генератора, источником энергии для накачки которого в земных условиях могут быть только ядерные реакции, [55] составляют [10, 44, 56]: энергия в импульсе $10^8 \dots 10^{10}$ Дж; длительность импульса $0,1 \dots 10$ нс; энергия квантов $0,05 \dots 1,0$ кэВ.

Принципиально важной характеристикой такого генератора, определяющей его опасность для конструкций ЛА, является угловая расходимость, которая, согласно оценкам по соотношениям работы [57] вряд ли может быть менее 10^{-3} радиан.

Воздействие импульсов РИ мощного взрыва на ЛА приводит к ТДИ (абляции приповерхностного облучаемого слоя и практически мгновенному нагреву корпусов по толщине в случае жесткого РИ) и МДИ (волновым процессам по толщине конструкции, формированию испарительного и откольного импульсов давления) [10, 44].

1.2.3. Гамма-нейтронное излучение. Источником гамма-излучения является мощный взрыв [50, 58]. Поскольку в условиях взрыва при своем образовании и распространении в атмосфере поток гамма-излучения неразрывно связан с потоком нейтронов, то они объединяются общим термином: проникающие излучения. Проникающие излучения, источником которых являются ядерные реакции деления и синтеза, а также результат взаимодействия частиц, рожденных в этих реакциях, с материалами взрывного устройства, называются мгновенным компонентом или мгновенными нейтронами и гамма-квантами [50]. Мгновенный компонент проникающего излучения является основной в энергетическом отношении и применительно к воздействию на корпус ЛА есть смысл рассматривать только ее.

Распространяясь в атмосфере, кванты гамма-излучения рассеиваются и образуют спадающий временной участок после импульса прямой компоненты мгновенного гамма-излучения. Длительность прямой компоненты составляет около 10 нс, рассеянная компонента мгновенного излучения облучает ЛА в течение $10 \dots 20$ нс. Остальную, более длительную часть спадающего участка формируют осколочные и захватные компоненты [50].

Точное определение характеристик полей проникающего излучения представляет собой сложную задачу, решение которой требуется при необходимости учета типа и конструкции взрывного устройства, а также вида взрыва. Временная форма гамма-импульса для некоторых частных случаев приведена в [50]. Для оценки максимальной мощности экспозиционной дозы (P/c) и дозы (P) мгновенного гамма-излучения без учета ослабления атмосферой можно использовать соотношения [59] ($[dD_\gamma/dt] = P/c$):

$$\left(\frac{dD_\gamma}{dt} \right)_{\max} = 10^9 \frac{q_E}{R^2}, \quad D_\gamma = \frac{qE\tau_\gamma}{R^2}, \quad (1.4)$$

где D_γ — экспозиционная доза, P , $\tau_\gamma \approx 10 \dots 20$ нс — длительность гамма-импульса мгновенной компоненты, нс.

Единица экспозиционной дозы — рентген — оказывается неудобной при оценке зарядовых эффектов. При известном частичном спектре гамма-импульса переводной коэффициент плотности энергии (Дж/см²) в экспозиционную дозу (P) может быть определен численным интегрированием по формуле (здесь $[E_{ph}] = \text{МэВ}$):

$$1 \text{ Дж/см}^2 = \left[\frac{0,625 \times 10^4}{(E_{ph})} \int_{E_{ph}^{\min}}^{E_{ph}^{\max}} \frac{D_\gamma(E_{ph})}{\varphi_\gamma(E_{ph})} F_p(E_{ph}) dE_{ph} \right] P,$$

где функции $D_\gamma(E_{ph})$ и $\varphi_\gamma(E_{ph})$ представлены в табл. 1.15 [59] для представляющего практический интерес диапазона энергий гамма-кванта.

Таблица 1.15. Количество излучения, создающего 1 рад в кремнии

Энергия кванта E_{ph} , МэВ	Экспозиционная доза, $D_\gamma(E_{ph})$, Р	Флюенс γ -квантов $\varphi_\gamma(E_{ph})$, см ⁻²
0,01	0,16	0,18
0,02	0,14	0,76
0,03	0,14	1,77
0,05	0,19	5,35
0,08	0,39	11,9
0,1	0,59	14,0
0,2	1,05	10,7
0,3	1,11	7,0
0,5	1,16	4,2
0,8	1,16	2,7
1,0	1,16	2,2
2,0	1,13	1,3
3,0	1,11	0,99
4,0	1,21	0,89
5,0	1,06	0,67
8,0	0,97	0,44
10,0	0,93	0,36

Механизм образования и особенности распространения нейтронов мощного взрыва описаны в работах [50, 60]. Интегральный поток нейтронов U_n (флюенс) оценивается по соотношениям [59] ($[U_n] = \text{см}^{-2}$): при наземных и воздушных взрывах по формуле

$$U_n = 7,5 \times 10^{12} \frac{qE}{R^2} e^{-5,26R}, \quad (1.5)$$

а при высотных

$$U_n = 7,5 \times 10^{12} \frac{qE}{R^2} e^{-5,88 \frac{\rho(H,E)}{\rho(0)} R}, \quad (1.6)$$

В интервале энергий 4...12 Мэв дифференциальный спектр нейтронов близок к распределению ($[E_n] = \text{МэВ}$)

$$F_E(E_n) dE_n = 1,4 e^{-0,72 E_n} dE_n. \quad (1.7)$$

В условиях мощного взрыва параметры теплового и механического действий проникающего излучения на корпуса ЛА, как правило, много меньше, чем при воздействии РИ или тепловом действии излучения светового импульса. Поэтому воздействие потоков этого излучения на корпуса ЛА имеет смысл рассматривать при исследованиях зарядовых эффектов и радиационной стойкости материалов.

1.2.4. Релятивистские электронные пучки. При попадании ЛА в естественные радиационные пояса Земли они могут быть облучены РЭП. Во внутреннем радиационном поясе ($10^3 \text{ км} \leq H \leq 10^4 \text{ км}$) энергии электронов меняются в диапазоне 0,02 МэВ $\leq E_e \leq 2$ МэВ, а плотность потока достигает $5,6 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Во внешнем радиационном поясе ($10^4 \text{ км} \leq H \leq 6 \cdot 10^4 \text{ км}$) энергии электронов меняются в диапазоне 0,01 МэВ $\leq E_e \leq 5$ МэВ, а плотность потока достигает $5,6 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ [61]. В обоих поясах спектр электронов хорошо аппроксимируется степенной функцией

$$F_p(E_e) dE_e = A e^{-0,833 E_e} dE_e. \quad (1.8)$$

Искусственные радиационные пояса Земли образуются в результате высотных мощных взрывов. Размеры возмущенной области и ее расположение зависят от высоты и мощности взрыва, а также типа взрывного устройства. Осколки деления генерируют электронный поток со спектром до 10 МэВ. Плотность потока электронов, облучающего ЛА, может достигать $10^{19} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ и сохраняться в течение нескольких месяцев. При этом суммарная поглощенная удельная энергия может составить до нескольких кДж/г [59].

Приведенные характеристики РЭП искусственных радиационных поясов указывают на возможность теплового действия РЭП на корпуса ЛА. В случае РЭП естественных поясов Земли преобладающими оказываются зарядовые эффекты и радиационная стойкость материалов.

Таким образом, в настоящее время наиболее опасными для конструкций ЛА являются тепловое и механическое действия РИ мощного высотного взрыва, а также тепловое действие излучения оптического диапазона (СИ мощного взрыва и монохроматического излучения квантовых генераторов). Остальные из рассмотренных воздействующих факторов имеют значение при исследовании зарядовых эффектов или выступают в качестве сопутствующих при оценках последствий теплового действия.

1.3. Анализ физических процессов

Для расчета действия ПИЧ на корпуса ЛА с защитными гетерогенными покрытиями требуется определить формирующиеся при облучении многослойной конструкции профили энерговыделения в компонентах ГП и остальных материалах слоев пакета. Поскольку при прохождении атмосферы могут существенно меняться спектрально-угловые и энергетические характеристики ПИЧ, то для нахождения параметров энерговыделения в слоях многослойной гетерогенной преграды необходимо рассматривать перенос квантов и частиц также и в неоднородной воздушной среде между источником и ЛА, что делает задачу достаточно трудоемкой [62]. Однако требования к точности расчетов

энергетических, угловых и пространственно-временных характеристик в задачах механического и теплового действий ПИЧ невысоки [62, 63] (эти требования зависят как от исследуемого вида действия ПИЧ, так и от свойств объекта воздействия), и это позволяет при разработке методик переноса сделать ряд упрощающих предположений, в частности, задачу распространения ПИЧ в атмосфере и конструкции разделить на две независимые подзадачи.

Основными характеристиками ПИЧ, 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 ПИЧ менее важны (изменение плотности ПИЧ во времени важно при определении мощности и зарядовых эффектов токов в задачах электромагнитного действия и зарядовых эффектов [44, 59, 64]) 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 все рассматриваемые виды действий излучений и частиц существуют на не очень больших расстояниях от источника, где преобладает вклад нерассеянного (прямого) компонента ПИЧ, состоящего практически из мононаправленных частиц.

При оценках последствий теплового и механического действий ПИЧ допустимые погрешности характеристик приходящих на преграду потоков излучений и частиц в основном определяются неопределенностью (технологическим разбросом) тепловых и механических характеристик материалов несущих конструкций. Поскольку функциональные связи между характеристиками ПИЧ, 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 ПИЧ по заданным неопределенностям характеристик материалов — достаточно сложная задача, которая должна решаться отдельно в каждом конкретном случае. Если зависимость параметров реакции конструкции от параметров действия ПИЧ (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 U , так как как эффективность воздействия с ростом U 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 раз-

броса характеристик свойств материалов, которые определяют реакцию объекта на рассматриваемый вид действия ПИЧ.

Для изготовления несущих элементов конструкций ЛА широко используются композиционные материалы, имеющие высокую удельную прочность и разброс тепловых и механических свойств не менее 20–30% [14]. Поэтому приведенные в работе [63] требования к погрешности прогноза интегральных характеристик ПИЧ менее 10%, а дифференциальных — 30% представляются приемлемыми при оценках последствий рассматриваемых в работе действий ПИЧ на композиционные конструкции. Конечно, при задании допустимых погрешностей расчета переноса излучений и частиц в атмосфере необходимо учесть точность задания характеристик источника ПИЧ 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 ПИЧ и атмосферы, по-видимому, столь велики, что они могут лишь понизить и так невысокие требования к точности расчетов переноса ПИЧ.

Далее обсуждается роль различных физических процессов в формировании полей излучений и частиц при их распространении в атмосфере и поглощении в многослойных гетерогенных преградах, описывается физика механического и теплового действий ПИЧ, а также зарядовых эффектов, и приводятся соотношения для оценок представляющих интерес параметров. Как уже отмечалось во введении, не рассматриваются вопросы транспортировки в атмосфере и зарядовые эффекты потоков заряженных частиц (электронов), вследствие малых (по сравнению с нейтронами и фотонами) пробегов в воздушной среде и, соответственно, низких уровней облучения на преграде. Наибольшее затруднение (в частности, вследствие многообразия процессов взаимодействия квантов с атомами молекул воздуха и преграды) в задачах переноса излучений различной физической природы вызывает рентгеновский диапазон, рассмотрению которого в настоящей работе уделяется особое внимание.

1.3.1. Распространение и поглощение излучений и частиц.

Рентгеновское излучение. Как уже отмечалось, 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, [65]), 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, целесообраз-

ным 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 исследовании 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 немонахроматических 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 в свободном воздушном пространстве.

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 см²/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 $\Delta H_{H=90\text{ км}} = 5,7$ км) и нелинейный эффект просветления атмосферы, связанный с изменением поглощающих свойств воздушной среды при ее ионизации [53]. 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 ионизирующих излучений мощного взрыва [44, 58]). Однако если мы имеем дело с узконаправленным лучом при угловой расходимости $\gamma \leq 10^{-3}$ рад,

то из-за эффекта просветления значительно увеличивается расстояние распространения ультрамягкого РИ, и в случае направления луча сверху вниз это приводит к прорыву атмосферы [53].

В случае распространения жесткого РИ ($E_{ph} > 10$ кэВ) процессами, определяющими его перенос в атмосфере и многослойном корпусе ЛА, являются фотоэффект (фотоэлектрическое поглощение), комптоновское (неупругое) и рэлеевское (упругое) рассеяния [66]. Суммарные сечения взаимодействия с атомами воздуха [67] для этих процессов оказываются существенно меньше, чем сечения фотопоглощения ультрамягкого РИ, и высота, на которой излучение еще 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 импульса, проникающей радиации [44, 50]).

При **фотоэффекте** происходит поглощение кванта атомом и преобразование его энергии в кинетическую энергию фото- и оже-электронов, а также в энергию вторичных (флуоресцентных) фотонов. Фотон электрон 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 кванта направления. Поскольку энергия кванта при вырывании фотозлектрона из некоторой оболочки атома должна быть не меньше энергии ионизации этой оболочки, то фотоэффект имеет пороговый характер. В частности, это проявляется в резком и монотонном 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 (что имеет место в защитных ГП с тяжелыми элементами), и при расчетах переноса РИ в воздушной среде флуоресценцией можно пренебречь.

Комптоновское рассеяние является основным процессом при взаимодействии жесткого РИ с воздухом и одним из основных с облучаемой преградой. 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. Дифференциальное (по направлению и энергии фотона) сечение комптоновского рассеяния на свободном электроне 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 (в частности, при распространении в атмосфере для мягкого РИ условие близости энергии фотона к потенциалу ионизации атомов компонентов воздуха выполняется, а для жесткого РИ это условие реализуется после нескольких неупругих рассеяний).

Рэлеевское рассеяние имеет место преимущественно при небольших энергиях квантов, когда длина волны излучения $\lambda = hc/E_{\text{ph}}$ (h — постоянная Планка; c — скорость света) соизмерима или превышает размеры атома (в случае атомов воздуха для $E_{\text{ph}} < 20$ 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 ($1 < E_{\text{ph}} < 10$ 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 [62]. Независимо от высоты, для спектров с энергией квантов $E_{\text{ph}} < 20$ 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 км $< H < 70$ км и спектр РИ с $E_{\text{ph}} > 20$ кэВ. При этих условиях

требуется решение задачи переноса РИ в неоднородной атмосфере и с учетом многократного рассеяния квантов.

Основной характеристикой, определяющей различные виды действий РИ на преграду, является распределение поглощенной удельной энергии $Q(m) = U_p f(m)$ (m — массовое расстояние, пройденное РИ в преграде) 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 $F_E(E_{\text{ph}})$, поверхностной плотности энергии U_P , угла падения излучения φ (при более детальном задании воздействующего РИ — углового распределения излучения) и коэффициентов взаимодействия излучения с веществом. Как уже упоминалось, взаимодействие РИ с материалом конструкции определяется тремя основными процессами: фотоэлектрическим поглощением, когерентным (рэлеевским) и некогерентным (комптоновским) рассеяниями. Каждый из этих процессов характеризуется, соответственно, своим массовым коэффициентом взаимодействия с химическим элементом (для сложных веществ коэффициенты взаимодействия находят суммированием коэффициентов входящих в них химически элементов с весами, равными массовым долям [66]): $\sigma_f(E_{\text{ph}})$, $\sigma_r(E_{\text{ph}})$, $\sigma_c(E_{\text{ph}})$. Полный коэффициент ослабления σ_Σ , суммарный коэффициент рассеяния σ_s и коэффициент поглощения энергии σ_e определяются следующими соотношениями:

$$\sigma_\Sigma(E_{\text{ph}}) = \sigma_f(E_{\text{ph}}) + \sigma_r(E_{\text{ph}}) + \sigma_c(E_{\text{ph}}), \quad (1.9)$$

$$\sigma_s(E_{\text{ph}}) = \sigma_r(E_{\text{ph}}) + \sigma_c(E_{\text{ph}}), \quad (1.10)$$

$$\sigma_e(E_{\text{ph}}) = \sigma_{ee}(E_{\text{ph}}) + \sigma_{fe}(E_{\text{ph}}), \quad (1.11)$$

где σ_{ee} — часть коэффициента комптоновского рассеяния σ_c , соответствующая передаче энергии электрону; σ_{fe} — часть коэффициента фотопоглощения σ_f , соответствующая передаче энергии атому, фотоэлектронам (в этот коэффициент не включается часть энергии, уносимая из точки фотопоглощения флуоресцентным фотоном). Значения коэффициентов взаимодействия РИ в широком диапазоне энергий квантов имеются в [67].

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 ($1 \text{ кэВ} \leq E_{\text{ph}} \leq 10 \text{ кэВ}$) и преград, содержащих химические элементы с атомными номерами $Z \geq 6$, основную роль при взаимодействии излучения с веществом играет фотопоглощение, и функция энерговыделения $Q(m)$ может быть рассчитана по соотношению (для простоты соотношение написано применительно к одной слойной преграде, однако его обобщение на любое количество слоев

не представляет труда):

$$Q(m) = U_p \int_{E_{ph \min}}^{E_{ph \max}} \sigma_f(F_{ph}) F_E(E_{ph}) e^{-\sigma_f(F_{ph})m / \cos \varphi} dE_{ph}, \quad (1.12)$$

Следует отметить, что соотношение (1.12) 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 легких материалов, $6 \leq Z \leq 25$, но относительно тонких преград, имеющих массовую толщину не более $m_{\max} = 3,5 \text{ г/см}^2$ [62]. 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 учет процессов многократного рассеяния, который, как правило, проводится методом Монте-Карло. Использование метода Монте-Карло также необходимо при наличии в преграде тяжелых редкоземельных элементов, при взаимодействии РИ с которыми 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, фотопроцесс 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 излучений в энерговыделение можно характеризовать фактором накопления поглощенной энергии $B_Q(E_{ph}, m, \varphi)$, представляющим собой отношение энерговыделения с учетом этих излучений и без него. При заданном наборе и составе слоев 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

$$Q(m) = U_p \int_{E_{ph \min}}^{E_{ph \max}} B_\psi(E_{ph}, m, \varphi) \sigma_e(E_{ph}) F_E(E_{ph}) \times \\ \times e^{-\sigma_{\Sigma}(E_{ph})m / \cos \varphi} dE_{ph}. \quad (1.13)$$

В большинстве случаев можно принять (как это и было сделано в соотношениях (1.12), (1.13)), 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 слоев преграды, где имеет место электронное равновесие. В окрестностях границ разнородных слоев 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 или ее покрытия. 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 [62, 64]. Учет изменения соотношения между поглощенной энергией в компонентах ГМ, а также их механических свойств в результате зарядовых эффектов (например, снижению механической прочности при электрических пробах), необходимо, в частности, при определении параметров термомеханического действия РИ [62].

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.

Гамма-излучение. С увеличением энергии кванта и переходом от рентгеновского к гамма-излучению роль релеевского рассеяния и фотопоглощения снижается и ведущим процессом взаимодействия с веществом оказывается комптоновское рассеяние. При $E_{ph} \geq 2m_e c^2 = 1,022 \text{ МэВ}$ (m_e — масса электрона) становится возможным процесс образования электронно-позитронных пар в поле ядра атома (образование пар возможно и в поле электрона, однако при этом энергия отдачи последнего столь велика, что пороговая энергии практически удваивается, а сечение взаимодействия мало по сравнению со случаем образования пары в поле ядра). В представляющей для нас интерес области (до нескольких десятков МэВ) сечение образования пар в поле ядра хорошо описывается теорией Бете–Гайтлера, согласно которой растет с увеличением энергии кванта по формуле $(6,7m_e c^2 \leq E_{ph} \leq 137m_e c^2 Z^{-1/3}$, r_e — классический радиус электрона) [68]

$$\sigma_{\gamma e}(E_{ph}) = 2,27 \cdot 10^{-2} (r_e^2 Z^2) [\ln(2E_{ph}/m_e c^2) - 109/42], \quad (1.14)$$

и этот тип взаимодействия начинает преобладать над комптоновским рассеянием.

Таким образом, комптоновское рассеяние определяет процесс переноса излучения в некотором диапазоне энергий квантов ниже которого доминирует фотопоглощение, а выше — образование электронно-позитронных пар. Например, для железа комптоновское рассеяние является

основным процессом взаимодействий в интервале $120 \text{ кэВ} < E_{\text{рн}} < 9,5 \text{ МэВ}$ [69], для алюминия — $50 \text{ кэВ} < E_{\text{рн}} < 15 \text{ МэВ}$.

Нейтроны. Так же как и для случая РИ, при действии нейтронов на конструкцию необходимо решать сквозную задачу, в которой их перенос реализуется в едином алгоритме как в окружающей среде, так и в объекте воздействия. Однако в большинстве случаев такой подход требует неоправданно больших затрат времени ЭВМ, и с достаточной точностью для оценки последствий воздействия данную задачу разделяют на два этапа. На первом этапе в результате распространения частиц в воздухе формируется объемный источник нейтронов вблизи объекта, который обычно представляется в виде полусферического слоя, превышающего радиус объекта в несколько раз [70]. На втором этапе решается задача по распространению нейтронов от этого объемного источника в материалах конструкции с учетом образования частиц вторичных излучений.

Согласно [69], в зависимости от массового расстояния, воздушное пространство вокруг источника нейтронов условно разбивается на три области: 1) до десятых долей длины свободного пробега (ДСП) нейтронов; 2) от десятых долей до 3–5 ДСП и 3) свыше 3–5 ДСП.

Если в первой области флюенс и доза быстрых нейтронов определяются в основном нерассеянным компонентом, то во второй области наблюдается существенный вклад в поток и дозу рассеянного компонента. В первой и второй областях происходит значительная трансформация с расстоянием энергетического и углового распределений. В третьей области устанавливаются энергетические и угловые распределения, близкие к равновесным. Происходящее в этой области существенное смягчение спектра приводит к значительному (до 70 % полного потока) накоплению нейтронов в энергетическом интервале $0,4 \text{ эВ} - 0,1 \text{ МэВ}$, а вот доля тепловых (с энергией менее $0,4 \text{ эВ}$) нейтронов в полном флюенсе становится незначительной из-за их сильного поглощения ядрами атомов азота в воздухе. Кроме того, с увеличением расстояния от источника наблюдается уширение временного импульса нейтронов в связи с замедлением нейтронов и за счет многократного рассеяния.

В отличие от фотонов, для нейтронов существенны лишь процессы их взаимодействия с ядрами атомов, с которыми они могут вступить в процессы упругого и неупругого рассеяний, захвата нейтронов с последующим излучением фотонов (радиационного захвата), захвата с испусканием заряженных частиц и делением ядер. Сечения этих процессов являются сложными функциями энергии и значительно различаются для разных элементов и даже изотопов одного элемента [69].

В соответствии с теориями ядра [71–73], процессы взаимодействия нейтронов с ядрами протекают в три стадии: движение независимых частиц; составная система (компаунд-ядро); окончание процесса.

На первой стадии первичный нейтрон взаимодействует с ядром-мишенью, которое является для него, потенциальной ямой. Частичное

рассеяние на этой стадии называют упругим потенциальным рассеянием, получившийся в результате такого рассеяния нейтрон не участвует в последующих стадиях.

При переходе ко второй стадии происходит поглощение нейтрона. На этой стадии взаимодействие нейтрона с ядром не может быть описано только одним потенциалом, поскольку образуется составная система. Время жизни составного ядра около 10^{-17} с , а его энергия возбуждения равна сумме кинетической энергии первичного нейтрона и энергии связи, вносимой нейтроном при поглощении.

На третьей стадии нейтрон (быть может, уже другой) покидает компаунд-ядро, и в результате могут иметь место: упругое и неупругое рассеяния нейтронов, радиационный захват (n, γ) и другие ядерные реакции (n, p), (n, α), ($n, 2p$). Первый из этих процессов называют упругим рассеянием через компаунд-ядро в отличие от упругого потенциального рассеяния.

Поскольку компаунд-ядро находится только в определенных дискретных энергетических состояниях, то сечения взаимодействия имеют ярко выраженный резонансный характер, с максимумами, которые соответствуют энергиям первичных нейтронов, приводящих к образованию системы с энергией одного из квантовых состояний составного ядра. Отметим, что резонансные зависимости сечений особенно заметны для легких ядер азота и кислорода, основных составляющих компонентов воздуха. При увеличении энергии нейтрона до нескольких МэВ резонансные уровни приближаются друг к другу и частично перекрываются, а амплитуды резонансов заметно уменьшаются. При еще больших энергиях первичного нейтрона распределение уровней возбуждения компаунд-ядра становится близким к непрерывному и резонансные пики в сечениях отсутствуют.

Соотношение интенсивности различных нейтронных процессов взаимодействия отличается для легких (воздух) и тяжелых ядер, которые могут присутствовать в преграде. Так, для легких и средних ядер при любых энергиях нейтронов преобладает потенциальное рассеяние. Резонансное рассеяние для легких ядер заметно лишь при больших энергиях. Для тяжелых ядер у тепловых и промежуточных нейтронов доминирует радиационный захват, затем с ростом энергии нейтронов — поочередно потенциальное, резонансное и неупругое рассеяния.

При распространении нейтронов в воздухе доминирующее значение имеет потенциальное рассеяние. При анализе потенциального рассеяния нейтронов используются законы сохранения импульса и энергии в системе центра масс. При энергии нейтронов менее 1 МэВ дифференциальное сечение упругого рассеяния нейтронов почти на всех ядрах мало зависит от угла рассеяния, если не считать одиночного дифракционного максимума в направлении вперед, обусловленного дифракцией нейтронной волны на границе ядра. С возрастанием энергии нейтрона этот максимум становится все более выраженным. Кроме

того, появляются вторичные максимумы при больших углах, которые с возрастанием энергии смещаются в сторону малых углов.

Так же, как и в случае воздушной среды, взаимодействие нейтронов с материалами многослойной конструкции определяется процессами взаимодействия их с ядрами атомов: упругим и неупругим рассеянием, радиационным захватом, захватом с испусканием заряженных частиц и делением ядер. Каждый из процессов характеризуется, соответственно, своими сечениями взаимодействия с химическим элементом (для сложных веществ сечения взаимодействия находятся суммированием сечений входящих в них химических элементов с весами, равными массовым долям).

В случае, когда химические элементы, составляющие материалы преграды, являются легкими, распространение нейтронов в такой преграде с точки зрения доминирующих процессов практически ничем не отличается от распространения нейтронов в воздухе. Единственное отличие в этом случае заключается в наличии объемного источника нейтрона у поверхности преграды, образованного в результате переноса нейтронов в атмосферу. Если в составе материалов преграды имеются ядра тяжелых атомов, то в зависимости от их концентрации и уровня энергии нейтрона, могут доминировать различные процессы — от радиационного захвата до неупругого рассеяния [69]. Важно, что в этом случае формируются потоки вторичных гамма-квантов, нейтронов и заряженных частиц, перенос которых также необходимо учитывать (в частности, учет вторичных гамма-квантов оказывается существенным при рассмотрении зарядовых эффектов от нейтронов).

Рассмотрим более подробно неупругое рассеяние нейтронов [73], которое может быть доминирующим процессом при распространении нейтронов в многослойной преграде. Если энергия нейтрона больше энергии возбужденного состояния ядра-мишени, ядро остается в этом возбужденном состоянии, а энергия нейтрона после рассеяния составляет примерно разницу этих энергий. С увеличением энергии нейтрона сечение неупругого рассеяния возрастает до определенного предела, а затем остается практически постоянным, и при этом становится возможным возбуждение последующих энергетических уровней ядра, что указывает на пороговый характер неупругого рассеяния нейтронов. Неупругое рассеяние с возбуждением первых низколежащих уровней ядра происходит в основном через образование составного ядра. В соответствии с законами статистической теории ядра, индикатриса рассеяния близка к симметричной относительно угла 90° в системе центра инерции. С увеличением энергии первичных нейтронов становится возможным возбуждение все большего числа энергетических уровней ядра мишени. Для всех ядер, кроме самых легких, при энергии возбуждения в несколько МэВ и выше спектр рассеянных нейтронов описывается непрерывной функцией, поскольку плотность уровней становится настолько высока, что отдельные уровни перекрывают друг друга.

Дифференциальное сечение неупругого рассеяния нейтронов для достаточно тяжелых ядер, согласно статистической теории ядерных реакций для ядерной модели ферми-газа, можно записать в виде суммы двух составляющих — равновесного процесса, идущего через составное ядро, и прямого процесса. При более строгом рассмотрении необходимо добавить составляющую, характеризующую испускание возбужденным ядром частиц в процессе достижения равновесия (предравновесная эмиссия).

Электроны. Как уже отмечалось во введении, распространение РЭП в атмосфере в данной работе не рассматривается. Закономерности происхождения электронов в различных преградах обусловлены многократными процессами упругих и неупругих рассеяний, определяющих их глубину проникновения и формирование источников вторичного излучения. В случае преобладания процессов упругого рассеяния электронов и малых потерь энергии реализуется большое число столкновений до остановки частицы, что делает ее траекторию существенно отличной от прямолинейной.

При прохождении быстрых заряженных частиц через вещество (особенно таких легких, как электроны и позитроны) велика вероятность потерь энергии на ионизацию и возбуждение среды. Однако в случае достаточно высоких энергий электронов, распространяющихся в преградах, имеющих в своем составе элементы с большими атомными номерами в значительной концентрации (тяжелые среды), доминирующими могут оказаться потери энергии на тормозное излучение. Энергию, теряемую на ионизацию и возбуждение, можно считать локально поглощаемой вблизи треков частиц (в отличие от радиационных потерь за счет генерации вторичного проникающего фотонного излучения).

Неупругие взаимодействия электронов с атомом среды изменяют его энергию, в результате атом может перейти в возбужденное состояние или ионизироваться. Определение сечений ионизации атомов электронами связано с проведением сложных квантовомеханических расчетов. Достаточно обширный материал по этим сечениям дан в работе [74]. 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 [74]. Величина потерь энергии на единице длины трека электрона с энергией E_e определяется дифференциальным сечением (отнесенным, как правило, к одному электрону атома) каждого вида неупругих столкновений 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, см. гл. 2).

Радиационные потери энергии электрона при прохождении через вещество преграды обусловлены тем, что в электрическом поле яд-

ра электроны отклоняются, вследствие чего испытывают ускорение и излучают тормозные фотоны. Поскольку в кулоновском поле радиационные потери энергии обратно пропорциональны квадрату массы частицы, то данный вид потерь наиболее существенен для легких заряженных частиц, которыми являются электроны и позитроны. Квантовомеханические методы расчета сечений тормозного излучения требуют использования точных волновых функций, которые описывают электрон в экранированном кулоновском поле. Поскольку задача это слишком сложна, то для получения сечений используются различные приближения [74]. Дополнительными источниками фотонного излучения при переносе электронов в веществе являются флуоресцентное и аннигиляционное излучения.

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 перепадами 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 [75], что позволяет ввести в формулу Резерфорда соответствующую поправку.

1.3.2. Зарядовые эффекты. Под зарядовыми эффектами понимаются явления, обусловленные разделением зарядов в преграде при воздействии ПИЧ [64, 76]. В работе рассматриваются только случаи совместного воздействия излучений и нейтральных частиц: гамма – рентгеновского излучения и нейтронов. Хотя при этом воздействующие потоки и не несут заряда, тем не менее, даже в однородных средах разделение зарядов происходит за счет пространственной неоднородности потоков ПИЧ в преграде. В частности, моноэнергетический поток мягкого РИ в веществе ослабляется вследствие поглощения (для низких энергий квантов рассеянием можно пренебречь) по экспоненциальному закону, что приводит к неоднородности потока вторичных электронов. В этом случае распределение плотности зарядов $\rho_{el}(x)$ по толщине однородного диэлектрика определяется соотношением (в предположении, что пробег всех вторичных электронов равен среднему пробегу l_e)

$$\rho_{el}(x) = e \left(\frac{\sigma_f}{\rho} \right)^2 \frac{U_p}{\langle E_{ph} \rangle} l_e \exp \left(-\frac{\sigma_f}{\rho} x \right),$$

где e — заряд электрона; ρ — плотность облучаемой преграды. Приведенное соотношение может быть использовано и для приближенной оценки плотности зарядов в случае воздействия гамма – рентгеновского излучения с заданным спектральным распределением, однако при

этом необходимо учесть спектрально-угловое распределение вторичных электронов и провести соответствующее усреднение.

В неоднородном многослойном пакете разделение зарядов происходит и по причине различия коэффициентов взаимодействия (сечений фотопоглощения и рассеяний) частиц (квантов и нейтронов) в различных слоях преграды. В частности скачок фото- и комптоновских токов на границе двух материалов приводит к образованию поверхностных зарядов между слоями преграды. Образование поверхностных зарядов является следствием нарушения электронного равновесия вблизи скачкообразного изменения свойств на границах слоев. Детальное описание процесса разделения зарядов в многослойной преграде включает в себя численное моделирование распространения первичного ПИЧ совместно с расчетом переноса вторичного электронного излучения.

Разделение зарядов приводит к образованию электрических полей в преграде и возникновению токов проводимости. Несмотря на то, что начальная проводимость конструктивных композитных материалов низка, пренебречь влиянием этих токов на распределение зарядов во многих случаях не удается, т. к. с увеличением мощности поглощенной дозы существенно возрастает радиационная составляющая проводимости. Именно этот факт является и основной причиной необходимости учета комплексности действия ПИЧ при исследовании зарядовых эффектов (поскольку проводимость преграды зависит от темпа подвода энергии всех видов одновременно действующих факторов, то принцип суперпозиции не имеет места и нельзя рассматривать действие импульсов независимо). Кроме того, вблизи области пробоя становится нелинейной связь между плотностью тока проводимости и напряженностью электрического поля (нарушается закон Ома), что уже приводит к неприменимости принципа суперпозиции в случае неодновременного, но совместного действия различных видов ПИЧ.

Таким образом, для исследования зарядовых эффектов необходима разработка численной методики расчета электрических полей, формирующихся в результате разделения зарядов при облучении многослойной преграды, с учетом комплексности действия (в частности, зависимости радиационной проводимости от мощности поглощаемой дозы всех видов ПИЧ) [76].

1.3.3. Тепловое действие. Тепловое действие ПИЧ имеет смысл рассматривать при не слишком высоких плотностях поглощенной энергии, когда механическим действием можно пренебречь. Протекающие при тепловом действии ПИЧ физико-химические процессы [25, 26, 47, 77–79] близки к имеющим место при воздействии интенсивных тепловых аэродинамических нагрузок [80]. В отличие от металлов, в большинстве композитных материалов нагрев и тепловое разрушение (унос или абляция — любая потеря массы с поверхности при ТДИ, например: испарение, сублимация или поток частиц с поверхности

в результате термодеструкции) существенно неоднородны, и необходимо использовать модели, учитывающие структуру материала.

Основной особенностью теплового действия является его комплексный характер, поскольку накопление тепловой энергии и рост толщины теплового разрушения поверхностных слоев в конструкции происходит от воздействия к воздействию независимо от физической природы источников. Кроме того, вследствие зависимости теплофизических свойств (теплопроводности и теплоемкости) материалов от температуры (а также изменения геометрии пакета из-за уноса) на процесс перераспределения энергии теплопроводностью оказывают влияние характеристики предыдущих воздействий, что приводит к невыполнению принципа суперпозиции.

Несмотря на все многообразие рассматриваемых видов воздействий и их физической природы, при расчетах теплового действия ПИЧ в каждом из импульсов может реализоваться один из четырех режимов поглощения энергии (если какой-либо фактор дает их сочетание, то его можно представить как два различных импульса с совпадающим началом воздействия): мгновенный, поверхностный; мгновенный, объемный; поверхностный с постепенным подводом энергии; объемный с постепенным подводом энергии. В табл. 1.16 приведены некоторые практически важные (применительно к тепловому действию) виды воздействий ПИЧ и соответствующие им режимы поглощения энергии.

Следует отметить, что, конечно, не все возможные сочетания рассмотренных видов воздействий могут быть реализованы на практике. Однако имеется целый ряд практически важных сочетаний, когда имеет место комплексное действие ПИЧ. Это например, действие мягкого РИ, γ -излучения и нейтронов на бланкет в реакторе ЛТС или действии РИ, γ -излучения и нейтронов при мощном взрыве. Кроме того, разработка современных источников энергии, которая, как правило, возникает в них в виде потоков ПИЧ, требует решения новых задач с нетрадиционными сочетаниями видов воздействий.

Таким образом, для исследования комплексного теплового действия ПИЧ на конструкции необходима разработка численной методики расчета переноса тепла в многослойной композитном пакете с учетом физико-химических превращений при многократном поглощении преградой энергии с рассмотренными пространственно-временными режимами и произвольными вариантами последовательностей видов импульсов облучений.

1.3.4. Механическое действие. Как уже упоминалось во введении, в рамках настоящей работы механическое действие рассматривается лишь для РИ и без учета комплексности с другими воздействующими факторами, поскольку на современном этапе отсутствуют источники ПИЧ других видов, способные создавать пятна облучения с размерами натурных объектов и параметрами, достаточными для их механического повреждения.

Таблица 1.16. Виды воздействий и соответствующие им режимы поглощения энергии

Вид воздействия	Пространственный режим	Временной режим
Радиоизлучение высокой частоты	Объемное поглощение	Постепенное поглощение
Монохроматическое излучение оптического диапазона	Поверхностное поглощение	Постепенное поглощение
Световое излучение мощного взрыва	Поверхностное поглощение	Постепенное поглощение
Мягкое РИ мощного взрыва или реактора ЛТС	Поверхностное поглощение	Мгновенное поглощение
Жесткое РИ мощного взрыва	Объемное поглощение	Мгновенное поглощение
γ -излучение мощного взрыва или реактора ЛТС	Объемное поглощение	Мгновенное поглощение
Электроны радиационных поясов	Объемное поглощение	Постепенное поглощение
Нейтроны мощного взрыва или реактора ЛТС	Объемное поглощение	Мгновенное поглощение
Нейтроны ядерного реактора	Объемное поглощение	Постепенное поглощение
Тяжелые ионы ускорителя	Объемное поглощение	Мгновенное поглощение

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 (напримен, 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 естественно выбрать в качестве масштаба удельной энергии и рассмотреть, как меняется все разнообразие физических процессов в зависимости от значения безразмерного параметра $\gamma_Q = Q_{\max}/Q_s$ [10, 44].

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 прогрета к расстоянию, проходящему волной разгрузки за время действия рентгеновского импульса.

При $\gamma_Q \ll 1$ в момент воздействия в преграде формируется профиль начального теплового давления. Затем, если преграда имеет гетероген-

ную структуру, начинается достаточно сложный процесс релаксации различающихся профилей температуры и давления в компонентах ее элементарных структур к равновесному. При малых уровнях энерговыделения в компонентах ГМ уравнения состояния линеаризуются, и профиль начального равновесного давления может быть рассчитан по соотношениям [81]:

$$P = \Gamma_{\text{эф}} \rho_0 U_p f(m),$$

$$\Gamma_{\text{эф}} = \frac{\rho_f \rho_b \Gamma_f \varepsilon_f \bar{K}_b + \Gamma_b \varepsilon_b \bar{K}_f}{\rho_0 m_f \rho_b \bar{K}_b + m_b \rho_f \bar{K}_f}, \quad (1.15)$$

$$\bar{K}_{f,b} = K_{f,b} + \frac{4}{3} G_b,$$

где индексы 0, b, f относятся к ГМ в целом, связующему и наполнителю соответственно; m , ε , Γ , ρ , K , — соответствующие индексам массовые доли, доли поглощенной энергии, коэффициенты Грюнрайзена, плотности и модули объемного сжатия компонентов ГМ; G_b — модуль сдвига связующего. Отметим, что при $G_b = 0$ выражение (1.15) для $\Gamma_{\text{эф}}$ переходит в известное соотношение Андерхольма [82], полученное в гидродинамическом приближении.

После формирования профиля давления образуется весьма слабая волна сжатия, проходящая по многослойной преграде с ее раскладом на границах слоев, имеющих различные механические свойства. При выходе волны сжатия на тыльную поверхность преграды она отражается в виде волны разрежения. Низкие уровни давления даже в случае материала с высокой пористостью не обеспечивают условий для схлопывания пор, поэтому волна распространяется по каркасу материала практически так же, как и по сплошной среде. 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 $\gamma_Q = 0,1 \dots 0,9$ 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 ее амплитуды. В материалах развиваются пластические деформации. Возникновение лицевых отколов приводит к образованию откольного механического импульса давления, который способен воздействовать на рассматриваемую конструкцию в целом и вызывать различные нарушения ее работоспособ-

ности. Кроме того, образующиеся при тыльном отколе высокоскоростные осколки могут привести к повреждению внутренних элементов облучаемого объекта.

При $\gamma_Q = 0,9 \dots 1,1$ 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

$$I_p = I_{ps} + I_{pf}.$$

При известной функции энерговыделения $f(m)$ испарительный импульс может быть рассчитан по зависимости (см., например, [83, 84])

$$I_p = I_{ps} = \chi_g \int_0^{m_s} \sqrt{2(U_p f(m) - \lambda_s Q_s)} dm, \quad (1.16)$$

где χ_g — коэффициент эффективности разлета вещества ($0,6 < \chi_g < 0,8$), m_s — массовая толщина сублимированного слоя, определяемая из уравнения $U_p f(m) = \lambda_s Q_s$; λ_s — коэффициент, учитывающий степень сублимации разлетающегося вещества ($0,3 \leq \lambda_s \leq 1$).

Величина откольного импульса давления, возникающего вследствие разлета вещества, в котором удельная поглощенная энергия недостаточна для сублимации ($U_p f(m) < \lambda_s Q_s$), находится по формуле [83]

$$I_{pf} = \frac{\Gamma U_p}{2} \times \int_{m_x}^{m_{\text{спал}}} \frac{f(m)}{\sqrt{C_0^2 + \Gamma(\Gamma + 1)U_p f(m)}} dm,$$

где Γ — коэффициент Грюнрайзена 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); $m_{\text{спал}}$ — массовая координата внутренней границы отколовшегося слоя, которая определяется из решения уравнения (ρ_0 , $\sigma_{\text{спал}}$ — плотность и откольная прочность материала)

$$\Gamma \rho_0 U_p f(m_{\text{спал}}) = 2\sigma_{\text{спал}}.$$

Следует отметить, что детальный расчет волн напряжений и отколов при воздействии РИ на материалы, включая и гетерогенные, может быть проведен только численно (см. гл. 5).

При $\gamma_Q = 1,1 \dots 3$ испарение (сублимация) настолько значительно, что является основной причиной суммарного импульса давления, хотя при таких γ_Q в состоянии «жидкость-пар» разлетается лишь небольшая часть преграды. Интересно отметить такую особенность рассматрива-

емого режима, как «торможение» возникающих на начальной стадии лицевых отколов импульсом давления, который создается испарением вещества. Поэтому при оценках импульса давления можно принять $I_p = I_{ps}$ и использовать соотношение (1.16).

При $\gamma_Q \gg 1$ происходит интенсивное образование низкотемпературной плазмы в области поглощения энергии излучения [54, 85, 86], что характерно для воздействия ультрамягкого РИ. При достаточно высокой концентрации энергии зарядовый состав и температура в образующейся плазме устанавливаются значительно быстрее, чем формируются 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 напряженных 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 значительно отличается от ионной [54, 86]. По этим причинам 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 [87].

1.4. Структура научно-методического аппарата

Проведенный анализ физических процессов, сопровождающих распространение и воздействие ПИЧ на преграду, позволяет рассмотреть общую структуру научно-методического аппарата для исследования комплексного действия ПИЧ на многослойные несущие конструкции ЛА. Достаточно очевидно, что такой научно-методический аппарат должен состоять из четырех основных частей: численного моделирования распространения ПИЧ до преграды; определения энерговыделения и токов в преграде; расчета зарядовых эффектов, теплового и механического действий; расчета неравномерно нагретых конструкций ЛА и разрушения многослойных неравномерно нагретых конструкций ЛА переменной толщины. Все эти части представлены на рис. 1.4 (на этом же рисунке приведены разделы настоящей работы, где описаны соответствующий научно-методический аппарат и результаты расчетов по нему). Конечно, предлагаемый научно-методический аппарат еще далек от завершения. Набор расчетных моделей и методов их реализующих отражает состояние на данном этапе разработки. В этот

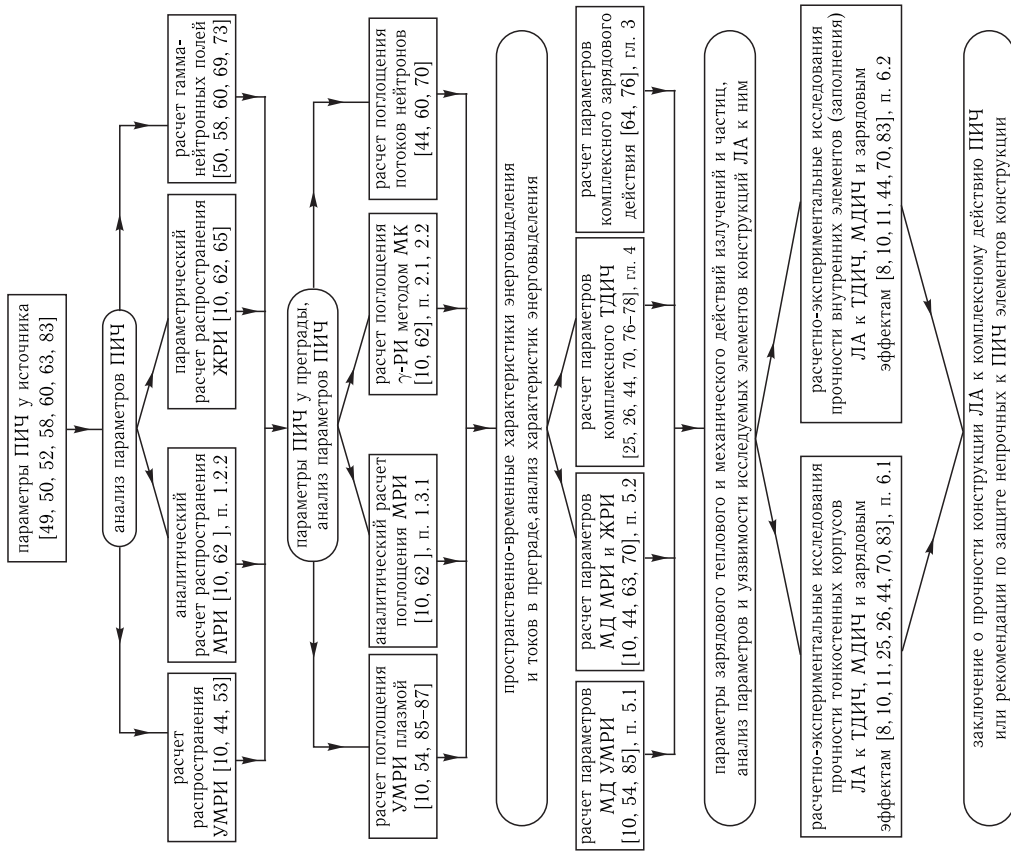


Рис. 1.4. Структура научно-методического аппарата исследования комплексного действия ПИЧ

расчетный комплекс входит та минимальная совокупность численных программ, при которых научно-методический аппарат уже оказывается практически полезным и позволяет в первом приближении исследовать многократное комплексное действие ПИЧ на корпуса ЛА с защитными ГП. Поэтому представленную структуру следует рассматривать как предварительную, учитывая, что по мере расширения возможностей разрабатываемого научно-методического аппарата она будет дополняться в соответствии с практическими потребностями.

В частности, в настоящее время представляется целесообразным и планируется введение в состав научно-методического аппарата следующих расчетных методик (разработанные методики расчетов распространения и поглощения жесткого РИ позволяют считать и γ -излучение, поэтому введение отдельных методик для этого типа ПИЧ не требуется):

- методику расчета энерговыделения при воздействии на многослойную композиционную преграду радиоизлучения высокой частоты;
- методику расчета энерговыделения в многослойной преграде при воздействии тяжелых ионов с учетом перераспределения энергии вторичными излучениями (необходима для расчетного исследования экстремальных состояний вещества, получаемых на современных ускорителях [88]);
- инженерную методику расчета энерговыделения в многослойной преграде при воздействии электронов (для решения задач комплексного тепловое действия ПИЧ).

Также следует отметить, что входящие в научно-методический аппарат методики расчета механического действия двух видов РИ применимы и для других видов ПИЧ, так как входными данными для них являются лишь пространственно-временные характеристики энерговыделения. Причем, численный метод расчета механического действия ультрамягкого РИ адаптирован к случаю высокоинтенсивного поверхностного выделения энергии с образованием плазмы, а метод расчета механического действия мягкого и жесткого РИ может быть использован для исследования случаев объемного выделения энергии, когда плазмообразование не имеет места, но могут оказаться существенными гетерогенная структура материала и детальность описания многофазных состояний компонентов ГМ. В связи с этим в качестве дальнейшего расширения возможностей кода планируется создание более общей методики расчета механического действия для таких случаев воздействия ПИЧ, в которых одновременно реализуется интенсивное поверхностное энерговыделение (режим плазмообразования) и объемный прогрев материала (например, это имеет место при воздействии потока РИ, спектр которого содержит как ультрамягкую, так и жесткую составляющие).

Существенным ограничением на универсальность предлагаемого научно-методического аппарата представляется принятый в настоящей работе принцип рассмотрения комплексности только в рамках одного из видов действий ПИЧ. Этот принцип намного упростил проблему комплексности и сделал ее обозримой, но вывел из области рассмотрения ряд важных в практическом отношении задач. Тем не менее, для некоторых из них предлагаемый научно-методический аппарат применим. В частности, на практике возникает задача рассмотрения совместного теплового и механического действий ПИЧ. Не остав-

ливаясь на деталях такого вида воздействия (например, в общем случае неясно, будет ли оно комплексным), отметим, что, как правило, тепловое действие имеет значительно большие характерные времена, чем механическое и, следовательно, при их совместном рассмотрении вполне допустимо использовать тепловую методику расчета во всех промежутках между импульсными воздействиями ПИЧ, вызывающими не только нагрев, но и механическое действие. Параметры же механических действий возможно считать по уже разработанным методам, но с измененными в результате теплового действия механическими и термодинамическими характеристиками материалов, а также с корректировкой геометрии пакета, эволюция которой обусловлена тепловым разрушением облучаемой поверхности и отколами при отражении волн сжатия от свободных поверхностей или материалов с меньшей акустической жесткостью. Этот подход в несколько более простом варианте реализован в шестой главе работы.

энергии квантов (алюминий — $E_{\text{рh}} \leq 50$ кэВ; железо — $E_{\text{рh}} \leq 120$ кэВ; свинец — $E_{\text{рh}} \leq 500$ кэВ) преобладающим процессом является поглощение с экспоненциальным затуханием потока квантов, которое при моделировании траекторий в методе Монте-Карло желательнее реализовать аналитически. Кроме того, в этой низкоэнергетической области при энергиях квантов, сравнимых с энергией ионизации атомов, оказывается существенной связность электронов в процессах комптоновского и релеевского рассеяний.

С увеличением энергии квантов доминирующим процессом переноса излучения оказывается комптоновское рассеяние (алюминий — $50 \text{ кэВ} < E_{\text{рh}} < 15 \text{ МэВ}$; железо — $120 \text{ кэВ} < E_{\text{рh}} < 9.5 \text{ МэВ}$; свинец — $500 \text{ кэВ} < E_{\text{рh}} < 5 \text{ МэВ}$) на практически свободных электронах (связностью с атомом можно пренебречь. При высоких энергиях основную роль играет процесс рождения электронно-позитронных пар, который возможен лишь начиная с энергетического порога $E_{\text{рh}} \geq 2m_e c^2 \approx 1,022 \text{ МэВ}$).

Наиболее сложной областью расчета переноса гамма – рентгеновского излучения является низкоэнергетическая $E_{\text{рh}} \leq 500$ кэВ, где необходимо учитывать связность электронов и процессы фотопоглощения совместно с процессами рассеяния. При этом, как уже отмечалось, роль релеевского рассеяния невелика и проявляется лишь при небольших энергиях квантов (длина волны кванта порядка размеров атома: $E_{\text{рh}} < 20$ кэВ) и атомных номерах Z (например, при распространении РИ в атмосфере) на больших расстояниях, когда проявляется роль «прострельной» компоненты излучения. Для больших Z в области квантов с низкой энергией, где фотопоглощение преобладает над другими процессами, требуется также учет флуоресцентного излучения, которое оказывается подкритическим (энергия этих квантов меньше энергии ионизации той оболочки, на которой реализовался фотоэффект) и обладает повышенной проникающей способностью.

Все описанные выше особенности были учтены при разработке предлагаемого далее варианта метода Монте-Карло — метода плотностей столкновений [4, 5] для переноса гамма – рентгеновского излучения в плоской преграде с гомонизированными многокомпонентными слоями.

2.1.1. Метод Монте-Карло. Предварительно перед основным циклом расчета траекторий производится считывание из баз данных требуемых интегральных и дифференциальных сечений взаимодействия для тех химических элементов, которые входят в состав слоев преграды. Затем определяются суммарные сечения для заданных массовых содержаний элементов по слоям. Для каждого слоя в соответствии с его составом строится единая по энергиям квантов сетка, на которой задаются интегральные сечения для фотопоглощения со встроенными на ней энергиями скачков в этих сечениях. Поскольку в различные слои преграды могут входить одинаковые химические

Глава 2

ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЕ И ТОКИ

В качестве исходных данных для расчета параметров теплового и механического действий ПИЧ служат профили энерговыделения в материалах конструкций ЛА. Для прогнозирования зарядовых эффектов дополнительно требуются характеристики вторичных токов заряженных частиц (в большинстве случаев электронов и позитронов), образующихся при взаимодействии потоков излучений и нейтральных частиц (как уже отмечалось, воздействие потоков заряженных частиц в данной работе не рассматривается) с атомами вещества облучаемой преграды. Кроме того, вторичные излучения перераспределяют энергию и изменяют профиль энерговыделения, в частности, выносят часть энергии из сильно поглощающих компонентов ГП.

Расчет переноса ПИЧ в многокомпонентных материалах со структурой (например, в ГП из сферопластика) совместно с переносом вторичных излучений представляет собой достаточно сложную задачу, во многих случаях не решаемую с помощью пакетов стандартных программ типа MCNP [1]. Основной, но не единственной причиной этого является наличие малоразмерных сильно поглощающих ПИЧ включений, когда длина свободного пробега первичных излучений и частиц много больше размеров этих включений, а длина пробега вторичных излучений сравнима с ними или меньше. В этом случае эффективным оказывается гибридный подход [2, 3], когда перенос первичного ПИЧ на первом этапе численно моделируется методом Монте-Карло в многослойной преграде из гомонизированных слоев, а их гетерогенность учитывается на втором этапе при расчете перераспределения энергии и токов в результате переноса вторичного излучения. При этом второй этап делается по возможности аналитически, чтобы максимально учесть структуру ГМ и наличие тонких включений, плохо рассчитываемых методами Монте-Карло.

Далее в качестве первичного ПИЧ рассматривается гамма – рентгеновское излучение. В этом случае вторичное излучение образуется из фото-, оже- и комптоновских электронов, а также электронно-позитронных пар, расчету переноса которых посвящен раздел 2.2.

2.1. Гамма – рентгеновское излучение

Расчет переноса гамма – рентгеновского излучения имеет ряд особенностей, которые необходимо учитывать. В области РИ при низкой

элементы, то во избежание дублирования дифференциальные сечения (угловые распределения рассеяний) считаются для химических элементов по информации об их содержании во всей преграде в целом. В свою очередь слои преграды разбиваются на подслои-детекторы, в которых накапливаются вклады от отдельных траекторий.

Розыгрыш каждой траектории проводится так, чтобы она не обрывалась при фотопоглощении или выходе кванта за пределы преграды. Это достигается введением статистических весов, изменяющихся после розыгрыша каждого свободного пробега. Вклады в детекторы от безрадиационного фотопоглощения (без образования флуоресцентного кванта) рассчитываются аналитически. При фотопоглощении с рождением флуоресцентного кванта поглощенный квант заменяется флуоресцентным и траектория продолжается. В случае рождения пары позитрон-электрон траекторию продолжает квант, образующийся при аннигиляции позитрона с электроном вещества. При этом считается, что процессы рождения и аннигиляции происходят в одной и той же точке преграды (это приближение используется только в случае моделирования переноса лишь первичного ПИЧ, при совместном расчете полей первичных и вторичных излучений и достаточной энергии вторичных частиц прослеживается их дальнейшая траектория, см. п. 2.2). Траектория обрывается лишь при уменьшении энергии кванта до $E_{ph} < 1$ кэВ или снижении статистического веса до $V < 10^{-4}$.

Последовательность розыгрыша траектории показана на рис. 2.1. По заданному спектральному распределению $F_p(E_{ph})$ на поверхности преграды разыгрывается энергия фотона E_{ph} , которая находится из уравнения (для повышения эффективности программы входящий в это уравнение интеграл берется аналитически или численно перед циклом

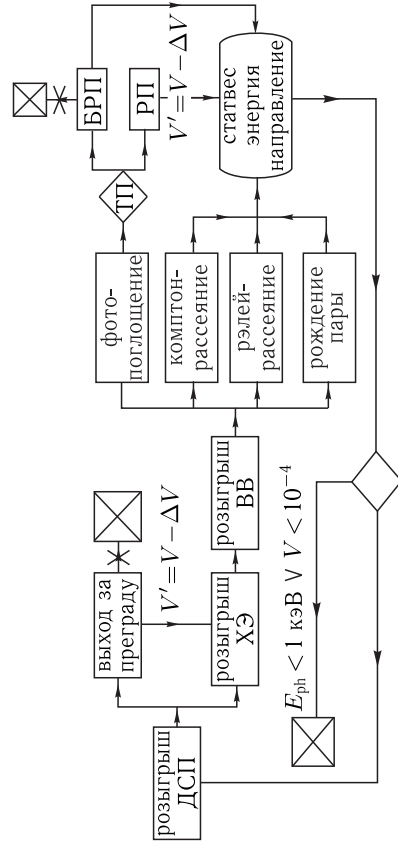


Рис. 2.1. Последовательность розыгрыша траектории (ДСП — длина свободного пробега; ХЭ — химический элемент; ВВ — вид взаимодействия; ТП — тип поглощения; БРП — безрадиационный переход; РП — радиационный переход)

розыгрыша траекторий):

$$\int_{E_{ph, \min}}^{E_{ph}} F_p(E) dE = \xi,$$

где ξ — случайное число, равномерно распределенное на интервале (0,1). Затем при известной энергии кванта разыгрывается длина свободного пробега и по ней определяется номер слоя, в который попал квант. По суммарным (за исключением безрадиационного фотопоглощения) интегральным сечениям взаимодействия каждого из химических элементов, входящих в этот слой, разыгрывается химический элемент, на котором реализовалось столкновение кванта. Розыгрыш проводится по стандартной схеме розыгрыша дискретной случайной величины [6]: интервал (0,1) разбивается по длине пропорционально интегральным сечениям химических элементов в слое, разыгрывается случайное число $\xi \in (0, 1)$, и в зависимости от того, в какое из разбиений оно попадет, и определяется зарядовое число химического элемента. Далее по интегральным сечениям взаимодействия (опять за исключением безрадиационного фотопоглощения) для найденного химического элемента разыгрывается вид взаимодействия аналогично тому, как определялся случайным образом химический элемент. При известных данных об энергии фотона, виде взаимодействия и химическом элементе, на котором он реализуется, разыгрываются угол рассеяния θ и азимутальный угол ψ . В свою очередь, по углам θ , ψ и углу φ_t (углу между перпендикулярным участком траектории и перпендикуляром к плоской преграде) определяется новый текущий угол φ'_t , а также рассчитываются новые значения энергии фотона E'_{ph} и статистического веса V' (см. далее). Затем, если и $V' > 10^{-4}$, разыгрывается новая длина свободного пробега и весь процесс розыгрыша колена траектории повторяется. В противном случае проводится розыгрыш следующей траектории до тех пор, пока не будет набрана заданная статистика (число моделируемых траекторий квантов).

Прямая компонента излучения. В низкоэнергетической области (кванты РИ) прямую компоненту излучения (часть квантов, которые фотопоглощаются без флюоресценции) целесообразно считать аналитически. Вероятность реализации траектории W_p и доля энергии потока излучения W_E прямой компоненты вычисляются по следующим соотношениям:

$$W_p = \int_{E_{ph, \min}}^{E_{ph, \max}} F_p(E_{ph}) e^{-\tau_{\Sigma}(E_{ph}) / \cos \varphi} dE_{ph},$$

$$W_E = \int_{E_{ph, \min}}^{E_{ph, \max}} F_E(E_{ph}) e^{-\tau_{\Sigma}(E_{ph}) / \cos \varphi} dE_{ph}, \quad (2.1)$$

$$\tau_{s\Sigma}(E_{\text{ph}}) = \sum_{i=1}^N (\sigma_{ei}(E_{\text{ph}}) + \sigma_{ri}(E_{\text{ph}}) + \sigma_{ff_i}(E_{\text{ph}}) + \sigma_{\gamma e}(E_{\text{ph}})) m_i,$$

где $\tau_{s\Sigma} = \tau_{s\Sigma}(E_{\text{ph}})$ — оптическая толщина многослойной преграды по отношению ко всем рассматриваемым процессам взаимодействия кроме безрадиационного фотопоглощения; $\sigma_{ff}(E_{\text{ph}})$ — часть массового сечения фотопоглощения с рождением флуоресцентного кванта ($\sigma_f(E_{\text{ph}}) = \sigma_{ff}(E_{\text{ph}}) + \sigma_{fe}(E_{\text{ph}})$); ρ_i , h_i , m_i — плотность, толщина и массовая толщина ($m_i = \rho_i h_i$) i -го слоя; N — число слоев преграды; φ — угол падения излучения на преграду.

В табл. 2.1. представлены результаты расчета по формулам (2.1) для планковских спектров с $T_{\text{эф}} = 1, 6, 5, 8$ кэВ и преград толщиной $h = 0,5$ см из углерода, алюминия, железа и свинца. Видно, что выделение прямой компоненты и ее аналитический расчет имеют смысл для не слишком больших Z и с увеличением доли жестких квантов РИ в спектре.

Таблица 2.1. Вероятность реализации и доля энергии прямой компонентой РИ в процентах

Т _{эф} , кэВ	C		Al		Fe		Pb	
	W _p	W _E	W _p	W _E	W _p	W _E	W _p	W _E
1,6	52,6	59,3	6,7	12,6	—	—	—	—
5	69,8	74,9	38,3	52,2	0,66	1,89	0,0016	0,0073
8	74,6	78,4	52,5	64,6	4,09	9,08	0,056	0,18

Для прямой компоненты параметры потока излучения, перпендикулярного плоскости преграды, и приведенного удельного энерговыделения (энерговыделения на единицу плотности энергии падающего излучения) рассчитываются аналитически, интегрированием по спектру:

$$q_p(m) = q_0 \cos \varphi \int_{E_{\text{ph, min}}}^{E_{\text{ph, max}}} F_E(E_{\text{ph}}) e^{-\tau_{fe}(E_{\text{ph}}, m)} / \cos \varphi dE_{\text{ph}},$$

$$f_p(m) = -\frac{dq_p}{q_0 dm} = \int_{E_{\text{ph, min}}}^{E_{\text{ph, max}}} \sigma_{fe}(E_{\text{ph}}, m) F_E(E_{\text{ph}}) e^{-\tau_{fe}(E_{\text{ph}}, m)} / \cos \varphi dE_{\text{ph}},$$

$$\tau_{fe}(E_{\text{ph}}, m) = \sigma_{feN+1}(E_{\text{ph}}) \Delta m_{N+1} + \sum_{i=1}^{N(m)} \sigma_{fei}(E_{\text{ph}}) m_i, \quad (2.2)$$

где $\tau_{fe}(E_{\text{ph}}, m)$ — оптическое расстояние по отношению к безрадиационному фотопоглощению вдоль нормали к преграде от облучаемой поверхности до плоскости с текущей массовой координатой m ; $N(m)$ — число слоев, предшествующих слою, в котором находится плоскость с координатой m ; Δm_{N+1} — массовое расстояние от нижней (облу-

чаемый слой считается самым верхним с $N = 1$) границы N -го слоя до плоскости с координатой m .

Розыгрыш длины свободного пробега. Моделирование длины свободного пробега в преграде (из точки взаимодействия в плоскости с массовой координатой m до следующей точки взаимодействия m') проводится по соотношениям:

$$1 - e^{-\Delta\tau_{s\Sigma}(E_{\text{ph}}, m, m') / |\cos \varphi_t|} = (1 - e^{-\Delta\tau_{s\Sigma}(E_{\text{ph}}, m, M') / |\cos \varphi_t|}) \xi, \quad (2.3)$$

$$M' = \begin{cases} M & \text{при } \cos \varphi_t > 0, \\ 0 & \text{при } \cos \varphi_t < 0, \end{cases}$$

где ξ — случайное число, равномерно распределенное в интервале $(0, 1)$; M — массовая толщина преграды; $\Delta\tau_{s\Sigma}(E_{\text{ph}}, m, m')$ — оптическое расстояние между плоскостями с координатами m и m' . Из соотношения (2.3) определяется новая массовая координата плоскости m' , в которой находится точка взаимодействия, (заканчивается старое колесо траектории).

Поскольку при розыгрыше длины свободного пробега в оптическое состояние не вошло безрадиационное фотопоглощение, то статистический вес траектории уменьшается:

$$V' = (1 - e^{-\Delta\tau_{s\Sigma}(E_{\text{ph}}, m, M') / |\cos \varphi_t|}) e^{-\Delta\tau_{fe}(E_{\text{ph}}, m, m') / |\cos \varphi_t|} V.$$

Вклад в поток на границе детектора с координатой m_t от безрадиационного поглощения на этом текущем колесе траектории рассчитывается по соотношениям:

$$q(m_t) = \frac{E_{\text{ph}} V}{\langle E_{\text{ph}} \rangle} \cos \varphi \times \begin{cases} e^{-\Delta\tau_{fe}(E_{\text{ph}}, m, m_t) / |\cos \varphi_t|} & \text{при } 0 \leq (m_t - m) \omega \leq |m - m'|, \\ e^{-[\Delta\tau_{fe}(E_{\text{ph}}, m, m_t) + \Delta\tau_{s\Sigma}(E_{\text{ph}}, m, M')] / |\cos \varphi_t|} & \text{при } |m - m'| < (m_t - m) \omega \leq |m - M'|, \end{cases} \quad (2.4)$$

где $\omega = \text{sign}(\cos \varphi_t)$ — индекс (знак) направления движения ($\omega = +1$ — вглубь преграды, $\omega = -1$ — навстречу падающему излучению).

Вклад энерговыделения в детектор с координатой центра $\bar{m}_t = m_t + \Delta m/2$ определяется по соотношениям:

$$f(\bar{m}_t) = -\frac{dq}{dm_t} = \frac{E_{\text{ph}} V}{\langle E_{\text{ph}} \rangle} \sigma_{fe}(\bar{m}_t, E_{\text{ph}}) \frac{\cos \varphi}{|\cos \varphi_t|} \times \begin{cases} e^{-\Delta\tau_{fe}(E_{\text{ph}}, m, \bar{m}_t) / |\cos \varphi_t|} & \text{при } (m_t - m) \omega \leq |m - m'|, \\ e^{-[\Delta\tau_{fe}(E_{\text{ph}}, m, \bar{m}_t) + \Delta\tau_{s\Sigma}(E_{\text{ph}}, m, M')] / |\cos \varphi_t|} & \text{при } |m - m'| < (m_t - m) \omega \leq |m - M'|. \end{cases} \quad (2.5)$$

Так как траектории разыгрываются лишь для части излучения без прямой компоненты, то после первого колена статистический вес мeняется только вследствие фотопоглощения без флуоресценции (первое столкновение гарантировано):

$$V' = V e^{-\Delta\tau f_e(E_{\text{ph}}, 0, m')} / \cos \varphi.$$

Соответственно нет вкладов в детекторы при $|m - m'| < |m - m_t| \leq |m - M'|$, и соотношения (2.4) и (2.5) для первого колена принимают вид:

$$q(m_t) = \frac{E_{\text{ph}} V}{\langle E_{\text{ph}} \rangle} \cos \varphi \begin{cases} e^{-\Delta\tau f_e(E_{\text{ph}}, m, m_t)} / \cos \varphi & \text{при } 0 \leq (m_t - m)\omega \leq |m - m'|, \\ 0 & \text{при } |m - m'| < (m_t - m)\omega \leq |m - M'|, \end{cases}$$

$$f(m_t) = -\frac{dq}{dm_t} \Big|_{m_t = \overline{m}_t} = \frac{E_{\text{ph}} V}{\langle E_{\text{ph}} \rangle} \sigma f_e(\overline{m}_t, E_{\text{ph}}) \times$$

$$\times \begin{cases} 0 & \text{при } e^{-\Delta\tau f_e(E_{\text{ph}}, m, \overline{m}_t)} / \cos \varphi & \text{при } 0 \leq (m_t - m)\omega \leq |m - m'|, \\ & \text{при } |m - m'| < (m_t - m)\omega \leq |m - M'|. \end{cases}$$

Как уже отмечалось, после розыгрыша длины свободного пробега и прихода кванта в новую точку взаимодействия m' разыгрываются вид столкновения и номер химического элемента на котором оно реализуется. Определение угла φ'_t и нахождение новой энергии фотона E'_{ph} после взаимодействия в точке m' зависят от вида процесса и далее описываются для каждого из них.

Комптоновское рассеяние. При достаточно высоких энергиях квантов эффектами связности можно пренебречь, тогда дифференциальное сечение комптоновского рассеяния на свободных электронах описывается формулой Клейна–Нишины–Тамма [5, 7–9]:

$$\left(\frac{d\sigma_c}{d\Omega}\right)_e = \frac{r_e^2}{2} \left(\frac{E'_{\text{ph}}}{E_{\text{ph}}}\right)^2 \left(\frac{E'_{\text{ph}}}{E_{\text{ph}}} + \frac{E_{\text{ph}}}{E'_{\text{ph}}} + \cos^2 \theta - 1\right), \quad (2.6)$$

$$\frac{E'_{\text{ph}}}{E_{\text{ph}}} = \left[1 + \frac{E_{\text{ph}}}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)\right]^{-1},$$

где $r_e = e^2/m_e c^2$ — классический радиус электрона; $(d\sigma_c/d\Omega)_e$ — электронное дифференциальное сечение рассеяния фотона под углом θ в телесный угол $d\Omega$. Подставляя в (2.6) второе соотношение в первое, получаем удобную зависимость для розыгрыша методом Неймана [6]

косинуса угла рассеяния

$$\left(\frac{d\sigma_c}{d\Omega}\right)_e = \frac{r_e^2}{2} \left\{ \frac{1}{[1 + \alpha(1 - \cos \theta)]^2} \left[1 + \cos^2 \theta + \frac{\alpha^2(1 - \cos \theta)^2}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \right] \right\}, \quad (2.7)$$

где $\alpha = E_{\text{ph}}/m_e c^2$ — безразмерная энергия фотона.

После розыгрыша $\cos \theta$ новую энергию кванта E'_{ph} находим по энергии до рассеяния E_{ph} из второго соотношения (2.6).

При энергиях квантов, сравнимых с энергией связи электронов в атоме, необходимо учитывать эффект связности, вводя в распределение (2.6) поправочную функцию некогерентного рассеяния $H(Z, X)$

$$\left(\frac{d\sigma_c}{d\Omega}\right)_a = \left(\frac{d\sigma_c}{d\Omega}\right)_e H(Z, X), \quad X = \frac{1}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2}, \quad (2.8)$$

где $(d\sigma_c/d\Omega)_a$ — атомное дифференциальное сечение неупругого рассеяния фотона; $\lambda = 12.4/E_{\text{ph}}$ ($\lambda = \dot{A}$, $[E_{\text{ph}}] = \text{кэВ}$) — длина волны рассеиваемого излучения. При расчетах, не требующих детального описания рассеянной компоненты излучения, можно принять [9, 10]

$$H/Z = (1 - e^{-v}), \quad v = \frac{2,21}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2} Z^{-2/3}.$$

И тогда из (2.8) получаем

$$\left(\frac{d\sigma_c}{d\Omega}\right)_a = Z \left(\frac{d\sigma_c}{d\Omega}\right)_e (1 - e^{-5v}). \quad (2.9)$$

При высоких требованиях по точности прогнозирования рассеянной компоненты излучения использование (2.8) не правомерно и необходимо обращение к табличным данным по угловым распределениям комптоновского рассеяния в низкоэнергетичной области спектра [11] (см. п. 7). При этом представляется естественным пользоваться формулой Клейна–Нишины–Тамма (2.6) в области энергий квантов, где табличные данные отсутствуют или недостаточно точны.

В силу симметрии к повороту плоскости, проходящей через новое и начальное направления движения фотона, вокруг начального направления (предполагается отсутствие поляризации излучения) азимутальный угол ψ (см. рис. 2.2) разыгрывается равномерно на интервале $(0, 2\pi)$. Тогда новый текущий косинус угла между перпендикуляром к преграде и направлением движения кванта находится из соотношения

$$\cos \varphi'_t = \cos \varphi_t \cos \theta + \sin \varphi_t \sin \theta \cos \psi. \quad (2.10)$$

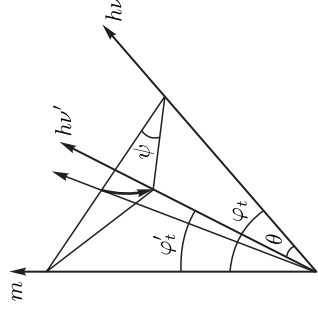


Рис. 2.2. Схема рассеяния кванта

Релеевское рассеяние. Как уже отмечалось, роль релеевского рассеяния при переносе излучения в конденсированных средах незначительна. Так же как и в случае комптоновского рассеяния, учет связности осуществляется поправочным множителем — атомным фактором $F(Z, X)$

$$\left(\frac{d\sigma_r}{d\Omega}\right)_a = \left(\frac{d\sigma_r}{d\Omega}\right)_e F^2(Z, X), \quad \left(\frac{d\sigma_r}{d\Omega}\right)_e = \frac{r_e^2}{2} (1 + \cos^2\theta), \quad (2.11)$$

$(d\sigma_r/d\Omega)_a$ — атомное дифференциальное сечение когерентного рассеяния фотона; $(d\sigma_r/d\Omega)_e$ — электронное томсоновское дифференциальное сечение рассеяния фотона. Приближенное выражение для фактора описывается формулой [9, 10]

$$F = Z(e^{-g} + 0, 12) + \Delta F, \quad g = \frac{5,91}{\lambda} \sin^2 \frac{\theta}{2} Z^{-1/3}, \quad (2.12)$$

где ΔF — поправка на аномальное рассеяние в области края поглощения рассеивающего атома (вблизи K -края поглощения при $\lambda > 1,1\lambda_K$ $\Delta F \approx -2$).

С ростом энергии кванта релеевское рассеяние реализуется в направлении движения фотона в узком угле $\Delta\theta$ [12]

$$\Delta\theta = 2 \arcsin \left[0, 026 Z^{1/3} / \alpha \right], \quad \alpha = \frac{E_{ph}}{m_e c^2}, \quad (2.13)$$

и при отсутствии данных в этой области энергий E_{ph} можно ограничиться розыгрышем углов рассеяния в пределах $\Delta\theta$, предполагая угловое распределение равномерным в телесном угле.

Для более точного описания углового распределения релеевского рассеяния в низкоэнергетичной области энергий квантов необходимо обращаться к имеющимся табличным данным [11]. Энергия фотонов при релеевском рассеянии не меняется и $E'_{ph} = E_{ph}$.

Флуоресценция. Флуоресцентные кванты оказывают влияние на перенос излучения в низкоэнергетической области спектра, где преобладает фотопоглощение. Выход флуоресцентного излучения при удалении электрона из атома в результате фотопоглощения растет с зарядовым числом Z и глубиной оболочки (для K -оболочки при изменении Z от 20 до 80 доля реализации радиационного перехода растет от 0,13 до 0,95; для L -оболочки — от 0,01 до 0,38).

Направление флуоресцентного кванта разыгрывается из условий его изотропного выхода (при моделировании методом плотностей столкновений этот квант заменяет при розыгрыше траектории погибший при фотопоглощении фотон). Расчеты показывают, что для задач воздействия ПИЧ на элементы конструкции ЛА флуоресценцию с K - и L -оболочек имеет смысл рассматривать лишь при $Z \geq 40$.

Рождение пар. Рождение пары позитрон-электрон имеет место вне области рентгеновского диапазона спектра (при $E_{ph} \geq 2m_e c^2 = 1,022$ МэВ) и применительно к рассматриваемому кругу задач этот

процесс необходимо учитывать лишь для расчета плотности токов вторичного электронного излучения при оценках параметров зарядовых эффектов. Поэтому рождение пар рассматривается как источник быстрых электронов. Образующиеся при этом позитроны ведут себя подобно электронам: при высоких энергиях тормозятся в результате радиационных потерь, а затем при уменьшении энергии все большую роль в их торможении начинают играть ионизационные потери. Потеряв свою скорость и диффундируя через вещество, позитрон встречается с электроном и аннигилирует. Поскольку однофотонная аннигиляция на свободном электроне невозможна, то образуются два и более аннигиляционных кванта. В случае связанного электрона и возможности сброса части импульса массивному ядру при аннигиляции на нем позитрона возможно образование одного фотона.

Вполне понятно, что при оценке зарядовых эффектов вряд ли имеет смысл детально проследивать всю описанную судьбу позитрона. Так как полная энергия аннигилирующих частиц в поле ядра почти целиком переходит в энергию электромагнитного излучения, а встреча частиц наиболее вероятна когда они тепловые, то в предлагаемом методе расчета переноса гамма — рентгеновского излучения используется следующий оценочный подход. Считается, что в месте рождения пары и гибели первичного фотона рождается аннигиляционный квант с энергией равной $E_{ph} = 2m_e c^2 = 1,022$ МэВ. В результате появляются быстрый электрон и аннигиляционный квант. Электрон вносит свой вклад в плотность тока вторичного электронного излучения, а квант заменяет при розыгрыше траектории погибший при рождении пары первичный фотон. Направление аннигиляционного кванта разыгрывается из условий его изотропного выхода в точке рождения пары.

Расчет потока и энерговыделения рассеянной компонентой. При нашем подходе к рассеянной компоненте излучения относится все излучение, кроме поглощаемого при безрадиационном фотопоглощении, вклад от которого в поток и энерговыделение считаются аналитически. Вклад в поток и приведенное энерговыделение от рассеянной компоненты в детектор, в пределах которого изменилась энергия частицы в точке столкновения m' , считается по формулам:

$$q(m_t) = \frac{E_{ph} V}{\langle E_{ph} \rangle} \begin{cases} 1 & \text{при } 0 \leq (m_t - m)\omega \leq |m - m'|, \\ 0 & \text{при } |m - m'| < (m_t - m)\omega \leq |m - m'|, \end{cases} \quad (2.14)$$

$$f_p(m') = \frac{V \Delta E_{ph}}{\langle E_{ph} \rangle \Delta m'} \cos \varphi,$$

где $\Delta E_{ph} = E_{ph} - E'_p$; Δm — массовый размер детектора получившего энергию ΔE_{ph} .

2.1.2. Метод оценки параметров профиля энерговыделения. Если на поверхности преграды характеристики РИ целесообразно определять с помощью параметрической методики [13] практически для любого источника, то расчет взаимодействия потока квантов с много-

слойной преградой требует, вообще говоря, непосредственного решения уравнения переноса методом Монте-Карло. Развитие приближенных 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 плоскострельной геометрии многослойной преграды) целесообразно свести решение интегро-дифференциального уравнения к решению эквивалентной суммы интегральных уравнений по кратностям процессов рассеяния и флуоресценции [14].

Ограничившись рассмотрением лишь РИ планковских спектров и используя модельную функцию энерговыделения, задаваемую небольшим числом параметров, оказывается возможным описать профиль энерговыделения в отдельных зонах преграды [15]. В частности, вблизи поверхности облучения, что важно при исследованиях механического действия РИ: имея аналитическое представление профиля энерговыделения, можно с достаточной для практики точностью провести оценку величины импульса давления (см. п. 5.2).

В качестве простейшей функции энерговыделения может быть взята экспоненциальная аппроксимация, которая задается двумя параметрами: приведенным удельным энерговыделением на облучаемой поверхности f_Q и массовой толщиной m_Q , на которой энерговыделение ослабевает e^3 раз

$$f(m) = f_Q \exp\left(-\frac{3m}{(1-k_Q)m + k_Q m_Q}\right), \quad (2.15)$$

где m — массовое расстояние от поверхности преграды, k_Q — параметр, определяемый на основании, численных исследований, позволяющий получить наилучшее согласование модельного профиля энерговыделения с результатами, полученными методом Монте-Карло для всей совокупности возможных расчетных ситуаций.

В отдельных случаях может оказаться существенным энерговыделение в подповерхностном (втором со стороны облучения) 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 покрытие создаются условия для подслоного взрыва). Тогда для первого слоя используется аппроксимационное соотношение (2.15), а для второго слоя используется формула с соответствующими параметрами f'_Q , m'_Q , имеющими тот же смысл, что и для первого слоя. Кроме того, появляется дополнительный параметр Δm_1 (массовая толщина первого слоя).

Зависимости параметров модельного энерговыделения (2.15) от эффективной температуры преграды планковского спектра и среднего атомного номера материала преграды строились по результатам расчетов методом Монте-Карло (п. 2.1.1). На рис. 2.3 показаны зависимости пара-

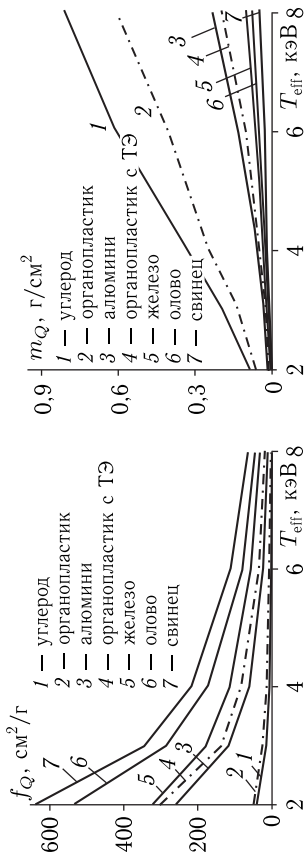


Рис. 2.3. Зависимость $f_Q(T_{\text{эф}})$ для простых веществ и органоластика

метра f_Q от $T_{\text{эф}}$ для материалов с различными Z (от углерода до свинца, а также для двух типов органоластика с усредненными по весовому содержанию химических элементов значениями зарядового номера $\langle Z \rangle = 7,4$ и $\langle Z \rangle = 15,6$). На рис. 2.4 представлены аналогичные зависимости для m_Q .

Видно, что параметры энерговыделения f_Q и m_Q несмотря на наличие скачков в коэффициентах поглощения, монотонно меняются в зависимости от атомного номера вещества и 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 $f_Q(T_{\text{эф}})$ и $m_Q(T_{\text{эф}})$ простыми соотношениями, удобными для дальнейшего использования в инженерных методиках оценки теплового и механического действий РИ [2, 16, 17].

Отметим, что наилучшее описание профиля энерговыделения в широком диапазоне изменения атомного номера вещества и эффективной температуры достигается лишь при варьировании значения k_Q . Полученная в результате расчетных исследований универсальная зависимость этого параметра от $\langle Z \rangle$,

$$k_Q = 0,1 + 0,0025\langle Z \rangle,$$

обеспечивает отклонение модельного профиля удельного энерговыделения от статистического не более чем на 15 %.

В качестве примера на рис. 2.5, 2.6 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 (2.15) выполняется.

Таким образом, представленные результаты и опыт проведения других расчетов показывают, что погрешность оценки профиля удельного

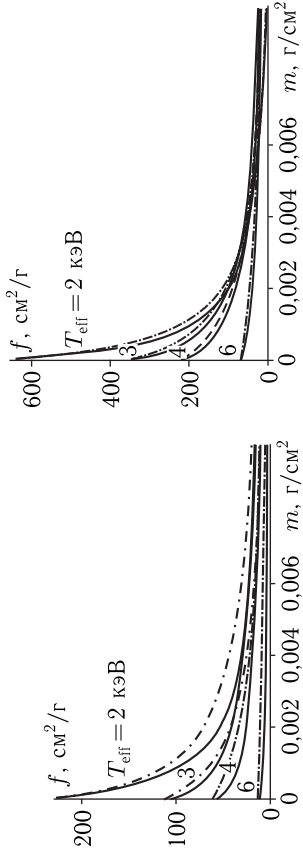


Рис. 2.5. Сравнение расчетных профилей энерговыделения $f(m)$ с модельными профилями (штриховые линии) для алюминия при различных $T_{\text{эф}}$

энерговыделения по предлагаемому приближенному методу, полученная сравнением с результатами статистической методики (см. п. 2.1.1), не превышает 15–20%.

2.2. Вторичное электронное излучение

Вторичные электроны при облучении преграды гамма-рентгеновским излучением образуются в результате [5, 7–9, 18, 19]: поглощения (фото и Оже-электроны), комптоновского рассеяния и рождения электронно-позитронных пар. Перенос вторичного электронного излучения также является причиной образования электронных потоков и излучения (в частности, дельта-электронов и фотонов тормозного излучения быстрых электронов). Поэтому задачи переноса фотонов и электронов оказываются взаимосвязанными, а в подблоке электронного переноса необходимо учитывать образование новых электронов и моделировать их перенос.

По сравнению с фотонами электроны, обладая зарядом, тормозятся средой со значительно большей частотой взаимодействий и количеством образующихся частиц, что соответственно усложняет моделирование переноса вторичного электронного излучения. Хотя и в этом случае можно строить весьма общие статистические модели переноса [18, 20–22], ограничимся в соответствии с рассматриваемыми вопросами двумя практически важными задачами, допускающими существенные упрощения: расчетом плотности токов быстрых электронов при воздействии гамма-излучения, необходимой при оценке зарядовых эффектов, и учетом перераспределения поглощаемой энергии РИ вторичным электронным излучением между компонентами ГМ, что требуется при определении параметров МДИ на ГП.

2.2.1. Численное моделирование переноса вторичного электронного излучения. Частота взаимодействий электрона с частицами

среды распространения столь велика, что до потери большей части своей энергии он испытывает огромное число столкновений ($10^4 - 10^5$), и уже начиная с $E_e \approx 15$ кэВ, реализация статистического метода индивидуальных столкновений для не очень тонких преград весьма трудоемка даже на современных ЭВМ. Поэтому лишь после создания имитационных моделей на основе метода укрупненных столкновений (МУС) стало возможным решение задач переноса быстрых электронов в достаточной толщине преграды [8, 18, 20–22].

Суть метода в замене ломаной траектории, образованной множеством отклонений в результате столкновений, прямой с итоговым отклонением электрона, которая возможна лишь в случае слоя малого массовой толщины. Принципиально важно, что на выходе из такого слоя распределение азимутального угла ψ равновероятно на интервале $(0, 2\pi)$, а итоговый угол отклонения θ описывается известными распределениями Мольтера [23] или Гаудсмита и Саундерсона [22]. Оба распределения дают в случае малоугольного приближения идентичные результаты, но второе из них более универсально (справедливо при любых углах рассеяния; учитывает разницу в рассеянии позитрона и электрона; ограничение применимости при низких энергиях электрона обуславливается только отсутствием соответствующих этим энергиям данных об упругом рассеянии электронов на атоме).

Предполагающаяся в МУС возможность расщепления процессов на чисто упругие рассеяния, приводящие к отклонению заряженной частицы, и неупругие потери энергии, тормозящие частицу, имеет место лишь для быстрых частиц. В этом случае с хорошей точностью двойное дифференциальное, по углу и энергиям, сечение рассеяния представляется в виде суммы двух слагаемых [24, 25] (здесь $\delta(x)$ – дельта-функция Дирака; штрих помечает величину после соударения):

$$\frac{d^2\sigma}{d\bar{\Omega}dE_e} \approx \frac{d\sigma_{\text{уп}}(\bar{\Omega} \rightarrow \bar{\Omega}')}{d\bar{\Omega}} \delta(E_e - E'_e) + \frac{d\sigma_{\text{н.уп}}(E_e \rightarrow E'_e)}{dE_e} \delta(\bar{\Omega} - \bar{\Omega}')$$

Первое слагаемое описывает упругое рассеяние заряженной частицы на ядре атома с учетом экранирующего действия атомных электронов, а потери энергии при этом считаются малыми. Второе слагаемое, наоборот, отвечает за неупругое взаимодействие с атомом тормозящей среды, при котором заряженная частица теряет энергию $E_e - E'_e$ при несущественном изменении направления движения $\bar{\Omega}' = \bar{\Omega}$. Соответственно и в уравнении переноса интеграл столкновений также расщепляется на сумму двух слагаемых, описывающих изменения в направлении движения частицы и ее потери энергии при соударениях.

При взаимодействиях с атомами среды частица считается быстрой, если ее скорость много больше скорости атомных электронов $\beta \gg \beta_{\text{атм}}$, или, принимая скорость атомных электронов по модели Томаса–Ферми ($\beta_{\text{атм}} = Z^{2/3}/137$), получаем

$$\sqrt{\gamma(\gamma+2)}/(\gamma+1) \gg Z^{2/3}/137.$$

Откуда следует $\gamma \gg 2.5 \cdot 10^{-5} Z^{4/3}$, т. е. электрон можно считать быстрой частицей при его кинетической энергии ($[E_e] = \text{кэВ}$)

$$E_e \gg \frac{Z^{4/3}}{80}.$$

Из этого неравенства следуют условия возможности использования МУС при численном моделировании переноса электронов: $E_e \gg 0,38 \text{ кэВ}$ для алюминия; $E_e \gg 0,96 \text{ кэВ}$ для железа; $E_e \gg 4,5 \text{ кэВ}$ для свинца.

Таким образом, для элементов с не очень большими зарядами (числами Z (вплоть до железа) применение метода укрупненных столкновений корректно при $E_e \gg 10 \text{ кэВ}$ (взято значение на порядок большее правой части неравенства для железа). Для расчета токов вторичного электронного излучения, образующегося при возействии гамма-нейтронного излучения на конденсированные преграды наибольший практический интерес представляет перенос электронов с энергией, не превышающей несколько десятков МэВ (максимальная энергия термоядерных нейтронов составляет 14,1 МэВ). Рассматриваемые далее процессы взаимодействия электронов с веществом и соответствующие соотношения приводятся в основном применительно к энергиям электронов $10 \text{ кэВ} \leq E_e \leq 50 \text{ МэВ}$ и в виде, удобном для использования в расчетах методом укрупненных столкновений.

Угловое рассеяние электрона на атомах. Угловое распределение электронов, претерпевающих в тонком слое (тонком настолько, что на нем потеря энергии электрона ΔE_e мала: $\Delta E_e/E_e \ll 1$) многократное рассеяние, согласно теории Гаудсмита и Саундерсона представляется в виде разложения по полиномам Лежандра, применимого для любых углов рассеяния [22]:

$$F_{G-s}(\theta, \Delta S,) d\theta = \sum_{l=0}^{\infty} (l + 0.5) \exp \left[- \int_0^{\Delta S} G_l(S) dS \right] P_l(\cos \theta) \sin \theta, d\theta, \quad (2.16)$$

где функция $G_l(S)$ определяется интегрированием по углу

$$G_l(S) = 2\pi n_a \int_0^{\pi} \frac{d\sigma_{se}(\theta, S)}{d\Omega} [1 - P_l(\cos \theta)] \sin \theta d\theta,$$

а ΔS — длина пути, проходимая электроном в слое толщиной Δl ; $d\sigma_{se}(\theta, S)/d\Omega = d\sigma_{se}(\theta, E_e - (dE_e/dS) S) / d\Omega$ — дифференциальное сечение однократного упругого рассеяния на атоме в предположении, что энергия электрона непрерывно уменьшается, $\Delta E_e = -(dE_e/dS) S$; n_a — число атомов среды в единице объема. Отметим, что использование в (2.16) релятивистского сечения рассеяния Мотта [26] приводит к различным функциям распределения для электронов и позитронов.

Недостатком разложения (2.16) по полиномам Лежандра в ряд, является его слабая сходимость. Однако использование специальной процедуры, предложенной Спенсером [27], позволяет существенно ускорить сходимость ряда [22]. Поскольку соотношения (2.16), как уже отмечалось, более универсальны и применимы для любых углов рассеяния, то именно они и были использованы в дальнейшем. Функции многократного рассеяния рассчитываются по табличным данным дифференциальных сечений упругого рассеяния [28, 29]. При отсутствии достоверных табличных данных в требуемой области изменений углов рассеяния и энергий электронов дифференциальные сечения упругого рассеяния в неэкранированном кулоновском поле ядра рассчитываются по релятивистским соотношениям Мотта [22, 26]:

$$\left(\frac{d\sigma_M(\theta, E_e)}{d\Omega} \right)_n = \frac{d\sigma_R(\theta, E_e)}{d\Omega} R_M = \\ = \frac{d\sigma_R(\theta, E_e)}{d\Omega} \left\{ \frac{4}{\gamma^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} |F|^2 + \frac{4(\gamma^2 - 1) \sin^4 \frac{\theta}{2}}{\gamma^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}} \frac{|G|^2}{(Z/137)^2} \right\}, \quad (2.17)$$

$$\frac{d\sigma_R(\theta, E_e)}{d\Omega} = \frac{r_e^2 Z^2 (1 - \beta)}{\beta^4 (1 - \cos \theta)^2}, \quad \beta = \frac{V_e}{c}, \quad \gamma = \frac{E_e}{m_e c^2},$$

где $d\sigma_R(\theta, E_e)/d\Omega$ — дифференциальное по углу релятивистское сечение рассеяния Резерфорда; V_e — скорость электрона; \hat{F}, \hat{G} — комплексные функции угла рассеяния и энергии электрона [22, 26]. Расчет поправки Мотта R_M в настоящее время не представляет проблем, имеются быстродействующие программы на ЭВМ (например, ESCATM [22, 30]), и необходимость в создании соответствующих таблиц данных отпадает.

При низких энергиях электронов эффекты экранирования начинают сказываться не только при малых углах рассеяния. Так при $E_e \approx 50 \text{ кэВ}$ можно пренебречь эффектами экранирования и использовать (2.17) лишь при углах рассеяния $\theta \geq 10^\circ$. Как показано в [22], введение поправки на экранирование в сечение Резерфорда нецелесообразно, так как сама поправка начинает зависеть от угла рассеяния уже при $\theta \geq 1^\circ$. Необходимо использовать результаты расчетов рассеяния в экранированном поле ядра [31, 32]. При этом могут быть использованы различные потенциалы экранирования (например, в программе ESCAT [22, 33] используется потенциал Грина–Селина–Захора [34]). Поскольку расчеты дифференциальных по углу сечений рассеяния электрона с учетом экранирования ядра атома электронными оболочками требуют значительных затрат машинного времени [22], то необходимо создавать таблицы этих сечений до проведения расчетов по статистическим методикам переноса вторичного электронного излучения.

Помимо ядра рассеяние электрона может происходить и на атомных электронах. Приблизительно это может быть учтено заменой Z^2 на $Z(Z+1)$ [25] в упругом дифференциальном по углу сечения рассеяния (2.17) электронов на ядрах атома. При необходимости более детального описания этого взаимодействия используется дифференциальное сечение Мёллера [20, 35] для рассеяния электрона на свободном покоящемся электроне (для налетающих быстрых электронов энергией связи и скоростью атомарного электрона пренебрегается):

$$\left(\frac{d\sigma_{\text{Mel}}(\theta, E_e)}{d\Omega}\right)_e = 4r_e^2 \frac{(\gamma+1)^2}{\gamma^2} \left[\frac{1}{(\gamma+1)^2 \sin^4 \theta} - \frac{2(2\gamma+1)}{(\gamma+1)^2 (\gamma+2) \sin^2 2\theta} + \frac{1}{4 \cos^4 \theta} + \frac{\gamma^2}{(\gamma+1)^2 (2 + \sin^2 \theta)^2} \right] \cos \theta. \quad (2.18)$$

При известном (разыгранном) угле рассеяния θ одного из электронов (в квантовомеханическом соотношении Мёллера (2.18) после столкновения налетающей и рассеянной электроны не различимы) доля энергии ε_e другого электрона и его угол рассеяния определяются по соотношениям:

$$\varepsilon_e = 1 - \frac{2 \cos^2 \theta}{2 + \gamma \sin^2 \theta}, \quad \theta' = \arccos \left[\frac{\varepsilon_e (\gamma + 2)}{\varepsilon_e \gamma + 2} \right]^{1/2}.$$

Ионизационные и радиационные потери. Под ионизационными потерями понимаются потери энергии электронов при прохождении через вещество на ионизацию и возбуждение атомов и молекул. Средние ионизационные потери электрона на единицу пройденного массового расстояния определяются модифицированной формулой Бете-Блоха [21, 36] ($[dE_e/dm] = \text{кэВ} \times \text{см}^2/\text{г}$):

$$\begin{aligned} \left(-\frac{dE_e}{dm}\right)_{\text{ion}} &= \frac{2\pi r_e^2 m_e c^2 Z}{\beta^2} \frac{N_A}{A} \left[\ln \frac{E_e^2(\gamma+2)}{2I^2} + F^\Delta(\gamma, \gamma_\Delta) - \delta_p \right] \approx \\ &\approx 153 \frac{Z}{A\beta^2} \left[\ln \frac{E_e^2(\gamma+2)}{2I^2} + F^\Delta(\gamma, \varepsilon_\Delta) - \delta_p \right], \\ F^\Delta(\gamma, \gamma_\Delta) &= 1 - \beta^2 + \frac{1}{1 - \gamma_\Delta} + \\ &+ \frac{\gamma^2}{(1 + \gamma)^2} \frac{\gamma_\Delta^2}{2} + \frac{2\gamma + 1}{(1 + \gamma)^2} \ln(1 - \gamma_\Delta) + \ln[4\gamma_\Delta(1 - \gamma_\Delta)], \\ \gamma_\Delta &= E_\Delta/E_e, \end{aligned} \quad (2.19)$$

где $F^\Delta(\gamma, \gamma_\Delta)$ определяет величину потерь, связанную с образованием дельта-электронов; E_Δ — пороговая энергия при ионизационных столкновениях (минимальная энергия дельта-электронов); \bar{I} — средний потенциал ионизации; δ_p — поправка на эффект плотности, обусловленный поляризацией атомов при прохождении электрона.

Средний потенциал ионизации определяется по формуле Штернгеймера [37] (алюминий — 0,163 кэВ; железо — 0,285 кэВ; свинец — 0,826 кэВ):

$$\bar{I} = (9,76 + 58,8 Z^{-1,19}) Z. \quad (2.20)$$

Роль поправки на эффект плотности, обусловленный поляризацией атомов и соответственно уменьшающей ионизационные потери, возрастает с увеличением энергии электрона. Однако лишь при $\bar{E}_e \approx 1$ ГэВ ее вклад в тормозную способность достигает значений десятков процентов. Для рассматриваемого диапазона $\bar{E}_e \leq 50$ МэВ это поправка незначительна, но при необходимости может быть учтена по соотношениям [20, 37–39].

Потери на тормозное излучение быстрого электрона на ядрах и атомарных электронах пропорциональны квадрату заряда рассеивающего центра и энергии электрона ($\sim E_e Z^2$), а ионизационные потери увеличиваются с ростом зарядового номера атомов тормозящей среды лишь линейно ($\sim Z$), поэтому отношение этих видов потерь имеет вид [21] ($[E_e] = \text{МэВ}$):

$$\frac{(-dE_e/dm)_{\text{rad}}}{(-dE_e/dm)_{\text{ion}}} \approx \frac{E_e Z}{800}. \quad (2.21)$$

Из (2.21) получаем энергии электронов, при которых потери на ионизацию и тормозное излучение сравниваются: алюминий — 61,5 МэВ; железо — 30,8 МэВ; свинец — 9,76 МэВ. Следовательно, и при $E_e \leq 50$ МэВ тормозное излучение требуется учитывать.

Сечения тормозного излучения электрона в рассматриваемом диапазоне энергий 10 кэВ $\leq E_e \leq 50$ МэВ удаётся рассчитать лишь в первом борновском приближении, и условия их применимости совпадают с уже обсуждавшимся критерием того, что частица может считаться быстрой (в данном случае для энергий электронов до и после взаимодействия):

$$E_e \gg \frac{Z^{4/3}}{80}, \quad E'_e \gg \frac{Z^{4/3}}{80}, \quad (2.22)$$

Из (2.22) следует, что, вообще говоря, формулы, полученные в борновском приближении, справедливы при умеренных Z , для релятивистских электронов ($\beta \sim 1$) и вдали от максимальной энергии тормозного кванта [20]. Тем не менее, они часто используются в расчетах методом Монте-Карло и вне выполнения условий (2.22), поскольку относительная простота выражений для сечений в борновском приближении делает их удобными для интерполяции и введения всевозможных поправок.

Как правило, в расчетах в качестве исходных используются [18, 20, 22] выражения для дифференциального сечения излучения Бете-Гайтлера [40, 41], также полученные в борновском приближении методами квантовой электродинамики на основе уравнения Дирака для электрона. В эти выражения входит атомный форм-фактор и учитывается эффект экранировки, проявляющийся при малых энергиях излучаемого кванта E_{ph} (больших прицельных расстояниях).

Аналитическое интегрирование по угловым координатам трижды дифференциального сечения Бете–Гайтлера (для получения дифференциального по энергии фотона сечения) возможно лишь при тождественно равном нулю атомном форм-факторе. Как правило, при численном моделировании траекторий электронов методом Монте-Карло используются более простые аналитические выражения, полученные на основе результатов Бете–Гайтлера.

Оценку влияния экранирования удобно проводить с помощью имеющего ясный физический смысл безразмерного параметра χ : отношения радиуса атома (в модели Томаса–Ферми равного $137 \times (h/mc) Z^{-1/3}$) к максимальному прицельному параметру (коэффициент 100 ввел Бете, округлив получающееся значение $137/2 \approx 69 \approx 100$):

$$\chi = \frac{100\alpha Z^{-1/3}}{(\gamma+1)(\gamma+1-\alpha)}. \quad (2.23)$$

При малых энергиях излучаемого кванта $\alpha \rightarrow 0$ и при этом $\chi \rightarrow 0$ – экранировка оказывается существенной. В противоположном случае, при $\alpha \rightarrow \gamma$ получаем $\chi \gg 1$ – эффект экранирования пренебрежимо мал.

При экранировании в случае небольших χ Шифф предложил [42] аналитическое выражение для дифференциального по энергии фотона сечения:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\alpha}(\gamma, \alpha)\right)_{\text{rad}} = \frac{4Z^2 r_e^2}{137\alpha} \left\{ \left[1 + \left(\frac{\gamma - \alpha + 1}{\gamma + 1} \right)^2 \right] \left[\frac{\Phi_1(\chi)}{4} - \frac{\ln Z}{3} \right] - \frac{2}{3} \left(\frac{\gamma - \alpha + 1}{\gamma + 1} \right) \left[\frac{\Phi_1(\chi)}{4} - \frac{\ln Z}{3} \right] \right\}, \quad (2.24)$$

$$\Phi_1(\chi)|_{\chi=0} = 4 \ln 183 \approx 20,8, \quad \Phi_2(\chi)|_{\chi=0} = 4 \ln 183 - 2/3 \approx 20,8,$$

где функции $\Phi_1(\chi)$, $\Phi_2(\chi)$ при $\chi \leq 2$ представлены в виде графиков в [20].

В области промежуточного экранирования $2 < \chi < 15$ широко используется дифференциальное по энергии сечение, полученное Бете [20, 43],

$$\left(\frac{d\sigma}{d\alpha}(\gamma, \alpha)\right)_{\text{rad}} = \frac{2Z^2 r_e^2}{137\alpha} \left\{ \left[1 + \left(\frac{\gamma - \alpha + 1}{\gamma + 1} \right)^2 \right] - \frac{2}{3} \frac{\gamma - \alpha + 1}{\gamma + 1} \right\} \times \\ \times \left[1 + \ln M - 2 \frac{\text{arctg} b}{b} \right] + \\ + \left(\frac{\gamma - \alpha + 1}{\gamma + 1} \right) \left[\frac{2}{9} + 2 \frac{\ln(1+b^2)}{b^2} + \frac{4(2-b^2) \text{arctg} b}{3b^2} - \frac{8}{3b^2} \right] \Bigg\},$$

$$b = \frac{2(\gamma+1)(\gamma-\alpha+1)Z^{1/3}}{111\alpha} \approx \frac{2}{\chi}, \quad (2.25)$$

$$\frac{1}{M} = \frac{\alpha^2}{4(\gamma+1)^2(\gamma-\alpha+1)^2} + \left(\frac{Z^{1/3}}{111} \right).$$

При отсутствии экранирования $\chi \rightarrow \infty$, и в этом предельном случае (2.25) имеет вид

$$\left(\frac{d\sigma}{d\alpha}(\gamma, \alpha)\right)_{\text{rad}} = \frac{4Z^2 r_e^2}{137\alpha} \left\{ \left[1 + \left(\frac{\gamma - \alpha + 1}{\gamma + 1} \right)^2 \right] - \frac{2}{3} \frac{\gamma - \alpha + 1}{\gamma + 1} \right\} \times \\ \times \left[\frac{2(\gamma+1)(\gamma-\alpha+1)}{\alpha} - \frac{1}{2} \right] \quad (2.26)$$

и может быть использована при $\chi \geq 15$.

Таким образом, соотношения (2.24)–(2.26) позволяют рассчитать дифференциальное по энергии тормозного фотона сечение его излучения тормозищимся в поле атома электроном во всем диапазоне изменения параметра экранирования χ . Как показывают сравнения [20] с экспериментальными данными, для энергий электрона $E_e \leq 2$ МэВ и больших Z эти соотношения дают заниженные значения сечений, но в этой области энергий уже оказываются преобладающими потери на ионизацию (см. (2.21)), и использование (2.24)–(2.26) в расчетах во всем рассматриваемом диапазоне $10 \text{ кэВ} \leq E_e \leq 50 \text{ МэВ}$ не приводит к значительным погрешностям в расчетах методом Монте-Карло.

При известных дифференциальных сечениях (2.24)–(2.26) радиационные потери на единицу пути, проходимой тормозищимся в среде электроном, определяются интегрированием:

$$\left(-\frac{dE_e}{dm}\right)_{\text{rad}} = \frac{N_A}{A} m_e c^2 \int_0^\gamma \alpha \left(\frac{d\sigma}{d\alpha}(\gamma, \alpha)\right)_{\text{rad}} d\alpha. \quad (2.27)$$

Так в случае экранирования для $\chi \leq 2$, интегрируя приближение Шиффа [2.24], получаем

$$\left(-\frac{dE_e}{dm}\right)_{\text{rad}} = \frac{16}{411} \frac{N_A}{A} m_e c^2 (\gamma+1) Z^2 r_e^2. \quad (2.28)$$

Уточнение (2.28), приведенное в работе [44], имеет вид

$$\left(-\frac{dE_e}{dm}\right)_{\text{rad}} = \frac{4}{137} \frac{N_A}{A} m_e c^2 (\gamma+1) Z^2 r_e^2 \ln \left[2(\gamma+1) - \frac{1}{3} \right] \quad (2.29)$$

и применяется для расчетов в случае релятивистских электронов [20].

Для определения массовых тормозных способностей многокомпонентных веществ используется правило аддитивности:

$$\begin{aligned} \left(-\frac{dE_e}{dm}\right)_\Sigma &= \sum_i m_i \left(-\frac{dE_e}{dm}\right)_\Sigma^i, \\ \left(-\frac{dE_e}{dm}\right)_\Sigma^i &= \left(-\frac{dE_e}{dm}\right)_{\text{ion}}^i + \left(-\frac{dE_e}{dm}\right)_{\text{rad}}^i, \end{aligned} \quad (2.30)$$

где m_i – массовое содержание i -го химического элемента с зарядовым числом Z .

Потери энергии электроном есть процесс статистический, обусловленный независимыми и случайными столкновениями с атомами вещества. При походе к определению слоя тормозящей среды электроны с одинаковой энергией теряют различную ее часть. Потери флуктуируют около средних значений в результате как флуктуаций числа столкновений, так и вариации изменения энергии в каждом отдельном соударении. В методе укрупненных столкновений мы по необходимости должны рассматривать тонкие слои вещества, на которых, тем не менее, заряженная частица испытывает большое число упругих рассеяний, а изменение ее энергии считается на основе модели непрерывных потерь. Но для этого слой вещества должен быть достаточно толстым, чтобы общая потеря энергии электрона $\Delta E_e = E_e - E'_e$ на нем значительно превосходила максимальную энергию $\Delta E_{e\text{max}}$, переданную в одном соударении: $E_e - E'_e \gg \Delta E_{e\text{max}}$. Выполнить одновременно оба условия, как правило, не удается, и рассматривают достаточно тонкие слои, чтобы можно было использовать теорию многократного упругого рассеяния Гаудсмита–Саундерсона. Но в этом случае модель непрерывных потерь нуждается в поправках на флуктуации потерь в тонком слое вещества.

Величину флуктуации потерь энергии заряженной частицей впервые рассчитал Ландау [45]. Полученная им функция $F_{\text{loss}}(\Delta E_e)$ плотности распределения потерь ΔE_e имеет вид $([\Delta m] = \text{г/см}^2, [\xi] = \text{МэВ})$:

$$\begin{aligned} F_{\text{loss}}(\Delta E_e)d(\Delta E_e) &= F_L(\lambda_L)d\lambda_L = F_L \left(\frac{\Delta E_e - \Delta E_{ep}}{\xi} - 0,05 \right) \frac{d(\Delta E_e)}{\xi}, \\ \xi &= \frac{2\pi r_e^2 m_e c^2 N_A Z}{A\beta^2} \approx 0,154 \frac{Z}{A\beta^2} \Delta S_m, \end{aligned} \quad (2.31)$$

$$\begin{aligned} \lambda_L &= \Delta E_e / \xi - \left[\ln \frac{2\xi\beta^2}{(1-\beta^2)(\bar{T}/m_e c^2)^2} - \beta^2 + 0,423 \right], \\ \Delta E_{ep} &= \xi \left[\ln \frac{2\xi\beta^2}{(1-\beta^2)(\bar{T}/m_e c^2)^2} - \beta^2 + 0,373 \right], \end{aligned}$$

где ΔE_{ep} – вероятная потеря энергии, соответствующая максимуму функции Ландау, ΔS_m – массовое расстояние, проходимое электроном в слое (вследствие рассеяний оно больше массовой толщины слоя). Функция Ландау $F_L(\lambda_L)$ является универсальной для всех веществ, индивидуальные свойства которых содержатся во введенной безразмерной переменной λ_L . Из (2.31) видно, что максимальное значение достигается функцией $F_L(\lambda_L)$ при $\lambda_L = 0,05$. Подробные таблицы этой функции приводятся в [46]. Таблица интегральной функции Ландау, требующейся для розыгрыша флуктуации потерь в методе Монте-Карло, имеется в [22].

Как показали дальнейшие исследования [47, 48], теория Ландау справедлива для достаточно малых толщин, когда $\xi \leq 0,01 \Delta E_{e\text{max}}$, [47] и не учитывает резонансного взаимодействия электрона с электронами внутренних оболочек атома [48]. При учете этого вида взаимодействия получается функция плотности распределения Блунка–Лейзганга [48], которая оказывается шире функции Ландау и зависит от безразмерного параметра b [18]:

$$b^2 = \frac{2 \cdot 10^{-5} \Delta \bar{E}_e Z^{4/3}}{\xi^2}, \quad (2.32)$$

где $\Delta \bar{E}_e$ – средние потери энергии. Сама функция распределения потерь энергий представляется в виде суммы функций Гаусса [22, 49]:

$$\begin{aligned} F_{B-L}(\lambda)_L d\lambda_L &= \sum_{i=1}^9 \frac{C_i \gamma_i}{(\gamma_i^2 + b^2)^{1/2}} \exp \left[\frac{(\lambda_L - \lambda_i)^2}{\gamma_i^2 + b^2} \right] d\lambda_L, \\ S_i &= \frac{C_i \gamma_i}{(\gamma_i^2 + b^2)^{1/2}}, \end{aligned} \quad (2.33)$$

где $\lambda_i, C_i, \gamma_i, S_i$ – параметры, значения которых представлены в табл. 2.2 [22]. Представленные в таблице весовые множители S_i обеспечивают условие нормировки функции распределения к единице.

Таблица 2.2. Параметры в формуле (2.33)

i	1	2	3	4	5	6	7	8	9
C_i	0,0368	0,0843	0,0882	0,0647	0,0359	0,0164	0,0064	0,0021	0,0006
γ_i	0,739	0,947	1,230	1,680	2,400	3,680	6,180	12,30	39,70
λ_i	-1,480	-0,738	0,170	1,330	2,950	5,390	9,400	16,80	30,80
S_i	4,81	14,15	19,23	19,27	15,27	10,70	7,01	4,58	4,22

Поскольку резонансное уширение функции плотности распределения потерь проявляется на малых толщинах, то в МУС для розыгрыша флуктуации ионизационных потерь энергии электроном предпочтительнее использование теории Блунка–Лейзганга [48] и соотношения (2.33).

Расчет радиационных потерь при прохождении тонких слоев вещества также требует учета их флуктуаций. Функция распределения этих потерь, полученная для случая реализации полного экранирования, имеет вид [40] ($[\mu] = \text{см}^2/\text{г}$):

$$F_{\text{В-Н}}(\Delta E_e)d(\Delta E_e) = \frac{1}{\Gamma(\sigma_{\text{В-Н}}\Delta S_m)} \left[\ln \frac{E_e}{E_e - \Delta E_e} \right]^{\mu\Delta m - 1} \frac{d(\Delta E_e)}{E_e}, \quad (2.34)$$

$$\sigma_{\text{В-Н}} = 1,4 \times 10^{-3} \frac{Z^2}{A} \left[6,946 Z^{-1/3} + \frac{1}{9} \right],$$

где $\Gamma(\sigma_{\text{В-Н}}\Delta S_m)$ — гамма-функция, обеспечивающая нормировку интегральной функции распределения к единице.

Рассмотренный подход к оценке флуктуаций потерь в тонком слое вещества разделено для ионизационных и радиационных составляющих логически не безупречен. Корректнее искать функцию распределения полных потерь за счет обоих процессов, ответственных за торможение электрона [20, 50]. При этом искомое распределение $F_{\text{loss}}(\Delta E_{e\Sigma})$ определяется сверткой ионизационного (2.33) и радиационного (2.34) распределений [50] (предполагаем, что случайные величины флуктуаций двух рассматриваемых видов потерь независимы):

$$F_{\text{loss}}(\Delta E_{e\Sigma}) = \int_0^{\Delta E_{e\Sigma}} F_{\text{В-Л}}(\Delta E_{e\Sigma} - \zeta) F_{\text{В-Н}}(\zeta) d\zeta. \quad (2.35)$$

Необходимо отметить, что рассмотренные процессы взаимодействия электронов со средой относятся к отдельным атомам или молекулам, т.е., вообще говоря, к случаю торможения заряженных частиц в достаточно разреженной газовой среде. Для электронов низких энергий $E_e < 10$ кэВ существенную роль начинают играть коллективные эффекты [19, 22]. Как правило, взаимодействия электрона с конденсированной средой рассматривают в предположении, что среда состоит из двух подсистем: ионов и квазисвободных электронов, что, вообще говоря, применимо лишь к нормальным металлам и с некоторым приближением к полупроводникам. Расчет дифференциальных сечений неупругих процессов проводится раздельно для электронов в зоне проводимости и электронов внутренних оболочек. Коллективные взаимодействия электронов проводимости с тормозящимся в среде электроном низкой энергии могут быть описаны в рамках формализма комплексной диэлектрической проницаемости [51, 52]. В этом случае модель взаимодействия с учетом образования плазмонов и пар электрон-дырка в зоне проводимости развита в работах [53, 54]. Модель бинарных столкновений для взаимодействия электронов низкой энергии с внутренними электронными оболочками предложена Грижинским [55].

Расчетная схема метода укрупненных столкновений. По детализации процессов взаимодействия быстрых электронов с атомами тортозой среды программа расчета близка к известному программному комплексу ETRAN (Electron TRANsport) [22], реализующему перенос быстрых электронов и фотонов. Перенос гамма-рентгеновским излучением в плоской многослойной преграде реализуется методом плотностей столкновений, описанным в п. 2.1.1, совместно с переносом вторичного электронного излучения с помощью МУС.

В рамках МУС не представляется возможной реализация того же уровня учета состава многокомпонентных слоев преграды, который был принят при переносе фотонов методом плотностей столкновений (с конкретизацией посредством статистического розыгрыша взаимодействия фотона с каждым химическим элементом с зарядовым числом Z , содержащимся в преграде). Остается лишь для каждого многокомпонентного слоя ввести [20] эффективные значения атомного номера Z_{eff} , атомного веса A_{eff} и потенциала ионизации I_{eff} , полученные усреднением соответствующих значений для химических элементов, входящих в состав слоя, с весовыми коэффициентами, равными массовому содержанию этих элементов. Однако при определении тормозной способности лучше непосредственно использовать правило аддитивности (2.30) вместо расчетов по введенным эффективным характеристикам слоев.

Образующиеся в объеме преграды быстрые вторичные электроны имеют произвольное энергетическое и угловое распределения. Как уже отмечалось, рассматривается перенос вторичных электронов с $E_e > 10$ кэВ, которые и вносят основной вклад в плотность электрического тока, ответственного за зарядовые эффекты в облучаемой преграде. Считается, что образующиеся или заторможенные электроны с $E_e \leq 10$ кэВ передают свою энергию веществу непосредственно в точке образования или достижения при торможении в среде энергий такого уровня.

Электронные траектории разбиваются на совокупность малых отрезков, на которых потери энергии моделируются в приближении непрерывного замедления в соответствии с распределением Блунка-Лейзганга (2.33) (в численном коде ETRAN использовалось распределение Ландау), а угловые отклонения в результате многократного рассеяния разыгрываются согласно распределению Гаусмита-Саундерсона (2.16). Образование дельта-электронов с энергией $E_e \geq 10$ кэВ разыгрывается на каждом участке траектории без учета взаимодействия атомарных электронов согласно дифференциальному углу сечения Мёллера (2.18). Аналогично разыгрывается образование тормозных фотонов с $E_{\text{ph}} \geq 1$ кэВ с использованием дифференциального сечения Бете-Гайтлера [40, 41].

Принципиальная расчетная схема, используемая для реализации переноса γ -излучения совместно с его вторичным электронным излучением, представлена на рис. 2.7. На схеме показаны: кружками — розыгрыши случайных величин, в них помещенных; прямоугольниками

ми — расчетные блоки; ромбиками — выбор дальнейшей последовательности действий на основе совокупности альтернативных условий; сплошными линиями — переход к следующим расчетному блоку; пунктирными линиями сброс данных в накопители без передачи им управления (НК — накопитель квантов; НЭ — накопитель электронов; НК=0 — накопитель квантов — пуст; НЭ=0 — накопитель электронов — пуст); стрелочками направление передачи управления следующему расчетному блоку или направление сброса данных в накопитель. Расчет начинается с генерации в **блоке 1** параметров первичных γ -квантов (E_{ph}, φ_{ph}) у поверхности облучаемой преграды $m_{ph} = 0$

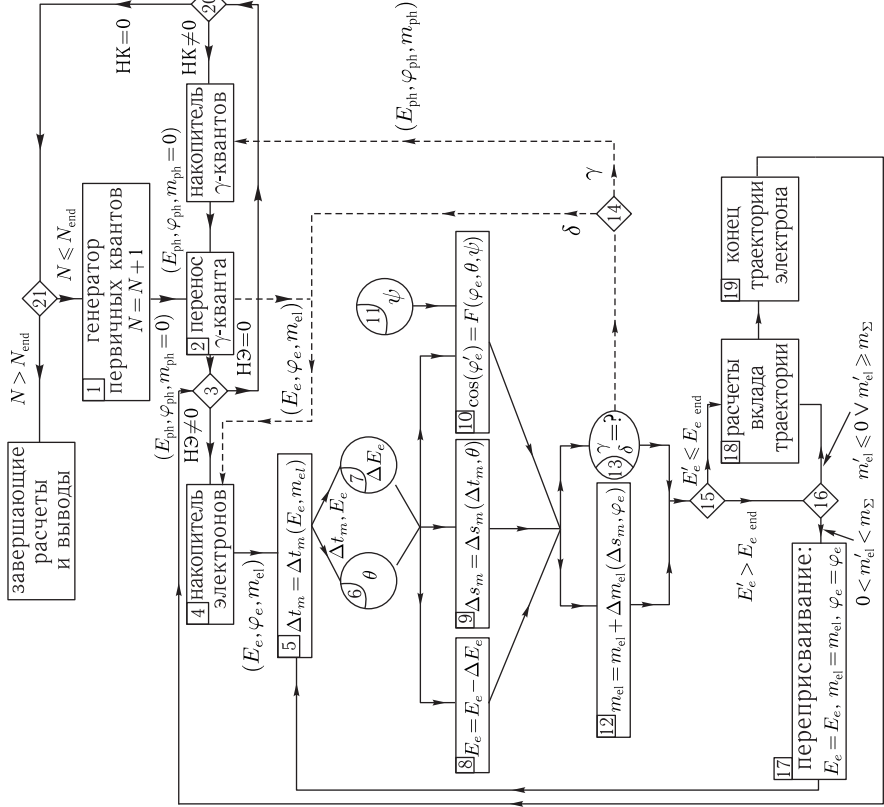


Рис. 2.7. Принципиальная расчетная схема совместного переноса γ -квантов (методом плотностей столкновений) и вторичных электронов (методом укрупненных столкновений)

по задаваемым спектральным и угловым распределениям воздействующего потока излучения.

Затем в **блоке 2** численно моделируется траектория кванта так, как это описано в п. 2.1.1. Во время моделирования на каждом участке траектории кванта и в точках его столкновения отслеживаются возможность образования фото-, оже- и комптоновских электронов [18, 19] и их параметры сбрасываются в НЭ при условии, что $E_e \geq 10$ кэВ. При рождении электронно-позитронной пары в НЭ передаются только параметры электрона, а вклады позитронов в плотности электрического тока и формирование зарядовых эффектов не учитываются.

После завершения розыгрыша траектории кванта в **блоке 3** проверяется условие наличия электронов в НЭ. При их отсутствии моделируется новая траектория кванта до тех пор, пока не образуются вторичные электроны в НЭ.

Появление в НЭ вторичных электронов инициирует **блок 4 (блок НЭ)**, который выдает начальные параметры (E_e, φ_e, m_{el}) одного из них для моделирования траектории с помощью МУС.

Моделирование траектории электрона начинается в **блоке 5**, где задается достаточно малый расчетный шаг траектории: массовый отрезок пути ΔS_m , проходящий электроном в слое с массовой толщиной Δt_m (величина Δt_m определяется далее после розыгрыша угла многократного рассеяния θ в этом слое). Задание ΔS_m проводится по формуле [20, 56] ($k \leq 0,02$)

$$\Delta S_m = k \left(-\frac{dE_e}{dm}(E_e) \right)_{\Sigma}^{-1} E_e.$$

В **блоке 6** проводится розыгрыш угла рассеяния θ из распределения Гауссмита-Саундерсона (2.16). При розыгрыше в качестве расчетной энергии, определяющей распределение θ , берется энергия в начале отрезка пути ΔS_m .

Параллельно в **блоке 7** разыгрываются убыли энергии электрона вследствие ионизационных потерь $\Delta E_{e, ion}$ и тормозного излучения $\Delta E_{e, rad}$. Розыгрыш ионизационных потерь $\Delta E_{e, ion}$ выполняется согласно функции плотности распределения Блунка-Лейзеганта (2.33). Радиационные потери $\Delta E_{e, rad}$ разыгрываются в предположении полного экранирования по функции плотности распределения Бете-Гайллера (2.34) и только при $\Delta E_e > m_e c^2 \approx 0,511$ МэВ [20]. Оба вклада потерь разыгрываются отдельно, а результирующая величина потери ΔE_e находится суммированием: $\Delta E_e = \Delta E_{e, ion} + \Delta E_{e, rad}$. По разыгранной потере энергии электрона ΔE_e в **блоке 8** находится его новая энергия в конце массового отрезка Δt_m .

В **блоке 9** рассчитывается массовая толщина слоя Δt_m , соответствующая массовому пути ΔS_m , пройденному электроном [22, 36]

$$\Delta t_m = \int_0^{\Delta S_m} (\cos(\theta(\Delta t))) d(\Delta t) \approx \Delta S_m \cos^2(\theta/2) = \frac{1}{2}(1 + \cos\theta) \Delta S_m.$$

В **блоке 10** рассчитывается новый угол колена траектории с нормалью к плоской преграде по соотношению аналогичному (2.10)

$$\cos\varphi'_e = \cos\varphi_e \cos\theta + \sin\varphi_e \sin\theta \cos\psi. \quad (2.36)$$

Требующийся в (2.36) азимутальной угол ψ разыгрывается в **блоке 11** равномерно в интервале $(0, 2\pi)$.

В **блоке 12** рассчитывается новая массовая координата электрона m'_{el} , отсчитываемая по нормали к преграде:

$$m'_{el} = m_{el} + \Delta t_m \cos\varphi_e.$$

В **блоке 13** проверяются условия реализации катастрофических событий на отрезке массового пути электрона ΔS_m . В случае рождения тормозного фотона с $E_{ph} > 1$ кэВ или выбивании дельта-электрона с $E_e > 10$ кэВ разыгрываются их параметры и сбрасываются в накопители фотонов или электронов, соответственно, через **блок 14**.

После сороса данных в любом случае продолжается розыгрыш траектории первоначального электрона (первоначальным при выбивании δ -электрона считает тот, у которого энергия больше, так как при квантовом подходе они не различимы).

В **блоках 15, 16** проверяются условия завершения моделирования траектории электрона. При условии достаточной большой энергии электрона $E'_e > E_{e\text{end}} = 10$ кэВ и его невыходе за пределы преграды $0 < m'_{el} < m\sigma$ в **блоке 17** переприсваиваются параметры электрона:

$$E_e = E'_e, \quad m_{el} = m'_{el}, \quad \varphi_e = \varphi'_e$$

и производится переход в **блок 5** на моделирование следующего участка траектории с повторением всех операций описанных выше, начиная с **блока 5**.

В случае выполнения условия завершения траектории электрона

$$E'_e \leq E_{e\text{end}} \cap m'_{el} \leq 0 \cap m'_{el} \geq m\sigma$$

в **блоке 18** проводятся расчеты и добавление вкладов этой завершённой траектории в результирующие функционалы токов, потоков и энерговыделения в детекторы преграды и через **блок 19** переход в **блок 3** для проверки наличия электронов в НЭ. В случае отсутствия таковых управление передается в **блок 20** для проверки наличия квантов в НК. Если и они отсутствуют, то после проверки в **блоке 21** условия $N \leq N_{\text{end}}$ (N_{end} — максимальное число моделируемых траекторий первичных квантов, определяющееся из точностных тре-

бований к результатам расчета) осуществляется переход к генерации новых параметров кванта и повторению описанной последовательности вычислений, начиная с **блока 1**. В противном случае, когда $N > N_{\text{end}}$ расчет завершается.

2.2.2. Перераспределение энергии вторичными электронами.

Существенными характеристиками, требующимися для расчета параметров механического действия РИ на ГМ, являются доли энергии, поглощаемые в компонентах материала. По мере распространения РИ вглубь преграды изменяется его спектр, что приводит к зависимости поглощаемых долей энергии от массовой координаты. Предположим, что в пределах ячейки поток РИ не меняет своих параметров (длина пробега фотонов по ГМ существенно больше размеров дисперсных включений) и допустимо применение метода «врезок» [2]: параметры РИ рассчитываются для гомогенного материала с усредненными характеристиками (см. п. 2.1.1), а затем на разных расстояниях от обрабатываемой поверхности врезается элементарная ячейка, в которой и осуществляется расчет перераспределения энергии электронами. Тогда для каждого $i^{\text{го}}$ слоя сферической ячейки число рождающихся в единице объема электронов $n_i(E_e, E_{ph}) dE_e$ с энергией от E_e до $E_e + dE_e$ при потоке излучения, равном одному фотону (с энергией E_{ph}) на единицу площади, не зависит от пространственных координат. Дополнительно предположив распределение электронов по направлениям вылета изотропным [57], получаем, что доли энергий, поглощенных в слоях ячейки, рассчитываются по формуле [3]:

$$\varepsilon_j = \frac{\int_{E_{ph\text{min}}}^{E_{ph\text{max}}} dE_{ph} F_p(E_{ph}) \sum_{i=1}^N \int_0^{E_e\text{max}} n_i(E_e, E_{ph}) V_i P_{ji}(E_e) E_e dE_e}{\sum_{j=1}^N \int_{E_{ph\text{min}}}^{E_{ph\text{max}}} dE_{ph} F_p(E_{ph}) \sum_{i=1}^N \int_0^{E_e\text{max}} n_i(E_e, E_{ph}) V_i P_{ji}(E_e) E_e dE_e} \quad (2.37)$$

где N — число слоев ЭЯ; V_i — объем $i^{\text{го}}$ слоя; $F(E_{ph})$ — частичный спектр РИ в точки вставки ячейки в усредненный материал; $P_{ji}(E_e)$ — доля энергии (рассчитывается в предположении равной плотности рождения электронов в пределах слоя), отдаваемые электронами в слое j при их рождении в слое i (очевидно, что $\sum_{j=1}^N P_{ji}(E_e) \equiv 1$). Отметим,

что (2.37) удовлетворяет требованию $\sum_{j=1}^N \varepsilon_j = 1$, а входящая в его знаменатель величина — неравенству (равенство достигается лишь при гибели фотона в результате взаимодействия с компонентами ячейки,

однако взаимодействия может и не быть)

$$\sum_{j=1}^N \int_0^{E_{\text{ph,max}}} dE_{\text{ph}} F_p(E_{\text{ph}}) \sum_{i=1}^N \int_0^{E_{i,\text{max}}} n_i(E_e, E_{\text{ph}}) V_i P_{ji}(E_e) E_e dE_e \leq E_{\text{ph}}.$$

Таким образом, в рамках принятых предположений, переносные свойства вторичных электронов в ячейке ГМ задаются функциями $P_{ji}(E_e)$ лишь одной переменной — их энергией.

Остановимся на расчете функций $P_{ji}(E_e)$ и $n_i(E_e, E_{\text{ph}})$. При достаточной малых энергиях электронов, когда $E_e \leq E_{e,\text{min}}$ (при расчетах полагаем $E_{e,\text{min}} \cong 10$ кэВ), допустимо принять, что они поглощаются в слое их рождения, и тогда:

$$P_{ii}(E_e) \equiv 1, \quad P_{ji}(E_e) \equiv 0 \quad \text{при} \quad E_e \leq E_{e,\text{min}} \quad \text{и} \quad j \neq i.$$

В случае, когда энергия электрона $E_e > E_{e,\text{min}}$ и уже недопустимо считать, что он поглощается в точке своего рождения, для функций $P_{ji}(E_e)$ получаем соотношения:

$$P_{ji}(E_e) = \frac{4\pi}{V_i} \int_{R_{i,\text{min}}}^{R_{i,\text{max}}} r^2 dr \int_0^\pi \frac{1}{2} \sin(\varphi) p_{ji}(r, \varphi, E_e) d\varphi = \frac{2\pi}{V_i} \int_{R_{i,\text{min}}}^{R_{i,\text{max}}} r^2 dr \int_0^\pi \sin(\varphi) p_{ji}(r, \varphi, E_e) d\varphi, \quad (2.38)$$

где $p_{ji}(r, \varphi, E_e)$ — доли энергии, отдаваемые электроном в слое j при их рождении в слое i с направлением движения, составляющим угол φ с радиальным направлением, на расстоянии r от центра ячейки.

При известной геометрии ячейки и заданных тормозных способностях электрона [58] расчет функций $p_{ji}(r, \varphi, E)$ элементарен, что позволяет численно найти кратный интеграл в правой части (2.38) и рассчитать требующиеся функции $P_{ji}(E_e)$. При расчете функций $p_{ji}(r, \varphi, E_e)$ в случае, когда электрон выходит на границу ячейки, его траектория меняется на обратную (возможные траектории электрона в элементарной ячейке ГП со стеклянными МС, покрытыми фольгой, показаны на рис.2.8). Этой процедурой учитывается приход частиц из соседних ячеек с параметрами, соответствующими рассматриваемому электрону.

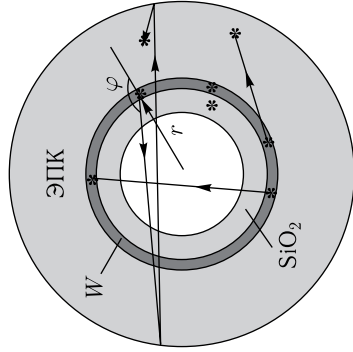


Рис. 2.8. Траектории электрона в элементарной ячейке ГП с МС

Функции плотности $n_i(E_e, E_{\text{ph}})$ образования вторичных электронов представляют собой сумму частиц, образующихся при фотопоглощении и комптоновском рассеянии (при релейевском рассеянии поглощение отсутствует и оно влияет лишь на перенос фотонов):

$$n_i(E_e, E_{\text{ph}}) = n_i^f(E_e, E_{\text{ph}}) + n_i^c(E_e, E_{\text{ph}}).$$

Для упрощения оценки энерговыделения будем считать, что все фотоэлектроны, за исключением электронов с K -оболочки, поглощаются в точке образования. Тогда их можно распределить равномерно по энергии в интервале $(0, E_{\text{min}})$. В этот же интервал добавляем электроны с суммарной энергией равной I_K — энергии выхода электрона с K -оболочки (таких электронов не образуется, но их введение позволяет единым образом учесть энергию, поглощенную в точке взаимодействия в результате ионизации атома). В итоге, предполагая в каждом фотопоглощении образование лишь одного фотоэлектрона (Оже-электроны также считаются поглощаемыми в точке взаимодействия), получаем:

$$n_i^f(E_e, E_{\text{ph}}) = \begin{cases} \frac{2E_{\text{ph}}}{E_{\text{min}}^2} \rho_i \sigma_i^f(E_{\text{ph}}) \theta(E_{\text{min}} - E_e), & E_{\text{ph}} \leq E_K, \\ \rho_i \sigma_i^f(E_{\text{ph}}) \delta(E_e - (E_{\text{ph}} - I_K)) + \\ + \frac{2I_K}{E_{\text{min}}^2} \rho_i \sigma_i^f(E_{\text{ph}}) \theta(E_{\text{min}} - E_e), & E_{\text{ph}} > E_K, \end{cases} \quad (2.39)$$

где $\delta(E)$, $\theta(E)$ — дельта- и тета-функции соответственно; ρ_i , $\sigma_i^f(E_{\text{ph}})$ — плотность и массовый коэффициент фотопоглощения материала i -го слоя. Аналогично записывается функция плотности образования комптоновских электронов:

$$n_i^c(E_e, E_{\text{ph}}) = \begin{cases} \frac{2E_{\text{ph}}}{E_{\text{min}}^2} \rho_i \sigma_i^c(E_{\text{ph}}) \theta(E_{\text{min}} - E_e), & E_{\text{ph}} \leq E_{e,\text{min}}, \\ \frac{m_e c^2}{2} \rho_i \sigma_i^c(E_{\text{ph}}) \frac{1}{(E_{\text{ph}} - E_e)^2}, & E_{\text{ph}} > E_{e,\text{min}}, \end{cases} \quad (2.40)$$

Отметим, что и здесь возникает необходимость распределить комптоновские электроны, образующиеся при взаимодействии с низкоэнергетичными фотонами, равномерно по спектру в области $E_e \leq E_{e,\text{min}}$, так как в (2.40) функция $n_i^c(E_e, E_{\text{ph}})$ при $E_{\text{ph}} > E_{e,\text{min}}$ получена из формулы Комптона для взаимодействия РИ со свободными электронами (поскольку $E_{e,\text{min}} \cong 10$ кэВ, то неучет энергии связи вполне допустим). Кроме того, при выводе этой функции предполагалась изотропность углового распределения комптоновских электронов, что соответствует принятому ранее предположению. Однако известно, что для комптоновских электронов это предположение не выполняется. Тем не менее, для оценки перераспределения энергии между компонентами гетерогенной

среды важен лишь сам факт выноса энергии из одной компоненты в другую, а направление выноса не столь важно (в случае расчета токов направление уже оказывается определяющим). Более того, в рентгеновском диапазоне энергии фотонов малы по сравнению с энергией покоя электронов и угловое распределение близко к изотропному.

В качестве примера рассмотрим результаты расчетов по соотношению (2.38) функций $P_{ji}(E)$ для сферопластика с оксидно-полиамидным связующим (ЭПК) и наполнителем из стеклянных микросфер, покрытых вольфрамом. Внутренний радиус и толщину (без покрытия) МС будем считать постоянными и равными $R_{МС} = 50$ мкм и $h_{МС} = 2$ мкм, соответственно. Массовое содержание наполнителя также фиксируем: $m_f = 45\%$. Результаты расчетов выноса энергии из вольфрама ($i = 2$) электронами представлены на рис. 2.9 для различных массовых содержаний вольфрама в МС: $m_w = 50\%$ — сплошные линии; $m_w = 80\%$ — пунктирные линии. Видно, что с ростом массового содержания вольфрама и снижением энергии электронов доля вынесенной энергии падает, так как уменьшается отношение длины пробега электрона к толщине вольфрамового слоя. На рис. 2.10 представлены аналогичные результаты ($R_{МС} = 50$ мкм, $h_{МС} = 2$ мкм, $m_f = 45\%$) для сферопластика с углеродными МС, покрытыми никелем ($i = 2$).

Как следует из полученных результатов, при одинаковых массовых содержаниях компонентов сферопластика и размерах МС, доли выноса энергии электронами для рассматриваемых микросфер близки (в случае вольфрамового напыления вынос оказывается чуть более интенсивным).

Развитие технологий изготовления современных защитных ГП с дисперсным наполнителем уже в ближайшей перспективе позволит создавать градиентные покрытия с заданным изменением харак-

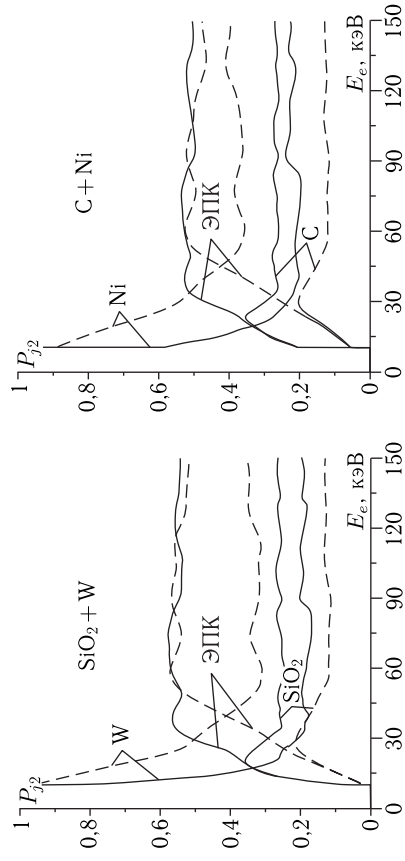


Рис. 2.9. Доли выноса энергии из вольфрама в стеклянной МС

теристик наполнителя по толщине ГМ и возможностью варьирования этими характеристиками в достаточно широких пределах. Поэтому при поиске рациональных параметров ГП также представляется целесообразным рассмотреть достаточно представительное множество МС с изменением параметров в диапазоне: 20...100 мкм — диаметр МС (стеклянных или углеродных); 2...10 мкм — толщина стенок МС; $m_f = 5...80\%$ — массовое содержание наполнителя; $m_w = 50...80\%$ — массовое содержание тяжелого металла (вольфрама или никеля) в МС.

Отметим, что, как правило, защитное ГП должно удовлетворять двум основным требованиям: с одной стороны, обеспечить максимальное возможное поглощение и обратное рассеяние ПИЧ для экранирования внутренних узлов конструкции, а с другой, восприняв максимальное возможную долю энергии ПИЧ на себя, обеспечить формирование теплового и механического действий ПИЧ с минимальными параметрами, доступными по условиям функционирования конструкции ЛА. Выполнение обоих требований подразумевает наличие в ГП механизмов демпфирования действий ПИЧ. Как уже отмечалось, одним из таких механизмов является необратимое схлопывание МС, приводящее к затуханию и увеличению длительности импульса давления, формирующегося при механическом действии ПИЧ на ГП. При этом демпфирование механического действия ПИЧ обеспечивается увеличением пористости наполнителя и доли поглощаемой в нем энергии [2, 59].

Для сферопластика толщиной 3 мм были проведены расчеты энерговыделения по методике п. 2.1.1 с варьированием параметров МС. Результаты этих расчетов без учета перераспределения энергии вторичными электронами показали, что энерговыделение в МС (в стекле и вольфраме гомонизированного сферопластика) практически во всех случаях превышает 95% от общего энерговыделения в ГП. Высокий уровень энерговыделения в МС обеспечивает экранирование и демпфирование механического действия излучения. Однако, принимая во внимание сопоставимость характерных размеров компонентов МС (от долей микрон до единиц микрон) и длин свободных пробегов электронов (для энергий электронов более 10 кэВ), очевидно, что пренебрежение перераспределением энерговыделения вторичными электронами может приводить к существенным ошибкам в полученных величинах энерговыделения (см. рис. 2.9 и 2.10). В соответствии с методом «врезок», которые делались через каждые 0,3 мм, рассчитывались в местах врезок параметры излучения. Спектры в сечениях через 0,6 мм (в каждой второй врезке) для различных исходных спектров и параметров МС приведены на рис. 2.11, 2.12 (показаны без нормировки).

В первом случае (рис. 2.11), соответствующем малому содержанию вольфрама в МС, жесткий спектр, проходя через ГП, практически не деформируется, а само покрытие слабо поглощает энергию жесткого РИ. Для мягкого спектра происходит заметное поглощение излучения, о чем свидетельствует уменьшение максимального значения спек-

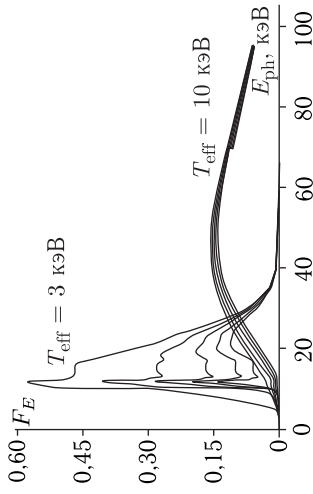


Рис. 2.11. Спектры в сечениях защитного покрытия с $R_{МС} = 20$ мкм, $h_{МС} = 2$ мкм, $m_f = 5\%$ и $m_w = 50\%$

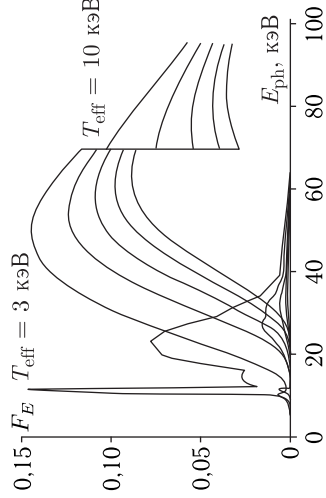


Рис. 2.12. Спектры в сечениях защитного покрытия с $R_{МС} = 100$ мкм, $h_{МС} = 10$ мкм, $m_f = 80\%$ и $m_w = 50\%$

трального распределения. Во втором случае (рис. 2.12), когда высока доля наполнителя, и вместе с ней концентрация вольфрама, для обоих спектров происходит сильное поглощение РИ гетерогенным покрытием. В области K -скачка коэффициента фотопоглощения для вольфрама происходит скачкообразное уменьшение спектральной функции из-за интенсивного поглощения излучения.

С использованием описанного выше метода учета перераспределения поглощенной энергии в ЭЯ ГП вторичным электронным излучением были проведены расчеты энерговоделения в МС, помещенных в меша врезок, при действии РИ планковских спектров с эффективными температурами $T_{\text{эф}} = 3, 10$ кэВ. Результаты представлены на рис. 2.13 и 2.14 без учета (сплошные линии) и с учетом (штрих-пунктирные линии) перераспределения энерговоделения вторичными электронами. Как и ранее, для мягкого спектра с $T_{\text{эф}} = 3$ кэВ имеет место сильное поглощение энергии РИ в МС. При этом учет перераспределения энерговоделения вторичными электронами приводит к выносу из МС от 30 до 40% для структур с малым содержанием вольфрама и до 90% — для структуры с большим содержанием тяжелого металла. Для жесткого

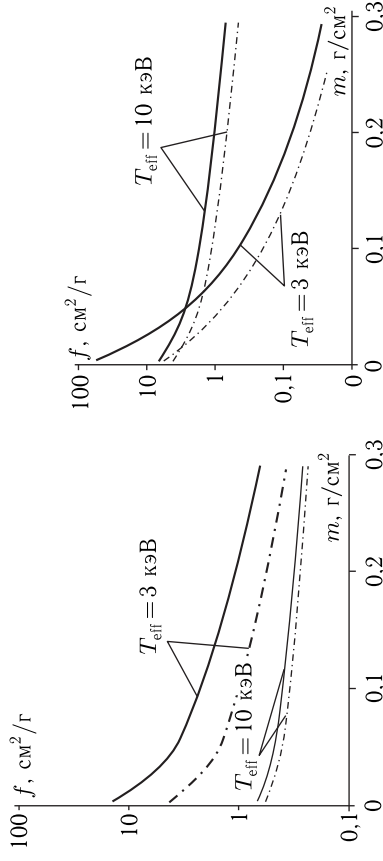


Рис. 2.13. Распределение энерговоделения в наполнителе ГП ($R_{МС} = 20$ мкм, $h_{МС} = 2$ мкм, $m_f = 5\%$, $m_w = 50\%$)

Рис. 2.14. Распределение энерговоделения в наполнителе ГП ($R_{МС} = 100$ мкм, $h_{МС} = 10$ мкм, $m_f = 80\%$, $m_w = 50\%$)

спектра ($T_{\text{эф}} = 10$ кэВ), как следует из представленных на рис. 2.13, 2.14 данных, вынос энергии из МС в ЭПК несколько меньше, чем в случае мягкого спектра ($T_{\text{эф}} = 3$ кэВ), и не превышает 20% для МС с низким содержанием вольфрама и 40% — для МС с высоким содержанием тяжелого металла.

В заключение отметим, что разработанный метод расчета энерговыделения с учетом перераспределения энергии между компонентами ГП вторичными электронами может быть использован для определения рациональных параметров защитных ГП с дисперсными микросферическими наполнителями из многослойных МС с напылением тяжелых металлов.

от которого зависит величина скачка напряженности электрического поля ($k = 1, \dots, N - 1$): $\Delta E_{x,k+1} = E_x(x_{k+1} + 0, t) - E_x(x_{k+1} - 0, t)$

$$(E_x(x_{k+1} - 0, t) + \Delta E_{x,k+1})\varepsilon_{el,k+1} - E_x(x_{k+1} - 0, t)\varepsilon_{el,k} = \sigma_{el,k+1}(t)/\varepsilon_0, \quad (k = 1, \dots, N), \quad (3.2)$$

где x_k, x_{k+1} — координаты границ k -го слоя ($x = x_1 = 0$ — координата облучаемой поверхности).

Для единственности решения уравнения (3.1) в многослойной преграде дополнительно к условиям (3.2) на внутренних границах пакета необходимо сформулировать еще одно условие, относящееся к внешним границам. Различные схемы облучения и соответствующие граничные условия достаточно подробно рассмотрены в [9]. Применительно к рассматриваемому случаю воздействия электрически нейтральных ПИЧ (потоков гамма-рентгеновского излучения и нейтронов) на пакет корпуса ЛА представляется целесообразным использовать два вида граничных условий. Поскольку при таком воздействии суммарный заряд преграды остается равным нулю (для простоты в модели предполагается отсутствие выноса электронов с облучаемой поверхности или локализации на поверхности заряда на границе вакуум-преграды), то допустимо считать $E_x(0 - 0, t) = 0$ и аналогично (3.2) сформулировать дополнительное граничное условие в виде

$$\Delta E_{x,1} = E_x(0 + 0, t) = \frac{\sigma_{el,1}(t)}{\varepsilon_0 \varepsilon_{el,1}}. \quad (3.3)$$

Учитывая, что полный заряд преграды равен нулю, из (3.1)–(3.3) получаем

$$E_x(h + 0, t) = \int_0^h \rho_{el}(x) dx + \sum_{k=1}^{N-1} \sigma_{el,k} = 0,$$

что также следует и из теоремы Гаусса.

Однако возможен и другой подход. Облучаемый приповерхностный слой корпуса и внутренний слой пакета (заполнитель) обладают сравнительно высокой проводимостью, и в принципе возможна реализация граничного условия закороченности многослойной системы по торцам конструкции. Это условие записывается в виде

$$\int_0^h E_x(x, t) dx = 0, \quad (3.4)$$

где h — полная толщина пакета.

Использование двух различных условий (3.3) и (3.4) при решении одной и той же задачи позволяет оценить границы изменений потенциалов в промежуточных случаях частичного выравнивания разности потенциалов между облучаемой и тыльной границами пакета.

Глава 3

РАСЧЕТ ЗАРЯДОВЫХ ЭФФЕКТОВ ПРИ МНОГОКРАТНОМ КОМПЛЕКСНОМ ДЕЙСТВИИ ИЗЛУЧЕНИЙ И ЧАСТИЦ

В этой главе представлен численный метод расчета электрических полей, формирующихся в результате разделения зарядов при облучении многослойной преграды, с учетом комплексности действия (в частности, зависимости радиационной проводимости от мощности поглощаемой дозы всех видов ПИЧ) гамма-рентгеновского излучения и нейтронов. Результаты расчетов приводятся для различных сочетаний воздействий потоков мягкого и жесткого РИ планковских спектров.

3.1. Постановка задачи и основные уравнения

Модели накопления заряда и формирования электрических полей в диэлектриках при действии на них потоков излучений или частиц рассматривались во многих работах [1–12]. В настоящей работе используется достаточно простая модель расчета электрических полей в многослойных плоских пакетах корпусов объектов при совместном действии гамма-рентгеновского излучения и нейтронов. Преимущество рассматриваемой модели заключается в том, что в ее математическую формулировку входят лишь экспериментально определяемые макроскопические характеристики материалов, которые хорошо известны.

Предполагается, что размер области облучения значительно превышает толщину пакета преграды, и задача может быть сведена к одномерной. При этом напряженность электрического поля E_x в каждом из N слоев с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_{el,k}$ определяется из одномерного уравнения Максвелла ($k = 1, \dots, N$)

$$\varepsilon_{el,k} \varepsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial x} = \rho_{el}(x, t), \quad (3.1)$$

где $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/см — диэлектрическая постоянная; x — расстояние от облучаемой поверхности по нормали к пакету; $\rho_{el}(x, t)$ — распределение объемной плотности заряда по толщине пакета в момент времени t .

На границах между слоями k и $k + 1$ в результате нарушения электронного равновесия образуется поверхностный заряд $\sigma_{el,k+1}(t)$,

Для решения уравнения (3.1) с граничными условиями (3.2) и (3.3) или (3.4) требуется знание распределений поверхностных $\sigma_{el\ k}(t)$ и объемных $\rho_{el}(x, t)$ зарядов. При известных плотностях токов электронов $j_e(x, t)$ эти распределения могут быть найдены из уравнений непрерывности токов:

$$\frac{\partial \rho_{el}}{\partial t} = \frac{\partial j_e}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} [\gamma_{\Sigma}(x, t, E_x) E_x], \quad (3.5)$$

$$\frac{d\sigma_{el\ k}(t)}{dt} = [j_e(x, t)]_{x_{k-1}=0}^{x_k-1+0} - [\gamma_{\Sigma}(x, t, E_x) E_x(x, t)]_{x_{k-1}=0}^{x_k-1+0}, \quad (3.6)$$

где $\gamma_{\Sigma}(x, t, E)$ — распределение проводимости среды. Следует отметить, что, несмотря на отрицательный заряд электронов, в (3.5) и (3.6) величина $j_e(x, t)$ считается положительной, когда электроны движутся в положительном направлении оси x .

Проводимость материалов складывается из собственной (темновой) проводимости $\gamma_{\text{dark}}(E_x)$ и приобретенной в результате воздействия (радиационной) проводимости $\gamma_{\text{rad}}(E_x)$:

$$\gamma_{\Sigma} = \gamma_{\text{dark}}(E_x) + \gamma_{\text{rad}}(E_x). \quad (3.7)$$

В первом приближении радиационную проводимость γ_{rad} можно считать пропорциональной (более общей является степенная зависимость [7], но поскольку показатель степени, как правило, неизвестен и меняется от 0,5 до 1, то использование линейной зависимости представляется допустимым) мощностям поглощаемых доз излучений и нейтронов, считая, что каждый из воздействующих факторов действует независимо. Тогда в соответствии с (3.7) для каждого из слоев имеем

$$\begin{aligned} \gamma_{\Sigma} = & \gamma_{\text{dark}\ k=0} + (\gamma_{\text{rup}} - \gamma_{\text{dark}\ k=0}) \times f_{\text{rup}}(E_x) + \\ & + K_n(dQ/dt)_n + K_{-\gamma}(dQ/dt)_{-\gamma} + K_p(dQ/dt)_p, \\ f_{\text{rup}}(E_x) = & \begin{cases} 0, & \text{если } |E_x| \leq k_{\text{rup}} E_{\text{rup}}, \\ \left(\frac{|E_x|/E_{\text{rup}} - k_{\text{rup}}}{1 - k_{\text{rup}}} \right)^{\alpha_{\text{rup}}}, & \text{если } k_{\text{rup}} E_{\text{rup}} < |E_x| \leq E_{\text{rup}}, \end{cases} \quad (3.8) \end{aligned}$$

где $K_{n,\gamma,p}$ — коэффициенты пропорциональности. В соотношении (3.8) предполагается, что вблизи пробойных значений напряженности электрического поля E_{rup} отклонения от закона Ома могут быть описаны степенной зависимостью [7, 13] с тремя константами материала: проводимостью после пробоя γ_{rup} , показателем α_{rup} и коэффициентом k_{rup} ($0,95 < k_{\text{rup}} < 1$).

Таким образом, система уравнений (3.1), (3.5), (3.6) с граничными условиями (3.2)–(3.4) и нулевыми начальными условиями ($k = 1, \dots, N + 1$):

$$E_x(x, 0) = 0, \quad \rho_{el}(x, 0) = 0, \quad \sigma_{el\ k}(x, 0) = 0 \quad (3.9)$$

позволяет при заданных функциях токов электронов $j_e(x, t)$ и мощностях поглощенных доз $(dQ/dt)_n$, $(dQ/dt)_{-\gamma}$, $(dQ/dt)_p$ определить плотности объемных и поверхностных зарядов, а также электрические поля в многослойных пакетах корпусов.

Требующиеся для нахождения зарядов и электрических полей нестационарные функции находятся из рассчитанных статистическим методом (см. п. 2.2.1) стационарных распределений по следующим соотношениям:

$$\begin{aligned} \frac{\partial j_e(x, t)}{\partial x} &= \frac{\partial i_n(x)}{\partial x} q_n(t) + \frac{\partial i_{-\gamma}(x)}{\partial x} q_{-\gamma}(t) + \frac{\partial i_p(x)}{\partial x} q_p(t), \\ (dQ/dt)_{n,\gamma,p} &= f_{n,\gamma,p}(x) q_{n,\gamma,p}(t), \end{aligned} \quad (3.10)$$

где $q_{n,\gamma,p}(t)$ — потоки соответствующего вида рассматриваемых ПИЧ; $i_{n,\gamma,p}(x)$ — стационарные профили электрического тока вторичных электронов для единичных импульсов излучения соответствующего ПИЧ. Представление исходных для рассматриваемой задачи данных в виде (3.10) весьма удобно, так как входящие в него функции $f_{n,\gamma,p}(x)$, $i_{n,\gamma,p}(x)$ являются характеристиками исследуемого многослойного пакета материалов и не зависят от временных распределений импульсов воздействующих ПИЧ. Однако, поскольку эти функции получаются с помощью статистического метода, то они осциллируют, что делает их малопригодными для дальнейшего использования в расчетах на основе конечно-разностных схем. Выходом может быть построение по статистическим данным гладких аппроксимационных функций. В настоящей работе аппроксимационные функции брались для всех видов воздействия в виде:

$$\begin{aligned} i_{n,\gamma,p}(x) &= a_{n,\gamma,p} + b_{n,\gamma,p} x + c_{n,\gamma,p} \exp(-d_{n,\gamma,p} x), \\ f_{n,\gamma,p}(x) &= A_{n,\gamma,p} + B_{n,\gamma,p} x + C_{n,\gamma,p} \exp(-D_{n,\gamma,p} x). \end{aligned}$$

3.2. Численный метод решения

Для решения задачи (3.1), (3.5), (3.6), (3.2) (3.4), (3.9) используется метод конечных разностей [14]. Многослойный пакет разбивается на ячейки равной в пределах каждого слоя k толщины $\Delta x = (x_{k+1} - x_k)/N_k$ (границы крайних ячеек совпадают с границами слоев; N_k — число разбиений в k -м слое). Плотность объемного заряда ρ и дивергенция плотности токов электронов $\partial j_e(x, t)/\partial x$ задаются в центрах ячеек, остальные величины на их границах. Применяется неявная схема второго порядка точности по временной и пространственной переменным [15] (волна над переменной означает, что она

вычисляется по значениям на предыдущей итерации; $\gamma_{\Sigma 0} = \gamma_{\Sigma N+1} = 0$; $\varepsilon_{el 0} = \varepsilon_{el N+1} = 1$;
для $k = 1, \dots, N$:

$$\begin{aligned} \frac{E_{xk}^{n+1} - E_{xi}^{n+1}}{\Delta x_k} - \frac{\rho_{el i+1/2}^{n+1}}{\varepsilon_{el k} \varepsilon 0} &= \frac{\rho_{el i+1/2}^{n+1}}{\varepsilon_{el k} \varepsilon 0}, \\ 2\Delta x_k \frac{\rho_{el i+1/2}^{n+1} - \rho_{el i+1/2}^n}{\Delta t} &= 2\Delta x_k \left(\frac{\partial j_e(x, t)}{\partial x} \right)_{i+1/2}^{n+1/2} - \\ &- \left\{ \left[\gamma_{\Sigma i+1}^{n+1} + \left(\frac{d\tilde{\gamma}_{\Sigma}}{dE_x} \right)_{i+1}^{n+1} \tilde{E}_{xi+1}^{n+1} \right] E_{xi+1}^{n+1} - \left(\frac{d\tilde{\gamma}_{\Sigma}}{dE_x} \right)_{i+1}^{n+1} \right\} \times \\ &\times \left(\tilde{E}_{xi+1}^{n+1} \right)^2 - \gamma_{\Sigma i}^{n+1} E_{xi}^{n+1} \left. \vphantom{\left(\tilde{E}_{xi+1}^{n+1} \right)^2} \right\} - \left(\gamma_{\Sigma i+1}^n E_{xi+1}^n - \gamma_{\Sigma i}^n E_{xi}^n \right), \end{aligned} \quad (3.11)$$

для $k = 1, \dots, N+1$:

$$\begin{aligned} \left(E_{xk}^{n+1} + \Delta E_{xk}^{n+1} \right) \varepsilon_{el k} - E_{xik}^{n+1} \varepsilon_{el k-1} &= \frac{\sigma_{el k}^{n+1}}{\varepsilon 0}, \\ 2 \frac{\sigma_{el k}^{n+1} - \sigma_{el k}^n}{\Delta t} &= 2 \left[\Delta j_e(x, t) \right]_k^{n+1/2} - \left\{ \gamma_{\Sigma k}^{n+1} + \left(\frac{d\tilde{\gamma}_{\Sigma}}{dE_x} \right)_k^{n+1} \right\} \times \\ &\times \left(\tilde{E}_{xk}^{n+1} + \Delta \tilde{E}_{xk}^{n+1} \right) \left. \vphantom{\left(\tilde{E}_{xk}^{n+1} + \Delta \tilde{E}_{xk}^{n+1} \right)} \right\} \left(E_{ik}^{n+1} + \Delta E_{xk}^{n+1} \right) + \\ &+ \left(\frac{d\tilde{\gamma}_{\Sigma}}{dE_x} \right)_k^{n+1} \left(\tilde{E}_{xk}^{n+1} + \Delta \tilde{E}_{xk}^{n+1} \right)^2 + \gamma_{\Sigma k-1}^{n+1} E_{xk}^{n+1} - \\ &- \gamma_{\Sigma k}^n \left(E_{xik}^n + \Delta E_{xk}^n \right) + \gamma_{\Sigma k-1}^n E_{xik}^n, \end{aligned} \quad (3.12)$$

где i_k, i_{k+1} — индексы границ слоя k .

На каждом временном шаге система конечно-разностных уравнений (3.11), (3.12) решается методом итераций. В ходе итерации реализуется протонка от внешней облучаемой границы, где значение поля E_{xi}^{n+1} задается граничным условием (3.3), а поверхностная плотность заряда σ_{el}^{n+1} находится из второго соотношения (3.12) и $k = 1$. При переходе от точки i к точке $i+1$ из соотношений (3.11) как системы линейных уравнений относительно E_{xi}^{n+1} и $\rho_{el i+1/2}^{n+1}$ (при численной реализации используется, конечно, аналитическое решение этой системы) определяются новые значения плотности заряда в точке $i+1/2$ и напряженности поля в точке $i+1$. При этом значения напряженностей электрического поля E_{xi+1}^{n+1} берутся из результатов предыдущей итерации (при первой итерации они принимаются равными соответствующим значениям E_{xi+1}^n на предыдущем временном слое n), а величины проводимости γ_{Σ} и ее производной по напряженности поля вычисляются

по заданным полям энерговыделения с помощью соотношения (3.8). На границах слоев для расчета значений поверхностной плотности заряда $\sigma_{el k}^{n+1}$ и напряженности электрического поля $E_{xik}^{n+1} + \Delta E_{xk}^{n+1}$ справа от границы по уже найденному в результате протонки значению поля слева E_{xik}^{n+1} используются соотношения (3.12), также рассматриваемые как система двух линейных уравнений. После завершения протонки делается новая итерация до тех пор, пока не выполнится условие

$$\max_i \left(|E_{xi}^{n+1} - \tilde{E}_{xi}^{n+1}| \right) < \delta_{\text{отп}} |\tilde{E}_{xi}^{n+1}| + \delta_{\text{абс}},$$

где $\delta_{\text{отп}} \approx 10^{-5}$, $\delta_{\text{абс}} \approx 10^{-8}$ — заданные точности итераций.

В том случае, когда необходимо численно реализовать граничное условие (3.4), получаемое поле E_{xik}^{n+1} корректируется на каждой итерации для k слоя по соотношению

$$\left(E_{xik}^{n+1} \right)_{\text{cor}} = E_{xik}^{n+1} - \frac{\int_0^h E_x(x, t^{n+1}) dx}{\varepsilon_{el k} \sum_{j=1}^N h_j / \varepsilon_{el j}},$$

где h_j — толщины слоев ($h = \sum_{j=1}^N h_j$), а входящий в формулу интеграл берется численно по формуле трапеций для дискретно заданных значений E_{xik}^{n+1} распределения электрического поля.

3.3. Результаты расчетов

В качестве расчетного примера рассматривалось комплексное воздействие ПИЧ (нейтронов и гамма – рентгеновского излучения) на два типа многослойных преград, отличающихся внешним защитным покрытием:

- 1) пакет-I: резина + органоластик + резина + наполнитель (с толщинами: $0,2 + 1 + 0,05 + 3$ см);
- 2) пакет-II: сферолластик + органоластик + резина + наполнитель (с толщинами пакета, как в первом случае).

Принималось, что РИ имеет планковские спектры с эффективными температурами 1,6 (мягкий спектр) и 5 кэВ (жесткий спектр). Для гамма-излучения брались стандартные спектры мощного взрыва [16]. Разработанные в п. 2.2 методики переноса ПИЧ позволяют получить характеристики стационарных профилей электрических токов и энерговыделений, которые необходимы для расчетов нестационарных зарядовых эффектов в многослойных преградах. На рис. 3.1 и 3.2 приведены результаты таких расчетов (распределений стационарных токов электронов от мягкого и жесткого РИ, а также гамма-излучения) для двух рассматриваемых типов мишеней (пакетов I и II соответственно).

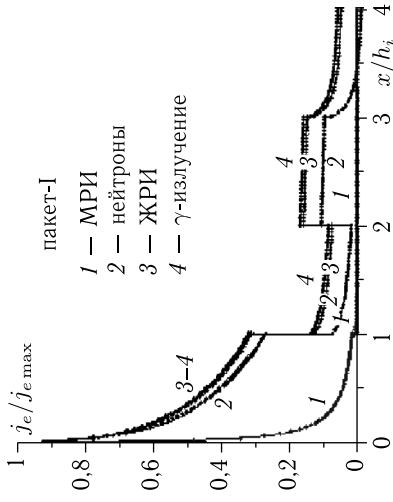


Рис. 3.1. Распределение токов в пакете I

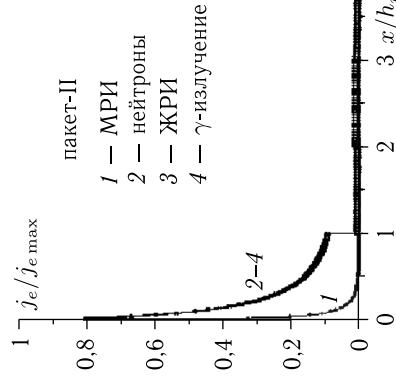


Рис. 3.2. Распределение токов в пакете II

Линиями на графиках показаны аппроксимирующие кривые, а крестиками — данные статистических расчетов (поскольку в состав пакета могут входить слои с сильно различающимися толщинами, то каждый слой нормируется на свою толщину). Видно, что в случае пакета II затухание токов по глубине преграды намного интенсивнее, что обусловлено наличием в облучаемом внешнем слое второго пакета (в сферопластике) вольфрама с высоким значением зарядового числа.

Будем рассматривать три воздействия с равными интервалами между ними в моменты времени $t = 0, 8, 16$ мс. Длительности воздействий всех излучений примем равными 40 нс, а нейтронного импульса 4 мс. Изменения во времени для всех четырех типов ПИЧ представим треугольной формой со временами нарастания, составляющими 10 % от полной длительности воздействия. Отметим, что рассматриваемый при-

мер является модельным и не имеет отношения ни к каким реальным видам и сочетаниям воздействий.

Наибольший ток при облучении дает воздействие мягкого РИ, поэтому мы его примем за основной вид воздействия при исследовании зарядовых эффектов. Возьмем последовательность трех импульсов мягкого РИ с поверхностной плотностью энергии в каждом импульсе такой, чтобы в результате возникающие поля были близки к пробойным: пакет-I: $U_p = 0,42$ Дж/см² (символически такое воздействие будем записывать в виде $(3 \times 0,42)$ МРИ); пакет-II: $U_p = 0,042$ Дж/см². Если к этому варианту облучения добавить во втором и третьем воздействиях жесткое РИ с теми же плотностями энергии (т.е. реализовать для пакета-I: $(3 \times 0,42)$ МРИ + $(0,2 \times 0,42)$ ЖРИ), то вопреки ожиданиям электрические поля не увеличатся, сложившись, а существенно уменьшатся. Это объясняется тем, что жесткое РИ, внося малый вклад в токи, значительно увеличивает радиационную часть проводимости, делая воздействие комплексным (одним из проявлений комплексности как раз и является невыполнение принципа суперпозиции). Описанное уменьшение продемонстрировано на рис. 3.3, 3.4, где также приведены данные по сочетанию воздействий $(3 \times 0,42)$ МРИ + $(0,2 \times 4,2)$ ЖРИ (для пакета-I) с еще большим уменьшением электрических полей. Так как импульсы различных типов ПИЧ и интервалы между их реализациями могут отличаться на 2–3 порядка, то расчетная программа рассматривает характерные времена (начала и окончания воздействий импульсов, время завершения рассмотренного процесса) и нормирует временные интервалы на характерные интервалы времени. Это позволяет изобразить зависимость от времени в наглядном виде, где характерным временам соответствуют целые числа (например, на рис. 3.2, 3.3: 0 — начало начала первых воздействий, 1 — их завершение, 2 — начало вторых воздействий, 3 — их завершение; 4 — начало третьих воздействий; 5 — их завершение; 6 — время завершения рассмотрения процесса $t = 24$ мс).

При воздействии на второй пакет трех импульсов мягкого РИ с $U_p = 0,42$ Дж/см² $(3 \times 0,42)$ МРИ пробиваются все слои кроме резины (см. рис. 3.5). В этом случае даже добавлением трех воздействий жесткого РИ с $U_p = 0,42$ Дж/см² $(3 \times 0,42)$ МРИ + $(3 \times 0,42)$ ЖРИ не удается полностью (как показывают расчеты, кроме резины оказывается не пробитым и слой сферопластика) избежать пробоя. И только дальнейшее увеличение энергии импульсов жесткого РИ, например при $(3 \times 0,42)$ МРИ + $(3 \times 4,2)$ ЖРИ (показано на рис. 3.5 пунктиром), приводит к отсутствию пробоя в наполнителе. Следует отметить, что, несмотря на пробой, напряженности в слоях превышают пробойные уровни (например, на рис. 3.5 в органопластике и наполнителе более, чем в два раза), поскольку за рассматриваемые времена воздействия и интервалы между ними даже величин пробойных токов не хватает для полной нейтрализации электрических полей (как видно из рис. 3.5 интервала между воздействиями в 8 мс хватает для нейтрализации поля

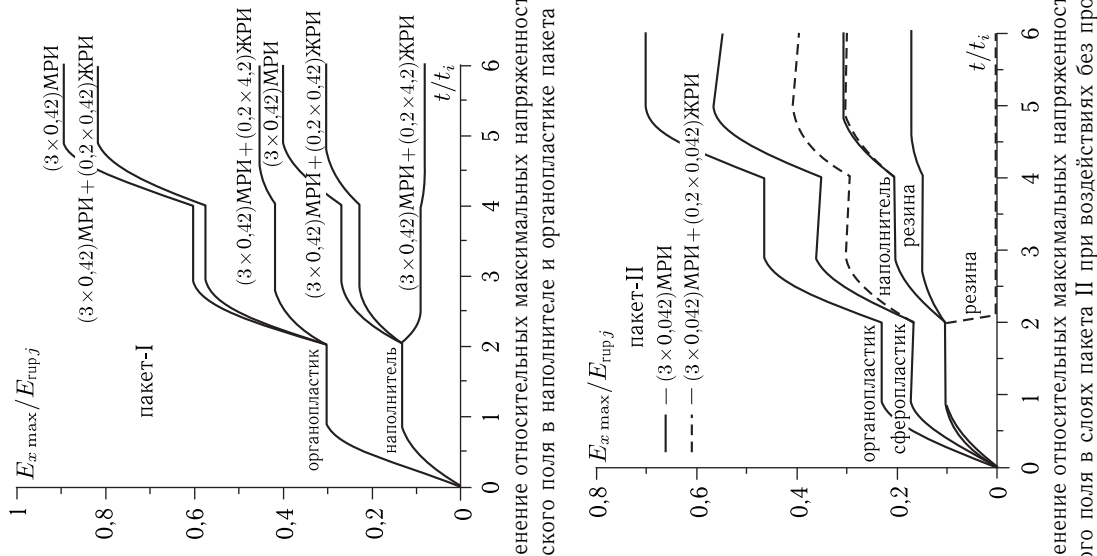


Рис. 3.3. Изменение относительных максимальных напряженностей электрического поля в наполнителе и органопластике пакета I

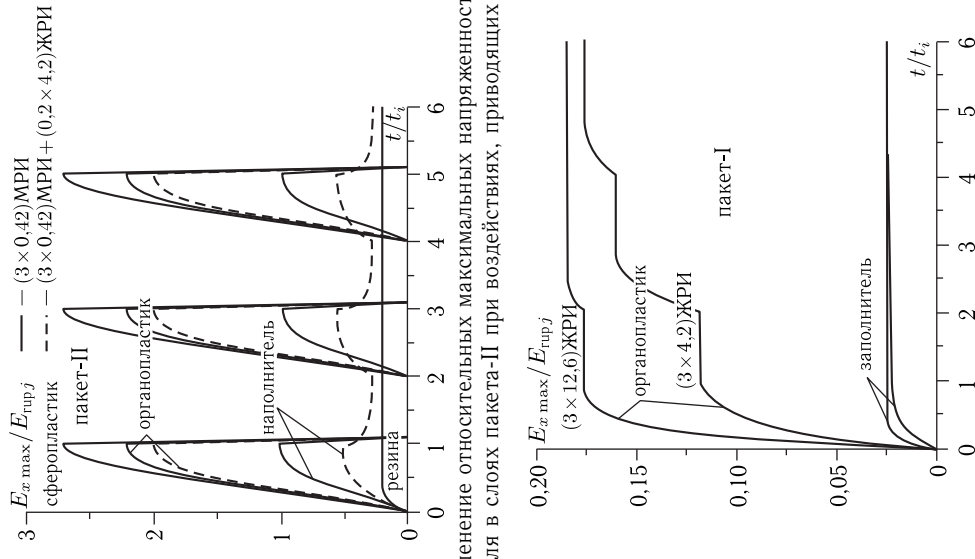


Рис. 3.5. Изменение относительных максимальных напряженностей электрического поля в слоях пакета-II при воздействиях, приводящих к пробое

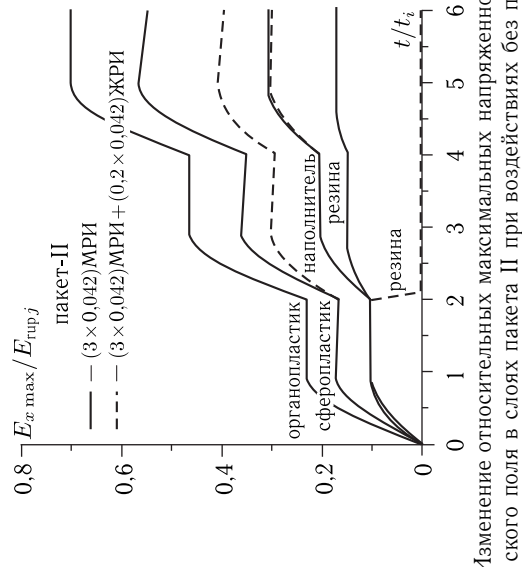


Рис. 3.4. Изменение относительных максимальных напряженностей электрического поля в слоях пакета II при воздействиях без пробоя

в пробитом органопластике, однако в более протяженном наполнителе оно не успевает понизиться до нуля перед последующим воздействием).

Рассмотренные сочетания воздействий включали мягкий РИ, и это привело к значениям напряженностей, близким к пробойным уже при десятых долях калорий для пакета-I. Если из воздействующих типов ПИЧ исключить мягкий РИ (например, по причине его поглощения воздушной средой), то требующиеся для достижения пробоя уровни плотностей энергий возрастут более чем на поряд-

Рис. 3.6. Изменение относительных максимальных напряженностей электрического поля в слоях пакета-I при воздействии жесткого РИ

док. Так на рис.3.6 представлены результаты расчетов трех воздействий жесткого РИ на пакет-I с плотностями энергий в импульсах $U_p = 4,2 \text{ Дж/см}^2$ (суммарная падающая плотность падающей энергии составляла $12,6 \text{ Дж/см}^2$) и $U_p = 12,6 \text{ Дж/см}^2$ (суммарная падающая плотность падающей энергии составляла $37,8 \text{ Дж/см}^2$). Несмотря на то, что плотность энергии возросла в три раза, напряженности электрических полей увеличились существенно меньше, так как увеличение плотностей токов частично компенсировалось увеличением радиационной части проводимости.

величина массового потока ($[G_g] = \text{кг/с/м}^2$) и теплоемкость газообразных продуктов; dQ/dt — мощность удельного энерговыделения при объемном поглощении ПИЧ; $f_k(x)$ — пространственное распределение приведенного удельного энерговыделения объемно и мгновенно (в частности, время воздействия импульса РИ существенно меньше времени передачи энергии теплопроводностью и конвективным переносом газообразными продуктами) поглощенного ПИЧ при k -том воздействии; U_k, t_k — импульс излучения и момент k -го воздействия ПИЧ; $\delta(t)$ — дельта-функция; dQ_{pct}/dt — мощность удельного притока (стока) тепла, обусловленного ФХП.

Член, стоящий под знаком суммы в уравнении (4.1), учитывает многократность воздействия на преграду излучения с объемным характером поглощения при мгновенном подводе энергии. Задание последовательностей $t_k, U_k, Q_k(x)$ дает возможность численно моделировать произвольную временную последовательность любого числа импульсных воздействий.

Массовый поток газов G_g в (4.1), обусловленный разложением связующего, вычисляется приближенно, исходя из предположения, что через каждое сечение слоя протекает с малой скоростью вся масса газа, образовавшаяся до этого сечения в глубине материала. Распределение приведенного удельного энерговыделения $f_k(x)$ вычисляется статистическими методами моделирования переноса ПИЧ (см. гл. 2). Приток (сток) тепла внутри материала в результате ФХП Q_{pct} определяется суммарным тепловым эффектом соответствующих превращений. В общем случае на границах рассматриваются три группы условий, каждая из которых распадается на подгруппы, учитывающие конкретные случаи.

1. Условия на внешней границе:

а) граница с ФХП, движущаяся со скоростью D ($\gamma_m = 0$)

$$\lambda_{\Sigma} \frac{\partial T}{\partial x} = q_i(t) + q_{\text{con}}(t) - \frac{\varepsilon(T)}{\alpha_p} \sigma_{\text{SB}} T^4 - \rho_s D \left[\Delta H + \frac{(D+u)^2 - D^2}{2} \right] - \gamma_m \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (4.2)$$

где $\Delta H = E_g + P_g/\rho_g - H_s$ — разность удельных энтальпий газообразных продуктов ФХП и конденсата (P_g, E_g, ρ_g — давление, удельные внутренняя энергия и плотность газообразных продуктов абляции соответственно); u — скорость газообразных продуктов; q_i — поток излучения, поглощаемого поверхностью на границе; q_{con} — конвективный тепловой поток; $\varepsilon(T)$ — интегральный коэффициент излучения; σ_{SB} — постоянная в законе Стефана–Больцмана; γ_m — коэффициент, зависящий от T ; $\alpha_p = \rho_s(0)/\rho_s(t)$ — текущая пористость КМ; б) граница без ФХП — условие (4.2) с $D = 0$ и $\gamma_m = 0$;

Глава 4

ТЕПЛОВОЕ ДЕЙСТВИЕ ПОТОКОВ ИЗЛУЧЕНИЙ И ЧАСТИЦ

В этой главе представлен численный метод расчета переноса тепла в многослойной композитной пакете с учетом физико-химических превращений (ФХП) при многократном поглощении преграды энергии с различными пространственно-временными профилями и производными вариантами последовательностей импульсов ПИЧ.

4.1. Постановка задачи и основные уравнения

Взаимодействие ПИЧ с композитными материалами может вызвать различные ФХП, набор которых меняется при переходе от одного достаточно узкого класса материалов к другому [1–7]. Так как тепловые свойства связующего и наполнителя КМ в большинстве случаев отличаются друг от друга, то и характер их теплового разрушения будет существенно различным. Поэтому математическая модель должна учитывать структуру материала. Такой моделью, в частности, является модель слоистого композита [1, 6, 7], где имеется два источника слоистости: физический (наполнитель и связующее слоя КМ являются разнородными подслоями, имеющими свой характер разрушения; однородный материал расслаивается на подслои при переходе его части в другое фазовое состояние) и конструкционный (пакеты преграды состоят из разнородных материалов — слоев).

Уравнение переноса тепловой энергии в твердой фазе с учетом ФХП для каждого слоя материала записывается в виде [1, 2, 6]:

$$\rho_s c_s \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_{\Sigma} \frac{\partial T}{\partial x} \right) - C_g c_g \frac{\partial T}{\partial x} + \rho_s \left[\frac{dQ}{dt} + \sum_{k=1}^N U_k f_k(x) \delta(t - t_k) + \frac{dQ_{\text{pct}}}{dt} \right], \quad (4.1)$$

где T — температура твердой фазы слоя и протекающих по нему газообразных продуктов; ρ_s, c_s — эффективные плотности и теплоемкости слоев; λ_{Σ} — суммарный коэффициент молекулярного и радиационного (внутри пор твердой фазы) теплопроводностей; C_g, c_g —

в) граница из тонкого защитного (хорошо отражающего излучение) слоя «металла» (любого материала с высокой теплопроводностью и малой толщиной) — условие (4.2) с $D = 0$ и $\gamma_m = \rho h c_m(T)$ (ρ , c_m , h — плотность, теплоемкость и толщина «металлического» слоя).

2. Условие на внутренней границе (между слоями i и $i + 1$):

а) граница с ФХП, движущаяся со скоростью D ($\gamma_m = 0$)

$$T_i = T_{i+1}, \quad \lambda_{\Sigma, i+1} \frac{\partial T_{i+1}}{\partial x} - \lambda_{\Sigma, i} \frac{\partial T_i}{\partial x} = \rho_0 D \Delta H + \gamma_m \frac{\partial T_i}{\partial t} - q_i^*, \quad (4.3)$$

где ρ_0 — плотность материала того слоя, в направлении которого движется волна ФХП; ΔH — разность энтальпий продуктов ФХП и исходного материала; q_i^* — поглощаемая на границе энергия излучения;

б) контактная граница — условие (4.3) с $D = 0$ и $\gamma_m = 0$;

в) граница, представляющая собой металлическую прослойку — условие (4.3) с $D = 0$, $\gamma_m = \rho h c_m(T)$

3. Условие на тыльной границе:

а) граница с ФХП, движущаяся со скоростью D

$$-\lambda_{\Sigma} \frac{\partial T}{\partial x} = q_{i1}(t) + q_{\text{con}}(t) - \frac{\varepsilon(T)}{\alpha_p} \sigma_{\text{SB}} T^4 - \rho_s D \left[\Delta H + \frac{(D + u)^2 - D^2}{2} \right]; \quad (4.4)$$

б) граница с конвективным $q_{\text{con}}(t)$ и радиационным $q_R(t)$ потоками со стороны высокотемпературной смеси газов — условие (4.4) с $D = 0$;

в) свободная граница без подвода тепла — условие (4.4) с $D = 0$, $q_{\text{con}}(t) \equiv q_i(t) \equiv 0$;

г) теплоизолированная граница — условие (4.4) с $D = 0$, $\lambda_{\Sigma} \equiv -1$, $q_{\text{con}}(t) \equiv q_R(t) \equiv 0$, $\varepsilon(T) \equiv 0$.

Таким образом, уравнения переноса тепловой энергии твердой фазы с граничными условиями позволяют учесть следующие основные источники (стоки) тепловой энергии: внешний конвективный подвод тепла от набегающего потока воздуха; внутренний конвективный подвод тепла со стороны высокотемпературной смеси газов, протекающей через элемент; подвод тепла лучистыми потоками от излучающего газа; лучистый подвод тепла при поверхностном поглощении излучения; подвод тепла в случае многократного мгновенного объемного поглощения излучения; сток энергии из-за теплового излучения с поверхностей нагретой конструкции; затраты тепловой энергии на ФХП, происходящие на границах.

Из приведенных соотношений видно, что каждая группа граничных условий сводится к первому из них. При этом все рассмотренные практически важных граничные условия выражаются через три основных, и это упрощает их численную реализацию.

4.2. Численный метод решения

Сформулированная задача решается методом конечных разностей [8] по неявной схеме [6, 7]. Однако применительно к рассматриваемой задаче получение численного решения осложняется тем, что граничные условия заданы на движущихся поверхностях ФХП, положение которых заранее неизвестны и определяются в ходе расчета температурного поля. Поэтому заменой переменных достигается неподвижность границ каждого слоя, которые отображаются на интервалы (0,1) [6]. Получающаяся при такой замене система алгебраических уравнений решается итерационным методом Ньютона, а на каждом шаге итерации для трехдиагональной системы линейных уравнений применяется метод прогонки. Для дополнительной контроля устойчивости и точности счета в процессе вычислений проверяется выполнение закона сохранения энергии. Кроме того, для проверки правильности численного алгоритма и программ, реализующих модель нагрева и теплового разрушения композитных материалов при многократном воздействии ПИЧ, проводилось тестирование на ряде задач, имеющих аналитическое решение [9]. Во всех рассмотренных тестовых задачах отклонение численного решения от аналитического не превышало 0,1%.

4.3. Результаты расчетов

В качестве расчетного примера рассматривались многократное воздействие на двухслойную преграду (несущий слой из алюминия + защитный слой из стеклопластика с толщинами: $0,5 + 0,5$ см) РИ с объемным «мгновенным» энерговыделением и более мягкого излучения оптического диапазона, энергия которого подводится постепенно и поверхностно. Принималось, что потоки РИ имеют планковские спектры с эффективными температурами: 1,6 (мягкий спектр), 3, 5, 8 кэВ (жесткий спектр). Представленные в главе 2 методы моделирования переноса РИ позволяют получить профили энерговыделения, которые для всех рассматриваемых спектров приведены на рис. 4.1. Видно, что в области облучаемой поверхности энерговыделение имеет большие градиенты, и для обеспечения требуемой (порядка нескольких градусов, т. е. ошиб-

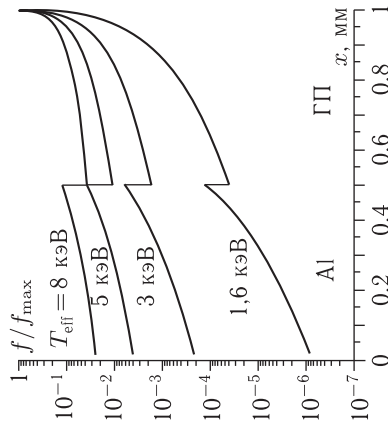


Рис. 4.1. Профили энерговыделений от РИ планковских спектров с $T_{\text{eff}} = 1,6; 3; 5; 8$ кэВ

ка расчета не должна превышать 0,1%) точности определения температурных профилей слой из стеклопластика разбивался на тонкий приповерхностный толщиной 0,01 см и остаток 0,49 см (преграда считалась как трехслойная с толщинами 0,5 + 0,49 + 0,01 см).

Рассматривалось четыре воздействия с равными интервалами между ними в моменты времени $t = 0, 3, 6, 9$ с. Изменение во времени плотности мощности (потока) поверхностного подвода энергии представлялось треугольной формой со временем нарастания, составляющими 10% от длительности облучения. Кроме того, предполагалось, что нагрев имеет значение лишь до времени $t = 12$ с (это время имеет смысл длительности функционирования исследуемого объекта от начала первого воздействия).

На рис. 4.2, 4.3 показаны температуры, достигаемые в преграде при четырех воздействиях только РИ с нарастающим от воздействия к воздействию жесткости спектров (последовательности воздействий с 1,6 + 3 + 5 + 8 кэВ — пунктирная линия и убыванием 8 + 5 + 3 + 1,6 кэВ — толстая линия) и фиксированной плотностью энергии в каждом импульсе $U_p = 10$ Дж/см². Временные профили (рис. 4.2) представлены для зон вблизи поверхности облучения и тыльной стороны несущего слоя. Пространственные профили (рис. 4.3) приведены на моменты завершения воздействий ($t = 9$ с) и к окончанию функционирования объекта ($t = 12$ с). Пространственная координата отнормирована на толщины слоев.

Видно, что к моменту $t = 12$ с отличие в температурах при различных последовательностях воздействий уже невелико. Вблизи облучаемой поверхности последовательность с заключительным мягким спектром (он дает наибольший прирост температуры) приводит к большей окончательной температуре, так как она имеет меньше времени

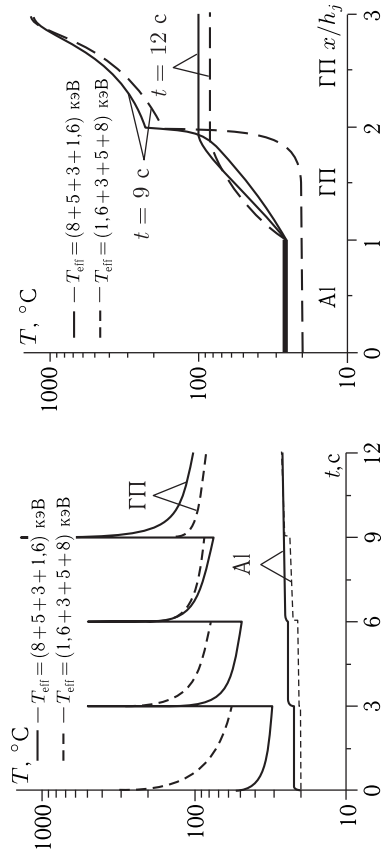


Рис. 4.2. Изменение температур поверхностей преграды при четырех воздействиях РИ

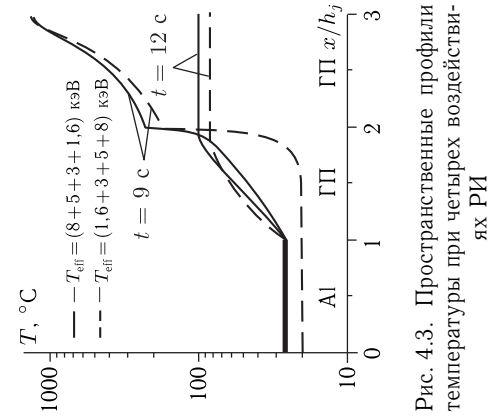


Рис. 4.3. Пространственные профили температур при четырех воздействиях РИ

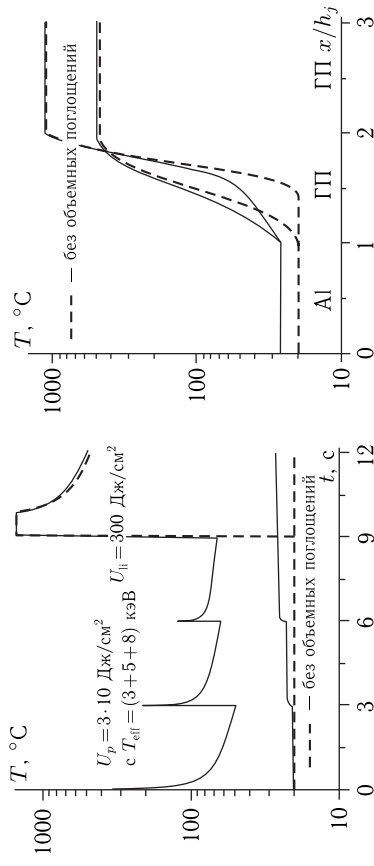


Рис. 4.4. Изменение температуры поверхностей преграды при сочетании объемных и поверхностных типов подвода энергии излучением

Рис. 4.5. Пространственные профили температур при сочетании объемных и поверхностных типов подвода энергии излучением

для своего уменьшения за счет излучения с поверхности и перераспределения внутрь преграды. В несущем слое ситуация обратная — он нагревается сильнее при более раннем воздействии мягкого спектра, поскольку тепло распространяется большим временем для перераспределения вглубь преграды.

На рис. 4.4, 4.5 показаны аналогичные результаты, в которых мгновенное объемное энерговыделение от РИ мягкого спектра заменено подводом энергии с поверхности излучением оптического диапазона с плотностью энергии $U_{li} = 300$ Дж/см² (увеличение на порядок подводимой плотности энергии обусловлено малой эффективностью поверхностного подвода энергии для нагрева несущего слоя) и длительностью 1 с (при $9 \text{ с} \leq t \leq 10 \text{ с}$). Пространственные профили температуры приведены на моменты завершения поверхностного подвода энергии и окончания функционирования. Видно, что предварительное воздействие РИ оказывает незначительное влияние на итоговое распределение температуры. Действие излучения оптического диапазона при рассматриваемых плотностях мощности вызывает унос материала с поверхности при температуре $T = 1500$ °С. Несмотря на увеличение подводимой плотности энергии, несущий слой не удаётся нагреть более чем на 10 °С, что позволяет сделать вывод о достаточности толщины слоя стеклопластика порядка 0,5 см для защиты от рассматриваемых типов излучений.

Попытаемся максимально улучшить условия поверхностного (использовать более эффективный объемный подвод энергии от РИ с плотностями, достаточными для прогрева несущего слоя до согенградусов представляется нецелесообразным, так как вследствие «мгновенности» энерговыделения механическое действие излучения оказывается преобладающим) подвода энергии с целью оценки наихуд-

шей ситуации для защищаемого несущего слоя алюминия. Ясно, что эффективному нагреву мешает большое (по сравнению со временем функционирования) характерное время прогрева слоя стеклопластика (в нашем случае оно составляет около 72 с) и расход энергии на тепловое разрушение (унос) облучаемого слоя. Поэтому необходимо увеличить длительность подвода энергии до максимально возможной (равной в нашем случае 12 с; время нарастания бралось меньше 10%, чтобы быстрее выйти на большие потоки, и равнялось 0,1 с), а плотность энергии ограничить значениями, при которых не развивается режим развитого испарения (как показывают расчеты, при плотности $U_{ii} = 1$ кДж/см² уже около 20% подводимой энергии идет на унос, и это значение можно принять за граничное).

На рис. 4.6, 4.7 показаны результаты расчетов температуры при поверхностных плотностях энергии $U_{ii} = 300, 700, 1000$ Дж/см². Видно, что и в этих вариантах воздействий не удается нагреть алюминий до температур, превышающих 50 °С (весь профиль в алюминии можно характеризовать одним значением, так как характерное время распространения тепла в несущем слое составляет всего 0,3 с и температура успевает выровняться), что практически не окажет влияния на его деформационные и прочностные свойства. Может показаться, что положение можно исправить профилированием подводимой плотности мощности излучения. Однако это мало что дает. На этих же рисунках показаны результаты расчета температуры, когда ход плотности мощности излучения представляет собой выход на постоянное значение за 0,1 с и его поддержание до конца функционирования. При этом потери на унос по сравнению с треугольной временной формой падают вдвое (в связи с тем, что снижается максимальная плотность

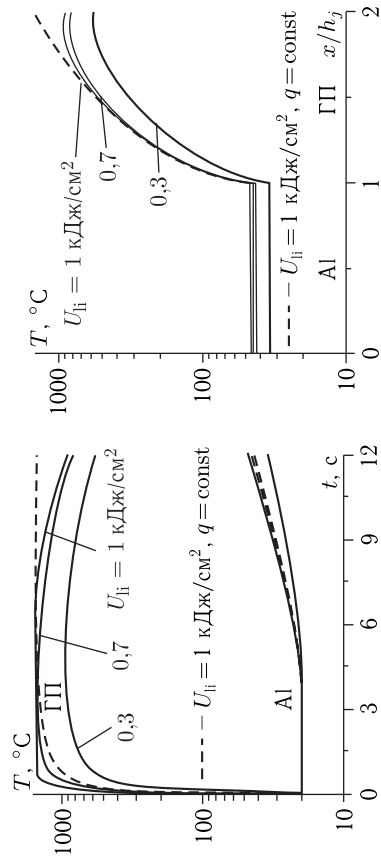


Рис. 4.6. Изменение температуры верхностей преграды при подводе энергии излучения оптического диапазона

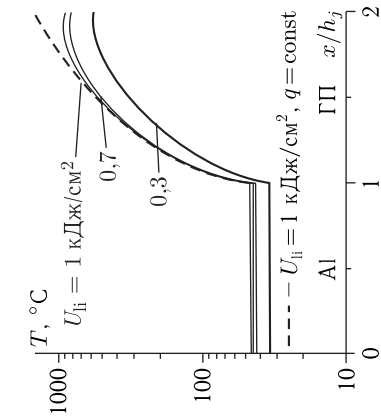


Рис. 4.7. Пространственные профили температуры при подводе энергии излучения оптического диапазона

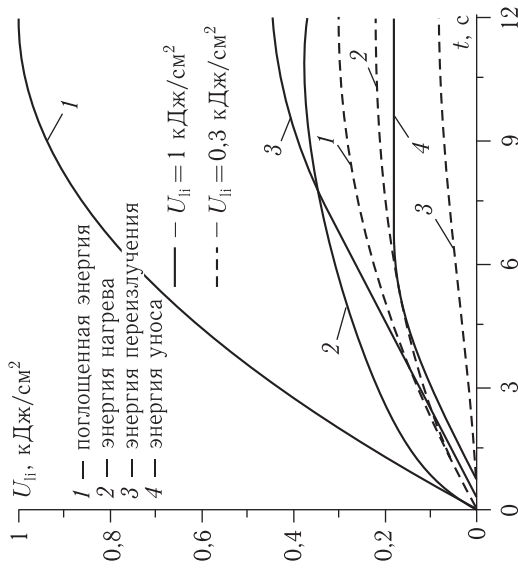


Рис. 4.8. Динамика распределения поглощенной энергии при $U_{ii} = 300, 1000$ Дж/см²

мощности излучения), но нагрев несущего слоя все равно оказывается незначительным.

Следует отметить, что вплоть до половины всей подводимой энергии в рассматриваемых случаях воздействий может переизлучаться нагретой поверхностью с температурой около полутора тысяч градусов, как это показано на рис. 4.8. Таким образом, тепловое действие излучений поверхностного поглощения в режиме теплопроводности не представляет особой опасности (конечно, при условии, что характерное время распространения тепла по защитному слою в несколько раз больше времени функционирования), и защитить несущий слой может, как правило, штатное покрытие, которое используется в летательных аппаратах для защиты от аэродинамических тепловых потоков [1, 2] (их совместное действие требует, конечно, дополнительных исследований).

Тепловое действие ПИЧ лишь ослабляет конструкцию ЛА, а ее разрушение обеспечивается наличием полетных тепловых нагрузок. Учет возможности теплового действия ПИЧ на ЛА в полете, как правило, проводится на основе задаваемых конструкторами критериев нарушения работоспособности конструкций: максимально допустимых температур и толщин уноса. Вполне понятно, что эти критерии задаются с гарантированным запасом, и их выполнение ни в коей мере не приводит к разрушению конструкции. Для определения ее прочностных ресурсов необходим совместный расчет теплового действия, деформирования и разрушения конструкции с изменяющейся толщиной в нестационарном температурном поле. Механизмы и модели разрушения различных теплонапряженных элементов конструкций ЛА при

совместном тепловом действии ПИЧ и полетных нагрузок рассматривались в [6, 7, 10].

В качестве примера рассмотрим процесс разрушения оболочки под действием высокого давления [6, 7]. Оболочка изготовлена методом непрерывной нитяной намотки из органоволокна с углом армирования $\varphi_r = 0,47$ и имеет 23 структурных слоя общей толщиной 0,76 см. Внутреннее давление составляет $P = 6$ МПа. Разрушение корпуса под действием внутреннего давления происходит в результате температурного изменения прочностных, а также деформационных свойств материала оболочки при поглощении падающего излучения. При расчетах используется модель последовательного разрушения [11]. Напряженно-деформированное состояние оболочки с учетом накопления разрушений определялось методом, описанным в [6, 12].

История нагрева и разрушения оболочки наглядно представляется в виде поверхностей средней по слоям температуры $\bar{T}(t, x)$, на которые нанесены точки, отмечающие момент и вид разрушений в каждом слое. На рис. 4.9 показана такая поверхность для случая воздействия монохроматического излучения оптического диапазона с $q_{i1} = 60$ Вт/см². Видно, что на первой секунде нагрева происходит разрушение связующего по всей толщине, на второй секунде разрываются нагретые до высокой температуры волокна 23-го и 22-го слоев. Затем разрушаются: на четвертой секунде — 21-й слой; на девятой — 20-й слой на десятую — 19-й. К двенадцатой секунде происходят катастрофические разрывы волокон 18, 15, 12, 9, 6 и 3-го слоев, после которых оболочка уже не способна выдержать внутреннее давление.

В случае, когда основной причиной разрушений конструкции под действием эксплуатационных нагрузок является ее нагрев при тепловом действии ПИЧ, а время подвода тепла сравнимо со временем функционирования элемента ЛА, результаты систематических расчетов удобно представлять в плоскости уровней поверхностной плотности энергии U_i и потока энергии ПИЧ q_i (рис. 4.10). Верхняя ветвь, представленной на рис. 4.10 кривой, относится к случаю разрушения корпуса оболочки при непрерывном воздействии излучения, а нижняя — спустя некоторое время после окончания воздействия и обусловлена распространением накопленного тепла посредством теплопроводности внутри оболочки (тепловой инертностью КМ). Зона I, заключенная между ветвями, является областью характеристик ПИЧ (q_i, U_i), приводящих к разрушению оболочки под действием внутреннего давления, т. е. зоной разрушения. Вне ее расположены три характерные зоны. В зоне II (недостаточных потоков) величина q_i столь мала ($q < q_{ст}$; $q_{ст}$ — максимальный поток, при котором непрерывное воздействие ПИЧ не приводит к разрушению оболочки), что ее недостаточно для достижения плотности энергии, приводящей к разрушению за все время работы конструкции. В зоне III величина потока достаточна, но для достижения необходимой степени нагрева не хватает времени воздействия. Эта зона недостаточного времени воздействия. В зоне

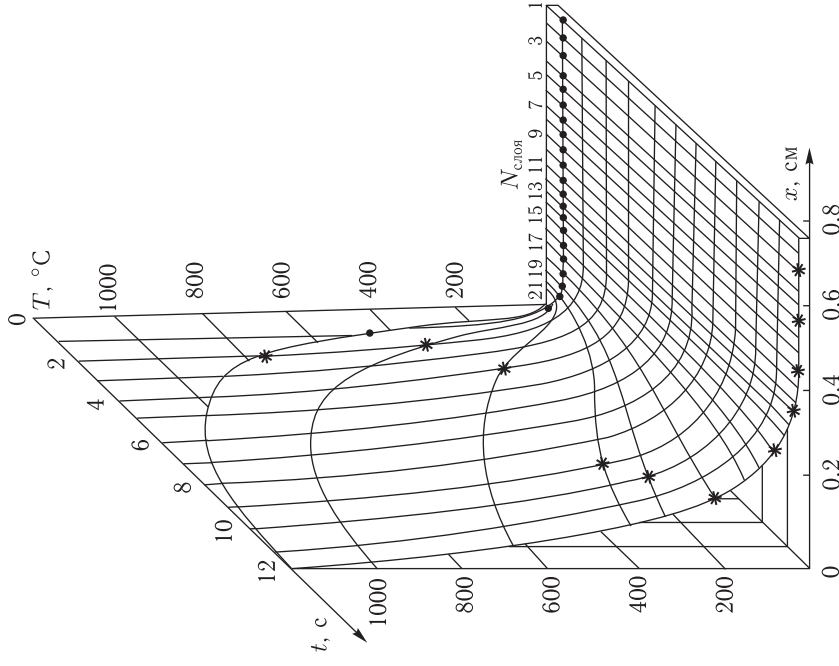


Рис. 4.9. Поверхность средней температуры слоев оболочки (● — разрушение связующего; * — разрыв волокон)

IV значения плотности энергии настолько велики, что их невозможно подвести к конструкции без того, чтобы за время воздействия не произошло ее разрушений. Эта зона избыточных плотностей энергии.

Результаты систематических расчетов поверхностных плотностей энергии U_p разрушения оболочки в зависимости от энергии квантов объемом поглощаемого РИ и вида защитного покрытия представлены на рис. 4.11. В этом случае предполагается, что оболочка заполнена энергоемким веществом, горение которого служит источником высокого давления [7, 12] (на рис. 4.11: 2, 4, 6, 8 — с учетом заполнения тела, 1, 3, 5, 7 — без учета). Рассматривались два вида защитного покрытия: резина (1–4 — на рис. 4.11) и сферопластик (5–8 — на рис. 4.11). Для удобства сравнения поверхностные плотности энергии нормированы на максимальную энергию разрушения для резинового защитного слоя без учета наличия наполнителя. Видно, что в области

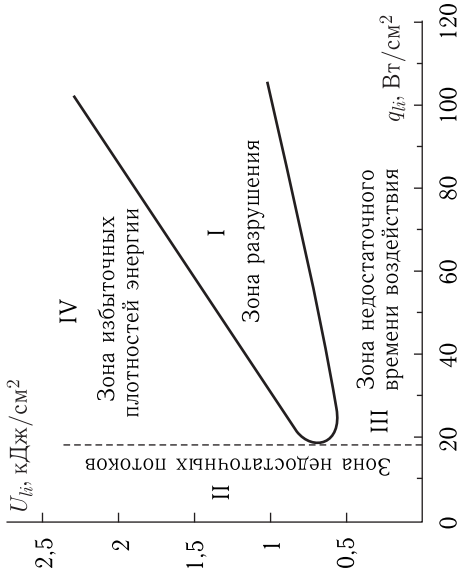


Рис. 4.10. Граница области разрушения оболочки

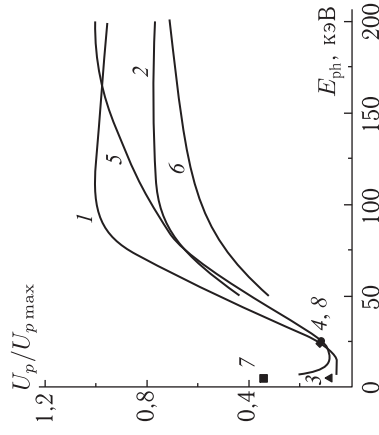


Рис. 4.11. Энергия разрушения оболочки с защитным слоем

малых энергий квантов для обоих защитных материалов наблюдается минимум, который имеет место при $E_{ph} = 10$ кэВ для резинового защитного слоя (кривая 1) и $E_{ph} = 15$ кэВ — для покрытия из сферопластика (кривая 5). Для сравнения на этом же рисунке символами нанесены соответствующие энергии разрушения для мягкого (3, 7 — $T_{eff} = 1,6$ кэВ) и жесткого (4, 8 — $T_{eff} = 8$ кэВ) планковских спектров, которые оказываются близки к энергии от воздействия монохроматического РИ. Как следует из рис. 4.11, учет энерговыделения в наполнителе существенно влияет на энерго разрушения оболочки, уменьшая ее примерно на 20–25% (кривые 2 и 6), и эта разница растет с увеличением энергии квантов для покрытия из сферопластика. Влияние наполнителя на энерго разрушения обусловлено скачком

энерговыделения в нем и соответствующим дополнительным нагревом оболочки с внутренней стороны. Также из данных рис. 4.11 получается, что с энергетической точки зрения тепловый механизм разрушения оболочки вследствие ее нагрева предпочтительнее в области низких энергий квантов, где потребная плотность энергии составляет $\sim 10\%$ от максимальной. Однако следует отметить, что при высоких энергиях квантов основная доля РИ поглощается в наполнителе, более интенсивное горение которого в результате изменения его начальной температуры, приводит к нелинейному росту давления, разрушающему оболочку [12, 13].

в различных областях науки и техники, в частности, при создании конструкций ЛА [6–8], для решения проблемы термоядерного синтеза [9], при экспериментальной разработке возможных мощных источников ультрамягкого рентгеновского излучения [10, 11] и при построении уравнений состояния вещества в экстремальных условиях [12–14] проблема взаимодействия мощных импульсов УМРИ (10^{14} Вт/см² и более) 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 УМРИ 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 [11, 15, 16] 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.

5.1.1. Постановка задачи и основные уравнения. Воздействие мощных коротких импульсов УМРИ на преграду приводит к ее сильному разогреву и образованию плазмы в узком поглощающем излучение поверхностном слое. Поскольку длительность импульса излучения при этом может быть сравнима или меньше характерного времени обмена энергией между электронами и ионами, образующаяся плазма будет неравновесной. Поэтому в зоне энерговыделения УМРИ необходимо использовать модель двухтемпературной плазмы, тогда как поведение конденсированной части преграды, распространение ударных волн и формирование импульса давления в ней можно описывать в рамках однотемпературного приближения. При этом вся расчетная область условно разделяется на три подобласти: 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 конденсированную часть преграды за границей испарения.

Предварительный анализ физических процессов в этих трех областях позволил определить наиболее важные из них (см. также [11, 15–17]). На основе такого анализа ниже предложен метод расчета дифференциальных и интегральных параметров механического дей-

Глава 5

МЕХАНИЧЕСКОЕ ДЕЙСТВИЕ ПОТОКОВ ЭНЕРГИИ ПОВЕРХНОСТНОГО И ОБЪЕМНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

В этой главе излагаются физико-математические модели и методы расчета механического действия потоков энергии различной физической природы. Независимо от вида потока энергии, физика и газодинамика формирования механического действия в основном определяются характером поглощения ПИЧ. В случае мягкого спектра ПИЧ и соответственно поверхностного поглощения энергии при облучении преграды часть ее материала переходит в состояние разлетающейся, как правило, неравновесной плазмы, поглощающие и переизлучающие свойства которой и определяют во многом параметры механического действия. С увеличением энергии квантов или частиц характер поглощения энергии становится объемным, плазмы не образуется, но принципиально важными оказываются: влияние на начальный профиль напряжений температурной неравновесности поглощающих ПИЧ компонентов ГМ и их структуры; корректное описание термодинамических свойств вещества с учетом фазовых переходов, в том числе и в области метастабильных и двухфазных состояний; учет деформационных (с учетом сдвиговых напряжений) и прочностных свойств материалов преграды, а также их пористости.

Двум описанным и существенно различным по физике случаям соответствуют воздействия ультрамягкого РИ (поверхностное поглощение с плазмообразованием) и жесткого РИ (объемное поглощение без плазмообразования), которые и используются для демонстрации возможностей предлагаемых численных моделей расчета параметров механического действия ПИЧ.

5.1. Режим воздействия с плазмообразованием

Создание мощных источников ультрамягкого рентгеновского излучения ($0,025 \leq E_{ph} \leq 1$ кэВ), в том числе, и рентгеновского лазера [1], — одна из фундаментальных задач прикладной физики [1, 2], которая не потеряла своей актуальности и в настоящее время [3–5]. Для диапазона энергий квантов, соответствующего ультрамягкому рентгеновскому излучению (УМРИ), возможности экспериментального исследования механического действия УМРИ ограничены. Между тем

ствия интенсивного импульсного мягкого рентгеновского излучения, как моноэнергетического, так и имеющего произвольное спектральное распределение, на конденсированные преграды, базирующийся на модели, которая включает в себя широкодиапазонные УРС, учитывает образование неравновесной плазмы вещества преграды, ее ионизационное просветление, генерацию, перенос и поглощение собственного излучения плазмы, перенос энергии за счет молекулярной, ионной и электронной теплопроводностей, 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 [18, 19] в рамках двухтемпературного односкоростного приближения, следующим образом:

$$\frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\partial (x^{n-1} \cdot u)}{\partial m}, \quad (5.1)$$

$$\frac{\partial x}{\partial t} = u(m, t), \quad (5.2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -x^{n-1} \frac{\partial P}{\partial m} + \left[x^{n-1} \frac{\partial S_1}{\partial m} + (n-1)v \frac{S_1 - S_2}{x} \right]^{**}, \quad (5.3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_{ei}}{\partial t} = & -P_e \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{dQ}{dt}(m, t) - \\ & - \left[\frac{\partial (x^{n-1}(q_e + q_R))}{\partial m} + \frac{dQ_R}{dt} + \frac{dQ_I}{dt} + \frac{dQ_{ei}}{dt} \right]^*, \end{aligned} \quad (5.4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_i}{\partial t} = & -P_i \frac{\partial v}{\partial t} - \frac{\partial (x^{n-1} q_i)}{\partial m} + \\ & + \left[\frac{dQ_{ei}}{dt} \right]^* + v \left[S_1 \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial t} + (n-1) S_2 \frac{\partial \varepsilon_2}{\partial t} \right]^{**}, \\ \frac{\partial E}{\partial t} = & -P \frac{\partial v}{\partial t} - \frac{\partial (x^{n-1} q)}{\partial m} + \frac{dQ}{dt}(m, t) + \\ & + \left[v \left(S_1 \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial t} + (n-1) S_2 \frac{\partial \varepsilon_2}{\partial t} \right) \right]^{***}, \end{aligned} \quad (5.5)$$

$$\begin{aligned} P &= P_e + P_i, & E &= E_{ei} + E_i, \\ P_{e,i} &= P_{e,i}(\rho, T_{e,i}), & E_{e,i} &= E_{e,i}(\rho, T_{e,i}). \end{aligned} \quad (5.6)$$

Здесь $v = 1/\rho$ — удельный объем вещества; ρ — плотность; n — показатель симметрии ($n = 1, 2, 3$, соответственно, для задач с плоской, цилиндрической и сферической симметриями); $dm = \rho(x, t) x^{n-1} dx$; x — эйлерова пространственная координата; u — скорость; P — давление; S_1, S_2 и $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ — главные компоненты девиатора напряжений и тензора деформаций; E — удельная внутренняя энергия; $E_{e,i}, T_{e,i}$ — удельные внутренняя энергии и температуры электронной и ионной подсистем частиц; q — поток энергии в конденсированной преграде; q_R, q_e, q_i — потоки энергии за счет того или иного вида теплопереноса (лучистый, электронный и ионный), dQ_R/dt — интенсивность потерь энергии на объемный высвет из оптически тонких областей плазмы; dQ_I/dt — интенсивность изменения энергии электронного компонента за счет ионизации; dQ_{ei}/dt — скорость обмена энергий между электронным и ионным компонентами, dQ/dt — интенсивность энерговыделения вследствие поглощения излучения веществом преграды.

В системе уравнений (5.1)–(5.6) слагаемые в квадратных скобках с одной звездочкой записываются только для области плазмы, а с двумя звездочками — для конденсированной части преграды. Уравнение (5.5) получается при сложении уравнений (5.4) с «выключенными» плазменными членами и учете соотношений (5.6) и того, что поток энергии с плотностью q обусловлен только теплопроводностью конденсата. Его отдельное численное интегрирование позволяет в комплексе реализовать (при необходимости) однотемпературное приближение. Упруго-пластические свойства вещества и соответствующие выражения для S_k и $\partial \varepsilon_k / \partial t$ могут быть записаны, в частности, в рамках модели Уилкинса [20]. Для описания отклонения разрушения могут быть использованы различные модели разрушения [13, 21–24].

В форме записи уравнений (5.4) учтено, что вся энергия падающего на преграду излучения поглощается электронным компонентом, а ионному компоненту передается за счет обмена, описываемого слагаемым dQ_{ei}/dt . Следует отметить, что псевдовязкое давление P_V , которое обычно вводится в уравнения для импульса и энергии при построении однородных разностных схем [18], 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 [19], 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 $n_e = \zeta n_i$, где ζ — средняя степень ионизации.

Для плотности потока энергии за счет теплопроводности конденсата используется выражение

$$q = -\lambda_{\Sigma} \rho x^{n-1} \partial T / \partial m, \quad (5.7)$$

где λ_{Σ} — коэффициент теплопроводности, полагающийся постоянным для заданного вещества.

В качестве граничных условий для уравнений (5.1), (5.3) задаются либо скорости, либо напряжения на левой и правой границах преграды. При расчетах механического действия ПИЧ границы считаются свободными от напряжений:

$$P(0, t) - S_1(0, t) = P(m_0, t) - S_1(m_0, t) = 0,$$

где m_0 — массовая координата внешней границы преграды.

Для уравнений (5.4), (5.5) обычно задаются потоки тепла через поверхность рассматриваемой области [18, 19] 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:

$$q_i(0, t) = q_i(m_0, t) = 0, \quad q(0, t) = q(m_0, t) = 0.$$

Поток энергии электронной компоненты включает в себя составляющие, обусловленные электронной теплопроводностью q_e и переносом тепловым излучением q_R (в оптически толстых областях). Для электронной теплопроводности в пренебрежении эмиссией электронов с внешних границ по-прежнему будем полагать нулевые потоки $q_e(0, t) = q_e(m_0, t) = 0$. В случае лучистой теплопроводности на границах оптически толстого тела (в том числе и в точке раздела оптически тонкой и толстой сред) задается вектор потока энергии излучения в приближении абсолютно черного тела [19]:

$$\vec{q}_R = (2\sigma_{\text{св}} T_e^4 - q_0) \vec{n},$$

где \vec{n} — единичный вектор внешней нормали к границе; $\sigma_{\text{св}}$ — постоянная Стефана–Больцмана; q_0 — плотность суммарного одностороннего потока энергии излучения, подходящего 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 потока:

$$\vec{q} = \vec{q}_e + \vec{q}_i + \vec{q}_R,$$

где \vec{q} — поток в части преграды, в которой используются однопотемпературное приближение и уравнение (5.5), а \vec{q}_e , \vec{q}_i , \vec{q}_R — потоки, относящиеся к области с двухтемпературным приближением и уравнения (5.4). Аналогичные условия равенства потоков ставятся на границе

раздела слоев многослойной преграды, если в соседних слоях используются различные приближения. Наконец, в случае использования по обе стороны границы раздела слоев в многослойной преграде односторонних уравнений (или (5.5), или (5.4)) задается условие непрерывности плотности потоков энергии q для однопотемпературного приближения или $q_e + q_R$ и q_i по отдельности для двухтемпературного.

Для учета прогресса 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 температур, в частности для невозмущенной до облучения среды

$$u(m, 0) \equiv 0, \quad \rho(m, 0) \equiv \rho_0, \quad T_{ei}(m, 0) \equiv T_0.$$

Рассмотрим расчет остальных слагаемых в правой части уравнений (5.4). Для вычисления изменения энергии электронного компонента за счет ионизации атомов или ионов используется выражение

$$dQ_I/dt = (N_A \bar{I}/A) \partial \bar{\zeta} / \partial t, \quad (5.8)$$

где \bar{I} — текущий средний потенциал ионизации, N_A — число Авогадро, A — атомная масса. При этом степень ионизации $\bar{\zeta}$ и величина \bar{I} вычисляются в приближении локальной применимости формулы Саха в зависимости от электронной температуры T_e методом, рассмотренным в работе [11], согласно которому для одного химического элемента решается трансцендентное уравнение

$$\bar{I}(\bar{\zeta} + 1/2) = k_B T_e \ln \left[2^{5/2} (\pi m_e k_B / h^2)^{3/2} T_e^{3/2} / (\bar{\zeta} n_i) \right], \quad (5.9)$$

где плотность числа ионов n_i выражается через ρ как $n_i = \rho N_A / A$; m_e — масса электрона; k_B , h — постоянные Больцмана и Планка. Обобщение уравнения (5.9) 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 [19, 25].

Для величины dQ_{ei}/dt , описывающей обмен энергии между электронной и ионной компонентами, используется выражение [19, 25, 26]:

$$dQ_{ei}/dt = 2^{3/2} \sqrt{\pi m_e / k_B} N_A^3 \frac{\rho \bar{\zeta}^3 \ln \Lambda_{ei}}{A^3 T_e^{3/2}} (T_e - T_i), \quad (5.10)$$

где $\ln \Lambda_{ei}$ — кулоновский логарифм. 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 [25].

Выражение для кулоновского логарифма $\ln \Lambda_{e,i}$ записывается с учетом квантовых эффектов, вырождения электронного газа и возможности сильной экранировки [25] следующим образом:

$$\ln \Lambda_{e,i} = 0,5 \ln (1 + 4r_D^2 / \lambda_B^2). \quad (5.11)$$

где r_D — радиус Дебая, а λ_B — длина волны де-Бройля для электрона [19, 25, 26]. Формулы (5.10), (5.11) применимы в диапазоне от разреженной и горячей до плотной и вырожденной плазмы [25]. Отметим также работу [27], в которой получено выражение для dQ_{ei}/dt , применимое для больших диапазонов температур и плотностей плазмы. Сравнение показывает хорошее совпадение величин dQ_{ei}/dt для обоих подходов.

Плотность потока энергии для электронной подсистемы плазмы имеет, как уже отмечалось, электронную и радиационную составляющие. Для расчета величины q_e используется классическая теория Спитцера (модель лорентцевского газа) с поправочным коэффициентом η_e на самосогласованное поле и электрон-электронные столкновения, а также с учетом вырождения электронного газа [19, 25, 26]:

$$q_e = -\lambda_e \rho x^{n-1} \partial T_e / \partial m. \quad (5.12)$$

В формуле (5.12) коэффициент λ_e вычисляется по интерполяционной зависимости [25]:

$$\lambda_e = \sqrt{(\lambda_e^C)^2 + (\lambda_e^F)^2},$$

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

$$\lambda_e^C = \eta_e \frac{20 (2/\pi)^{3/2} k_B (k_B T_e)^{5/2}}{m_e^{1/2} e^4 \zeta \ln \Lambda_{ei}}. \quad (5.13)$$

Для поправочного коэффициента η_e используется интерполяционная формула

$$\eta_e = 0,095 (\zeta + 0,24) / (1 + 0,24\zeta) \quad (5.14)$$

Расчет коэффициента λ_e^F проводится по соотношению [25]:

$$\lambda_e^F = G_e \frac{\pi^3 k_B^3 \hbar^3 n_e T_e}{2 m_e^2 e^4 \zeta}, \quad (5.15)$$

где G_e — величина, зависящая от отношения прицельного параметра для ионов к межатомному расстоянию (а также от волнового числа Ферми), вычисляется по интерполяционной формуле [25]:

$$G_e^{-1} = \lg \left[1 + \left(2^{4/3} \pi k_B / e^2 \right) n_i^{1/3} T_i / \zeta^{4/3} \right]. \quad (5.16)$$

Поскольку, как известно, в области разреженной плазмы при больших градиентах температуры использование формулы (5.12) дает завышенные оценки теплового потока, в расчетах применялась процедура ограничения его величиной, соответствующей определенной доле ε_{ee} от потока энергии, переносимой свободными электронами [25]:

$$\varepsilon_{ee} = n_e \bar{V}_e k_B T_e, \quad (5.17)$$

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

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

Как следует из расчетных и экспериментальных данных коэффициент ε_{ee} изменяется в диапазоне от 0,03 до 0,1 и в данной работе принят $\varepsilon_{ee} = 0,05$.

Для плотности потока энергии за счет ионной теплопроводности q_i используется выражение, аналогичное (5.12) [25]:

$$q_i = -\lambda_i \rho x^{n-1} \partial T_i / \partial m, \quad (5.18)$$

где коэффициент ионной теплопроводности λ_i определяется формулой

$$\lambda_i = \eta_e \frac{3,28 (2/\pi)^{3/2} k_B (k_B T_i)^{5/2}}{m_i^{1/2} e^4 \zeta \ln \Lambda_{ii}}, \quad (5.19)$$

где $\ln \Lambda_{ii}$ — ион-ионный кулоновский логарифм, записываемый в виде [25]

$$\ln \Lambda_{ii} = 0,5 \ln \left(1 + \frac{9 (k_B T_i)^3}{4 \pi e^6 \zeta^3 n_i} \right). \quad (5.20)$$

Для описания переноса теплового излучения плазмы и его влияния на перераспределение энергии в преграде используется сопряжение расчетных моделей объемного высвета из внешней оптической тонки (прозрачных) слоев разогретой преграды и лучистой теплопроводности для внутренних оптически толстых слоев [19]. В оптически тонком слое плазмы величина dQ_R/dt в уравнении (5.4) определяется по формуле (в оптически толстом она зануляется)

$$dQ_R/dt = 4 \sigma_{SB} T_e^4 / m_P (\rho, T_e), \quad (5.21)$$

где $m_P(\rho, T_e)$ — массовая планковская длина пробега излучения [19]. Граница между областями оптически тонкой и толстой сред m_{PR}

определяется из условия равенства единице оптической толщины слоя преграды [19, 25]:

$$\int_{m_{P,R}}^{m_0} dm/m_P = 1, \quad (5.22)$$

где m_0 — массовая координата границы преграды.

В оптически толстых внутренних слоях плазмы используется приближение чистой теплопроводности. При этом поток q_R определяется по формуле (в оптически тонком q_R зануляется)

$$q_R = - (16\sigma_{\text{SB}} T_e^3 / 3) x^{n-1} m_R(\rho, T_e) \partial T_e / \partial m, \quad (5.23)$$

где $m_R(\rho, T_e)$ — массовая длина пробега излучения, усредненная по Росселанду [19]. Зависимости $m_P(\rho, T_e)$, $m_R(\rho, T_e)$ определяются либо в табличном виде, либо, при отсутствии данных, по теории Крамерса [19] с интерполяцией между областями применимости соответствующих формул.

Для рассматриваемых задач взаимодействия УМРИ 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 система уравнений для осевых фаз, в которой те или иные слагаемые зануляются в зависимости от того, какая фаза находится в данной расчетной ячейке. Определение фазы в этом случае, как и других термодинамических характеристик, производится по единым широкодиапазонным УРС вида $P = P(\rho, T)$, $E = E(\rho, T)$, применимым для всего рассматриваемого диапазона температур и плотностей. В результате анализа различных уравнений состояния были выбраны полумэмпирические уравнения состояния с определяемыми экспериментальным путем константами для нормальных условий [23] 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 давления и внутренней энергии 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 [19]. Для учета эффектов вырождения использовалось приближение слабо вырожденного газа.

Входящая в уравнения (5.4) интенсивность объемного энерговыведения dQ/dt определяется физической взаимодействием излучения с пре-

градой. Основным процессом при взаимодействии с преградой УМРИ является фотопоглощение (процессами рассеяния для низкоэнергетических квантов можно пренебречь), для описания которого требуется знание зависимости от плотности и температуры спектрального коэффициента фотопоглощения плазмы $\sigma_f(\rho, T)$ (существенное уменьшение этого коэффициента и обуславливает эффект просветления плазмы [15, 28]). В случае использования двухтемпературного приближения коэффициент фотопоглощения зависит от температуры электронного компонента T_e .

В настоящей программе используется следующая процедура расчета массового коэффициента поглощения $\sigma_f(\rho, T)$. При температурах ниже некоторой температуры начала просветления плазмы T_* (или T_{e*}) и любой плотности значение коэффициента считается постоянным и равным значению $\sigma_f(\rho_0, T_0)$ 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 $\sigma_f(\rho_0, T_0)$ и табличными значениями. Экстраполяция вне области определения таблиц производится по оценочным формулам, получаемым из физических соотношений. При этом учитывается тот факт, что температура начала просветления плазмы T_* зависит от величины энергии квантов падающего излучения и состава материала преграды.

5.1.2. Численный метод решения. Предлагаемая математическая модель реализована в численном коде [15], основанном на принципе расщепления по физическим процессам и использующем неявную полностью консервативную разностную схему второго порядка точности (схема алгоритма представлена на рис. 5.1).

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 [29], которая теоретически корректна для любой определенной системы уравнений (в отличие от обычной прогонки не требует выполнения практического критерия «диагонального преобладания»). Как показывает численный эксперимент [30], высокая устойчивость метода обеспечивает корректный расчет даже такого затруднительного для конечно-разностных методов теста, как автоматическая задача о сжатии к центру и отражению от него сферической волны [31]. Программа имеет модульную структуру, написана на языке FORTRAN и допускает добавление новых модулей в случае необходимости.

По результатам тестирования программы на автоматических решениях и известных экспериментальных данных можно сделать вывод, что предлагаемый численный метод позволяет рассчитывать диффе-

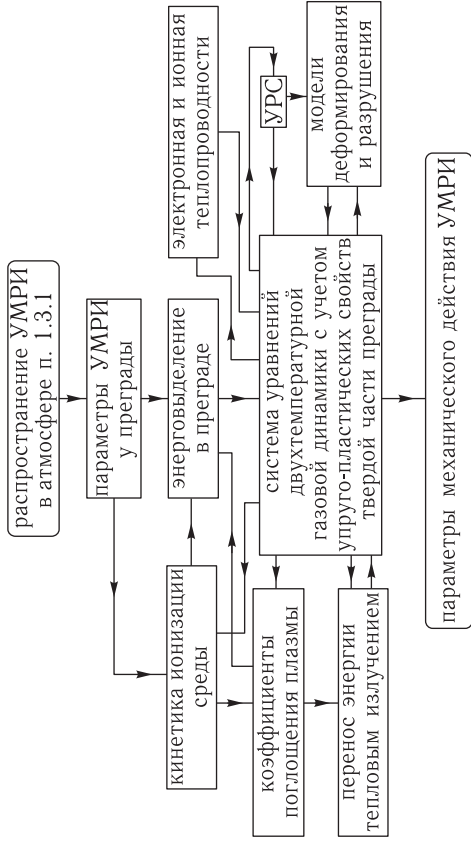


Рис. 5.1. Схема расчета параметров действия импульсного УМРИ

ренциальные и интегральные параметры термомеханического действия импульсного УМРИ 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.

5.1.3. Результаты расчетов.

Влияние нелинейных процессов в плазме вещества преграды на параметры механического действия. Результаты предварительных исследований показали, что существенную роль в динамике формирования механической нагрузки при воздействии на преграду УМРИ играют процессы ионизационного просветления и переизлучения. Представляет интерес также влияние на параметры механического действия эффектов, вызываемых температурной неравновесностью и теплопроводностью. В связи с этим с помощью описанной машинной программы 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/см² и длительностью импульса $\tau = 1$ или 10 нс. Расчет завершался при

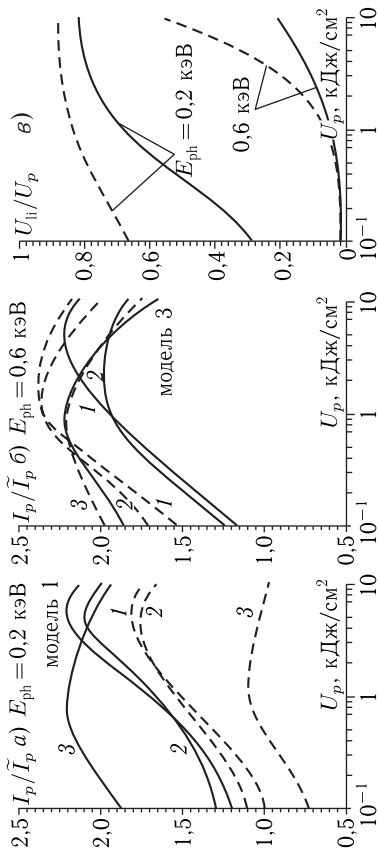


Рис. 5.2. Относительные импульсы давления ($E_{ph} = 0,2$ кэВ — (а), $E_{ph} = 0,6$ кэВ — (б)) и плотности энергии излучения плазмы (θ) для алюминиевой преграды: сплошная линия — $\tau_p = 1$ нс, штриховая линия — $\tau_p = 10$ нс

$t = 100$ нс, причем анализировалась эволюция как интегральных параметров воздействия, так и дифференциальных (скорости, плотности, давления, температуры и т. д.).

На рис. 5.2, а, б представлены относительные импульсы давления I_p/\bar{I}_p , а на рис. 5.2, в — поверхностные плотности энергии U_{li} высвечиваемого из плазмы излучения для $E_{ph} = 0,2$ кэВ и $E_{ph} = 0,6$ кэВ. При этом величина \bar{I}_p определялась при постоянном значении коэффициента фотопоглощения $\sigma_f(\rho_0, T_0)$ без учета образования плазмы (импульс давления — интегральный параметр, определяемый в данной методике как полное количество движения испаренной и отколовшейся части преграды, раздел которой сообщает такое же количество движения оставшейся конденсированной части преграды).

Были рассмотрены три модели взаимодействия излучения с преградой. Модель 1 (см. рис. 5.2) включает учет только эффекта ионизационного просветления (зависимости коэффициента σ_f от ρ и T) в рамках однопотемпературного 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. 5.2 соответствуют $\tau = 1$ нс, а штриховые $\tau = 10$ нс.

Анализ представленных данных позволяет сделать следующие выводы. Учет зависимости коэффициента σ_f от плотности и температуры (модель 1) приводит к существенному увеличению импульса давления (примерно в два раза). Однако влияние эффекта просветления для $E_{ph} = 0,2$ кэВ с увеличением τ_p уменьшается, а для $E_{ph} = 0,6$ 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 $E_{ph} = 0,2$ кэВ концентрация выделяющейся у поверхности преграды энергии высока, различие в величинах \tilde{I}_p для $\tau = 1$ нс и $\tau = 10$ нс невелико, и учет просветления приводит к тому, что увеличение импульса давления происходит примерно в одинаковой степени с небольшим отставанием для $\tau = 10$ нс, где из-за растяжки энерговыделения во времени степень ионизации несколько ниже. Кроме того, при $\tau = 10$ нс некоторое снижение степени ионизации (и импульса давления) происходит из-за уноса части выделившейся энергии ударной волной, которая в случае $\tau = 1$ нс не успевает сформироваться за время действия излучения. Для $E_{ph} = 0,6$ кэВ профиль функции энерговыделения более пологий и концентрация энергии соответственно ниже. Увеличение длительности импульса излучения и влияние ударной волны при $\tau = 10$ нс приводит к более существенным различиям в величинах \tilde{I}_p (без учета образования плазмы) для $\tau = 1$ нс и $\tau = 10$ нс, тогда как эффект просветления эти различия значительно уменьшает. В итоге влияние просветления для $\tau = 10$ 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 прогресса 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 энергий с ионами больше скорости рекомбинации 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 \tilde{I}_p/\tilde{I}_p от U_p несколько смещается в сторону меньших значений U_p .

Наконец, учет переизлучения (модель 3) приводит к существенному изменению зависимости \tilde{I}_p/\tilde{I}_p от U_p . В соответствии с принятой моделью собственное излучение плазмы генерируется и поглощается только электронным компонентом, т. е. 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. 5.2, 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/см² высвет становится заметным, составляя более 50% поглощенной энергии при $\tau = 10$ нс, что приводит к снижению импульса давления по сравнению с моделью 2 и смещению максимума в зависимости \tilde{I}_p/\tilde{I}_p от U_p влево (см. рис. 5.2, б). Особенно заметно это смещение для $E_{ph} = 0,2$ кэВ (рис. 5.1, а), что вызвано влиянием собственного излучения плазмы на рост различия между электронной и ионной температурами и существенным высветом излучения из преграды. При $\tau = 10$ нс за счет вывета 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 τ (см. рис. 5.2, 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 τ , 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 рассматривались непосредственно в рассматриваемой задаче. Однако их влияние учитывалось при использовании данных для коэффициентов σ_f , 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 \tilde{I}_p/\tilde{I}_p от U_p наблюдается и при учете только просветления (см. рис. 5.2, а), хотя и не столь выражен, как в случае использования полной физической модели с учетом переизлучения. Ослабление влияния просветления на рост импульса давления при вы-

соких U_p вызвано достаточно большими размерами области ионизации в этом случае и соответствующим снижением концентрации энергии, а следовательно, температур и степени ионизации.

В заключение рассмотрены приведенных результатов расчетов отметим, что по порядку величин в рассматриваемой задаче давления достигают сотен ГПа, температуры — 10^4 – 10^6 К, скорости — десятков км/с.

На основе систематических расчетов были также определены области влияния различных процессов в плазме алюминиевой преграды. На рис. 5.3 для $\tau = 1$ нс (а) и 10 нс (б) в координатной плоскости (E_{ph} , U_p) изображены линии уменьшения σ_f в 5 и 10 раз, потеря 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).

Из рисунка видно, в частности, что для $\tau = 1$ нс температурной неравновесности можно пренебречь при $E_{ph} > 0,45$ кэВ и любых значений U_p , тогда как с увеличением τ 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 большей 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. 5.3, могут быть использованы при выборе моделей взаимодействия излучения

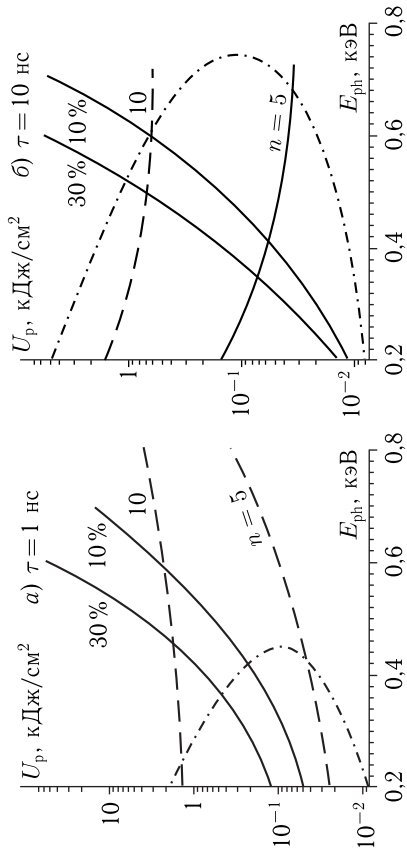


Рис. 5.3. Граница влияния процессов в плазме алюминиевой преграды: сплошная линия — граница потеря энергии на высвет ($n\%$ от W_p); штриховая линия — граница уменьшения коэффициента поглощения в n раз; штрих-пунктирная линия — граница температурной неравновесности

с веществом и решении вопроса о необходимости учета того или иного процесса.

Сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными на «Ангаре-5-1». С помощью разработанной программы были проведены расчеты параметров воздействия излучения, характерного для экспериментальных установок типа «Ангары-5-1» [10, 11, 14], 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 $2,71$ г/см³, для аэрогеля эти параметры равны 2 см и 0,05 г/см³ соответственно. Спектр воздействующего излучения полагался планковским с эффективной температурой 60 эВ, длительностью импульса 20 нс и мощностью 10^{12} Вт/см². Временная функция источника излучения описана в литературе, так же как и данные по коэффициентам поглощения излучения для рассматриваемых материалов (например, [32–35]). Отметим, что при расчете энерговыделения весь спектр излучения разбивался на 15 групп, а коэффициенты поглощения вычислялись путем интерполяции известных данных для средней по группе энергии квантов.

На рис. 5.4–5.6 для разных моментов времени (сплошная линия — $t = 10$ нс, штрих — $t = 20$ нс) изображены профили плотности ρ , скорости u , электронной T_e и ионной T_i температур, давления P , среднего по спектру коэффициента поглощения σ_f и средней степени ионизации $\bar{\zeta}$ в зависимости от массовой координаты m для преграды из аэрогеля, а на рис. 5.7–5.9 — из алюминия.

Представленные данные позволяют увидеть динамику формирования ударной волны в преграде при воздействии излучения, а также волны ионизации и областей температурной неравновесности. Заметим, что для алюминиевого образца различия электронной и ионной температур незначительны. Из полученных данных следует, что мак-

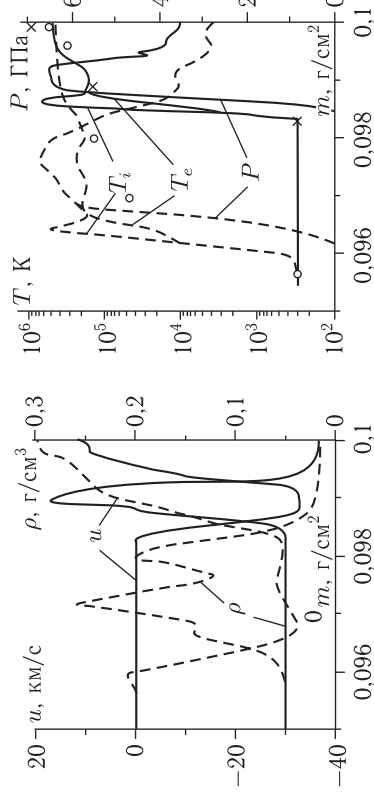


Рис. 5.4. Профили скорости и плотности для аэрогеля

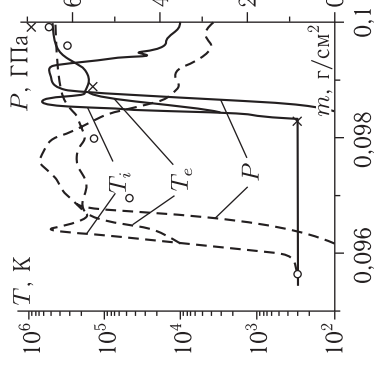


Рис. 5.5. Профили давления, электронной и ионной температур для аэрогеля

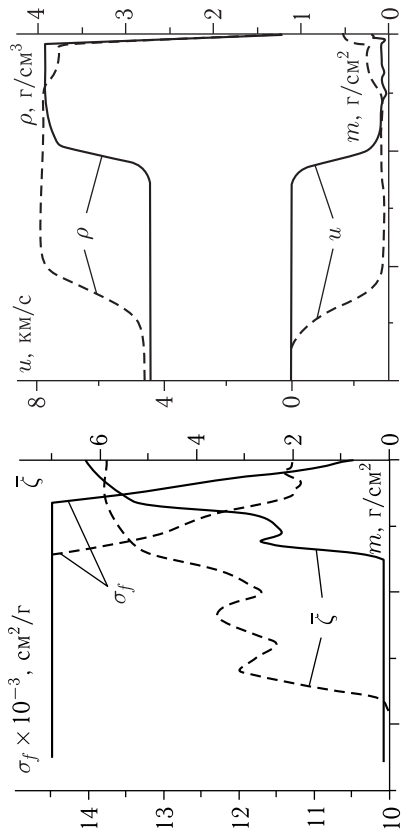


Рис. 5.6. Профили коэффициента фотопоглощения и средней степени ионизации для аэрогеля

Рис. 5.7. Профили скорости и плотности для алюминия

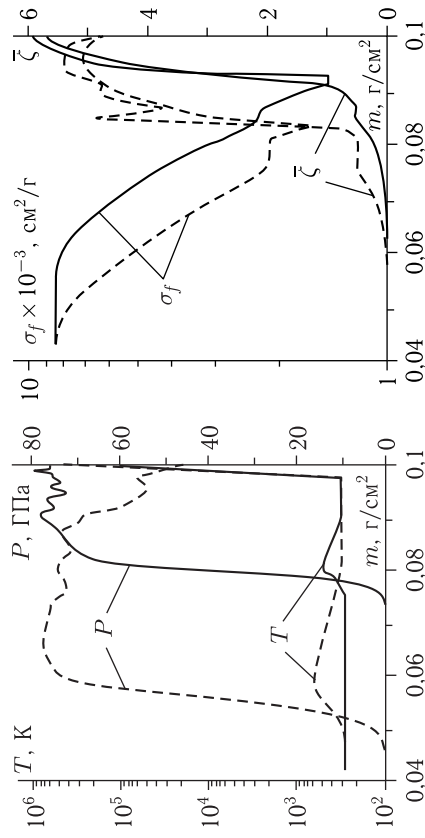


Рис. 5.8. Профили давления и температуры для алюминия

Рис. 5.9. Профили коэффициента фотопоглощения и средней степени ионизации для алюминия

симальное 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 $(4 \dots 6) \times 10^5$ К. Из рисунков видно также, что за одно и то же время волна сжатия в алюминиевой преграде проходит расстояние, в 13 раз большее, чем в аэрогеле. На рис. 5.10 и 5.11 показаны кривые набора

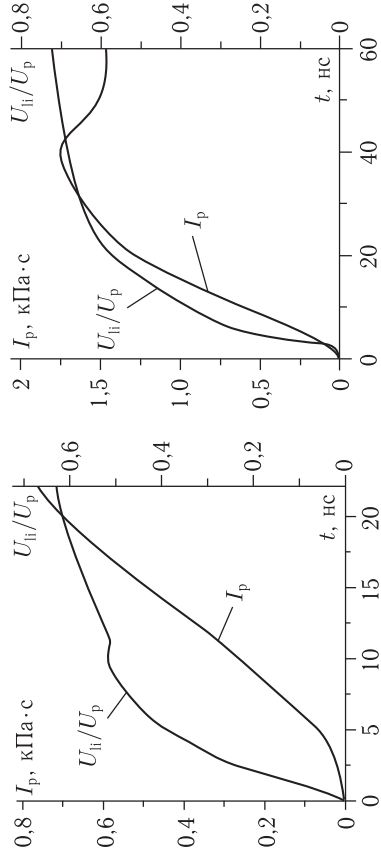


Рис. 5.10. Импульс давления и плотность энергии переизлучения для аэрогеля

Рис. 5.11. Импульс давления и плотность энергии переизлучения для алюминия

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 толщин образца она составляла десятки км/с, 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 сравнились с данными, полученными сотрудниками института тепломассообмена 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 тепловой волн в разные моменты времени. На рис. 5.5 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 используется в настоящей работе модель дает немного завышенную температуру, то на поверхности преграды, наоборот, занижает ее. Это объясняется достаточно грубым описанием переноса собственного излучения в рассматриваемой модели, что приводит к завышению вывета излучения из преграды (до 70% против 55% у Романова Г. С.). Соответственно оказываются меньшими разрыв между электронной и ионной температурами, степеней 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 предложенной модели процессов взаимодействия потоков УМРИ с конденсированной средой, в частности, для расчетов параметров механического действия излучения.

5.2. Режим воздействия без плазмообразования

При объемном характере поглощения энергии плазма не образуется, и существенными при формировании механического действия ПИЧ оказываются: температурная неравновесность и пористость компонентов ГМ (особенно это касается облучаемых защитных ГП), поглощающих излучения и частицы; фазовые переходы, в том числе, в двухфазную область или метастабильные состояния. Методам описания этих особенностей поведения ГМ и уделяется основное внимание в настоящем разделе. Физико-математические модели, учитывающие температурную неравновесность, состав и структуру ГМ строятся методом элементарной ячейки. Предлагается набор элементарных ячеек (ЭЯ) различной сложности и степени учета физических процессов, определяющих параметры механического действия ПИЧ. Необходимость построения набора простых моделей ЭЯ обусловлена тем, что они, описывая поведение ГМ в целом по УРС его компонентов, помещаются в каждую ячейку конечно-разностной сетки расчета газодинамики разлета материала, и необходимы для численного моделирования затраты времени и памяти ЭВМ в основном зависят от уровня сложности используемых моделей ЭЯ. При этом в зависимости от требуемой точности прогнозирования параметров механического действия и режимов воздействия ПИЧ целесообразно использовать различные модели ЭЯ.

Поскольку при построении моделей ЭЯ, как правило, используются calorические УРС, то далее предлагаются метод корректировки УРС этого типа и приближенный способ описания метастабильных состояний в области двухфазности. Рассматриваются новые модели динамической и статической пористости материалов. Описывается методика расчета волновых процессов в многослойной гетерогенной преграде и приводятся результаты расчетов. Как и в случае ПИЧ с мягким спектром поверхностного поглощения, при объемном поглощении энергии также рассматривается расчет механического действия ПИЧ применительно к воздействию потоков РИ, но уже с жестким спектром.

5.2.1. Определяющие уравнения для материалов. Как известно, для замыкания уравнений механики сплошных сред требуются определяющие уравнения, связывающие напряжения с параметрами состояния (термодинамическими параметрами ρ, E и характеристиками деформации). При построении этих уравнений, как правило, компоненты тензора напряжений σ_{ij} представляются в виде суммы девиатора тензора напряжений s_{ij} и диагонального тензора давления $P(\rho, E) \delta_{ij}$:

$$\sigma_{ij} = -P(\rho, E) \delta_{ij} + s_{ij},$$

которые рассчитываются отдельно (в некоторых случаях не независимо).

Настоящий подраздел и посвящен рассмотрению различных моделей поведения материалов, позволяющих определить девиаторные и диагональные части тензора напряжений.

5.2.1.1. Уравнения состояния. Зависимость давления от термодинамических параметров $P(\rho, E)$ в широком диапазоне изменения плотности и внутренних энергий является частным случаем УРС, называемых calorическими. При деформировании высокопористых и полимерных материалов (типа резины или твердого топлива), а также при высоких амплитудах импульсных нагрузок, когда оказывается возможным пренебречь жесткостью вещества на сдвиг по сравнению с его сопротивлением к изменению объема, соотношение $P(\rho, E)$ становится определяющим, так как в этом случае $s_{ij} \equiv 0$.

Ситуация, когда для компонентов ГМ известны только calorические УРС, является скорее правилом, чем исключением [36–44]. В частности, это объясняется возможностью получения экспериментальных данных для построения этого вида УРС непосредственно из результатов ударно-волновых измерений. Поэтому и в настоящей работе в основном используются calorические УРС.

Calорические УРС. В большинстве применяемых в расчетной практике calorических УРС предполагается аддитивность тепловых и холодных составляющих давлений и удельных внутренних энергий [19]:

$$E = E_c(v) + E_T, \quad P = P(\rho, E) = P_c(\rho) + P_T(\rho, E_T), \quad P_c(\rho) = -\frac{dE_c}{d(1/\rho)}.$$

Тепловое давление обычно представляется в виде произведения коэффициента Грюнайзена Γ (который, в свою очередь, часто представляется как произведение $\Gamma(\rho, E_T) = \Gamma_\rho(\rho) \Gamma_E(E_T)$), на объемную плотность тепловой энергии [19, 44]:

$$P_T = \Gamma(\rho, E_T) \rho E_T = \Gamma_\rho(\rho) \Gamma_E(E_T) \rho E_T. \quad (5.24)$$

Конкретизация функций холодной энергии и коэффициента Грюнайзена приводит к различным вариантам calorических УРС.

Широкое применение в расчетах задач механики сплошных сред в конденсированном состоянии получили простейшие УРС, в которых

$$\Gamma = \Gamma_0, \quad E_c = \frac{C_0^2}{m} \left(\frac{\delta^{m-1} - 1}{m-1} + \frac{1}{\delta} - 1 \right),$$

откуда

$$P_T = \Gamma_0 \rho (E - E_c) = \Gamma_0 \rho_0 \delta (E - E_c(\rho)), \quad P_c = \frac{\rho_0 C_0^2}{m} (\delta^m - 1), \quad (5.25)$$

где ρ_0 — плотность холодного конденсата при нулевом давлении; Γ_0, c_0, m — эмпирические константы; $\delta = \rho/\rho_0$ — степень сжатия.

Уравнения состояния (5.25) удобны тем, что входящие в них константы имеют ясный физический смысл ($\Gamma_0 = 3\alpha_T C_0^2/c_p$, C_0 — коэффициент Грюнрайзена и объемная скорость звука для холодного вещества соответственно; $3\alpha_T$ — объемный коэффициент температурного расширения; c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении) и известны для многих материалов. Константа m определяется по постоянной c_1 ударной адиабаты (D — скорость ударной волны, u — скорость вещества за фронтом УВ):

$$D = c_0 + c_1 u$$

путем решения уравнения

$$\frac{2 \left[\delta^m - 1 + \Gamma_0 \left(\frac{\delta^m - \delta}{m-1} - 1 + \delta \right) \right]}{m(2 + \Gamma_0(1 - \delta))} = \frac{\delta(\delta - 1)}{(c_1 - (c_1 - 1)\delta)^2}$$

при некоторой средней степени сжатия δ из интересующего диапазона. Отметим, что в том случае, когда имеются данные по ударным адиабатам материала с различной начальной плотностью (например, с различной пористостью образцов), коэффициент Грюнрайзена может быть найден по соотношению

$$\Gamma_0 = \frac{P_{H2} - P_{H1}}{\rho(E_{H2} - E_{H1})},$$

где (P_{H1}, E_{H1}) , (P_{H2}, E_{H2}) — давления и внутренние энергии ударносножатого вещества на различных ударных адиабатах при одинаковой плотности ρ за фронтом.

Описанные простейшие УРС не учитывают фазовых переходов и могут быть использованы при расчетах механического действия РИ лишь в случаях достаточно малых плотностей поглощенных энергий, при которых отсутствуют испарение или сублимация. Для описания поведения вещества при импульсном нагреве с последующим расширением и фазовым переходом «конденсат-пар» в [37] были предложены

уравнения состояния, в которых

$$\Gamma = \left[\Gamma_g + \frac{(\Gamma_0 - \Gamma_g)(1+b)\delta}{1+b\delta} \right] \frac{Q_s + \eta E_T}{Q_s + \xi E_T},$$

$$E_c = \frac{C_0^2}{m-n} \left(\frac{\delta^{m-1} - 1}{m-1} - \frac{\delta^{n-1} - 1}{n-1} \right), \quad (5.26)$$

откуда

$$P_T = \Gamma \rho (E - E_c) = \left[\Gamma_g + \frac{(\Gamma_0 - \Gamma_g)(1+b)\delta}{1+b\delta} \right] \frac{Q_s + \eta E_T}{Q_s + \xi E_T} \times$$

$$\times \rho_0 \delta (E - E_c(\rho)) = \left[\Gamma_g + \frac{a\delta}{1+b\delta} \right] \frac{Q_s + \eta E_T}{Q_s + \xi E_T} \rho_0 \delta (E - E_c(\rho)), \quad (5.27)$$

$$P_c = \frac{\rho_0 C_0^2}{m-n} (\delta^m - \delta^n),$$

где Γ_g — коэффициент Грюнрайзена холодного пара; Q_s — энергия сублимации холодного вещества; m, n, b, η, ξ — эмпирические константы. Холодные составляющие в (5.26), (5.27) взяты в форме Леннард-Джонса, а энергия сублимации связана с другими эмпирическими константами соотношением

$$Q_s = - \int_{1/\rho_0}^{\infty} P_c d(1/\rho) = \frac{C_0^2}{(m-1)(n-1)}.$$

Представленное УРС содержит 11 подгоночных параметров (необходимость в удельной теплоемкости c_v возникнет при введении температурного параметра): $\rho_0, C_0, Q_s, c_v, \Gamma_0, \Gamma_g, m, n, b, \eta, \xi$ и в дальнейшем будет называться УРС-11. Параметры $\rho_0, C_0, Q_s, c_v, \Gamma_0, \Gamma_g$ имеют ясный физический смысл и могут быть найдены из справочных данных о теплофизических свойствах веществ. Остальные параметры подбираются так, чтобы наилучшим образом описать имеющиеся расчетные и экспериментальные данные о теплофизических свойствах вещества при высоких давлениях и плотностях энергий. Для некоторых материалов параметры УРС-11 представлены в табл. 5.1.

Зависимость $\Gamma(\delta)$ в (5.26) обеспечивает при $\delta \rightarrow 0$ стремление коэффициента Грюнрайзена к его значению для пара. Однако рост производной $\partial\Gamma/\partial\delta$ при $\delta \rightarrow 0$ и $\partial\Gamma/\partial\delta > 0$ при $\delta \rightarrow \infty$ противоречат расчетно-экспериментальным данным о поведении $\Gamma(\delta)$.

Для повышения эффективности и точности описания зависимости $\Gamma(\delta)$ проведена модернизация УРС-11. Зависимости $\Gamma(\delta, E_T)$

Таблица 5.1. Параметры УРС-11

Материал	ρ_0 , г/см ³	C_0 , кМ/с	Q_s , кДж/г	c_v , Дж/г	Γ_g	a	b	m	n	η	ξ
АМг-6М	2,7	5,03	8,36	0,804	2/3	2	0,5	3	2,5	1	3
СТКТ-11	1,55	2,4	25	1,26	2/3	0,2	0,5	2	1,23	0,04	0,12
ЭПК	1,2	2,2	32	1,5	2/3	0,2	0,5	2	1,15	1	3
SnO ₂	7,0	5,0	2,1	0,35	2/3	2	0,5	5	4	1	3
Pb	11,3	1,91	0,96	0,0822	2/3	2,7	0,5	4	2,06	1	3
SiO ₂	2,5	4,9	4	0,79	2/3	0,05	0,5	4	3	0,96	2,88
С	2,25	4,7	44,6	2,69	2/3	0,05	0,5	2	1,5	1	3
W	19,3	3,05	3,09	0,133	2/3	2	0,5	3	2,5	1	3
Ni	8,9	4,8	7,5	0,45	2/3	2	0,5	3	2,54	1	3

* — параметр подобран по температуре в критической точке (см. п. 5.2.2)

и $E_c(\delta)$ предлагается брать в виде [43]:

$$\Gamma = \begin{cases} \Gamma_0 \frac{Q_s + \eta E_T}{Q_s + \xi E_T} & \text{при } \delta \geq 1, \\ [\Gamma_g + \delta^2(3 - 2\delta)(\Gamma_0 - \Gamma_g)] \frac{Q_s + \eta E_T}{Q_s + \xi E_T} & \text{при } \delta < 1, \end{cases} \quad (5.28)$$

$$E_c = \begin{cases} \frac{C_0^2(\delta - 1)^2}{2} \frac{1 + A}{1 + A\delta} & \text{при } \delta \geq 1, \\ Q_s(\delta - 1)^2 \frac{1 + 2\delta}{1 + B\delta} & \text{при } \delta < 1, \end{cases} \quad (5.29)$$

откуда

$$P_T = \begin{cases} \Gamma_0 \frac{Q_s + \eta E_T}{Q_s + \xi E_T} \rho_0 \delta E_T & \text{при } \delta \geq 1, \\ (\Gamma_g + \delta^2(3 - 2\delta)(\Gamma_0 - \Gamma_g)) \frac{Q_s + \eta E_T}{Q_s + \xi E_T} \rho_0 \delta E_T & \text{при } \delta < 1, \end{cases} \quad (5.30)$$

$$P_c = \begin{cases} \frac{\rho_0 C_0^2 (1 + A) \delta^2}{2 (1 + A\delta)^2} (\delta - 1) (2 + A(\delta + 1)) & \text{при } \delta \geq 1, \\ \rho_0 Q_s \left(\frac{\delta}{1 + B\delta} \right)^2 (\delta - 1) (4B\delta^2 + (6 + B)\delta + B) & \text{при } \delta < 1, \end{cases} \quad (5.31)$$

где A , B — эмпирические константы, а величина B выражается через скорость звука и энергию сублимации (условие следует из гладкости зависимости $P_c(\delta)$ при $\delta = 1$):

$$B = \frac{6Q_s}{C_0^2} - 1.$$

Поскольку константа B вычисляется, то УРС содержит 9 подгоночных параметров $\rho_0, C_0, Q_s, c_v, \Gamma_0, \Gamma_g, A, \eta, \xi$ и будет в дальнейшем называться УРС-9. Параметры УРС-9 для свинца и АМг-6М (для других материалов в работе применяется УРС-11; в качестве параметров УРС-9 АМг-6М используются параметры для А1) представлены в табл. 5.2 [43].

Таблица 5.2. Параметры УРС-9

Материал	ρ_0 , г/см ³	C_0 , кМ/с	Q_s , кДж/г	c_v , Дж/г	Γ_g	Γ_0	A	η	ξ
АМг-6М	2,71	5,22	10	0,92	2/3	2,06	0,342	0,125	0,59
Pb	11,3	1,98	0,84	0,12	2/3	3,0	0,067	0,13	0,78

Приближенный метод коррективки калорических УРС [44]. Несмотря на то что калорических УРС оказывается достаточным при решении многих задач механики сплошных сред, в области двухфазного состояния вещества большинство феноменологически построенных УРС нуждаются в корректровке по правилу Максвелла [40, 44]. Такая коррективка требует построения изотерм и, следовательно, знания термических УРС.

В случае отсутствия термических УРС и необходимости получения предварительных оценочных результатов выходом из положения может быть построение некоего модельного термического УРС, которое используется для коррективки УРС в переменных (ρ, T) и перехода к переменным (ρ, 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 [40, 43, 44]

$$\left(\frac{\partial E}{\partial(1/\rho)} \right)_T = T \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_\rho - P. \quad (5.32)$$

Конечно, предлагаемая процедура коррективки калорического УРС в области двухфазности не является вполне 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 коррективки.

Требование выполнения уравнения (5.32) сужает круг возможных зависимостей для построения модельного термического УРС. Для калорических УРС, в которых предполагается аддитивность тепловых и холодных составляющих давлений и удельных внутренних энергий, условие термодинамической совместности (5.32) записывается в виде [44]

$$\left(\frac{\partial E_T}{\partial(1/\rho)} \right)_T = T \left(\frac{\partial P_T}{\partial E_T} \right)_\rho \left(\frac{\partial E_T}{\partial T} \right)_\rho - P_T. \quad (5.33)$$

Таким образом, частные производные требующейся для корректировки зависимости модельного термического УРС $E_T = E_T(\rho, T)$ должны быть связаны соотношением (5.33).

Наиболее просто вопрос построения термического УРС решается в случае, если предположить, что тепловая часть энергии зависит только от температуры. Тогда из (5.33) имеем

$$\frac{P_T}{T} = \left(\frac{\partial P_T}{\partial T} \right)_\rho, \quad (5.34)$$

откуда следует, что

$$P_T = \psi(\rho)\rho T.$$

Из (5.34) следует, что принятое предположение о независимости тепловой энергии от ρ не противоречит калорическому УРС лишь в случае, если в нем тепловое давление представляется в виде произведения функций плотности на функцию тепловой энергии

$$P_T = \psi(\rho)\rho f(E_T). \quad (5.35)$$

Это, в частности, имеет место, когда коэффициент Грюнрайзена представляется в виде произведения таких функций. Сравнивая для этого случая (5.35) с (5.34) получаем пропорциональность функций $f(E_T)$ и $\Gamma_E(E_T)E_T$, т. е. (C — коэффициент пропорциональности)

$$CT = C f(E_T) = \Gamma_E(E_T)E_T = F(E_T), \quad (5.36)$$

где константа C может быть определена из условия, что при $\rho \rightarrow 0$ функции $\Gamma(\rho)$, $\psi(\rho)$ принимают свои предельные значения $\gamma - 1$ и R/μ , соответствующие УРС идеального газа:

$$C = \lim_{\rho \rightarrow 0} \frac{\psi(\rho)}{\Gamma(\rho)} = \frac{R/\mu}{\gamma - 1} = c_v,$$

т. е. искомая константа совпадает с удельной теплоемкостью при постоянном объеме. Из (5.36) получаем искомый термодинамически согласованный термический УРС

$$E_T = F^{-1}(c_v T). \quad (5.37)$$

Так для УРС-9 и УРС-11 имеем

$$F(E_T) = \Gamma_E(E_T)E_T = \frac{Q_s + \eta E_T}{Q_s + \xi E_T} E_T.$$

Откуда получаем термический УРС [44]

$$E_T = F^{-1}(c_v T) = \frac{Q_s}{2\eta} \left(\sqrt{\left(1 - \frac{c_v T}{Q_s}\right)^2 + \eta \frac{c_v T}{Q_s}} - \left(1 - \xi \frac{c_v T}{Q_s}\right) \right). \quad (5.38)$$

Итак, показано, что для достаточно широкого класса калорических УРС можно построить термодинамически непротиворечивый термиче-

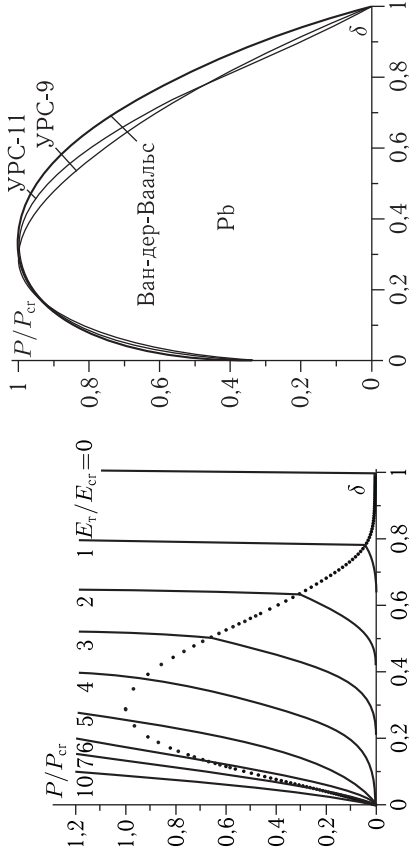


Рис. 5.12. Изотермы расширения свинца без учета метастабильности

Рис. 5.13. Бинодали свинца для различных видов УРС

ские УРС, в которых 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-9 или УРС-11.

Модель описания метастабильных состояний конденсата. Если формально применить только что описанную процедуру корректировки УРС [40, 44] 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 адиабатой), описываемой холодной составляющей давления $P_c(\rho)$. В качестве примера на рис. 5.12 представлены в координатах P - δ область двухфазных состояний (граница этой области называется бинодалю) и изотерпы расширения (от начальной относительной плотности $\delta = 1,1$) свинца, построенные по УРС-11. На рис. 5.13. представлены бинодали, построенные в процессе корректировки различных УРС свинца (УРС-9, УРС-11 и модернизированный УРС Ван-дер-Ваальса [45]). Видно, что это различие проявляется в основном на границе с жидкостью.

Поскольку вся область ниже холодной составляющей давления физически недостижима, то из рис. 5.12 следует, что состояния с отрицательным давлением в рамках рассматриваемой модели не реализуются. Это противоречит очевидному факту, что вещество в конденсированной фазе (в рамках модели [37, 38] отсутствует различие между твердой и жидкой фазами, поскольку энергия плавления, как правило, много меньше энергии сублимации, и обе фазы в этом случае принято

называть конденсатом) выдерживает достаточно большие (десятки тысяч атмосфер) растягивающие напряжения. Противоречие возникает вследствие того, что вещество, находясь внутри нижней части области под бинадально, не распадается на двухфазную смесь конденсат-пар, а переходит в метастабильное состояние. Это обусловлено увеличением устойчивости метастабильных состояний (МСС) с затуханием тепловых флуктуаций при низких температурах. При этом область, ограниченная бинадально, разбивается на зоны метастабильных и двухфазных состояний, и необходимо построить модель перехода от одного состояния 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. В частности, такие задачи возникают при расчетах тильных отколов в конденсированных преградах, образующихся вследствие сублимации вещества на их внешних поверхностях, облучаемых РИ.

Прежде всего модель перехода должна содержать формулировку критериев, обеспечивающих реализацию МСС и позволяющих построить границы, разделяющие область под бинадально на зоны метастабильности и двухфазности. К сожалению, такие критерии или соответствующие экспериментальные данные для конкретных веществ нам неизвестны. 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 ввести некоторый уровень температуры (в приближении модельного термического УРС (5.38) — некоторый уровень тепловой энергии), ниже которого метастабильные состояния возможны и реализуются тем вероятнее, чем они ближе к правой ветви бинадали (далее от газообразного состояния). Под бинадально определенному температурному уровню однозначно соответствует уровень давления, поэтому целесообразно ввести коэффициент давления $k_p < 1$ (в расчетах принималось равным 0,1), такой, что при давлениях, меньших $kP_{ст}$ под бинадально возможны МСС. Показанная на рис. 5.14 горизонтальная прямая $P = kP_{ст}$ отделяет от области под бинадально нижнюю часть, где уровень ТФ мал и возможна реализация метастабильных состояний. Эту прямую естественно назвать линией метастабильности. Введение коэффициента давления не решает полностью малых ТФ. Введение коэффициента давления не решает полностью рассматриваемой проблемы. Если при давлениях ниже $kP_{ст}$ мы допустим, что реализуется метастабильность, и будем применять УРС без корректровки на двухфазность, то после прохождения минимума изотермы окажутся в области, где не выполняется одно из основных требований к УРС, используемых в современных газодинамических кодах, а именно, выполнение неравенства $(\partial P / \partial \rho)_T \geq 0$. 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 s $(\partial P / \partial \rho)_T < 0$ 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 МСС. Конец этой линии находится, очевидно, на пересечении уровня давления $kP_{ст}$ с правой ветвью бинадали (см. рис. 5.14). 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 точки минимума изотерм (правее правой ветви спинодали), во-вторых, она должна быть однозначной функцией плотности.

На рис. 5.15 показаны изотермы свинца, построенные по УРС-11 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 обуславливает 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 корректровке 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. На рис. 5.16 представлены изотермы расширения свинца, рассчитанные с учетом метастабильности конденсата при низких температурах.

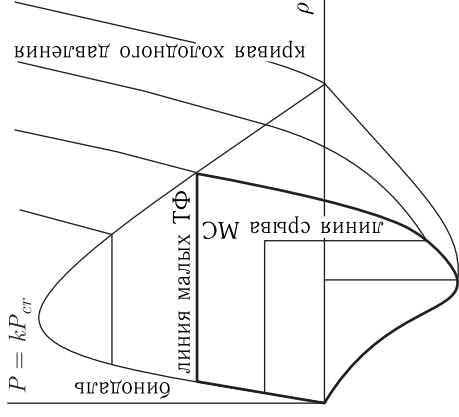


Рис. 5.14. Границы областей МСС и двухфазности

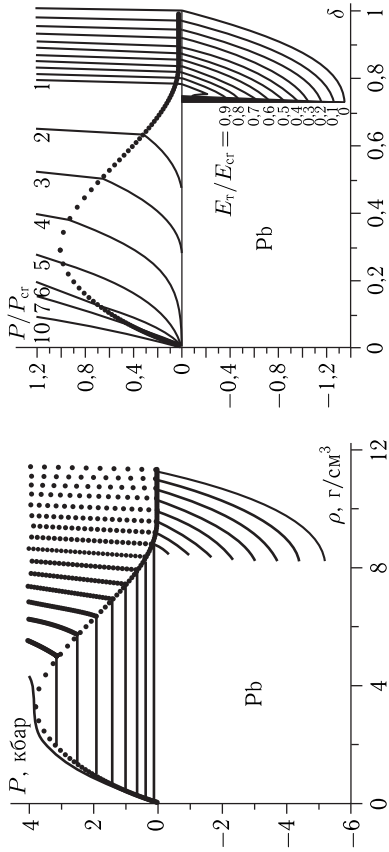


Рис. 5.15. Изотермы свинца с учетом двухфазности и МСС

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

5.2.1.2. Модели деформирования и разрушения. Известно, что соотношения теории упругости удовлетворительно описывают поведение твердых тел только при малых амплитудах действующих внешних сил. Увеличение уровня нагружения приводит к возникновению в материалах неупругих пластических деформаций, и для описания поведения материалов с учетом сдвиговых деформаций необходимо использование уравнений теории пластичности.

Первые построения математической теории пластичности были сделаны еще в работах Сен-Венана [46, 47] и М. Леви [48, 49]. Однако интенсивное развитие теории пластичности началось лишь с двадцатых годов двадцатого столетия в основном трудами Г. Генки [50, 51], Л. Прандтля [52] и Р. Мизеса [53]. В настоящее время теория пластичности является одной из самых развитых разделов механики сплошных сред.

Пластические свойства деформируемых твердых тел весьма разнообразны, существенно зависят от вида материала и условий нагружения, что делает затруднительным построение единой теории пластичности, применимой во всех случаях. Поэтому имеется огромное количество работ, посвященных рассмотрению отдельных вопросов теории пластичности (см., например, обзоры в книгах Ильюшина А. А., Хилла Р., Качанова Л. М., Соколовского В. В. [54–57] и др.). Наиболее широкое распространение получили различные модификации следующих двух основных вариантов: теории пластического течения и деформационной теории пластичности. Если первая теория в основном используется для решения задач нестационарных процессов в сплош-

ных средах [58], то вторая широко применяется в классической теории динамики упругопластических пластин и оболочек [59].

Многочисленные экспериментальные исследования (см. например, [60–65]) показывают, что материалы ведут себя по-разному при статических и импульсных нагружениях. Основная причина заключается в чувствительности динамических свойств материалов к скорости деформации. Поведение таких материалов описывается моделями вязкоупругопластической (вязкость и упругой) и в пластической областях) и упруговязкопластической (вязкость только в пластической области) сред [66]. Пренебрежение вязкими эффектами до появления пластических деформаций значительно облегчает построение теории [67, 68] и ее обобщение на случай сложного напряженного состояния [69, 70].

В некоторых случаях в задачах воздействия интенсивных ПИЧ оказывается важным учет влияния нагрева материала на его механическое поведение. Определяющие уравнения термопластичности для решения динамических задач рассматривались в работах [71–77].

Таким образом, в настоящее время имеется достаточно представительный набор моделей механического поведения пластических материалов, чувствительных к скорости деформаций и изменению температуры. Выбор той или иной модели определяется требованиями к точности результатов расчета, имеющимися экспериментальными данными о свойствах исследуемых материалов, располагаемым временем для решения поставленной задачи, возможностями имеющейся вычислительной техники, удобством использования модели в разрабатываемом численном коде, размерами финансирования и многими другими обстоятельствами. Поэтому далее наряду с достаточно общими моделями динамического поведения пластических материалов приводятся классические уравнения деформационной теории пластичности и теории пластического течения. В этих теориях не учитывается вязкость материалов, однако они часто применяются при решении динамических задач (в том числе и при расчетах параметров механического действия ПИЧ), так как довольно подробно изучены и дают достаточные по точности приближения для многих практически важных задач.

Деформационная теория пластичности. В деформационной теории пластичности находят свое отражение три основных свойства конструкционных материалов за пределами упругости: нелинейность зависимости между напряжениями σ_{ij} , и деформациями ϵ_{ij} , упругие в процессе деформации и различие законов нагружения и разгрузки [54, 56, 57]. Определяющие уравнения этой теории (уравнения Надаи–Генки–Ильюшина) получаются в результате обобщения соотношений теории упругости на основе следующих трех постулатов (первые два такие же, как в теории упругости) [54].

1. Направляющие тензоры напряжений и деформаций совпадают:

$$\sigma_{ij} - \frac{1}{3}\sigma_{kk}\delta_{ij} = \frac{2}{3}\frac{\sigma_i}{\epsilon_i} \left(\epsilon_{ij} - \frac{1}{3}\epsilon_{kk}\delta_{ij} \right). \quad (5.39)$$

2. Изменение объема остается нелинейно упругим, как в процессе нагрузки, так и при разгрузке, т. е. среднее нормальное напряжение (давление) однозначно описывается УРС:

$$\sigma_{kk} = -3P(\rho, E). \quad (5.40)$$

3. Интенсивность напряжений σ_i (с точностью до множителя $\sqrt{3}$ корень квадратный из второго инварианта девиатора тензора напряжений) есть функция только интенсивности деформаций ε_i (с точностью до множителя $2/\sqrt{3}$ корень квадратный из второго инварианта девиатора тензора деформаций):

$$\sigma_i = f(\varepsilon_i). \quad (5.41)$$

Из (5.39)–(5.40) получаем следующие основные соотношения деформационной теории пластичности

$$\sigma_{ij} = -P(\rho, E) \delta_{ij} + \frac{2}{3} \frac{\sigma_i}{\varepsilon_i} \left(\varepsilon_{ij} - \frac{1}{3} \varepsilon_{kk} \delta_{ij} \right). \quad (5.42)$$

Соотношения (5.42) выполняются в процессе нагружения (активной упруго-пластической деформации), когда интенсивность деформаций является возрастающей функцией времени. Поскольку в соответствии с деформационной теорией пластичности разгрузка происходит упруго, то при убывании интенсивности деформации необходимо воспользоваться законом Гука, написанным в приращениях. Из него следует (звездочкой помечены величины, соответствующие моменту начала разгрузки) соотношения деформационной теории в области разгрузки:

$$\sigma_{ij} = \sigma_{ij}^* - \left(P - P^* + \frac{2}{3} G(\varepsilon_{kk} - \varepsilon_{kk}^*) \right) \delta_{ij} + 2G(\varepsilon_{ij} - \varepsilon_{ij}^*), \quad (5.43)$$

где G — модуль сдвига; величины, помеченные звездочкой соответствуют состоянию, от которого началась разгрузка.

Следует отметить, что в деформационной теории пластичности разгрузка предполагается неограниченно упругой и эффект Баушингера не рассматривается. Кривая (5.41) определяется опытным путем. Наиболее часто ее получают из опытов на кручение тонкостенных труб или опытов на растяжение стержней.

Для учета нагрева в деформационной теории пластичности принимается, что интенсивность напряжений есть функция интенсивности деформаций и температуры, а модуль сдвига G (он требуется при описании процесса разгрузки) — функция температуры.

Теория пластического течения. При построении теории пластического течения необходимо сформулировать [58]: условия текучести; условия, характеризующие состояние среды (нагрузка, разгрузка, нейтральное состояние); уравнения пластического течения. В общем слу-

чае условие текучести для материала с упрочнением можно записать в виде

$$F_T(\sigma_{ij}, \varepsilon_{ij}^p, W^p) = 0, \quad (5.44)$$

где функция F_T выбрана так, что $F_T < 0$ определяет упругое состояние, $F_T = 0$ — состояние течения, а параметр упрочнения W^p представляет собой работу пластических деформаций:

$$W^p = \int_0^t \sigma_{ij} d\varepsilon_{ij}^p. \quad (5.45)$$

Для построения уравнений течения требуется определенная в пространстве напряжений функция, играющая роль пластического потенциала. Обычно эту функцию отождествляют с функцией текучести F_T , и тогда уравнения течения записываются в виде

$$\frac{d\varepsilon_{ij}^p}{dt} = \lambda^p \frac{\partial F_T}{\partial \sigma_{ij}}, \quad (5.46)$$

где ε_{ij}^p — пластическая часть тензора деформации, λ^p — неотрицательная функция, определенная как

$$\lambda^p = - \frac{\frac{\partial F_T}{\partial \sigma_{ij}} \frac{d\sigma_{ij}}{dt}}{\frac{\partial F_T}{\partial \sigma_{kl}} \frac{\partial \varepsilon_{kl}^p}{\partial F_T}}. \quad (5.47)$$

Геометрический смысл соотношений (5.46) заключается в том, что вектор скорости пластических деформаций ортогонален к поверхности напряжений и не зависит от направления вектора скорости напряжений $d\sigma_{ij}/dt$.

Условия состояния среды на поверхности текучести ($F_T = 0$) формулируются следующим образом.

Процессы активного нагружения при смене пластических состояний сопровождаются увеличением пластической деформации:

$$\frac{\partial F_T}{\partial \sigma_{ij}} \frac{d\sigma_{ij}}{dt} > 0. \quad (5.48)$$

При разгрузке не происходит роста пластических деформаций и выполняется условие

$$\frac{\partial F_T}{\partial \sigma_{ij}} \frac{d\sigma_{ij}}{dt} < 0. \quad (5.49)$$

Нейтральному состоянию соответствует условие

$$\frac{\partial F_T}{\partial \sigma_{ij}} \frac{d\sigma_{ij}}{dt} = 0. \quad (5.50)$$

Рассмотрим теперь используемый далее вариант уравнений пластического течения, в которых функции текучести F_T соответствует

критерию Губера–Мизеса (многочисленные эксперименты показали, что данное условие во многих случаях предпочтительнее также широко распространенного условия Сен-Венана)

Критерий Губера–Мизеса формулируется следующим образом: пластическое течение возникает, когда второй инвариант девиатора тензора напряжений (интенсивность сдвиговых напряжений) достигает некоторой критической величины:

$$I_2 = \frac{1}{2} s_{ij} s_{ij} = \frac{1}{6} [(\sigma_{xx} - \sigma_{yy})^2 + (\sigma_{zz} - \sigma_{yy})^2 + (\sigma_{xx} - \sigma_{zz})^2] + \sigma_{xy}^2 + \sigma_{yz}^2 + \sigma_{xz}^2 = \frac{1}{3} \sigma_T^2, \quad (5.51)$$

или в главных осях:

$$(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_3 - \sigma_2)^2 + (\sigma_1 - \sigma_3)^2 = 2\sigma_T^2, \quad (5.52)$$

где предел текучести σ_T при простом растяжении есть функция следующих параметров:

$$\sigma_T = \sigma_T(\dot{\varepsilon}_i, \varepsilon_i, P, W^p). \quad (5.53)$$

Здесь $\dot{\varepsilon}_i$ — компоненты тензора скоростей деформации, ε_i — компоненты тензора деформаций в главных осях.

Следует отметить, что вид функции (5.53), как правило, определяется экспериментальным путем и специфичен для различных классов конструкционных материалов. Если требуется учет эффекта Баушингера (уменьшения предела текучести после предварительной малой пластической деформации противоположного знака), то при решении одномерных задач можно рассчитывать предел текучести по соотношению

$$\sigma_T = \frac{\sigma_{T0} + \sigma'_{T0}}{2} + \text{sign}(\dot{\varepsilon}_1) \left(\frac{\sigma_{T0} - \sigma'_{T0}}{2} \right).$$

Поверхность текучести (5.52) в пространстве главных напряжений в случае постоянной величины σ_T (идеальная пластичность) является поверхностью кругового цилиндра с радиусом основания равным $\sqrt{2/3} \sigma_T$.

Обобщенное условие Губера–Мизеса имеет вид:

$$(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_3 - \sigma_2)^2 + (\sigma_1 - \sigma_3)^2 = 2(\sigma_T + d|P|)^2,$$

где $\sigma_T = \sigma_T(\dot{\varepsilon}_i, \varepsilon_i, W^p)$, d — экспериментальный коэффициент. Поверхность текучести в этом случае представляет собой поверхность кругового конуса с вершиной $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3 = \sigma_T/d$.

Для компонент девиатора напряжений выполняется соотношение

$$s_{11} + s_{22} + s_{33} = 0.$$

В главных осях это равнонаклоненная к ним и проходящая через начало координат плоскость. Пересечение ее с поверхностями цилиндра или конуса дает круг текучести с радиусом $\sqrt{2/3} \sigma_T$.

Уравнения пластического течения получают добавлением к (5.46) соотношений для скоростей упругих деформаций:

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^e = \frac{1}{2G} \dot{s}_{ij}, \quad \dot{\varepsilon}_{kk}^e = \frac{\dot{v}}{v} = -\frac{\dot{\rho}}{\rho} = \frac{\left(\frac{\partial P}{\partial E}\right)_\rho \dot{E} - \dot{P}}{\rho \left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_E}, \quad (5.54)$$

где $\dot{\varepsilon}_{ij}^e$ — упругая часть компонент девиатора тензора скоростей деформаций.

Учитывая, что в пластической области материала практически несжимаем ($\dot{\varepsilon}_{kk}^p = 0$), из (5.54), получаем уравнения течения в виде:

$$\dot{\varepsilon}_{ij} = \frac{\dot{s}_{ij}}{2G} + \lambda^p \frac{\partial F_T}{\partial \sigma_{ij}}, \quad \dot{\varepsilon}_{kk} = \frac{\left(\frac{\partial P}{\partial E}\right)_\rho \dot{E} - \dot{P}}{\rho \left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_E}. \quad (5.55)$$

Для функции текучести Губера–Мизеса (5.51) из (5.55) получаем уравнения пластического течения Прандтля–Рейсса:

$$\dot{\varepsilon}_{ij} = \frac{\dot{s}_{ij}}{2G} + \lambda^p s_{ij}, \quad \dot{\varepsilon}_{kk} = \frac{1}{\rho} \left(\left(\frac{\partial P}{\partial E}\right)_\rho \dot{E} - \dot{P} \right) \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_E^{-1}. \quad (5.56)$$

При этом параметр λ^p в (5.56) определяется мощностью пластической деформации ($\lambda^p = (3/2) \dot{W}^p / \sigma_T^2$).

Отметим, что уравнения пластического течения Прандтля–Рейсса оказываются наиболее удобными для проведения расчетов на ЭВМ, так как их численная реализация может быть осуществлена по алгоритму корректурки упругих напряжений, предложенному Уилкинсом [78].

Упруговязкопластическая среда. Как уже отмечалось, наиболее просто модель пластической среды, чувствительной к скорости деформации, строится в предположении, что ее вязкие свойства проявляются только в области пластического течения. Тогда начальное условие пластичности не отличается от условий пластичности невязких сред, и функция текучести может быть принята в виде

$$F_T = F_T(\sigma_{ij}, \varepsilon_{ij}^p) = \frac{f_T(\sigma_{ij}, \varepsilon_{ij}^p)}{\chi^p(W^p)} - 1, \quad (5.57)$$

где $\chi^p(W^p)$ — параметр упрочнения.

Уравнения течения упруговязкопластических сред записываются в виде [70, 74]

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \frac{\dot{s}_{ij}}{2G} + \gamma_V \hat{\Phi}(F_T) \frac{\partial f_T}{\partial \sigma_{ij}}, \quad \dot{\epsilon}_{kk} = \frac{1}{\rho} \left(\left(\frac{\partial P}{\partial E} \right) \dot{E} - \dot{P} \right) \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)^{-1}, \quad (5.58)$$

где крышечка над Φ означает, что эта функция определена только для положительных значений, а иначе она равна нулю (попадаем в область упругости, где вязкие эффекты не проявляются), γ_V — коэффициент вязкости материала. Экспериментально определяемая функция $\Phi(F_T)$ описывает влияние скорости деформации на предел текучести.

В простейшем случае $\Phi(F_T) = F_T$. Опираясь на экспериментальные данные, Пэжина [69] предложил задавать зависимость $\Phi(F_T) = F_T$ в одном из следующих видов:

$$\Phi(F_T) = \sum_{\alpha=1}^N A_\alpha [\exp(F_T^\alpha) - 1], \quad \Phi(F_T) = \sum_{\alpha=1}^N B_\alpha F_T^\alpha, \quad (5.59)$$

где A_α , B_α — экспериментально определяемые коэффициенты.

Определяющие соотношения, описывающие упруговязко-идеально пластическую среду, получаются в предположении, что условие пластичности не зависит от деформаций и определяется только вторым и третьим инвариантами тензора напряжений I_2, I_3 :

$$F_T = F_T(I_2, I_3) = \frac{f_T(I_2, I_3)}{\chi^p} - 1. \quad (5.60)$$

Во многих случаях функция текучести в основном зависит от второго инварианта напряжений и может быть принята в виде

$$F_T = F_T(\sigma_{ij}) = \frac{\sqrt{3}J_2}{\sigma_T} - 1. \quad (5.61)$$

Тогда определяющие уравнения записываются аналогично уравнениям Прандтля–Рейсса

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \frac{\dot{s}_{ij}}{2G} + \frac{\gamma_V}{2} \hat{\Phi} \left[\frac{\sqrt{3}I_2}{\sigma_T} - 1 \right] \frac{s_{ij}}{\sqrt{I_2}}, \quad \dot{\epsilon}_{kk} = \frac{1}{\rho} \left(\left(\frac{\partial P}{\partial E} \right) \dot{E} - \dot{P} \right) \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)^{-1}. \quad (5.62)$$

Теория термопластичности. В [73] рассматриваются соотношения термопластичности между приращениями тензоров деформаций и напряжений, не опираясь на предположение об их малости.

При выводе основных соотношений теории термопластичности так же, как и в теориях пластического течения, тензоры деформаций складываются на шаровую и девиаторные части, для каждой из которых

связи строятся отдельно. Пусть поля деформаций и напряжений в два последовательные моменты времени характеризуются тензорами $\epsilon_{ij}^{\text{old}}$, σ_{ij}^{old} и $\epsilon_{ij}^{\text{new}}$, σ_{ij}^{new} . Тогда их девиаторы e_{ij}^{old} , s_{ij}^{old} и e_{ij}^{new} , s_{ij}^{new} можно связать с помощью закона Гука и, вычитая одно уравнение из другого, после преобразований получить соотношение для конечных приращений [73]:

$$\Delta s_{ij}^e - \Delta s_{ij}^{*e} = 2G\Psi \Delta e_{ij} + \frac{\Delta G\Psi}{G + \Delta G} s_{ij}^{\text{new}e}, \quad (5.63)$$

где

$$\Delta s_{ij}^{e*} = 2G\Delta e_{ij} + \frac{\Delta G}{G + \Delta G} s_{ij}^{\text{new}e}, \quad (5.64)$$

$$\Delta s_{ij} = 2G\Delta e_{ij} + \frac{\Delta G}{G + \Delta G} s_{ij}^{\text{new}}, \quad (5.65)$$

$$s_{ij}^{\text{new}e} = s_{ij}^{\text{old}} + \Delta s_{ij}^e,$$

$$\Delta s_{ij}^{*e} = \Delta s_{ij}^e \pm \Delta s_{ij}^{**}.$$

Пусть тензор приращения пластических деформаций $\Delta e_{ij}^p = \Delta \epsilon_{ij} - \Delta \epsilon_{ij}^e$ коаксиален некоторому тензору S_{ij}^* :

$$\Delta \epsilon_{ij}^p = \lambda_p S_{ij}^*. \quad (5.66)$$

тогда

$$\Delta s_{ij}^{*e} - \Delta s_{ij}^p = 2(G + \Delta G)\lambda^p S_{ij}^*. \quad (5.67)$$

Умножив (5.67) на S_{ij}^* и производя свертку по индексам i, j , находим λ^p

$$\lambda^p = \frac{\Delta s_{ij}^{*e} S_{ij}^* - \Delta s_{ij}^p S_{ij}^*}{2(G + \Delta G) S_{ij}^* S_{ij}^*}. \quad (5.68)$$

Вектор S_{ij}^* лежит между векторами, нормальными к старой и новой поверхностям текучести. Поэтому целесообразно принять его в виде

$$S_{ij}^* = \theta s_{ij}^{\text{old}} + (1 - \theta) s_{ij}^{\text{new}}. \quad (5.69)$$

Соотношения термопластичности в конечных приращения допускают удобную численную реализацию [73]. Однако, в отличие от классической корректировки напряжений, в данном случае реализация требует построения итерационного процесса.

Модели разрушения. Модели нестационарного разрушения развития существенно меньше, чем упруго-пластические модели высокоскоростного деформирования и, в основном, для одноосного деформированного или напряженного состояния.

Простейшей дискретной моделью разрушения является модель мгновенного откола. В ней нарушение сплошности материала (образование дефекта в виде трещины) возникает мгновенно после достижения растягивающими напряжениями величины окольной прочности материала. Применение этой модели оправдано для условий деформирования (температур, скоростей и распределений деформаций) в области разру-

шения), близких к тем, которые имели место при экспериментальном определении откольной прочности.

Более точный дискретный критерий откола получается из представлений кинетической теории прочности [79] о накоплении ущерба в материале. В наиболее простом варианте этой концепции для откола требуется выполнение интегрального соотношения ($\sigma = -P + S_1$)

$$\int_0^{t_{\text{спал}}} \frac{dt}{\tau_{\text{спал}}[\sigma(t)]} = 1, \quad (5.70)$$

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

На современном этапе широкое распространение получил континуально-кинетический подход, при котором процесс разрушения описывается посредством некоторых усредненных параметров, изменяющихся в результате непрерывного накопления повреждений в деформируемой среде. В рамках этого подхода удается описать влияние процесса разрушения материала на параметры напряженного состояния. В работе [13] в качестве меры разрушения используется удельный объем несплошностей (пор) $v_p - v$, а макрокинетическое определяющее соотношение берется в виде

$$\frac{\dot{v}_p - \dot{v}}{v_p} = \frac{\sigma}{\tau_{\text{спал}} \sigma_p} \left(\frac{\sigma_{\text{max}}}{\sigma_p} \right)^{\alpha_{\text{спал}} - 1} \left(\frac{v_p - v}{v_p} \right)^{\beta_{\text{спал}}}, \quad (5.71)$$

где σ_{max} — максимальное напряжение растяжения, которое имело место в данной точке тела и активировало рост очагов разрушения, σ — текущее напряжение растяжения. Константы σ_p и $\alpha_{\text{спал}}$ берутся из эмпирической зависимости откольной прочности от скорости деформирования, а временной фактор $\tau_{\text{спал}}$ и показатель $\beta_{\text{спал}}$ подбираются сопоставлением результатов численного моделирования с экспериментальными профилями скорости свободной поверхности. В частности, для алюминия сплава АМг6М константы макрокинетического соотношения оказываются равными $\tau_{\text{спал}} = 4.2 \cdot 10^{-2}$ с, $\sigma_p = 0.12$ ГПа, $\alpha_{\text{спал}} = 5.65$, $\beta_{\text{спал}} = 0.5$. В модели [13] учитывается падение модулей упругости и пределов текучести по мере развития разрушений:

$$G = G_0 \left(1 - \frac{v_p - v}{v_p} \right)^m, \quad \sigma_T = \sigma_{T0} \left(1 - \frac{v_p - v}{v_p} \right)^n. \quad (5.72)$$

Следует отметить, что реализация более точных моделей разрушения в численных кодах расчета волновых процессов, как правило, не приводит к принципиальным затруднениям, однако их практическое использование весьма ограничено вследствие отсутствия соответствующих экспериментальных констант для конструкционных материалов.

5.2.1.3. Модели пористости. Компоненты ГМ в большинстве случаев обладают высокой пористостью, и для корректного описания поведения гетерогенных материалов требуется построение соответствующих моделей кинетики пор. Кроме того, во многих защитных пакетах присутствует слой пористого материала (обычно он устанавливается после слоя, поглощающего ПИЧ), обеспечивающего затухание волновых процессов при необратимом схлопывании пор. В настоящем подразделе рассматриваются статическая и динамическая модели пористости, используемые в дальнейшем.

Статическая модель пористости. Для описания пористости в квазистатических процессах наибольшее распространение получил подход Херрманна [80, 81], при котором вводится зависимость пористости α_p от давления и внутренней энергии.

Тогда удельные объемы пористого тела v_p и сплошного v оказываются связанными соотношением $v_p = \alpha_p v$. Очевидно, что учет пористости в рамках такого подхода требует построения зависимости $\alpha_p = \alpha_p(P, E)$.

Поскольку процесс схлопывания пор происходит при невысоких уровнях давления и до начала фазовых переходов, то при построении этой зависимости возможно использование соотношений теории упругости для элементарной ячейки пористого материала, состоящей из сферической поры и окружающего ее сплошного связующего (см. рис. 5.17).

В качестве граничных условий на внешней поверхности ячейки задается давление P , а граница поры считается ненагруженной:

$$\sigma_{rr} \Big|_{r=R_f} = 0, \quad \sigma_{rr} \Big|_{r=R_b} = -P. \quad (5.73)$$

Решение задачи теории упругости в сферической системе координат для радиального перемещения u_r имеет вид

$$u_r = Ar + \frac{B}{r^2}, \quad (5.74)$$

где константы A , B находятся из граничных условий (5.73):

$$A = -\frac{P}{3K(1 - (R_f/R_b)^3)} = -\frac{\alpha_{p0}P}{3K}, \quad (5.75)$$

$$B = -\frac{P R_f^3}{4G(1 - (R_f/R_b)^3)} = -\frac{\alpha_{p0}P R_f^3}{4G}.$$

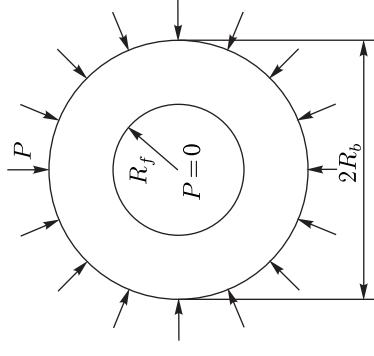


Рис. 5.17. Ячейка пористого материала

Используя (5.74), (5.75), находим закон изменения пористости с увеличением давления:

$$\alpha_p = \frac{v_p}{v} = \alpha_{p0} \left(1 - \frac{\frac{3}{4}(\alpha_{p0} - 1)P}{1 - \alpha_{p0} \frac{P}{K}} \right) \approx \alpha_{p0} \left(1 - \frac{3}{4}(\alpha_{p0} - 1) \frac{P}{G} \right).$$

Полученная зависимость справедлива до величины давления P_{cr} , соответствующего схлопыванию пор. Предполагается, что пора схлопывается при достижении максимальным касательным напряжением критического значения $\sigma_{cr}/2$ (σ_{cr} — предел прочности на сжатие) или при максимальном окружном сжатии $\sigma_{\varphi\varphi}$, равном σ_{cr} . Оба условия приводят к одному и тому же значению критического давления схлопывания $P_{cr} = 2\sigma_{cr}/(3\alpha_{p0})$.

В результате зависимость $\alpha_p(P, E)$ записывается в виде:

$$\alpha_p = \begin{cases} \alpha_{p0} \left(1 - \frac{3(\alpha_{p0} - 1)P}{4(1 - \alpha_{p0}P/K)G} \right) & \text{при } P \leq P_{cr}, \\ 1 & \text{при } P > P_{cr}, \end{cases} \quad (5.76)$$

где K, G — модули объемного сжатия и сдвига сплошного материала. Вводя коэффициент Пуассона ν для сплошного материала и параметр объемной деформации $\varepsilon_V = P/K$, можно записать (5.76) в виде ($\varepsilon_{cr} = 2\sigma_{cr}/(3\alpha_{p0}K)$)

$$\alpha_p = \begin{cases} \alpha_{p0} \left(1 - \frac{(\alpha_{p0} - 1)}{2(1 - \alpha_{p0}\varepsilon_V)} \frac{1 + \nu}{1 - 2\nu} \varepsilon_V \right) & \text{при } \varepsilon_V \leq \varepsilon_{cr}, \\ 1 & \text{при } \varepsilon_V > \varepsilon_{cr}. \end{cases}$$

Зависимость пористости от внутренней энергии входит в (5.76) неявно, поскольку характеристики жесткости K, G и прочности $\sigma_{\varphi\varphi}$ материала изменяются с температурой, а последняя является функций термодинамических параметров P и E .

Согласно (5.76) функция $\alpha_p = \alpha_p(P, E)$ определяется только механическими характеристиками сплошного материала и легко измеряемой начальной пористостью α_{p0} . Ее независимость от размера поры позволяет учитывать пористость материала в отсутствие информации о функции плотности распределения пор по радиусам.

Динамическая модель пористости. За основу динамической модели пористости взята релаксационная модель [82], в которой плотность сплошного материала ρ_s определяется мерой его объемной деформации $\varepsilon_V = \ln(\rho_{s0}/\rho_s)$. Для расчета меры объемной деформации используется предлагаемое в [82] уравнение (здесь ρ — плотность пористого материала, τ_{pore} — характерное время схлопывания пор; θ — тета-функция)

$$\frac{\partial \varepsilon_V}{\partial t} = \rho \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{\rho} \right) - \frac{\varepsilon_V \theta(-\varepsilon_V)}{\tau_{\text{pore}}(\varepsilon_V, \rho)}, \quad (5.77)$$

согласно которому изменение объема сплошного материала при сжатии ($\rho_s > \rho_{s0}$, $\varepsilon_V < 0$) отстает от уменьшения объема материала в целом из-за схлопывания пор. Функцию $\tau_{\text{pore}} = \tau_{\text{pore}}(\varepsilon_V, \rho)$ требуется определять экспериментально. В первом приближении она может быть взята в виде [30]

$$\tau_{\text{pore}} = \tau_{\text{pore}}(\varepsilon_V, \rho) = \tau_{\text{pore}0} \left(1 - \sin^l \left(\frac{\pi}{2} \frac{\rho}{\rho_{s0} \exp(-\varepsilon_V)} \right) \right)^{-1}, \quad (5.78)$$

где $\tau_{\text{pore}0}, l$ — параметры, описывающие динамику перехода пористого материала в сплошной.

При известной объемной деформации давление в пористом материале определяется по УРС сплошного материала $P = P(\rho_s, E)$ согласно соотношению

$$P = P(\rho_{s0} \exp(-\varepsilon_V), E). \quad (5.79)$$

Уравнение для внутренней энергии E в рамках предлагаемой модели записывается в виде (сдвиговыми напряжениями для простоты пренебрегаем) [30]

$$\frac{\partial E}{\partial t} = -P \frac{\partial(1/\rho)}{\partial t} - \frac{P}{\rho} \frac{\varepsilon_V \theta(-\varepsilon_V)}{\tau_{\text{pore}}(\varepsilon_V, \rho)} + \frac{dQ}{dt}, \quad (5.80)$$

где dQ/dt — интенсивность подвода удельной энергии.

В отличие от модели [82] в уравнении (5.77) предполагается, что необратимые деформации объема происходят только при сжатии. Кроме того, в правую часть уравнения (5.80) для внутренней энергии введено слагаемое, описывающее работу давления при изменении объема из-за схлопывания пор (при этом объем пористого материала может и не меняться, а работа тем не менее будет производиться вследствие расширения сплошного материала в поры). Тогда из первого начала термодинамики и уравнения для внутренней энергии (5.80) следует, что удельная энтропия S возрастает не только вследствие подвода теплоты dQ/dt , но и в результате необратимого изменения объема при схлопывании пор:

$$T \frac{\partial S}{\partial t} = \frac{\partial E}{\partial t} + P \frac{\partial(1/\rho)}{\partial t} = -\frac{P}{\rho} \frac{\varepsilon_V \theta(-\varepsilon_V)}{\tau_{\text{pore}}(\varepsilon_V, \rho)} + \frac{dQ}{dt},$$

где T — температура материала.

Следует также отметить, что в (5.77) обратимое изменение объема связывается только с деформированием сплошного материала, а необратимое — с изменением объема пор. При этом упругие изменения объема пор и пластические деформации объема сплошного материала не учитываются, поскольку в большинстве случаев первые из них малы по сравнению с необратимым изменением объема при схлопывании пор, а вторые — по сравнению с упругими деформациями объема сплошного материала.

5.2.2. Модели элементарных ячеек гетерогенных материалов. Методы описания связи эффективных свойств гетерогенных материалов с характеристиками их компонентов представляют значительный практический интерес и достаточно давно и интенсивно развиваются. Построению уравнений и аналитических решений, описывающих термодинамику и акустику гетерогенных сред, при известных уравнениях состояния компонентов, посвящены работы [30, 83–89]. Рассматриваются и достаточно общие подходы, описывающие поведение ГМ на основе моделей взаимопроницающих континуумов, каждый из которых характеризуется своими УРС [85].

Одним из методов учета гетерогенности на стадии формирования и выравнивания давления в компонентах ГМ, неравномерно поглощающих ПИЧ, является построение элементарной гетерогенной ячейки [17, 30]. Построению различных моделей таких ячеек и посвящен настоящий раздел. В качестве основной служит неравновесная гидродинамическая модель квазистатического выравнивания давления в компонентах ГМ. Остальные модели строятся для исследования влияния неучтенных в ней факторов (упругоэластического поведения связующего, волновых процессов, формирующихся на стадии выравнивания давления, и т. д.).

5.2.2.1. Модель неравновесной ячейки. Применительно к механическому действию РИ на конденсированные гетерогенные среды построение уравнений, описывающих поведение ГМ на этапе формирования начального профиля давления в мишени, проводилось ранее в предположении постоянства объема ячейки и квазистатического выравнивания давления [30, 83, 86–89]. Однако температурная неравновесность компонентов ГМ сказывается не только на начальном этапе формирования профиля давления, но и при дальнейшем развитии волновых процессов во всей облучаемой преграде. В этом подразделе рассматривается метод [90] построения уравнений, описывающих поведение неравновесного ГМ, 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, обусловленных в результате последующей эволюции распределения этого давления в облучаемой преграде.

Как известно [30, 91], 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 формирования 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 [86, 87]. 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 [86, 87], 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 наполнителя) значительно меньше толщины зоны энерговыделения от РИ;
- 2) время акустической релаксации каждой из компонентов много меньше времени энерговыделения (длительности воздействия РИ);
- 3) характерные времена теплообмена между компонентами ГМ много больше времени всего рассматриваемого процесса (суммарного времени энерговыделения и развития волновых процессов в преграде);
- 4) сопротвление материалов на сдвиг несущественно [86], и поведение каждой из компонентов ГМ описывается калорическим уравнением состояния $P_i = P_i(\rho_i, E_i)$ (P_i , ρ_i , E_i — давление, плотность и удельная внутренняя энергия материала i -ой компоненты; $i = 1, \dots, N$);
- 5) кинетика пор описывается моделью Херрманна [80]: введением зависимости пористости α_{pi} от давления и внутренней энергии и учетом удельного объема пористого тела v_{pi} в объем сплошного тела по соотношениям $v_i = v_{pi}/\alpha_{pi}$.

Построение ОУР (расчет давления $P = P(v)$, v — 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 v):

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial P_1}{\partial \rho_1}\right)_{E_1} \frac{d\rho_1}{dv} + \left(\frac{\partial P_1}{\partial E_1}\right)_{\rho_1} \frac{dE_1}{dv} &= \left(\frac{\partial P_2}{\partial \rho_2}\right)_{E_2} \frac{d\rho_2}{dv} + \left(\frac{\partial P_2}{\partial E_2}\right)_{\rho_2} \frac{dE_2}{dv} = \dots \\ &\dots = \left(\frac{\partial P_N}{\partial \rho_N}\right)_{E_N} \frac{d\rho_N}{dv} + \left(\frac{\partial P_N}{\partial E_N}\right)_{\rho_N} \frac{dE_N}{dv}. \end{aligned} \quad (5.81)$$

Кроме того, для каждого из компонентов, рассматриваемой как подсистема ГМ, выполняется первое начало термодинамики, которое в дифференциальной форме с учетом отсутствия теплообмена (предпо-

ложение 3) имеет вид ($i = 1, \dots, N$)

$$\frac{P_i(\rho_i, E_i)}{\rho_i} \left[\left(\frac{\partial \alpha_i}{\partial P_i} \right)_{E_i} \left(\frac{\partial P_i}{\partial \rho_i} \right)_{E_i} - \frac{\alpha_{pi}}{\rho_i} \right] \frac{d\rho_i}{dv} + \left\{ 1 + \frac{P_i(\rho_i, E_i)}{\rho_i} \right\} \times \\ \times \left[\left(\frac{\partial \alpha_{pi}}{\partial P_i} \right)_{E_i} \left(\frac{\partial P_i}{\partial E_i} \right)_{\rho_i} + \left(\frac{\partial \alpha_i}{\partial E_i} \right)_{P_i} \right] \left. \frac{dE_i}{dv} = \frac{\varepsilon_i}{m_i} \frac{\delta Q}{dv}, \right. \quad (5.82)$$

где Q — удельное энерговыделение в ГМ от РИ; x_i, ε_i — массовая концентрация и доля поглощенной энергии для i -ой компоненты ГМ.

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

$$\sum_{i=1}^N \frac{m_i}{\rho_i} \left\{ \left[\left(\frac{\partial \alpha_{pi}}{\partial P_i} \right)_{E_i} \left(\frac{\partial P_i}{\partial \rho_i} \right)_{E_i} - \frac{\alpha_{pi}}{\rho_i} \right] \frac{d\rho_i}{dv} + \right. \\ \left. + \left[\left(\frac{\partial \alpha_{pi}}{\partial P_i} \right)_{E_i} \left(\frac{\partial P_i}{\partial E_i} \right)_{\rho_i} + \left(\frac{\partial \alpha_{pi}}{\partial E_i} \right)_{P_i} \right] \frac{dE_i}{dv} \right\} = 1. \quad (5.83)$$

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 ρ_{i0} и удельные энергии E_{i0} компонентов ГМ до облучения:

$$\rho_i(v_0) = \rho_{i0}, \quad E_i(v_0) = E_{i0} \quad v_0 = \sum_{i=1}^N \frac{m_i}{\alpha_{p0i}} \rho_{i0}. \quad (5.84)$$

Система обыкновенных дифференциальных уравнений (5.81)–(5.83) решается методом Рунге–Кутты пятого порядка с автоматическим выбором шага [92]. В качестве дополнительного контроля точности численного интегрирования системы дифференциальных уравнений, а также правильности реализации системы 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:

$$\sum_{i=1}^N m_i(E_i - E_{i0}) + \int_{v_0}^v P(v) dv = Q, \quad \sum_{i=1}^N \alpha_{pi}(P, E_i) \frac{m_i}{\rho_i} = v. \quad (5.85)$$

Таким образом, предложенная модель позволяет рассчитывать давление в неравновесном пористом ГМ с той степенью точности, с которой описываются состояния компонентов материала часто используемыми в приложениях калорическими УРС.

Входящая в уравнения (5.82) величина $\delta Q/dv$ должна быть известна для каждой точки ГМ во все моменты времени облучения преграды РИ. Поэтому, вообще говоря, определяющие уравнения (5.81)–(5.83) должны решаться во всех точках ГМ совместно с уравнениями газовой динамики, позволяющими определить 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 объем, 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 ОУР в качестве независимой переменной принимается Q и уравнения (5.81)–(5.83) записываются в виде:

$$\left\{ \begin{aligned} & \left(\frac{\partial P_1}{\partial \rho_1} \right)_{E_1} \frac{d\rho_1}{dQ} + \left(\frac{\partial P_1}{\partial E_1} \right)_{\rho_1} \frac{dE_1}{dQ} = \left(\frac{\partial P_2}{\partial \rho_2} \right)_{E_2} \frac{d\rho_2}{dQ} + \\ & + \left(\frac{\partial P_2}{\partial E_2} \right)_{\rho_2} \frac{dE_2}{dQ} = \dots = \left(\frac{\partial P_N}{\partial \rho_N} \right)_{E_N} \frac{d\rho_N}{dQ} + \left(\frac{\partial P_N}{\partial E_N} \right)_{\rho_N} \frac{dE_N}{dQ}, \\ & \left[\left(\frac{\partial \alpha_i}{\partial P_i} \right)_{E_i} \left(\frac{\partial P_i}{\partial \rho_i} \right)_{E_i} - \frac{\alpha_{pi}}{\rho_i} \right] \frac{d\rho_i}{dQ} + \left\{ 1 + \frac{P_i(\rho_i, E_i)}{\rho_i} \right\} \times \\ & \times \left[\left(\frac{\partial \alpha_{pi}}{\partial P_i} \right)_{E_i} \left(\frac{\partial P_i}{\partial E_i} \right)_{\rho_i} + \left(\frac{\partial \alpha_{pi}}{\partial E_i} \right)_{P_i} \right] \left. \frac{dE_i}{dQ} = \frac{\varepsilon_i}{m_i}, \right. \\ & \sum_{i=1}^N \frac{m_i}{\rho_i} \left\{ \left[\left(\frac{\partial \alpha_{pi}}{\partial P_i} \right)_{E_i} \left(\frac{\partial P_i}{\partial \rho_i} \right)_{E_i} - \frac{\alpha_{pi}}{\rho_i} \right] \frac{d\rho_i}{dQ} + \right. \\ & \left. + \left[\left(\frac{\partial \alpha_{pi}}{\partial P_i} \right)_{E_i} \left(\frac{\partial P_i}{\partial E_i} \right)_{\rho_i} + \left(\frac{\partial \alpha_{pi}}{\partial E_i} \right)_{P_i} \right] \frac{dE_i}{dQ} \right\} = 0. \end{aligned} \right. \quad (5.86)$$

Решая их с начальными условиями

$$\rho_i(0) = \rho_{i0}, \quad E_i(0) = E_{i0} \quad (5.87)$$

на интервале $(0, Q)$, находим значения переменных $\rho_i(Q), E_i(Q)$ после изохорического подвода энергии РИ. Затем для заданного текущего удельного объема ячейки v интегрируем систему (5.81)–(5.83) на интервале (v_0, v) с $\delta Q/dv = 0$ с начальными условиями, определенными на первом этапе,

$$\rho_i(v_0) = \rho_i(Q), \quad E_i(v_0) = E_i(Q).$$

В итоге после двух этапов мы получаем ОУР в виде $P = P(v, Q, \varepsilon_i)$, т.е. в случае изохорического подвода энергии давление определяется

взять в качестве единой переменной, определяющей давление в материале, как в случае подвода энергии, так и в случае изменения объема. Как видно из рис. 5.20, 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, построенная модель элементарной ячейки позволяет описывать поведение ГМ по известным calorическим уравнениям состояния компонентов с учетом двухфазности и метастабильности.

На рис. 5.21 показаны рассчитанные по различным моделям зависимости начального давления в ГМ с дисперсным наполнителем из диоксида олова SnO_2 от удельной поглощаемой в наполнителе энергии Q_f ($\epsilon_f = 1$). Линейное приближение построено по соотношению из работы [91]. Видно, что при небольших значениях Q_f , когда отсутствуют фазовые переходы в компонентах гетерогенного материала, расчетные зависимости для линейного (кривая 2), адиабатического (кривые 3) и рассматриваемого (кривая 1) приближений совпадают между собой. При дальнейшем увеличении подводимой энергии линейное приближение, не учитывающее фазовых переходов и обмена энергией между компонентами, дает значительную погрешность. Адиабатическое приближение в области двухфазных состояний приводит к неоднозначному решению. Решение, полученное по предлагаемой модели, однозначно и лежит ниже верхней ветви решения адиабатического приближения.

На рис. 5.22 показаны результаты расчета давления в том же ГМ при различной начальной объемной доли пор β_{p0} ($\beta_{p0} = (\alpha_{p0} - 1)/\alpha_{p0}$) в связующем (■ — линейное решение Андерхольма). Предполагалось,

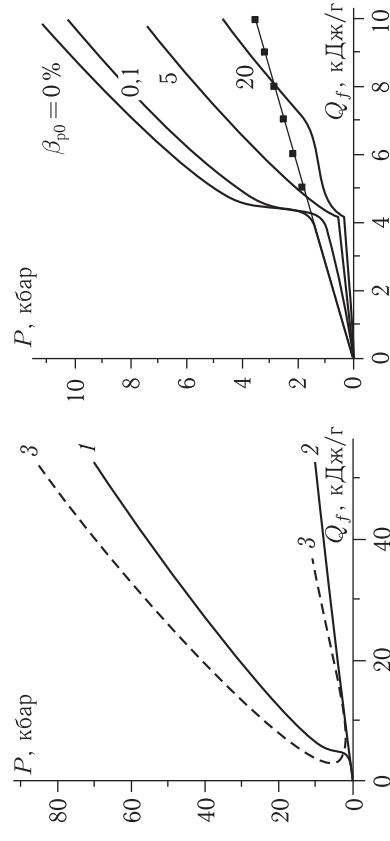


Рис. 5.21. Зависимость давления P в ячейке от удельной поглощенной энергии Q_f (1 — предлагаемая модель, 2 — линейное приближение, 3 — адиабатическое)

Рис. 5.22. Давление в ГМ с пористым связующим

что пористость α_p зависит только от давления и описывается соотношением (5.76). Видно, что рост давления при переходе наполнителя в двухфазное состояние «жидкость–пар» сдерживается схлопыванием пор в связующем, и только после исчерпания пористости давление начинает существенно возрастать.

Таким образом, при небольших уровнях воздействия (вплоть до схлопывания пор и начала фазовых переходов) с достаточной степенью точности можно пользоваться наиболее простым линейным приближением. В области высоких плотностей подводимой энергии от жесткого РИ целесообразно использовать предлагаемую модель квазистатического выравнивания давления между пористыми компонентами ГМ как более адекватно отражающую физические процессы, протекающие в гетерогенном материале при его облучении.

В заключение отметим, что предлагаемая методика позволяет описывать поведение ГМ по известным calorическим уравнениям состояния пористых компонентов с учетом двухфазности и метастабильности.

5.2.2.2. Модель равновесной ячейки гетерогенного материала [89]. В случае достаточно малых характерных размеров включений наполнителя в ячейке успевают выравниваться не только давления компонентов, но и их температуры. Рассмотрим равновесную модель ячейки с учетом фазовых переходов в ее компонентах.

Термодинамически непротиворечивое введение температурного параметра в calorическое уравнение состояния в п. 5.2.1. позволило скорректировать параметры состояния в области двухфазности. Если применить этот подход и для элементарной изотермической ячейки с компонентами, поведение которых описывается calorическими УРС, то температуру можно рассматривать просто как удобный параметр, равенство которого задает физически верное распределение энергии между компонентами.

Необходимо, конечно, как-то согласовать этот монотонно возрастающий вместе с тепловой энергией параметр между различными веществами. Для используемых в работе УРС-9 и УРС-11 согласование температурного параметра между различными веществами реализуется подбором удельной теплоемкости вещества из условия, что температура и температурный параметр в критической точке совпадают. Сравнение так подобранной величины c_v с удельной теплоемкостью c_v^R для некоторых из рассматриваемых материалов представлено в табл. 5.3.

Таблица 5.3. Критическая температура, параметры c_v и c_v^R

Материал	C	Al	Pb	W
$T_{ст}, K$	6800	5445	5395	12000
$c_v, кДж/кг/град$	2,69	0,804	0,0822	0,133
$c_v^R, кДж/кг/град$	0,710	0,903	0,128	0,135

Видно, что значительное различие наблюдается лишь для углерода, что свидетельствует в пользу предлагаемого способа нормировки температурного параметра.

Следует отметить, что использование калорического УРС, дополненного температурным параметром, является вынужденным, поскольку для компонентов современных ГМ другие типы УРС, как правило, отсутствуют. Сам же алгоритм остается работоспособным и для широкого диапазона табличных УРС.

Далее предполагается, что кривые равновесия фаз «конденсат-пар» $P_{SL-G}^k(T)$ ($k = 1, \dots, N$; N — число компонентов) входящих в состав компонентов не пересекаются. При этом условии в двухфазном состоянии может находиться лишь одна из них. Первоначально в предлагаемом алгоритме проверяется возможность нахождения k -ой компоненты в двухфазном состоянии. В этом случае должны выполняться уравнения баланса объема (предполагается отсутствие пустот) и внутренней энергии в ячейке:

$$\left\{ \begin{array}{l} \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq k}}^N \frac{m_i}{\rho_i(T, P_{SL-G}^k(T))} + m_k \left(\frac{(1 - m_{SL}^k)}{\rho_G^k(T)} + \frac{m_{SL}^k}{\rho_{SL}^k(T)} \right) = v, \\ \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq k}}^N m_i E_i(T, P_{SL-G}^k(T)) + m_k ((1 - m_{SL}^k) E_G^k(T) + m_{SL}^k E_{SL}^k(T)) = E, \end{array} \right. \quad (5.88)$$

где величины, отмеченные индексами $G, SL, SL - G$ — относятся к пару, конденсату и двухфазному состоянию соответственно; m_i — массовые доли компонентов; $\rho_i(T, P), E_i(T, P)$ — заданные для каждой компоненты УРС; m_{SL}^k — массовая доля конденсата в частице, находящейся в двухфазном состоянии; v, E — удельный объем и удельная энергия для всего ГМ в целом. Известная массовая концентрация конденсата m_{SL}^k входит в первое уравнение системы (5.88) 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 процедуры поиска корня ZIRON, описанной в [92]. 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 поиска 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 (5.88) при условии $0 \leq m_{SL}^k \leq 1$ не находится, необходимо

решать систему двух нелинейных уравнений:

$$\sum_{i=1}^N \frac{m_i}{\rho_i(T, P)} = \frac{\sum_{i=1}^N m_i}{\rho_\Sigma}, \quad \sum_{i=1}^N m_i E_i(T, P) = \sum_{i=1}^N m_i E_\Sigma. \quad (5.89)$$

Система уравнений (5.89) для определения параметров ячейки T, P решается численно двукратным применением процедуры ZERON. Следует отметить, что, несмотря на высокую эффективность этой процедуры и единственность решения у системы (5.89), время поиска значений T и P из (5.89) на порядок превосходит время проверки наличия решения у системы (5.88).

Таким образом, предлагаемый алгоритм позволяет построить УРС равновесного гетерогенного материала $P = P(\rho_\Sigma, E_\Sigma)$ с учетом возможности перехода одного из компонентов ГМ в двухфазное состояние.

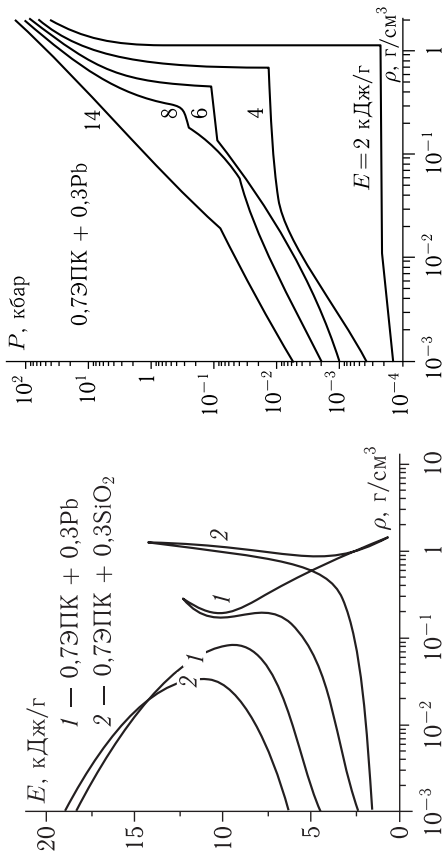


Рис. 5.23. Области двухфазных состояний

Рис. 5.24. Уравнение состояния ГМ

На рис. 5.23 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 состояния ГМ (ρ, E).

На рис. 5.24 приведена зависимость давления от плотности и удельной внутренней энергии ГМ с тридцатипроцентным наполнением свинца.

5.2.2.3. Упруго-пластическая модель. В рассмотренной выше гидродинамической модели не учитывалось влияние сдвиговых напря-

жений в связующем. Поэтому представляет интерес построить модель со сдвигом, допускающую непрерывный переход к гидродинамическому случаю, и с ее помощью определить область изменения параметров энергоподвода, при которых сдвиговые напряжения несущественны. Сдвиговые напряжения могут оказать влияние только при малых уровнях поглощенной удельной энергии и, следовательно, в этой модели допустимо пренебречь фазовыми переходами, а также изменением пористости. Модель с учетом сдвига [86] строится в тех же предположениях, что и гидродинамическая [87]. Дополнительно предполагается, что поведение связующего описывается деформационной теорией пластичности (схемой Прандтля с линейным упрочнением), а форма включений наполнителя принимается сферической.

Для расчета давления в ГМ используется элементарная ячейка, представляющая собой сферическое включение (в том числе, и многослойная полая микросфера), окруженное связующим (рис. 5.25). Граница ячейки также считается сферической.

Предположения 1, 4 (см. п. 5.2.2.1) позволяют считать, что температура компонентов определяется только долями поглощенной в них энергии и кусочно-постоянна вдоль радиуса ячейки с разрывом на границе между наполнителем и связующим. При постоянной температуре решение статической задачи в упруго-пластическом связующем имеет следующий вид [54]:

$$\sigma_i = \begin{cases} \frac{G_b(1-\lambda_p)}{G_b(1-\lambda_p) + \frac{3}{4}K_b} \frac{C}{r^3} + \frac{\frac{3}{4}\lambda_p K_b \sigma_T}{G_b(1-\lambda) + \frac{3}{4}K_b}, & r < r^*, \\ \frac{G_b}{G_b + \frac{3}{4}K_b} \frac{C}{r^3}, & r \geq r^*, \end{cases} \quad (5.90)$$

$$\sigma_{rr} = \frac{2C}{9K_b r^2} \text{sign}(u_r) - \frac{P_f}{3K_b} r + \frac{2r}{3K_b} \int_{R_f}^r \frac{\sigma_i dr}{r} + \alpha_{Tb} \Delta T_b r, \quad (5.91)$$

$$u_r = \frac{2C}{9K_b r^2} \text{sign}(u_r) - \frac{P_f}{3K_b} r + \frac{2r}{3K_b} \int_{R_f}^r \frac{\sigma_i dr}{r} + \alpha_{Tb} \Delta T_b r, \quad (5.92)$$

$$\sigma_{rr} = -P_f + 2 \int_{R_f}^r \frac{\sigma_i dr}{r} \text{sign}(u_r), \quad (5.93)$$

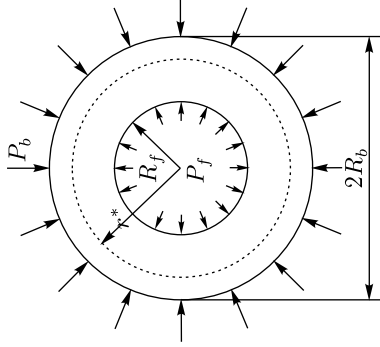


Рис. 5.25. Элементарная упруго-пластическая ячейка ГМ

где r — текущий радиус точек ячейки; r^* — радиус границы между упругой и пластическими областями; P_f — давления на границе между компонентами $r = R_f$; u_r — радиальное перемещение; σ_i — интенсивность напряжений; σ_{rr} — радиальное напряжение; K_b , G_b — модули объемного сжатия и сдвига связующего; λ_p — безразмерный параметр наклона диаграммы для пластического связующего; e_i — интенсивность деформаций; σ_T — предел текучести связующего (механические характеристики связующего K_b , G_b , λ , σ_s считаются функциями температуры T_b); $\Delta T_b = T_b - T_0$ — приращение температуры связующего при облучении; T_0 — начальная температура ГМ; α_{Tb} — коэффициент линейного расширения связующего.

Входящая в решение (5.90)–(5.93) константа C определяется из условия равенства радиального напряжения (5.93) на границе ячейки $r = R_b$ внешнему давлению с обратным знаком:

$$-P_f + 2 \int_{R_f}^{R_b} \frac{\sigma_i dr}{r} = -P_b, \quad (5.94)$$

где P_b — давление на внешней границе ячейки $r = b$.

Для элементарной ячейки внутреннее и внешнее давления на связующее являются неизвестными параметрами, которые могут быть найдены из условий несжимаемости ячейки во время облучения и непрерывности радиальных перемещений на контактной границе между наполнителем и связующим. В соответствии с (5.92) условие несжимаемости $u_r(R_b) = 0$ принимает вид

$$\frac{2C}{9K_b b^2} - \frac{P_f}{3K_b} R_b + \frac{2b}{3K_b} \int_{R_f}^{R_b} \frac{\sigma_i dr}{r} + \alpha_{Tb} \Delta T_b R_b = 0. \quad (5.95)$$

При написании соотношений (5.94), (5.95) учтено, что $\text{sign}(u_r) = 1$, так как при подводе энергии к ячейке она стремится расширяться, и значение u_r в окрестности $r = R_b$ при этом будет положительным.

В сплошном сферическом упругом наполнителе под действием давления P_f реализуется состояние чистого сжатия (расширения), при котором распределение радиальных перемещений с учетом температурного расширения описывается формулой

$$u_r = \left(\alpha_{Tf} \Delta T_f - \frac{P_f}{3K_f} \right) r, \quad (5.96)$$

где $\Delta T_f = T_f - T_0$ — приращение температуры наполнителя при облучении; K_f — модуль объемного сжатия наполнителя; α_{Tf} — коэффициент линейного расширения наполнителя.

В случае микросферического наполнителя, считая микросферы тонкими многослойными упругими оболочками, получаем следующие соотношения для определения эффективных величин K_f , α_f [30]:

$$K_f = \frac{2}{3} \sum \frac{E_{Y_i}^f h_i}{1 - \nu_i}, \quad \alpha_{Tf} = \frac{2}{3K_f} \sum \frac{E_{Y_i}^f h_i \alpha_i}{1 - \nu_i},$$

где h_i , ν_i , $E_{Y_i}^f$ — толщина, коэффициент Пуассона и модуль Юнга i -го слоя МС.

Используя (5.92), (5.96), наоходим условие непрерывности перемещений на контактной границе

$$\begin{aligned} \left(\alpha_{Tf} \Delta T_f - \frac{P_f}{3K_f} \right) R_f &= \\ &= \frac{2C}{9K_b R_f^2} \text{sign}(u_r(R_f)) - \frac{P_f R_f}{3K_b} + \alpha_{Tb} \Delta T_b R_f. \end{aligned} \quad (5.97)$$

Приведенных соотношений достаточно для расчета зависимости усредненного по любому центральному сечению ячейки напряжения (давления в ячейке) $P \equiv P_b$ от удельной плотности поглощенной энергии излучения Q . Для того, чтобы избежать решения приведенных нелинейных уравнений, процесс вычисления этой зависимости удобно проводить в следующей последовательности. Сначала задать температуру связующего после облучения T_b и по ней рассчитать механические характеристики K_b , G_b , λ , σ_s , а также поглощенную удельную энергию:

$$Q_b = \int_{T_0}^{T_b} c_b(T) dT,$$

где c_b — удельная теплоемкость наполнителя.

Затем задаться на отрезке $[R_f, R_b]$ положением границы между пластической и упругой областью $r = r^*$ и по нему, используя (5.91) и условие $\sigma_i(r^*) = \sigma_T$, вычислить константу решения C :

$$C = \frac{G_b + \frac{3}{4} K_b}{G_b} \sigma_T r^{*3}.$$

Знание констант C , r^* и механических свойств связующего достаточно для построения по (5.90), (5.91) зависимости $\sigma_i = \sigma_i(r)$. Условие несжимаемости ячейки (5.95) в процессе облучения позволяет теперь найти давление P_f между наполнителем и связующим.

Из соотношения (5.94) при известном P_f определяется давление ячейки

$$P_b = P_f - 2 \int_{R_f}^{R_b} \frac{\sigma_i(r)}{r} dr.$$

Условие непрерывности перемещений на контактной границе (5.97) дает возможность определить температуру в наполнителе, при которой реализуется положение границы между упругой и пластической областью $r = r^*$, заданное в начале вычислений произвольно:

$$T_f = T_0 + \frac{\alpha_{Tb} \Delta T_b}{\alpha_{Tf}} + \frac{P_f}{3\alpha_{Tf}} \left(\frac{1}{K_f} - \frac{1}{K_b} \right) + \frac{2C}{9\alpha_{Tf} K_b R_f^3} \text{sign}(u_r(R_f)).$$

Теперь возможно определить удельную энергию Q_f , поглощенную в наполнителе, полную удельную энергию Q , поглощенную в ГМ, и доли энергий ε_f , ε_b , поглощенных в наполнителе и связующем (предполагается, что температура между слоями тонкостенной МС успевает выровняться за время установления давления в элементарной ячейке):

$$Q_f = \int_{T_0}^{T_f} c_f(T) dT, \quad Q = Q_b m_b + Q_f m_f, \quad \varepsilon_f = Q_f m_f / Q, \quad \varepsilon_b = Q_b m_b / Q,$$

где c_f — удельная теплоемкость наполнителя. В случае микросферического наполнителя теплоемкость вычислялась по соотношению (m_i — массовое содержание в микросфере материала i -го слоя)

$$c_f = \sum m_i c_i.$$

Таким образом, с помощью изложенной последовательности вычислений в неявном виде ($P_b = P_b(r^*, T_b)$, $Q = Q(r^*, T_b)$, $\varepsilon_f = (r^*, T_b)$) строится зависимость $P \equiv P_b = P_b(Q, \varepsilon_f)$ в том случае, когда только часть связующего переходит в пластическое состояние. Обобщение алгоритма на случаи полностью упругого или полностью пластического состояния связующего не представляет труда. Вычисляются два крайних значения константы C , соответствующих началу развития пластического состояния при $r^* = R_f$ и переходу всего связующего в пластическое состояние при $r^* = R_b$:

$$C_e = \left(1 + \frac{3K_b}{4G_b} \right) \sigma_T R_f^3, \quad C_p = \left(1 + \frac{3K_b}{4G_b} \right) \sigma_T R_b^3.$$

Упругий случай реализуется в описанном алгоритме заданием константы C в области $C \leq C_e$ и расчетом по формуле (5.2.2.3), а полностью пластический — при $C \geq C_p$ и использовании формулы (5.90). Очевидно, что формально это соответствует заданию в исходном алгоритме значений $r^* \leq R_f$ и $r^* \geq R_b$ для упругого и полностью пластического случаев соответственно.

По описанной математической модели проводились расчеты импульсного разогрева ГМ с наполнителями из диоксида олова и углеродных микросфер с никелевым покрытием (теплоемкости и модули объемной деформации материалов при расчетах предполагались независимыми от температуры; характеристики приведены в табл. 1.13, 1.14). Размеры включений наполнителя и их массовые содержания принима-

лись равными: $R_f = 10$ мкм, $m_f = 20\%$ для сплошного наполнителя и $R_f = 20$ мкм, $m_f = 46\%$ (соответствует объемному содержанию около 40%) для микросферического. Толщина углеродной микроферы равнялась 1,2 мкм (толщина никеля вычисляется по его массовому содержанию в МС и плотностям компонентов МС).

Температурные зависимости модуля сдвига $G_b(T)$ и предела текучести $\sigma_T(T)$ для связующего определялись из представленных в работе [94] результатов испытаний на кручение при различных температурах образцов из эпоксидной смолы. В первом приближении эти зависимости могут быть аппроксимированы линейными функциями [86]:

$$G_b(T) = \begin{cases} G_b(0) (1 - T/T_{cr}), & T < T_{cr}, \\ 0, & T \geq T_{cr}, \end{cases}$$

$$\sigma_T(T) = \begin{cases} \sigma_T(0) (1 - T/T_{cr}), & T < T_{cr}, \\ 0, & T \geq T_{cr}, \end{cases}$$

в которых температура перехода смолы в гидродинамическое состояние и начальные характеристики величин имеют следующие значения: $T_{cr} = 340^\circ\text{C}$, $G_b(0) = 1,36$ ГПа, $\sigma_T(0) = 40$ МПа. Параметр λ_p для исследованного в [94] диапазона температуры $T = 24-177^\circ\text{C}$ от T практически не зависит и может быть принят равным $\lambda_p \approx 0,4$. Поскольку расчеты проводятся в более широкой области вплоть до перехода связующего в гидродинамическое состояние, то значение параметра λ_p варьируется в имеющихся физических смыслах пределах (от нуля до единицы).

На рис. 5.26, 5.27 приведены области изменения параметров энергоподвода Q , ε_f , при которых реализуются различные состояния связующего ГМ: упругое, смешанное (связующее в окрестности включения в пластическом состоянии, а на периферии ячейки в упругом) и гидродинамическое. Граница 1-4 соответствует линии нулевого значения модуля сдвига и описывается уравнением

$$\varepsilon_f = 1 - \frac{m_b}{Q} \int_{T_0}^{T_{cr}} c_b(T) dT.$$

Границы 2-6 и 3-5 строятся по приведенному выше алгоритму расчета при фиксированных значениях параметра r^* , равных соответственно R_f и R_b .

На линии 7-8 энерговыделение в наполнителе приводит к расплавлению никеля (температура и удельная теплота плавления никеля принимались равными $T_{пл} = 3420^\circ\text{C}$ и $Q_{пл} = 306$ кДж/кг, соответственно) и разрушению МС. Рассматриваемая модель разрушения МС не описывает, и линия плавления одновременно является границей области ее применимости (учет разрушения рассмотрен далее в п. 5.2.4).

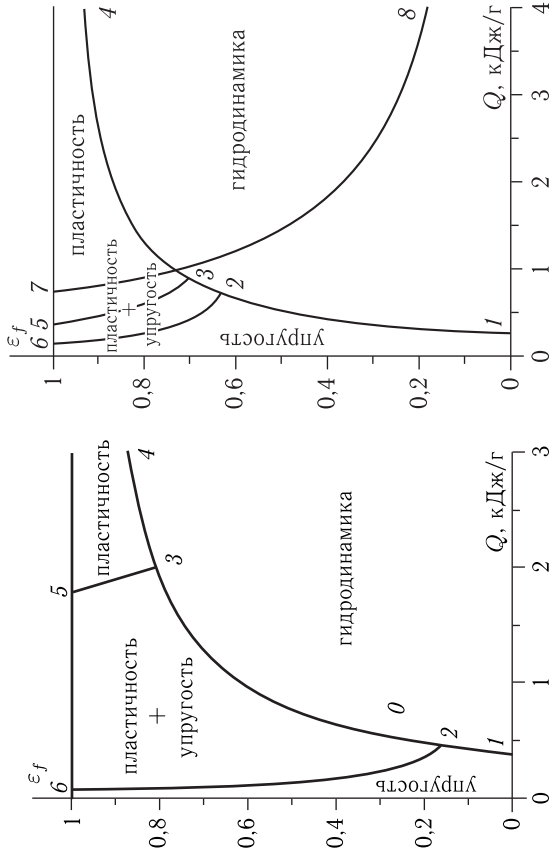


Рис. 5.26. Области изменения параметров энерговыделения, соответствующие различным состояниям связующего (наполнитель — диоксид олова)

Рис. 5.27. Области изменения параметров энерговыделения, соответствующие различным состояниям связующего (наполнитель — углеродные МС, покрытые никелем)

Из рис. 5.26, 5.27 видно, что для рассматриваемых ГМ гидродинамическая модель пригодна для описания поведения связующего в достаточно широкой области изменения параметров энергоподвода (в случае сфероластика эта область больше) и расширяется с ростом Q . Однако для имеющего место преимущественного поглощения РИ тяжелым наполнителем, когда ε_f близко к единице, даже при больших значениях Q связующее находится в пластическом состоянии.

Кроме того, как следует из результатов, представленных на рис. 5.28 для ГМ с диоксидом олова, различие в среднем давлении в ячейке, посчитанном с учетом и без учета сдвиговых напряжений, может составлять вне гидродинамической области более десяти процентов, и это различие увеличивается с приближением доли энергии, поглощенной в наполнителе ε_f , к единице.

Таким образом, предложенная модель элементарной ячейки позволяет рассчитать начальное давление по энерговыделению в компонентах ГМ с учетом пластического поведения связующего. При этом отличие от гидродинамического приближения может составлять десять и более процентов.

5.2.2.4. Модель ячейки с разрушающимся наполнителем. При достаточно больших уровнях воздействия ПИЧ на сфероластики

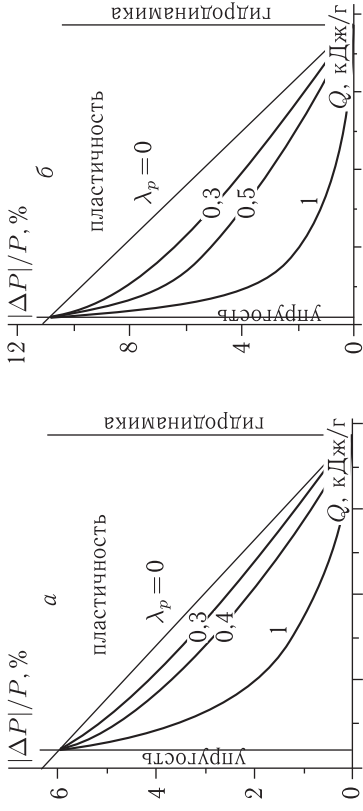


Рис. 5.28. Влияние учета сдвиговых напряжений в связующем на давление в ячейке ГМ при различных долях поглощенной в наполнителе энергии: а) — $\varepsilon_f = 0,8$; б) — $\varepsilon_f = 0,9$

необходимо учитывать разрушение микросферического наполнителя. Механизм и соответственно критическое давление разрушения зависят от геометрических параметров микросфер (МС). Поэтому модель установления давления в ГМ с разрушающимися микросферическим наполнителем необходимо строить с учетом полидисперсности (распределений МС по радиусам и толщинам) [30, 88].

В соответствии с этими предположениями записываются уравнения первого начала термодинамики для каждого из компонентов ГМ и условие несжимаемости ячейки. В результате получается система трех обыкновенных нелинейных дифференциальных уравнений для трех неизвестных функций (удельных внутренних энергий компонентов ГМ E_f , E_b и давления P) от удельной энергии Q , поглощенной в ГМ ($i = f, b$):

$$\begin{cases} \left(1 - \frac{P}{\rho_i(p, E_i)} \frac{dE_i}{dQ} - \frac{P}{\rho_i(p, E_i)^2} \left(\frac{\partial \rho_i}{\partial p}\right)_{E_i} \frac{dP}{dQ} = \frac{\varepsilon_i}{m_i}, \right. \\ \left. \sum_{j=f,b} \frac{x_j}{\rho_j(P, E_j)^2} \left(\left(\frac{\partial \rho_j}{\partial E_j}\right)_p \frac{dE_j}{dQ} + \left(\frac{\partial \rho_j}{\partial P}\right)_{E_j} \frac{dP}{dQ} \right) = 0, \right. \end{cases} \quad (5.98)$$

где ε_f , ε_b — доли энергии, поглощенной в компонентах ГМ; x_f , x_b — массовые доли наполнителя и связующего.

В отличие от общего подхода к построению элементарной гидродинамической ячейки (см. п. 5.2.2.1), в (5.98) за искомые переменные вместо плотностей компонентов ГМ взято давление. Это позволяет уменьшить число неизвестных функций, поскольку давления во всех компонентах ГМ в ячейке предполагаются равными. Кроме того, введенные давления в набор искомых функций оказывается удобным и при построении уравнения состояния полидисперсного наполнителя, которое

наиболее просто получается в виде $\rho_f = \rho_f(P, E_f)$, необходимым для расчета коэффициентов в системе уравнений (5.98). Однако при таком подходе требуется построение УРС связующего в соответствующих переменных, поскольку, как правило, в калорическом УРС за независимые переменные принимаются плотность и внутренняя энергия. Кроме того, в области двухфазности в изотермах $\rho_b = \rho_b(P)$ появляется разрыв первого рода, и в общем случае это оказывается неудобным (именно поэтому в п. 5.2.2.1 в качестве переменных взяты плотности и внутренние энергии компонентов ГМ).

Начальными условиями для полученной системы уравнений служат давление P_0 и удельные энергии E_{f0} , E_{b0} компонентов ГМ до облучения (при $Q = 0$):

$$P(0) = P_0, \quad E_f(0) = E_{f0}, \quad E_b(0) = E_{b0}. \quad (5.99)$$

Уравнение состояния полидисперсного наполнителя строится в предположении, что МС — тонкие упругие двухслойные оболочки, разрушающиеся в результате динамической потери устойчивости или истерпания несущей способности (МС с меньшими относительными толщинами δ/r разрушаются из-за потери устойчивости, а с большими — при нарушении условий прочности). Зависимость толщины стенки МС δ от ее радиуса r определяется из условия постоянства массы стекла в МС:

$$M = \frac{3 m_{\text{cov}}}{4\pi \rho_{\text{cov}}} \left[\int_0^{\infty} \left(r^3 - (r - h_{\text{cov}})^3 \right) F_r(r) dr \right]^{-1},$$

где m_{cov} — массовая доля покрытия в наполнителе; h_{cov} — толщина покрытия; ρ_{cov} — плотность пористого покрытия МС, а число МС в единице массы наполнителя M определяется по формуле

$$\frac{1 - m_{\text{cov}}}{M \rho_{\text{gl}}} = \frac{4\pi}{3} \left((r - h_{\text{cov}})^3 - (r - h_{\text{cov}} - h)^3 \right),$$

где ρ_{gl} — плотность пористого материала МС.

При известных толщинах МС и плотности частиц N УРС наполнителя строится, исходя из соотношения

$$v_f = \frac{1}{\rho_f(P, E_f)} = M \int_0^{\infty} V_{\text{МС}}(r, P, E_f) F_r(r) dr, \quad (5.100)$$

где $V_{\text{МС}}(r, P, E_f)$ — удельный объем МС, сжатой давлением P и нагретой в результате увеличения ее внутренней энергии до E_f . В соотношение (5.100) не входит объем между МС, поскольку в ГМ он заполнен связующим (т. е. под плотностью наполнителя понимается масса на единицу объема стенок и внутренних полостей МС).

Объем, занимаемый многослойной МС радиуса r , рассчитывается в предположении ее упругого поведения вплоть до разрушения:

$$V_{МС} = \frac{4\pi}{3} r^3 \left[1 + 3\alpha_{Tf}(T_f - T_0) - \frac{P}{K_f} \right],$$

$$K_f = \frac{2}{3r} \sum_{j=\text{gl, cov}} \frac{E_{Y_j}^f(T_f) h_j(r)}{1 - \nu_j},$$

$$\alpha_{Tf} = \frac{2}{3r K_f} \sum_{j=\text{gl, cov}} \frac{E_{Y_j}^f(T_f) h_j(r) \alpha_{Tj}(T_f)}{1 - \nu_j},$$

где $E_{Y_j}^f$, ν_j , α_{Tj} — модули Юнга, коэффициенты Пуассона и линейные коэффициенты расширения пористых материалов МС. α_{Tf} , K_f , — эффективные коэффициенты линейного расширения и объемного сжатия микросферического наполнителя; Температура наполнителя T_f считается в предположении, что из-за малой толщины МС она успеваеет в ней выровняться, а разрушение МС предшествует фазовым переходам (при оценке температуры затратами на работу расширения МС пренебрегаем):

$$T_f = \int_{T_0}^{T_f} (m_{\text{cov}} c_{\text{cov}}(T) + (1 - m_{\text{cov}}) c_{\text{gl}}(T)) dT = \frac{\varepsilon_f Q_f}{m_f},$$

где c_{cov} , c_{gl} — удельные теплоемкости покрытия и материала МС.

После разрушения МС ее объем полагается равным объему стенок, и дальнейшее его изменение определяется из УРС, соответствующих сплошным материалам.

На рис. 5.29 приведена построенная по изложенному подходу зависимость плотности микросферического наполнителя от давления $\rho_f = \rho_f(P, E_{f0})$ для нормального распределения МС по радиусу с центром $\bar{r} = 25$ мкм и различными средними квадратическими отклонениями ($\Delta_r = 1; 3; 5$ мкм). С ростом давления сначала разрушаются большие и тонкие МС, которые имеются в ГМ, с большим разбросом наполнителя по радиусу, и поэтому на начальном участке нагружения с увеличением Δ_r кривые располагаются выше (кривая $\Delta_r = 5$ мкм выше кривых $\Delta_r = 1; 3$ мкм). Однако при больших давлениях ситуация меняется на противоположную, поскольку у ГМ с большим Δ_r много меньших неразрушающихся МС, и он уплотняется хуже (соответственно, кривая $\Delta_r = 5$ мкм теперь ниже кривых $\sigma_r = 1, 3$ мкм). При малом разбросе МС по радиусу $\Delta_r = 1$ мкм) они разрушаются почти одновременно (при близких значениях давления) и зависимость $\rho_f = \rho_f(P, E_{f0})$ близка к тета-функции.

Система дифференциальных уравнений (5.98) с начальными условиями (5.99) и построенными УРС наполнителя и связующего реша-

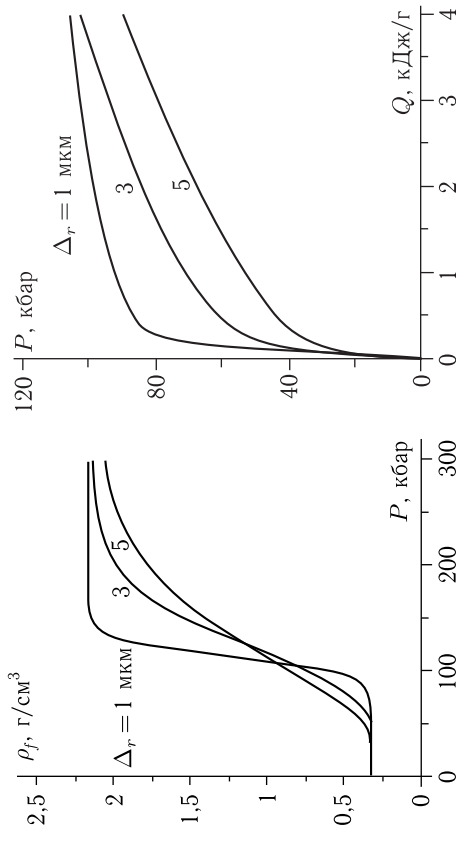


Рис. 5.29. Зависимость плотности микросферического наполнителя от давления

лась численно (методом Рунге–Кутты пятого порядка точности с автоматическим выбором шага).

На рис. 5.30 показаны зависимости начального давления в ГМ от удельной поглощенной энергии при $\Delta_r = 1, 3, 5$ мкм. Видно, что с увеличением энергоподвода все кривые сближаются, поскольку после разрушения МС дальнейшее поведение ГМ уже не зависит от закона распределения микросфер по размерам. По завершению процесса разрушения микросфер скорость роста давления от Q возрастает, так как сжимаемость ГМ существенно уменьшается. В результате на зависимость давления от энерговыделения образуется полочка разрушения МС.

Построенная модель и полученные результаты могут быть использованы для проектирования новых сферопластиковых покрытий, работающих в условиях импульсного объемного поглощения РИ высоких плотностей энергии, при которых реализуется разрушение микросферических наполнителей.

5.2.2.5. Модель нестационарной ячейки. В рассмотренных моделях элементарных ячеек процесс выравнивания давления предполагался квазистатическим. Однако для крупных частиц наполнителя ГМ или импульсов РИ малой длительности давление в ячейке не успеваеет выравниваться по мере подвода энергии, и развиваются интенсивные волновые процессы. Распространение волн по ячейке сопровождается необратимыми процессами и производством энтропии, что в конечном итоге приводит к перераспределению энергии между компонентами ГМ, и после затухания волновых процессов давление в ячейке будет отличаться от полученного в квазистатическом приближении.

В предлагаемой нестационарной модели [95] установления давления элементарная ячейка состоит, как и ранее, из сферического включения, окруженного связующим (массовые содержания наполнителя в ячейке и ГМ совпадают). Граница ячейки также считается сферической. При воздействии жесткого РИ характерные размеры включений наполнителя значительно меньше толщины зоны энерговыделения, что позволяет считать каждый из компонентов равномерно прогретым в пределах ячейки и задавать пространственное распределение энерговыделения в ней единственным параметром — долей энергии, поглощенной наполнителем. Как показано в [86] (см. п. 5.2.2.3), влияние сдвиговых напряжений на значение равновесного давления невелико, и волны в ячейке можно описывать в гидродинамическом приближении. Одним из основных механизмов диссипации механической энергии в теллиту при распространении волн в ячейке является необратимое изменение объема пористых компонентов ГМ из-за схлопывания пор. Для описания такого схлопывания используется релаксационная модель необратимых деформаций объема (необратимого схлопывания пор), описанная в п. 5.2.1

Таким образом, задача сводится к решению системы одномерных уравнений газовой динамики в сферической системе координат для многослойной ячейки. В лагранжевых переменных эта система уравнений записывается в виде:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial r^n}{\partial t} &= n \cdot r^{n-1} \cdot u, \\ \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{\rho} \right) &= \frac{\partial(r^{n-1}u)}{\partial m}, \\ \frac{\partial u}{\partial t} &= -r^{n-1} \frac{\partial P}{\partial m}, \\ \frac{\partial E}{\partial t} &= -P \frac{\partial(r^{n-1}u)}{\partial m} - \frac{P}{\rho} \frac{\varepsilon_V \theta(-\varepsilon_V)}{\tau_{\text{pore}}(\varepsilon_V, \rho)} + \frac{dQ(t, m)}{dt}, \\ \frac{\partial \varepsilon_V}{\partial t} &= \rho \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{\rho} \right) - \frac{\varepsilon_V \theta(-\varepsilon_V)}{\tau_{\text{pore}}(\varepsilon_V, \rho)}, \\ P &= P(\rho_{s0} \exp(-\varepsilon_V), E), \end{aligned} \right. \quad (5.101)$$

где r , m — эйлера и лагранжева координаты частицы; n — геометрический параметр, равный в зависимости от формы наполнителя 1, 2, 3 (в рассматриваемом случае дисперсного сферического наполнителя $n = 3$); u — скорость частицы среды; t — время; ρ , P — плотность пористых компонент ГМ ($\rho(0) = \rho_{s0}/\alpha_{r0}$) и давление; $\varepsilon_V = \ln(\rho_{s0}/\rho_s)$ — мера обратной объемной деформации материала; ρ_{s0} — начальная плотность сплошного материала; θ — тета-функция; $\frac{dQ}{dt}$ — мощность удельного подвода энергии;

$\tau_{\text{pore}}(\varepsilon_V, \rho) = \tau_{\text{pore}0} \left(1 - \sin^l \left(\frac{\pi}{2} \frac{\rho}{\rho_{s0} \exp(-\varepsilon_V)} \right) \right)^{-1}$ — характерное время схлопывания пор; l — параметр, описывающий переход пористого материала в сплошной.

В качестве граничного условия для системы уравнений (5.101) принимается требование несжимаемости ячейки (равенство нулю радиальной скорости на ее внешней поверхности). В случае полого микросферического наполнителя [88] численное моделирование волновых процессов в его тонких слоях представляется затруднительным. Для упрощения задачи поведение микросферы моделируется динамическим деформированием тонкой многослойной упругой оболочки. На границе между наполнителем и оболочкой требуется равенство радиальных перемещений и давлений.

При численной реализации динамической модели элементарной ячейки ГМ используется неявная полностью консервативная схема [96] для одномерных уравнений газовой динамики в лагранжевых переменных. Неявность применяемой схемы обеспечивает возможность выхода численного решения на стационарный режим для сравнения получаемых результатов с расчетами по квазистатическим моделям. Решение на каждом временном шаге систем алгебраических уравнений с трехдиагональными матрицами,

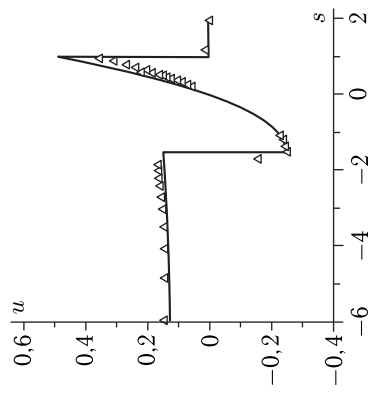


Рис. 5.31. Сравнение численного (значок Δ) и аналитического (сплошная линия) решения автомобильной задачи

получаемыми после линеаризации метод Ньютона исходных уравнений в конечно-разностном виде, осуществляется методом матричной прогонки с выбором главного элемента по столбцу [29], которая теоретически корректна для любой определенной системы уравнений (в отличие от обычной прогонки не требует выполнения практического критерия «диагонального преобладания»). Как показывает численный эксперимент, высокая устойчивость метода обеспечивает корректный расчет даже такого затруднительного для конечно-разностных методов теста, как автомобильная задача о сжатии к центру и отражению от него сферической волны [31] (результаты сравнения численного и аналитического решений в автомобильных переменных (u, s) представлены на рис. 5.31). Разработанный численный код адаптирован к использованию широкого диапазона полуэмпирических УРС и апробирован на них.

Численные исследования по предлагаемой динамической модели проводились для того же ГМ и тех же УРС, что и при рас-

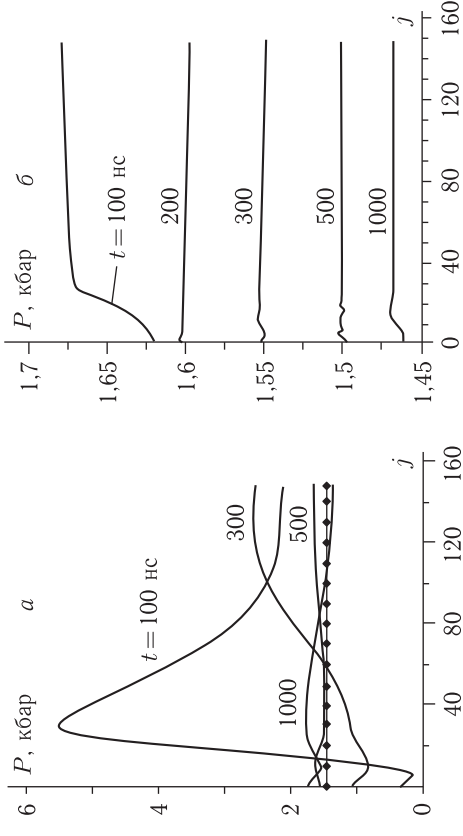


Рис. 5.32. Процесс установления давления при длительностях облучения 1 нс (а) и 100 нс (б) (\diamond — квазистатическое решение) (j — номер ячейки)

четах по квазистатической модели. На рис. 5.32 показан процесс распространения волн сжатия в элементарной ячейке при удельном энерговыделении $Q = 1,125$ кДж/г в ГМ с начальной объемной долей пор $\beta_{p0} = 5\%$ и поглощаемой наполнителем долей энергии равной $\epsilon_f = 0,8$ (размер включаемой наполнителя и его массовое содержание принимались равными $R_f = 10$ мкм и $m_f = 20\%$, при этом удельная энергия поглощаемая наполнителем составляет $Q_f = 4,5$ кДж/г). Видно, что при длительности облучения $\tau = 1$ нс процесс установления давления носит нестационарный характер, и распределение давления в ячейке может существенно отличаться от своего квазистатического значения, взятого из результатов, представленных на рис. 5.22.

Однако в случае времени подвода энергии $\tau = 100$ нс, превышающем более чем на порядок характерные времена распространения акустических возмущений в ячейке (в рассматриваемой ячейке они составляют около 2 нс — для наполнителя и 9 нс — для связующего), различие становится незначительным.

На рис. 5.33 показана полученная в результате проведения систематических расчетов зависимость устанавливающегося (после затухания

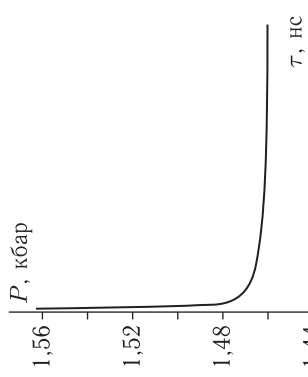


Рис. 5.33. Зависимость устанавливающегося давления от длительности облучения

волн в течение 1000 нс) в ячейке давления от длительности подвода энергии. Видно, что уже при длительностях облучения, сравнимых со временем нескольких прохождений волн по ячейке, давление релаксирует к своему статическому значению и оценка профиля давления по толщине ГМ может проводиться по квазистатической модели.

5.2.2.6. Широкодиапазонная 2D-модель элементарной ячейки.

Рассмотренные выше модели ЭЯ ГМ были одномерными. В связи с прогрессом вычислительной техники в настоящее время оказывается возможным использование в газодинамических кодах неодномерных вариантов ЭЯ [97, 98], более полно отражающих геометрию решаемых задачи. При этом представляют интерес широкодиапазонные модели ЭЯ ГМ, описывающие поведение гетерогенного материала во всем практически важном диапазоне плотностей подводимой энергии (как малых энергокладов, когда важны сдвиговые напряжения и упругопластическое течение, так и больших, при которых имеют место фазовые переходы в компонентах ГМ). В настоящем разделе рассматривается вариант такой неодномерной модели ЭЯ ГМ применительно к эпоксидному ГП с дисперсным наполнителем из диоксида олова.

Геометрия ЭЯ. Рассматривается случай воздействия на преграду высокоинтенсивных ПИЧ с диаметром пятна облучения, значительно большим других характерных размеров, определяющих параметры механического действия (толщины конструкции, слоя сублимированного или испаренного материала и т. д.). Тогда в окрестности центра пятна облучения в преграде реализуется состояние, близкое к одноосному деформированному, и можно рассматривать задачу воздействия одноосного потока энергии на бесконечную пластину (см. рис. 5.34).

Каждая элементарная ячейка в целом находится в пластине в условиях одноосного деформированного состояния, что отражается в дальнейшем при формулировке условий на ограничивающих ее поверхностях. Однако внутри ячейки ГМ напряженно-деформированное состояние — неодномерное, вследствие ее неоднородности. При выборе цилиндрической формы ячейки задача сводится к двумерной в соответствующей цилиндрической системе координат, показанной на рис. 5.34. Размеры этой цилиндрической ячейки определяются основными харак-

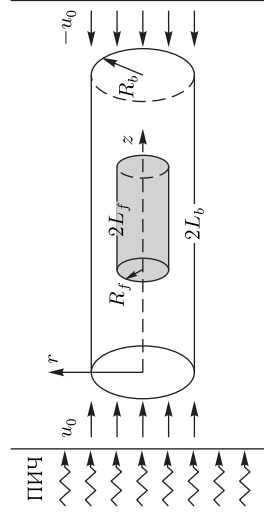


Рис. 5.34. Геометрические параметры элементарной ячейки ГМ

теристиками ГМ (индексы f и b относятся к наполнителю и связующему соответственно): m_f (массовое содержание наполнителя); R_f (характерный размер дисперсного наполнителя — в качестве его взят радиус); $\xi_f = L_f/R_f$ (коэффициент удлинения наполнителя); $\xi_b = L_b/R_b$ (коэффициент удлинения связующего, он же — отношение средних расстояний между наполнителем по направлениям вглубь и вдоль преград). По известным основным характеристикам ГМ определяются размеры ячеек:

$$R_b = \left(\frac{\xi_f}{\beta_f \xi_b} \right)^{1/3} R_f, \quad L_b = \left(\frac{\xi_f \xi_b^2}{\beta_f} \right)^{1/3} R_f, \quad L_f = \xi_f R_f, \quad (5.102)$$

где β_f — объемное содержание наполнителя в ГМ ($0 \leq \beta_f \leq 1$):

$$\beta_f = \frac{m_f/\rho_f}{m_f/\rho_f + (1 - m_f)/\rho_b} = \frac{m_f \rho_b}{m_f \rho_b + (1 - m_f) \rho_f}. \quad (5.103)$$

Из соотношений (5.102) и очевидных требований вложенности области наполнителя в область связующего ($R_f \leq R_b$, $L_f \leq L_b$) получаем ограничения на величину удлинения наполнителя

$$\beta_f \xi_b \leq \xi_f \leq \frac{1}{\sqrt{\beta_f}} \xi_b, \quad (5.104)$$

которое позволяет изменяться ξ_f лишь в некотором интервале. Кроме того, параметры удлинений наполнителя и связующего удовлетворяют некоторым дополнительным ограничениям, (например, технологическим), которые в простейшем виде могут быть записаны, как

$$\xi_f \min \leq \xi_f \leq \xi_f \max, \quad \xi_b \min \leq \xi_b \leq \xi_b \max. \quad (5.105)$$

Таким образом, основные параметры ГМ допустимо варьировать лишь в области, удовлетворяющей неравенствам (5.104) и (5.105), как это показано на рис. 5.35 ($\xi_f \min = 0,5$, $\xi_b \min = 0,5$, $\xi_f \max = \xi_b \max = 2$, $\beta_f = 0,25$).

Механика и термодинамика ЭЯ. Двумерная модель ЭЯ строится, исходя из следующих предположений, близких к [86, 90]: характерные размеры компонентов ГМ (включений наполнителя) значительно меньше толщины зоны энерговыделения от ПИЧ; время акустической релаксации каждой из компонент

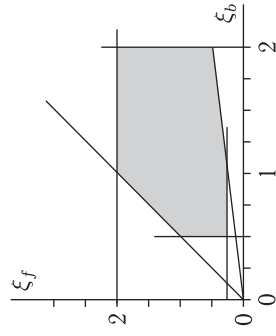


Рис. 5.35. Допустимые параметры элементарной ячейки ГМ

тов много меньше времени энерговыделения (длительности воздействия ПИЧ); характерные времена теплообмена между компонентами ГМ много больше времени всего рассматриваемого процесса (сум-

марного времени энерговыделения и развития волновых процессов в преграде).

Первое предположение позволяет рассматривать энерговыделение постоянным в пределах элементарной ячейки (постоянным, но в каждой из компонент ГМ своим). Второе предположение дает возможность строить модель квазистатического выравнивания напряжений в компонентах ячейки и пренебречь влиянием на этот процесс сил инерции. При этом мы пренебрегаем волновыми процессами и обусловленными ими перераспределением энергии между компонентами ГМ. И наконец, третье предположение освобождает от необходимости учета перераспределения энергии теплопроводностью.

Поскольку сдвиговые эффекты и пластическое течение существуют при не очень высоких уровнях воздействия ПИЧ, то в дальнейшем при определении температуры из первого начала термодинамики (индексы наполнителя и связующего опущены)

$$c_V dT + \left(\frac{\partial E}{\partial \rho} \right)_T d\rho = -\delta A + \delta Q \quad (5.106)$$

пренебрежем влиянием работы $\delta A = P d(1/\rho) - S_{ij} d\varepsilon_{ij}/\rho$ (S_{ij} — девиатор тензора напряжений; ε_{ij} — тензор деформаций; c_V — удельная теплоемкость) и второго слагаемого в левой части (5.106) (оно мало при предполагаемых малых изменениях плотности $\Delta\rho$ и слабой зависимости внутренней энергии от плотности) на величину изменения температуры наполнителя и связующего. Тогда для расчета температур T_f, T_b компонентов ГМ вместо (5.106), как и в [86], используются приближенные соотношения, требующие лишь знания зависимостей удельных теплоемкостей $c_{f,b}$ от температуры T :

$$\frac{\varepsilon_f Q}{m_f} = \int_{T_0}^{T_f} c_f(T) dT, \quad \frac{(1 - \varepsilon_f) Q}{1 - m_f} = \int_{T_0}^{T_b} c_b(T) dT,$$

где Q — удельное энерговыделение в ГМ и ε_f — доля энергии, поглощаемая в наполнителе. Эти величины определяются из расчета переноса ПИЧ в гетерогенной преграде (см. гл. 2). Данные по удельным теплоемкостям диоксида олова c_f [99] и эпоксидно-полиамидной композиции (ЭПК) c_b [100] в рассматриваемом диапазоне изменения температур аппроксимируются соотношениями (здесь теплоемкости в Дж/г/град., температура в градусах Цельсия, $T_0 = 0^\circ\text{C}$):

$$c_b = \begin{cases} 1 + T/150, & T_0 \leq T \leq 150^\circ\text{C}, \\ 2, & T > 150^\circ\text{C}, \end{cases}$$

$$c_f = \begin{cases} 0, 5045 + 4, 886 \cdot 10^{-5} \cdot (T + 273, 15) - \\ - 1, 476 \cdot 10^4 / (T + 273, 15)^2, & T_0 \leq T \leq T_{fm}, \\ 0, 6104, & T > T_{fm}, \end{cases}$$

где $T_{fm} = 1630^\circ\text{C}$ — температура плавления диоксида олова [99].

Отметим, что описанный подход к расчету температур T_f, T_b , ограничивает область применимости модели ЭЯ, но упрощает исследование, так как отпадает необходимость использования, как правило, неизвестных для компонентов современных ГП термических УРС $E = E(\rho, T)$. Однако при наличии зависимости $E = E(\rho, T)$ это ограничение становится неприципиальным, поскольку в этом случае температуры T_f, T_b уже могут быть определены из первого начала термодинамики в общем виде (5.106), как это делалось в [90].

В качестве дополнительного упрощающего предположения (также неприципиального) принимается независимость температур наполнителя и связующего от пространственных переменных в пределах ЭЯ, что приводит к отсутствию в уравнениях равновесия членов с производными температур по этим переменным. Эта независимость согласуется с принятыми выше предположениями.

В рамках рассмотренных допущений расчет квазиустановившихся напряжений в пределах элементарной ячейки основывается на численном решении системы двумерных уравнений равновесия упругопластической среды в цилиндрических координатах, дополненной широкдиапазонными уравнениями состояния компонентов ГМ (u_r, u_z — радиальные и осевые перемещения, ρ_0, ρ — начальная и текущая плотности, T — температура, P — давление, ε_V — относительное изменение объема):

$$P = P(\rho, T) = P(\varepsilon_V, T), \quad \varepsilon_V = \rho_0/\rho - 1 = \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} + \frac{u_r}{r}.$$

Система уравнений равновесия с соответствующими граничными условиями (см. рис. 5.36) решается итерационным методом упругих решений [54, 101], предложенным А. А. Ильиным для материалов, по-

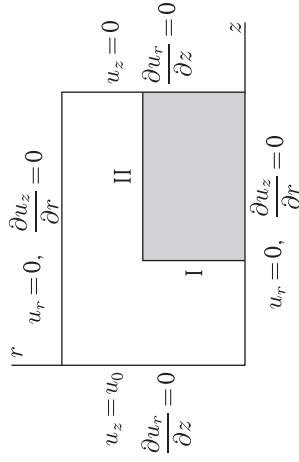


Рис. 5.36. Граничные условия для четверти элементарной ячейки ГМ

ведение которых описывается в рамках теории малых упругопластических деформаций. Уравнения упругости в перемещениях записываются для наполнителя и связующего в виде (индексы связующего и наполнителя опущены; температуры наполнителя и связующего — различны, но постоянны в пределах каждого из материалов):

$$\begin{cases} G(T)\nabla^2 u_r + \left(\frac{G(T)}{3} - \frac{\partial P}{\partial \varepsilon_V}\right) \frac{\partial \varepsilon_V}{\partial r} + F_r = 0, \\ G(T)\nabla^2 u_z + \left(\frac{G(T)}{3} - \frac{\partial P}{\partial \varepsilon_V}\right) \frac{\partial \varepsilon_V}{\partial z} + F_z = 0, \end{cases} \quad (5.107)$$

где F_r, F_z — компоненты объемной силы, требующиеся для реализации метода упругих решений; $G(T)$ — модуль сдвига; ∇ — векторный оператор Лапласа.

На границах между наполнителем и связующим задаются условия проскальзывания или непрерывности перемещений и напряжений, соответствующих ориентации граничной поверхности. Например, для границы I на рис. 5.36 имеем (индекс f относится к наполнителю, а индекс b к связующему): $u_{zf} = u_{zb}$, $\sigma_{zzf} = \sigma_{zzb}$, $\sigma_{rzf} = \sigma_{rzb} = 0$ или $u_{zf} = u_{zb}$, $\sigma_{zzf} = \sigma_{zzb}$, $u_{rf} = u_{rb}$, $\sigma_{rzf} = \sigma_{rzb}$.

Численный метод решения. В упругопластическом случае уравнения в перемещениях (5.107) записываются в виде (индексы связующего и наполнителя опущены):

$$\begin{cases} \left[\frac{4}{3} G_p - \frac{\partial P}{\partial \varepsilon_V} \right] \frac{\partial^2 u_r}{\partial r^2} + G_p \frac{\partial^2 u_r}{\partial z^2} + \left[\frac{1}{3} G_p - \frac{\partial P}{\partial \varepsilon_V} \right] \frac{\partial^2 u_z}{\partial r \partial z} + \left[\frac{4}{3} G_p - \frac{\partial P}{\partial \varepsilon_V} \right] \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{u_r}{r} \right) + \bar{F}_r = 0, \\ \left[\frac{4}{3} G_p - \frac{\partial P}{\partial \varepsilon_V} \right] \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} + G_p \frac{\partial^2 u_z}{\partial r^2} + \left[\frac{1}{3} G_p - \frac{\partial P}{\partial \varepsilon_V} \right] \frac{\partial^2 u_r}{\partial r \partial z} + \left[\frac{1}{3} G_p - \frac{\partial P}{\partial \varepsilon_V} \right] \frac{\partial u_r}{r \partial z} + G_p \frac{\partial u_z}{r \partial r} + \bar{F}_z = 0, \\ G_p = G_p(T, \varepsilon_i) = G(T) (1 - w(\varepsilon_i)), \end{cases} \quad (5.108)$$

где ε_i — интенсивность деформаций; $w(\varepsilon_i)$ — функция пластичности, тождественно равная нулю в упругой области, а компоненты объемных сил \bar{F}_r, \bar{F}_z вычисляются по формулам:

$$\begin{aligned} \bar{F}_r &= -2G \frac{dw}{d\varepsilon_i} \left[\left(\frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{\varepsilon_V}{3} \right) \frac{\partial \varepsilon_i}{\partial r} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) \frac{\partial \varepsilon_i}{\partial z} \right], \\ \bar{F}_z &= -2G \frac{dw}{d\varepsilon_i} \left[\left(\frac{\partial u_z}{\partial z} - \frac{\varepsilon_V}{3} \right) \frac{\partial \varepsilon_i}{\partial z} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) \frac{\partial \varepsilon_i}{\partial z} \right], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial e_i}{\partial r} &= \frac{2}{9e_i} \left[a \frac{\partial^2 u_r}{\partial r^2} + b \frac{\partial^2 u_z}{\partial r \partial z} + c \left(\frac{\partial^2 u_r}{\partial r \partial z} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial r^2} \right) + d \left(\frac{u_r}{r} \right) \right], \\
\frac{\partial e_i}{\partial z} &= \frac{2}{9e_i} \left[a \frac{\partial^2 u_r}{\partial r \partial z} + b \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} + c \left(\frac{\partial^2 u_r}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial r \partial z} \right) + d \frac{\partial u_r}{r \partial z} \right], \\
a &= 2 \frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{\partial u_z}{\partial z} - \frac{u_r}{r}, \quad b = 2 \frac{\partial u_z}{\partial z} - \frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{u_r}{r}, \\
c &= \frac{3}{2} \left(\frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial r} \right), \quad d = 2 \frac{u_r}{r} - \frac{\partial u_z}{\partial z} - \frac{\partial u_r}{\partial r}, \\
e_i &= \frac{2}{3} \left[\left(\frac{\partial^2 u_r}{\partial r^2} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} \right)^2 + \left(\frac{u_r}{r} \right)^2 - \right. \\
&\quad \left. - \frac{\partial u_r}{\partial r} \frac{\partial u_z}{\partial z} - \frac{u_r}{r} \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) + \frac{3}{4} \left(\frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial r} \right)^2 \right]^{1/2}.
\end{aligned} \tag{5.109}$$

Во внутренних точках расчетной области уравнения (5.108) записываются в конечно-разностном виде на пространственно неравномерной сетке с шагами $\Delta r_i, \Delta z_j$ ($i = 1, \dots, N_r - 1; j = 1, \dots, N_z - 1$; N_r, N_z — число узлов сетки по переменным r и z соответственно). После решения конечно-разностных соотношений относительно перемещений в узле (i, j) получаем расчетные соотношения для определения перемещений во внутренних точках на каждой итерации ($\theta_{ri} = \Delta r_i / \Delta r_{i-1}$; $\theta_{zj} = \Delta z_j / \Delta z_{j-1}$; $i = 2, \dots, N_r - 1; j = 2, \dots, N_z - 1$):

$$\begin{aligned}
u_{ri,j} &= \frac{u_{r,i+1,j} + \theta_{ri} u_{r,i,j-1} + \tilde{G}_{pr}(u_{r,i,j+1} + \theta_{zj} u_{r,i,j-1}) + \tilde{F}_r}{1 + \theta_{ri} + \tilde{G}_{pr}(1 + \theta_{zj})}, \\
\tilde{G}_{pr} &= \frac{G_p}{4G_p/3 - \partial P / \partial \varepsilon_V} \frac{\Delta r_i}{\Delta z_j} \frac{\Delta r_{i-1}}{\Delta z_{j-1}} \frac{1 + \theta_{ri}}{1 + \theta_{zj}}, \\
u_{zj} &= \frac{u_{z,i,j+1} + \theta_{zj} u_{z,i,j-1} + \tilde{G}_{pz}(u_{z,i+1,j} + \theta_{ri} u_{z,i-1,j}) + \tilde{F}_z}{1 + \theta_{zj} + \tilde{G}_{pz}(1 + \theta_{ri})}, \\
\tilde{G}_{pz} &= \frac{G_p}{4G_p/3 - \partial P / \partial \varepsilon_V} \frac{\Delta z_j}{\Delta r_i} \frac{\Delta z_{j-1}}{\Delta r_{i-1}} \frac{1 + \theta_{zj}}{1 + \theta_{ri}},
\end{aligned}$$

где входящие в эти соотношения нелинейные функции считаются по старым значениям перемещений, а через \tilde{F}_r, \tilde{F}_z обозначены функции перемещений в узлах, получающиеся при аппроксимации в (5.108) слагаемых с производными, отличными от вторых производных по r и z , выражения для которых не приводятся из-за их громоздкости. В эти функции \tilde{F}_r, \tilde{F}_z входят и объемные силы \tilde{F}_r, \tilde{F}_z , которые определяются по соотношениям (5.109), также написанным в конечно-разностном виде.

После расчета точек во внутренних узлах рассчитываются перемещения в узлах внешних границ из конечно-разностных представлений соответствующих условий (см. рис. 5.36). Первые производные для условий на внешних границах аппроксимируются соответствующими односторонними конечными разностями «вперед» или «назад», в зависимости от границы, со вторым порядком точности.

Реализация условий на внутренних границах I, II (рис. 5.36) между связующим и наполнителем также предполагает итерационный процесс (этот процесс организуется отдельно для каждой границ I, II, и он является вложенным по отношению к общему итерационному процессу). Для примера рассмотрим вертикальную границу I (кроме внутренней угловой точки и точки, совпадающей с внешней границей оси симметрии $r = 0$) в условиях отсутствия проскальзывания (здесь и далее черточка сверху означает, что соответствующая величина вычисляется по старым значениям; обозначенные индексами f, b производные от перемещений означают односторонние производные, взятые со стороны наполнителя или связующего соответственно, так как они на внутренних границах терпят разрывы):

$$\begin{aligned}
\left. \begin{aligned}
\tilde{G}_{pb} \left(\left(\frac{\partial u_r}{\partial z} \right)_b + \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) &= \tilde{G}_{pf} \left(\left(\frac{\partial u_r}{\partial z} \right)_f + \frac{\partial u_z}{\partial r} \right), \\
\left[\frac{4}{3} \tilde{G}_{pb} - \left(\frac{\partial \tilde{P}_b}{\partial \varepsilon_V} \right)_T \right] \left(\frac{\partial u_z}{\partial z} \right)_b - \frac{2}{3} \tilde{G}_{pb} \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_r}{r} \right) - \\
-\tilde{P}_b(\varepsilon_V, T_b) + \left(\frac{\partial \tilde{P}_b}{\partial \varepsilon_V} \right)_T \left(\frac{\partial \tilde{u}_z}{\partial z} \right)_b &= \\
= \left[\frac{4}{3} \tilde{G}_{pf} - \left(\frac{\partial \tilde{P}_f}{\partial \varepsilon_V} \right)_T \right] \left(\frac{\partial u_z}{\partial z} \right)_f - \\
-\frac{2}{3} \tilde{G}_{pf} \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_r}{r} \right) - \tilde{P}_f(\varepsilon_V, T_f) + \left(\frac{\partial \tilde{P}_f}{\partial \varepsilon_V} \right)_T \left(\frac{\partial \tilde{u}_z}{\partial z} \right)_f
\end{aligned} \right\} \tag{5.110}
\end{aligned}$$

Производные с индексами в (5.110) аппроксимируются односторонними конечными разностями с соответствующей стороны со вторым порядком точности. Остальные производные вдоль границы аппроксимируются обычным образом центральными разностями. Сначала из первого условия (5.110) равенства касательных напряжений определяется перемещение в рассматриваемом узле границы $u_{ri,j}$:

$$\begin{aligned}
u_{ri,j} &= \left[(1 + \theta_f)^2 u_{r,i,j+1} + \tilde{G}(1 + \theta_b)^2 u_{r,i,j-1} - \theta_f^2 u_{r,i,j+2} - \tilde{G} \theta_b^2 u_{r,i,j-2} - \right. \\
&\quad \left. - (G - 1)(1 + \theta_f) \Delta z_j (\partial u_z / \partial r)_{i,j} \right] / \left[1 + 2\theta_f + \tilde{G}(1 + 2\theta_b) \right], \\
\theta_b &= \frac{\Delta z_{j-1}}{\Delta z_{j-2}}, \quad \theta_f = \frac{\Delta z_j}{\Delta z_{j+1}}, \quad G = \frac{\tilde{G}_{pb}}{\tilde{G}_{pf}}, \quad \tilde{G} = G \frac{1 + \theta_f}{1 + \theta_b} \frac{\Delta z_j}{\Delta z_{j-1}}.
\end{aligned}$$

Аналогично из второго условия (5.110) равенства нормальных напряжений σ_{zz} определяется перемещение $u_{z,ij}$. При этом уже используется новое, только что посчитанное $u_{r,ij}$.

Завершается внешний итерационный цикл расчетом перемещений в узле внутренней угловой точки. В нем требуется непрерывность нормальных напряжений: σ_{zz} со стороны границы I и напряжений σ_{rr} со стороны границы II. Расчет также требует вложенных итераций.

Одномерные аналитические решения. Как видно из изложенного, наиболее громоздко реализуются условия на внутренних границах между связующим и наполнителем. Для тестирования их численной реализации либо граница I отодвигается влево до совпадения с внешней границей $z = 0$ и строится аналитическое решение, зависящее только от r , либо граница II поднимается вверх до границы $r = R_b$ и ищется решение, зависящее только от z (см. рис. 5.36). Эти решения могут также быть использованы в качестве предельных случаев рассматриваемой элементарной ячейки (предельного удлинения наполнителя по оси z или оси r соответственно).

Нелинейное упругое (в наполнителе и связующем: сдвиг по закону Гука, а давления могут быть произвольными достаточно гладкими функциями плотности) решение, зависящее только от z , используется для проверки правильности реализации условия на границе I и имеет вид ($z_b = L_b - L_f$, $\tilde{z} = z_b/L_b$):

$$u_r \equiv 0, \quad u_z = \begin{cases} u_0 - A \frac{z}{L_b}, & 0 \leq z \leq z_b, \\ \frac{u_0 - A \tilde{z}}{1 - \tilde{z}} \left(1 - \frac{z}{L_b}\right), & z_b < z \leq L_b, \end{cases}$$

а коэффициент A определяется из итерационного процесса (n -номер итерации):

$$\begin{aligned} \varepsilon_{Vb} = \left(\frac{du_z}{dz}\right)_b &= -\frac{1}{L_b} A^n, \quad \varepsilon_{Vf} = \left(\frac{du_z}{dz}\right)_f = \frac{\tilde{z}}{1 - \tilde{z}} \frac{1}{L_b} A^n - \frac{1}{1 - \tilde{z}} \frac{u_0}{L_b}, \\ A^{n+1} &= \left[\overline{P}_f(\varepsilon_{Vf}) - \overline{P}_b(\varepsilon_{Vb}) \right] L_b - A^n \frac{\partial \overline{P}_b(\varepsilon_{Vb})}{\partial \varepsilon_V} - \frac{\tilde{z}}{1 - \tilde{z}} \frac{\partial \overline{P}_f(\varepsilon_{Vf})}{\partial \varepsilon_V} A^n + \\ &+ \frac{4}{3(1 - \tilde{z})} \overline{G}_{pf} u_{z0} \times \left[\frac{4}{3} \overline{G}_{pb} + \frac{4}{3} \frac{\tilde{z}}{1 - \tilde{z}} \overline{G}_{pf} - \right. \\ &\left. - \frac{\partial \overline{P}_b(\varepsilon_{Vb})}{\partial \varepsilon_V} - \frac{\tilde{z}}{1 - \tilde{z}} \frac{\partial \overline{P}_f(\varepsilon_{Vf})}{\partial \varepsilon_V} \right]^{-1}. \end{aligned}$$

В качестве начального значения берется результат линейного решения:

$$A^1 = \frac{u_{z0} + L_b(1 - \tilde{z}) \Delta P_T}{\psi + (1 - \psi) \tilde{z}}, \quad \psi = \frac{4G_b/3 - \partial P_b(0)/\partial \varepsilon_V}{4G_f/3 - \partial P_f(0)/\partial \varepsilon_V},$$

$$\Delta P_T = \frac{P_f(0) - P_b(0)}{4G_f/3 - \partial P_f(0)/\partial \varepsilon_V}.$$

Нелинейное упругое решение, зависящее только от r , используется для проверки правильности реализации условия на границе II и имеет вид ($\tilde{r} = R_f/R_b$):

$$u_z \equiv 0, \quad u_r = \begin{cases} B \left(\frac{r}{R_b}\right), & 0 \leq r \leq R_f, \\ u_{r0} \frac{R_b}{r} - C \left(\frac{R_b}{r} - \frac{r}{R_b}\right), & R_f < r \leq R_b, \end{cases}$$

а коэффициенты B и C определяются из итерационного процесса решением на каждой итерации системы линейных уравнений (n — номер итерации):

$$\begin{cases} \tilde{r}^2 B^{n+1} + (1 - \tilde{r}^2) C^{n+1} = u_{r0}, \\ \left(\frac{1}{3} \overline{G}_{pf} - \frac{\partial \overline{P}_f(\varepsilon_{Vf})}{\partial \varepsilon_V}\right) B^{n+1} - \left(\frac{\tilde{r}^2 + 3}{3\tilde{r}^2} \overline{G}_{pb} - \frac{\partial \overline{P}_b(\varepsilon_{Vb})}{\partial \varepsilon_V}\right) C^{n+1} = D, \\ \varepsilon_{Vb} = \left(\frac{du_r}{dr} + \frac{u_r}{r}\right)_b = \frac{2}{R_b} C^n, \quad \varepsilon_{Vf} = \left(\frac{du_r}{dr} + \frac{u_r}{r}\right)_f = \frac{2}{R_b} B^n, \\ D = \frac{R_b}{2} (\overline{P}_f(\varepsilon_{Vf}) - \overline{P}_b(\varepsilon_{Vb})) + \frac{\partial \overline{P}_b(\varepsilon_{Vb})}{\partial \varepsilon_V} C^n - \frac{\partial \overline{P}_f(\varepsilon_{Vf})}{\partial \varepsilon_V} B^n - \frac{u_{r0}}{\tilde{r}^2} \overline{G}_{pb}. \end{cases}$$

В качестве начальных значений берутся результаты линейного решения:

$$\begin{aligned} B^1 &= \frac{2\tilde{\psi} u_{r0} + \Delta P_T R_b(1 - \tilde{r}^2)/(1 - \varphi)}{1 + \tilde{\psi} - (1 - \tilde{\psi}) \tilde{r}^2}, \\ C^1 &= \frac{(1 + \tilde{\psi}) u_{r0} - \Delta P_T R_b \tilde{r}^2/(1 - \varphi)}{1 + \tilde{\psi} - (1 - \tilde{\psi}) \tilde{r}^2}, \\ \varphi &= \left[(2/3) (G_f - G_b) + \frac{\partial P_f(0)}{\partial \varepsilon_V} - \frac{\partial P_b(0)}{\partial \varepsilon_V} \right] \left[(4/3) G_f + \frac{\partial P_f(0)}{\partial \varepsilon_V} \right]^{-1}, \\ \tilde{\psi} &= \psi/(1 - \varphi). \end{aligned}$$

Сравнения приведенных одномерных аналитических решений с расчетными результатами, полученными по предлагаемой конечно-разностной 2D-модели элементарной ячейки в тех же условиях, показали их совпадение в пределах задаваемых точностей итераций. В качестве примера на рис. 5.37 показано приближение численного решения к аналитическому по мере увеличения числа итераций при резком повышении температуры наполнителя на $\Delta T = 1000^\circ$ (+, • — численное решение для $z = 0$, L_b соответственно; сплошная линия — аналитическое решение, зависящее только от r ; n — число итераций). Уравнения

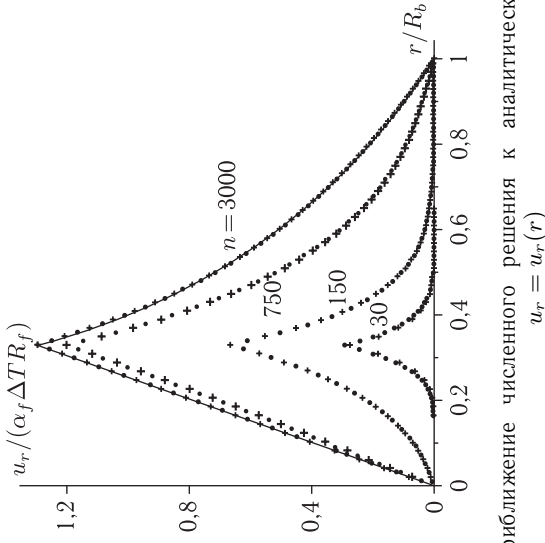


Рис. 5.37. Приближение численного решения к аналитическому решению $u_r = u_r(r)$

состояния наполнителя и связующего задавались в простейшем виде (в форме Тейта с параметром нелинейности γ_T):

$$P = P(\varepsilon_V, T) = -\frac{K}{\gamma_T} \left[1 - \left(\frac{1}{1 + \varepsilon_V - 3\alpha_T \Delta T} \right)^{\gamma_T} \right], \quad (5.111)$$

где K — модуль объемного сжатия ($K_b = 5,8$ ГПа, $K_f = 175$ ГПа); α_T — температурный коэффициент линейного расширения ($\alpha_{Tb} = 5 \times 10^{-5}$ град. $^{-1}$, $\alpha_{Tf} = 0,4 \cdot 10^{-5}$ град. $^{-1}$). Параметр нелинейности определяется из ударной адиабаты материала $D = c_0 + c_1 u$ по соотношению $\gamma_T = 4c_1 - 1$ и для рассматриваемых материалов получаем: $\gamma_b = 4,8$ ($D_b = 2,78 + 1,45u$ [102]), $\gamma_{Tf} = 4,58$ (для касситерита $D_f = 6,205 + 1,395u$ [103]).

Как уже отмечалось, предлагаемая модель ЭЯ ГМ предназначается для расчета ОУР ГП во всем представляющем практический интерес диапазоне плотностей подводимой энергии, что предполагает использование в ней широкодиапазонных УРС [19, 42]. Однако для обеспечения возможности воспроизведения (широкодиапазонные УРС для своего включения в конкретный численный код требуют, как правило, значительных усилий и не всегда доступны) результатов другими авторами представляется целесообразным привести результаты для простейшего УРС (5.111).

Пример расчета. По предлагаемой 2D-модели элементарной ячейки были проведены расчеты гетерогенного покрытия из ЭПК ($\rho_b = 1,2$ г/см 3) с дисперсным наполнителем из диоксида олова ($\rho_f = 7,01$ г/см 3). Характерный размер наполнителя принимался равным $R_f = 50$ мкм. Температурная зависимость модуля сдвига для ЭПК

была получена в результате анализа и обработки экспериментальных данных [94] по кручению при различных температурах и данных по динамическим модулям сдвига [100] при различных температурах ($T_{cr} = 240$ °C, $T_{cr0} = 340$ °C, $G_{b0} = 1,36$ ГПа):

$$G_b = G_{b0} \times \begin{cases} 1 - 0,664 \times (T/T_{cr})^2, & T_0 \leq T \leq T_{cr}, \\ 1,254 \times (T/T_{cr} - T_{cr0}/T_{cr})^2 - \\ - 0,284 \times (T/T_{cr} - T_{cr0}/T_{cr}), & T_{cr} < T \leq T_{cr0}, \\ 0, & T > T_{cr0}. \end{cases} \quad (5.112)$$

При получении (5.112) предполагалось, что в первом приближении безразмерная зависимость $G_b(T)/G_{b0} = G(T/T_{cr})$ слабо зависит от конкретного типа оксидной композиции, о чем, в частности, свидетельствуют и данные [100]. Аналогичная зависимость строилась и для деформации текучести $e_b = e_b(T)$ с $e_{b0} = 1,06$ %. Функция пластичности для наполнителя и связующего принимается в виде [54]:

$$w_{f,b}(e_i) = \begin{cases} 0, & e_i \leq e_{f,b}(T), \\ \lambda_{p,f,b}(1 - e_{f,b}/e_i), & e_i > e_{f,b}(T). \end{cases} \quad (5.113)$$

Параметр λ_p для исследованного в [94] диапазона температуры $T = 24-177$ °C от нее практически не зависит и может быть принят равным $\lambda_p \approx 0,4$ [86]. Поскольку расчеты проводятся в более широкой области вплоть до перехода связующего в гидродинамическое состояние (при $T = 340$ °C), то значение параметра λ_p варьировалось в имеющихся физических смысл пределах (от нуля до единицы).

Данные по температурным зависимостям пластических свойств оксида олова отсутствуют, и в первом приближении температурные зависимости принимались в виде:

$$G_f(T) = G_{f0} \begin{cases} (1 - T/T_{fm})^{0,2}, & T_0 \leq T < T_{fm}, \\ 0, & T \geq T_{fm} \end{cases} \quad e_f(T) = e_{f0} \begin{cases} (1 - T/T_{fm})^{0,2}, & T_0 \leq T < T_{fm}, \\ 0, & T \geq T_{fm}, \end{cases}$$

где $G_{f0} = 75$ ГПа, $e_{f0} = 0,1$ %, $\lambda_{p,f} = 0,5$.

На рис. 5.38, 5.39 показаны нормированные на максимальные значения поля перемещений для энергоподвода к ячейке ГМ $Q = 1$ кДж/г. Видно, что согласно сформулированным граничным условиям поля перемещений непрерывны, но их производные терпят разрывы на внутренних границах элементарной ячейки ГМ.

5.2.3. Волновые процессы в многослойной гетерогенной преграде. При облучении ПИЧ жесткого спектра многослойной гетерогенной преграды происходит их объемное поглощение и формирование

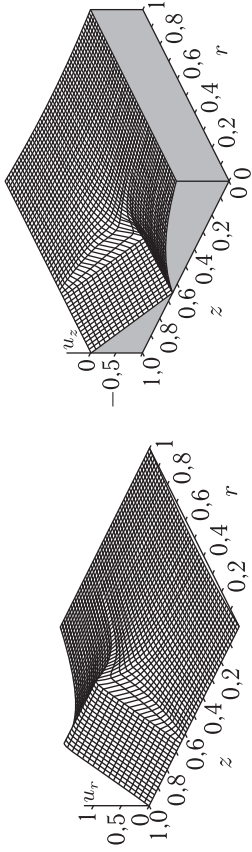


Рис. 5.38. Распределение радиальных перемещений u_r в ЭЯ эпоксидного ГП

Рис. 5.39. Распределение осевых перемещений u_z в ЭЯ эпоксидного ГП

волны сжатия в результате быстрого разогрева материала. Распространяясь по преграде, волна сжатия отражается от границ раздела слоев материалов и свободных поверхностей, ограничивающих преграду. В результате отражений и интерференций волн формируется нестационарное напряженно-деформированное состояние, в котором имеются области растягивающих напряжений, что может, в частности, привести к откольным разрушениям (лицевым и тыльным отколам, а также расслоениям материала внутри и между слоев преграды). Наряду с испарительным импульсом давления (спектр ПИЧ, как правило имеет мягкую часть) разрушения в волне разрежения порождают его откольную составляющую [7, 30, 104, 105]. По мере загущения волновых процессов по толщине деформирование тонкостенной конструкции ЛА переходит в оболочечную стадию, которая также может привести к ее динамической потере устойчивости и/или прочности [106]. При этом основной характеристикой механического действия ПИЧ, определяющей нестационарное деформирование многослойной оболочечной конструкции ЛА, является импульс давления, формирующий на волновой стадии. Расчету параметров волновых разрушений и величины импульса давления применительно к воздействию РИ и посвящен настоящий раздел.

5.2.3.1. Основные уравнения и численный метод решения. Как уже отмечалось, для расчета параметров механического действия ПИЧ на многослойные гетерогенные преграды допустимо использование одномерной плоской модели, поскольку в типовых случаях оценки прочности ЛА, толщина элементов несущих конструкций много меньше характерных размеров областей однородного облучения (размеров конструкции). Такая модель основана на численном решении нестационарных уравнений механики сплошной среды с использованием широкого диапазона уравнений состояния и моделей ЭЯ ГМ для расчета ОУР гетерогенных покрытий. Используемая в модели система уравнений движения, траектории частиц, неразрывности и энергии позволяет единым образом описать процессы в конденсированном и газообразном состояниях вещества. В лагранжевых координатах она имеет вид [18–20]

(в газе и жидкости $S_1 = S_2 = 0$):

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} &= \frac{\partial(S_1 - P)}{\partial m}, & \frac{\partial r}{\partial t} &= u, & \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{\rho} \right) &= \frac{\partial u}{\partial m}, \\ \frac{\partial E}{\partial t} &= -P, & \frac{\partial u}{\partial m} &+ S_1 \dot{\varepsilon}_1 + q(t, m), & P &= P(\rho, E), \end{aligned} \quad (5.114)$$

который выглядит существенно проще, чем для расчета воздействия УМРИ (5.1)–(5.6) или нестационарных процессов в ЭЯ ГМ (5.101). Однако в качестве основной задачи при решении (5.114) ставится учет гетерогенности защитных покрытий, который осуществляется встраиванием в каждую расчетную ячейку, построенных в п. 5.2.2. численных моделей ЭЯ ГП, заменяющих для ГМ уравнение состояния $P = P(\rho, E)$. При этом время расчета на ЭВМ значительно увеличивается и, как уже отмечалось, во многом определяется эффективностью численной реализации модели ЭЯ ГП. Для расчета пористых слоев преграды, демпфирующих механическое действие ПИЧ, при решении (5.114), используются модели пористости (см. п. 5.2.1.3).

Для численного решения система уравнений (5.114) с соответствующими начальными и граничными условиями используется тот же конечно-разностный метод на основе неявной схемы, что и при решении систем уравнений (5.1)–(5.6) и (5.101). Схема обладает вторым порядком аппроксимации по временной и пространственным переменным на равномерных сетках, полностью консервативна и абсолютно устойчива. С целью подавления численных осцилляций за УВ в расчетную схему вводится квадратичная искусственная вязкость [20, 107].

5.2.3.2. Результаты расчета. Для выбранных (см. п. 1.1) многослойных пакетов, представляющих сечения корпусов несущих элементов ЛА, были проведены расчеты с целью определения влияния структурных особенностей гетерогенных материалов, пористости и моделей откольного разрушения на волновые процессы и параметры механического действия РИ.

Для пакета I исследовано влияние структуры защитного покрытия (сферопластика с варьируемыми геометрическими характеристиками микросфер и содержанием наполнителя) на параметры МДИ плановских спектров Первоначально определялись интервалы параметров структур, в пределах которых наиболее сильно сказывается их изменение на величину эффективного коэффициента Грюнайзена и, соответственно, на величину равновесного давления в сферопластике. Оказалось, что в рассматриваемом случае (стеклянные микросферы, покрытые вольфрамом) необходимо варьировать весовые доли наполнителя m_f и покрытия m_w в интервалах от 5 до 80% и от 50 до 80% соответственно. На рис. 5.40–5.41 представлены распределения по массовой толщине начальных равновесных давлений в сферопластике для различных структур и спектра с эффективной температурой $T_{\text{эф}} = 5$ кэВ. Диаметр МС брался равным 50 мкм при толщине стенок

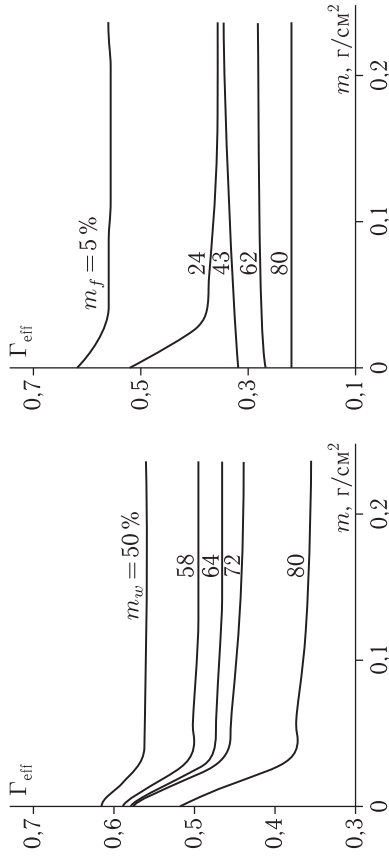


Рис. 5.40. Распределение по толщине ГП эффективного коэффициента Грюнайзена при различном массовом содержании вольфрама m_w в МС

5 мкм. Видно достаточно сильное влияние структуры покрытия как на абсолютное значение коэффициента Грюнайзена (более чем в 5 раз при переходе от структуры сферопластика с небольшим содержанием вольфрама в МС к большому), так и на относительное изменение по толщине (по мере увеличения жесткости спектра при прохождении РИ вглубь материала).

Уменьшение величины коэффициента Грюнайзена с увеличением весовой доли в ГМ наполнителя и вольфрамового покрытия связано с существенным уменьшением выноса энергии электронов в связующее (поскольку вольфрамы и стекло микросфер являются пористыми с малыми коэффициентами Грюнайзена, то увеличение весовой доли этих компонентов и поглощенной в них энергии РИ приводят к существенному уменьшению коэффициента Грюнайзена). Изменение коэффициента Грюнайзена по толщине преграды связано с ужесточением проходящего внутрь преграды спектра и с соответствующим увеличением доли энергии в наполнителе практически во всех рассмотренных случаях. Однако при уменьшении концентрации вольфрама (а значит и его толщины), начинает преобладать вынос энергии вторичными электронами, который увеличивается с жесткостью спектра (рис. 5.40), что приводит к небольшому росту величины коэффициента Грюнайзена.

Для воздействия РИ с $T_{eff} = 3$ и 8 кэВ при $U_p = 100$ кал/см² (418 Дж/см²) были рассчитаны два крайних случая структур ГП с минимальной и максимальной весовыми долями наполнителя (из расматриваемых). Распределение равновесного давления для этих случаев представлено на рис. 5.42 ($T_{eff} = 3$ кэВ — сплошные линии и $T_{eff} = 8$ кэВ — пунктирные линии). Наблюдается сильная зависимость равновесного давления в сферопластике от структуры и спектра.

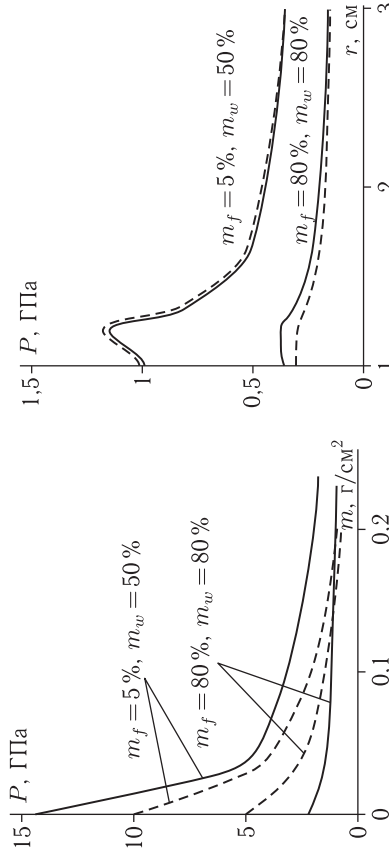


Рис. 5.42. Профили давлений в сферопластиках с различной структурой

Рис. 5.43. Профили максимальных давлений в окрестности границы несущий слой-заполнитель для пакета I

Эти зависимости соответствуют представленным профилям эффективным коэффициента Грюнайзена. На рис. 5.43 показаны профили давлений максимальной за все время волнового процесса в окрестности несущий слой — заполнитель. Видно, что влияние спектра в данном случае невелико, в то время как влияние структуры ГП изменяет максимальные напряжения более чем в 2,5 раза. Это, очевидно, связано с сильной зависимостью эффективного коэффициента Грюнайзена от параметров МС.

Для пакета II исследовалось влияние модели откольной прочности на характер разрушения несущего слоя при отражении волн сжатия от тыльной поверхности. На рис. 5.44 представлены пространственно-временные диаграммы волновым процессом и разрушений для плановых спектров при различных моделях откольной прочности (модель мгновенного откола — верхняя диаграмма; модель накопления повреждений [13] — нижняя), а также сопоставление уровней, вызывающих откол в несущем слое. Видно, что выбор модели описания разрушения материала несущего слоя (А) существенно влияет на волновую диаграмму процесса в целом.

Это сказывается и на уровнях поверхностной плотности энергии U_p , приводящих к откольным разрушениям несущего слоя (см. рис. 5.45; штриховая линия — модель мгновенного откола; сплошная линия — континуальная модель накопления повреждений [13]). Из представленных результатов следует, что использование более корректной модели откола, учитывающей кинетический характер накопления повреждений, приводит к существенному увеличению уровней РИ, необходимых для отколов в несущем слое пакета корпуса ЛА. Отметим также, что из-за высокой откольной прочности алюминниевое сплава по сравне-

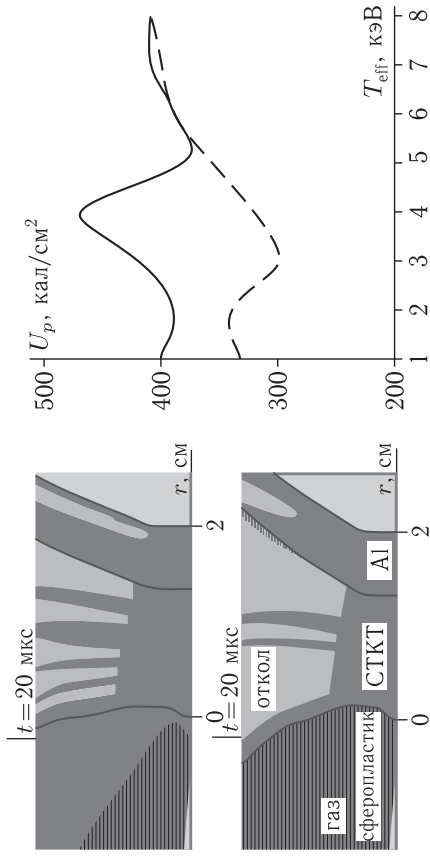


Рис. 5.44. Пространственно-временные диаграммы волновых процессов и разрушений пакета II

нию с теплозащитой, возникновение отколов в несущем слое сопровождается отколными разрушениями теплозащиты по всей толщине.

Для снижения отколных разрушений в теплозащите предлагается целесообразным использовать пакет-III, в котором между защитным покрытием и теплозащитой вставляется высокопористый материал (в данном случае пористый алюминий), демпфирующий волну сжатия, формирующуюся в поглощающем большую часть РИ гетерогенном покрытии. Типовые демпфирующие материалы имеют слишком высокую пористость и малую жесткость каркаса, что позволяет применять в расчетах модель идеальной пористости (схлопывание пор при нулевом давлении). В то же время материалы, описываемые моделью идеальной пористости, не обеспечивают демпфирования механической нагрузки. Поэтому представляют практический интерес материалы типа пористых металлов, в которых схлопывание пор происходит при относительно высоком уровне давления, что приводит к диссипации механической энергии и нагреву пористого материала с одновременным увеличением длительности импульса и уменьшением его амплитуды. Для исследования влияния пористости по моделям, представленным в п. 5.2.1, был рассмотрен пакет-III с начальной пористостью демпфирующего металлического слоя 50%.

На рис. 5.46 представлены пространственно-временные диаграммы волновых процессов и разрушений этого пакета, полученные по модели идеальной пористости (верхняя диаграмма) и α - p -модели [80] (нижняя диаграмма). Видно, что пористый алюминий проявляет себя достаточно эффективным демпфирующим слоем, если при описании схлопывания пор использовать более корректную модель пористости. Амплитуда волны, входящая в теплозащиту при применении в расчете α - p -модели

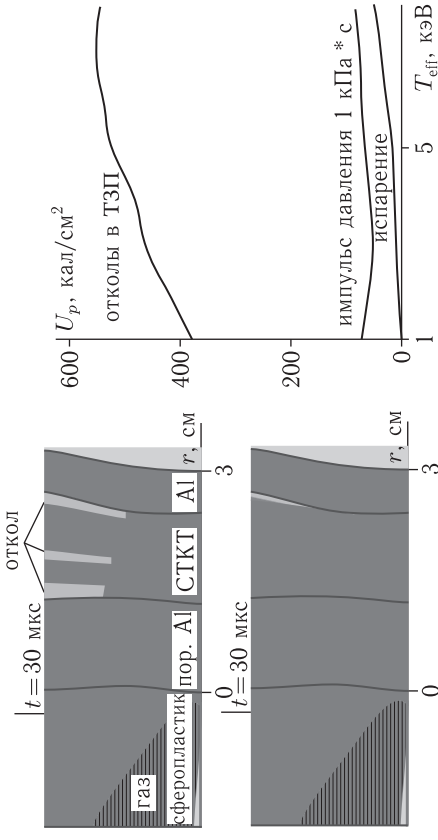


Рис. 5.46. Пространственно-временные диаграммы волновых процессов и разрушений пакета-III

снижается настолько, что в отличие от случая идеальной пористости, отколы в теплозащитке не реализуются.

Для всех трех рассматриваемых пакетов и спектров с $T_{\text{эф}} = 1 \dots 8$ кэВ были проведены систематические расчеты импульсов РИ, при которых достигаются: испарение покрытия; формирование характерного импульса давления $I_p = 1$ кПа·с (для многих корпусов ЛА эта величина близка к уровню, выше которого прочность к МДИ не гарантируется); возникновение отколов в ТЗП или несущем слое (для пакета-I). Защитное покрытие бралось со структурой, максимально снижающей равновесное давление в сферопластике. Данные по импульсам РИ, обеспечивающим различные виды повреждений, приведены на рис. 5.47–5.49. Такая форма представления конечных результатов расчетов является весьма удобной и служит в качестве карты прочности исследуемых пакетов к МДИ различного спектрального состава. В частности, из сравнения данных на рис. 5.47 и рис. 5.49 следует, что во всем представляющем практический интерес диапазоне изменения жесткости спектра введение пористого демфера из алюминия увеличивает отколный уровень облучения РИ вдвое.

5.2.3.3. Метод оценки импульса давления. Одним из основных параметров механического действия РИ, определяющих его последствия, является импульс давления. Поэтому требуется разработка достаточно простого метода оценки, который позволил бы с приемлемой для практики погрешностью (не более 10% [30]) рассчитывать эту интегральную характеристику МДИ. Усилия различных авторов [7, 30, 104, 108, 109] по созданию инженерных методик привели к построению интегральных формул для испарительной и отколной частей механического импульса давления с набором эмпирических параметров,

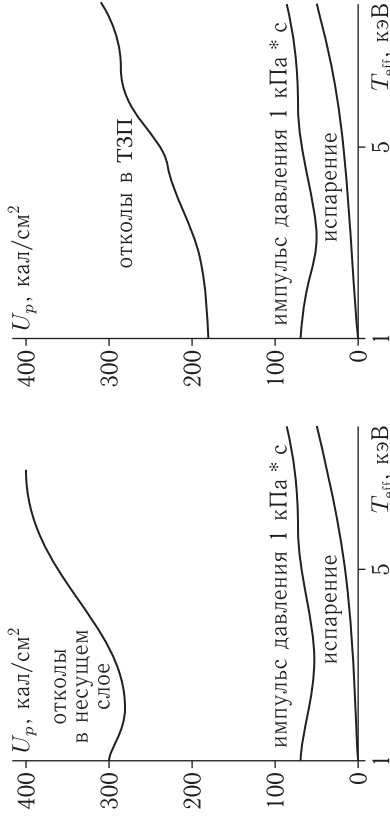


Рис. 5.48. Импульсы РИ для различных видов повреждений пакета-I

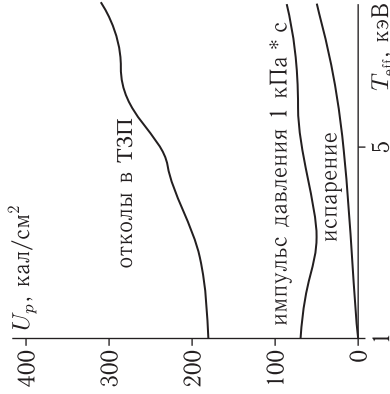


Рис. 5.49. Импульсы РИ для различных видов повреждений пакета-II

определяющихся из экспериментальных данных или результатов расчетов по газодинамическим моделям. Если для гомогенных материалов оказывается возможным подобрать такие значения этих параметров, что для воздействия РИ в широком диапазоне изменения спектров и плотностей энергии импульс давления определяется с требуемой точностью, то для ГП этого сделать не удастся.

При разработке метода оценки импульса давления при воздействии РИ на ГП за основу принимаются упомянутые выше интегральные формулы, в которых используется модельная функция энерговыделения, описанная в п. 2.1.2. Для корректного учета гетерогенности вводятся аппроксимационные зависимости от параметров элементов структуры ГП.

Если наблюдаются условия, при которых испарительный импульс давления I_{ps} определяет более 90% суммарного импульса I_p (это условие заведомо выполняется в случае воздействия РИ мягкого планковского спектра с эффективными температурами 1–3 кэВ и уровнями выше 100 Дж/см²), то импульс давления в этом случае можно рассчитать из условия перехода тепловой энергии в кинетическую энергию разлета вещества разогретого слоя. Концентрация энергии в этом слое настолько большая, что она намного превышает теплоту сублимации материала слоя, благодаря чему он взрывообразно испаряется или сублимирует, расширяясь в газообразном состоянии. Отметим также, что индивидуальность материала (в том числе и его структура) в этом случае практически не сказывается. Интегральное соотношение, учитывающее разлет частично испаренного вещества с коэффициентом газодинамического преобразования χ , имеет вид (1.16) [7, 89, 109]

$$I_p = I_{ps} = \chi_g \int_0^{m_s} \sqrt{2(U_p f(m) - \lambda_s Q_s)} dm. \quad (5.115)$$

Из результатов газодинамических расчетов следует, что параметр χ_g может изменяться от 0,6 до 0,8. Сузить этот диапазон изменения χ_g позволяет подход, связанный с выделением из функции энерговыделения наиболее значимых параметров, которые приближенно позволяют восстановить функцию энерговыделения (см. п. 2.1).

Для планковских спектров в широком диапазоне изменения эффективной температуры получены зависимости f_Q и m_Q от $T_{\text{эфф}}$ и Z (среднего атомного номера химического состава материала), которые аппроксимируются функциями вида:

$$f_Q = f_Q(Z, T_{\text{эфф}}) = (a_1 Z + a_2) T_{\text{эфф}}^2 + (a_3 Z + a_4) T_{\text{эфф}} + (a_5 Z + a_6), \quad (5.116)$$

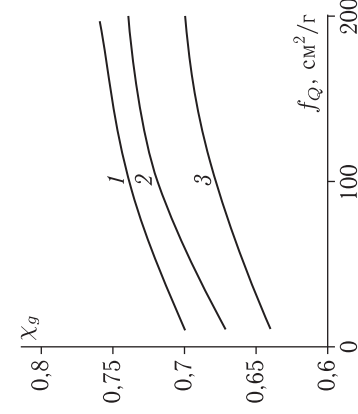
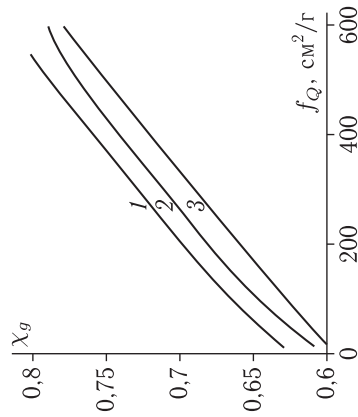
$$m_Q = m(Z, T_{\text{эфф}}) = (b_1 Z + b_2) T_{\text{эфф}} + (b_3 Z + b_4), \quad (5.117)$$

где коэффициенты a_i и b_i (табл. 5.4) получаютсся обработкой расчетных данных п. 2.1.2.

Таблица 5.4. 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_Q и m_Q коррелированы между собой (чем больше f_Q , тем меньше m_Q), то любой из этих параметров характеризует степень неравномерности профиля энерговыделения, которая и определяет величину χ . Для построения зависимости этой величины от f_Q были проведены газодинамические расчеты импульсов давления для материалов с различными Z и при различных $T_{\text{эфф}}$ и U_p по методике п. 5.2.3.1. Эти зависимости представлены на рис. 5.50, 5.51 для углерода и свинца (материалов с существенно отличающимися Z) и могут быть аппроксимированы линейной функцией $\chi_g = 0,6 \cdot 10^{-4} f_Q$.

Рис. 5.50. Зависимость χ_g от параметра f_Q для углерода и различных импульсов облучения (1 – 2, 2 – 0,5 и 3 – 0,2 кДж/см²)Рис. 5.51. Зависимость χ_g от параметра f_Q для свинца и различных импульсов облучения (1 – 2, 2 – 0,5 и 3 – 0,2 кДж/см²)

Обобщение формулы (5.115) простым суммированием по сублимирующим слоям многослойной преграды,

$$I_{ps} = \sum_{i=1}^N \chi_{gi} \int_0^{m_s} \sqrt{2(U_p f(m) - \lambda_s Q_{is})} dm, \quad (5.118)$$

может привести 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 нанесении на наружное рентгенозащитное покрытие лакокрасочного слоя. 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. Поэтому уточнение формулы (5.118) требуется только при рассмотрении действия излучения, в котором рядом с мягкой частью в спектре имеется жесткая составляющая с энергией квантов в диапазоне 20–100 кэВ (планковские спектры РИ с эффективными температурами от 2 до 8 кэВ). В этом наиболее сложном случае формирования импульса давления в многослойной преграде, необходимо учитывать влияние эффекта подслоного взрыва.

На примере двухслойной преграды, состоящей из рентгенозащитного покрытия, на поверхности которого нанесен лакокрасочный слой, получено, что при выполнении условий реализации подслоного взрыва (отлична от нуля масса сублимации m_{s2} рентгенозащитного покрытия) хорошее согласие с гидродинамическим расчетом дает введение в (5.118) коэффициента усиления $K_y = (m_1 + m_{s2})/m_1$

$$I_{ps} = K_y \sum_{i=1}^N \chi_{gi} \int_0^{m_s} \sqrt{2(U_p f(m) - \lambda_s Q_{is})} dm. \quad (5.119)$$

где m_1 — массовая величина облучаемого слоя.

В случае действия излучения с жесткой частью спектра основная зона энерговыделения может составлять несколько миллиметров, а интенсивность энерговыделения в этой зоне существенно снижается по сравнению с действием только мягкого РИ, рассмотренного выше. При этом возникает ситуация, когда давление в зоне испарения недостаточно, чтобы препятствовать возникновению лицевого отколов. Образование лицевого отколов сопровождается образованием откольного импульса I_{pf} , который по величине может быть сопоставим с испарительным импульсом давления. При низких потоках действующего на преграду РИ испарительный импульс давления может вообще не возникнуть, и тогда механическое действие излучения на преграду будет полностью определяться откольным импульсом. Эта ситуация типична 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 [7, 89, 109]

$$I_p = I_{pf} = U_p \times \int_0^{m_x} \frac{\Gamma f(m)}{2\sqrt{C_0^2 + \Gamma(\Gamma + 1)U_p f(m)}} dm, \quad (5.120)$$

Отметим, что нижний предел интегрирования m_x в формуле (5.120) отличен от нуля лишь в случае, когда рядом с откольным имеет место и испарительный импульс давления (тогда m_x определяется из условия непрерывности изменения давления для гомогенных материалов. Для формулы (5.120) справедлива лишь для гомогенных материалов. Для ГМ необходимо определить коэффициент Грюнайзена с учетом процессов установления равновесного давления в компонентах. При малых уровнях энерговыделения, что соответствует условиям применения формулы, для расчета импульса давления уравнения состояния компонентов линеаризуются, и равновесное давление в элементарной структуре двухкомпонентного материала может быть рассчитано аналитически по соотношениям [89]:

$$P = \Gamma_{\text{eff}} \rho U_p f(m), \quad \Gamma_{\text{eff}} = \rho C_0 \left[\frac{\Gamma_b}{\rho_b C_b^2} (m_f - 1) + \frac{\Gamma_f}{\rho_f C_f^2} m_f \right],$$

где индексы 0, b и f — относятся к материалу в целом, связующему и наполнителю соответственно. Отметим, что при известной доле энергии, поглощенной в наполнителе, корректнее использовать соотношения (1.15), учитывающие температурную неравновесность компонентов ГМ.

При расчете откольного импульса в гетерогенном материале по предлагаемой инженерной методике коэффициент Грюнайзена гомогенного материала Γ в (5.120) заменяется на эффективный коэффициент Грюнайзена Γ_{eff} , который обычно существенно отличается от коэффициента Грюнайзена гомогенного материала и изменяется по толщине преграды (по мере распространения РИ вглубь преграды растет жесткость спектра, что приводит к перераспределению энергии между компонентами ГМ и соответствующему изменению Γ_{eff}). Расчет величины эффективного коэффициента Грюнайзена для ГМ делается по численным моделям ЭЯ, рассмотренным в п. 5.2.2.

Влияние структуры материала на эффективный коэффициент Грюнайзена определяется, в частности, ее влиянием на величину ε_f (доля энерговыделения в наполнителе). Как было показано, расчет этой доли достаточно сложен и требует учета перераспределения энергии вторичными электронами между компонентами ГМ. При разработке ин-

женерной методики расчета импульса давления оказывается удобным построение многомерной аппроксимации ε_f как функции массовой толщины преграды (пройденной излучением), планковского эффективной температуры РИ и параметров структуры ГП. Для этого производится предварительный расчет многомерной матрицы величин ε_f в дискретных точках по численным моделям переноса и поглощения РИ гл. 2.

Изложенный подход реализован для важного класса защитных ГП-сферопластиков, структура которых может варьироваться в весьма широких пределах (радиус микросфер $R_{мс}$ — в диапазоне от 20 до 100 мкм, толщина стенок микросфер $h_{мс}$ — от 2 до 10 мкм, а доля наполнителя m_f — от 5 до 80%, доля тяжелого покрытия микросферы m_w от 50 до 80%). В качестве материала покрытия стеклянкой МС рассматривался, как и ранее, вольфрам.

Результаты расчета значений параметра ε_f и эффективного коэффициенты Грюнайзена от параметров структуры сферопластика на поверхности и после прохождения РИ в нем расстояния 3 мм представлены в табл. 5.5.

Таблица 5.5. Зависимость ε_f и $\Gamma_{\text{эфф}}$ от структуры и спектра

$R_{мс}$, мкм	$h_{мс}$, мкм	m_f , %	m_w , %	$T_{\text{эфф}} = 1,6$ кэВ			$T_{\text{эфф}} = 8$ кэВ				
				ε_f , 0 мм	ε_f , 3 мм	$\Gamma_{\text{эфф}}$, 3 мм	ε_f , 0 мм	ε_f , 3 мм	$\Gamma_{\text{эфф}}$, 3 мм		
				0,33	0,50	0,52	0,56	0,17	0,20	0,48	0,49
20	2	5	50	0,28	0,49	0,30	0,44	0,19	0,25	0,25	0,29
20	2	80	50	0,87	0,76	0,27	0,26	0,78	0,80	0,26	0,27
20	2	80	80	0,93	0,76	0,40	0,34	0,78	0,77	0,34	0,34
20	10	5	50	0,36	0,63	0,36	0,53	0,33	0,41	0,34	0,40
20	10	5	80	0,32	0,62	0,29	0,51	0,40	0,55	0,35	0,47
20	10	80	50	0,92	0,78	0,43	0,38	0,79	0,81	0,38	0,39
20	10	80	80	0,96	0,80	0,56	0,48	0,82	0,77	0,50	0,46
100	2	5	50	0,33	0,51	1,03	0,98	0,20	0,23	0,13	0,12
100	2	5	80	0,28	0,51	0,53	0,57	0,23	0,31	0,52	0,54
100	2	80	50	0,87	0,76	0,30	0,36	0,75	0,74	0,36	0,36
100	2	80	80	0,94	0,73	0,31	0,29	0,76	0,75	0,29	0,29
100	10	5	50	0,37	0,66	0,54	0,61	0,39	0,49	0,54	0,57
100	10	5	80	0,33	0,65	0,41	0,57	0,45	0,63	0,47	0,55
100	10	80	50	0,94	0,75	0,29	0,27	0,77	0,77	0,27	0,27
100	10	80	80	0,96	0,84	0,34	0,31	0,82	0,77	0,31	0,29

Из таблицы видно, что структура наполнителя ГП достаточно сильно влияет на параметр ε_f и соответственно на величину коэффициента Грюнайзена. Вычисление этого коэффициента интерполированием считанной матрицы при вычислении откольной составляющей импульса имеет достаточно высокую точность, что позволяет использовать инженерную методику для поиска оптимальной структуры защитных

покрытий. Погрешность расчета импульса давления оценивалась сравнением с газодинамическими расчетами.

Результаты оценок погрешности инженерных расчетов для воздействия РИ с уровнем 500 Дж/см² планковских спектров и параметров ГП приведены в табл. 5.6. Данные этой таблицы показывают, что максимальная погрешность инженерной методики расчета импульса давления в ГМ не превышает 11% при воздействии РИ жесткого спектра и менее 5% для мягкого спектра.

Таблица 5.6. Зависимость отношения ($I_{\text{реng}}/I_{\text{pg}}$) импульсов давления при инженерном и газодинамическом расчетах от структуры и спектра

$R_{мс}$, мкм	$h_{мс}$, мкм	m_f , %	m_w , %	$I_{\text{реng}}/I_{\text{pg}}$ ($T_{\text{эфф}} = 1,6$ кэВ)	$I_{\text{реng}}/I_{\text{pg}}$ ($T_{\text{эфф}} = 8$ кэВ)
20	2	5	50	0,98	1,02
20	2	80	80	0,96	0,94
100	10	5	50	0,95	0,93
100	10	80	80	0,96	0,89

Достигнутый сравнительно низкий уровень погрешности инженерной методики позволяет использовать ее для исследования чувствительности параметров механического действия РИ к изменению структуры ГМ при воздействии излучения с различной жесткостью спектра. На рис. 5.52 и 5.53 показаны зависимости импульса давления от уровня облучения для двух различных структур защитного покрытия с $R_{мс} = 20$ мкм ($R_{мс}, h_{мс}, m_f, m_w$). Поскольку для мягких спектров РИ импульс давления определяется его испарительной частью, то для малых эффективных температур планковского излучения влияние структуры проявляется слабо. При воздействии жесткого РИ, наоборот, основную роль играет откольный импульс, существенно зависящий от структуры ГМ. Видно, что в этом случае изменения импульса при варьировании характеристиками ГМ может достигать двух и более раз.

На рис. 5.54–5.55 представлены результаты для покрытий с $R_{мс} = 100$ мкм. Как видно из представленных результатов, величина импульса давления чувствительна к параметрам структуры сферопластика.

Повышенная чувствительность величины импульса давления к особенностям структуры сферопластика делает актуальной задачу поиска рациональных параметров защитного ГП, обеспечивающего при заданном уровне ослабления РИ наименьший импульс давления. Разработанный метод оценки импульса давления МДИ был использован в оптимизационной программе, реализующей такой поиск посредством варьирования параметров структуры ГП при заданной массовой толщине защитного покрытия. В результате было получено, что при задании уровня воздействия $U_p = 0,5$ кДж/см² и требовании пятикратного

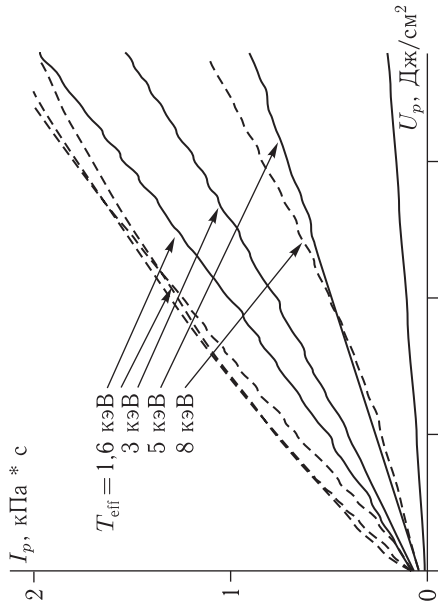


Рис. 5.52. Зависимость импульса давления от импульса РИ планковского спектров для структур [20, 2, 5, 50] (сплошные линии) [20, 2, 80, 80] (пунктирные линии)

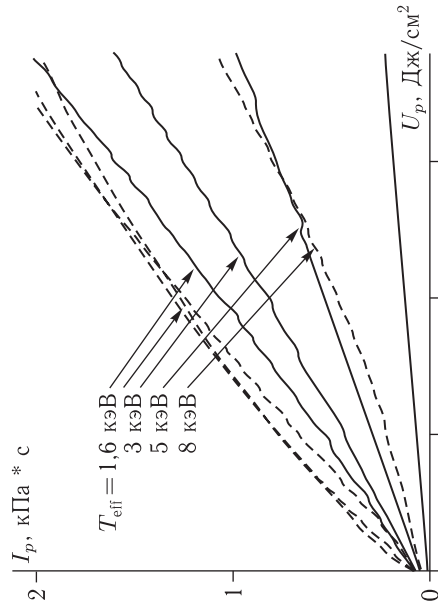


Рис. 5.53. Зависимость импульса давления от импульса РИ планковского спектров для структур [20, 2, 5, 50] (сплошные линии) [20, 2, 80, 80] (пунктирные линии)

ослабления излучения преградой из сферопластика толщиной 3 мм для планковского спектра РИ с $T_{\text{эф}} = 1,6$ кэВ оптимальной оказывается структура {20, 2, 10, 50}, а для спектра $T_{\text{эф}} = 8$ кэВ {20, 2, 70, 80}. Отметим, что предлагаемый метод оценки импульса давления может быть применен и в других аналогичных оптимизационных задачах с более сложными целевыми функциями.

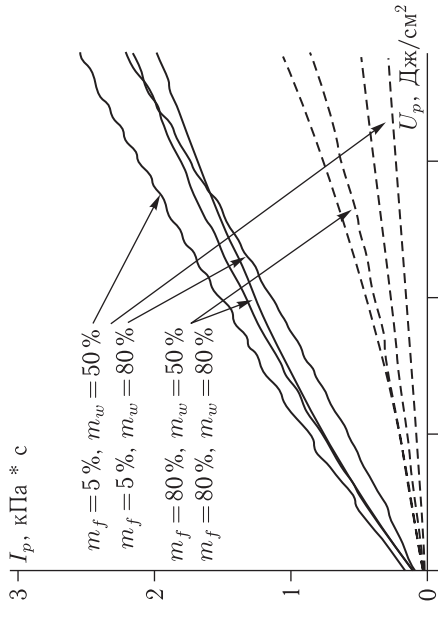


Рис. 5.54. Зависимость импульса давления от импульса РИ планковского спектра с эффективной температурой 1,6 и 8 кэВ (пунктирные линии) с радиусом $R_{\text{МС}} = 100$ мкм и толщиной стенки 2 мкм

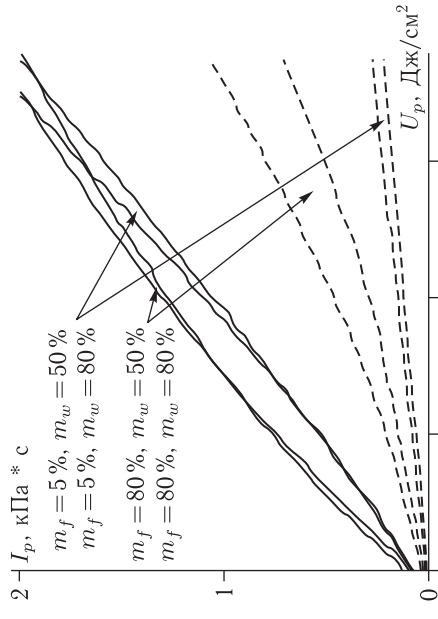


Рис. 5.55. Зависимость импульса давления от импульса РИ планковского спектра с эффективной температурой 1,6 и 8 кэВ (пунктирные линии) с радиусом $R_{\text{МС}} = 100$ мкм и толщиной стенки 10 мкм

Таким образом, разработан метод оценки импульса давления при воздействии РИ планковского спектра на гетерогенные покрытия с микросферическим наполнителем. В отличие от общепринятых, в предлагаемом подходе явно учитывается влияние структурных параметров ГП, что позволяет использовать его для поиска оптимальных значений структуры защитных покрытий при заданных характеристиках воздействующих потоков РИ.

переменности толщины; неравномерности прогрева по толщине; упругопластического поведения (в случае металлического несущего слоя); больших формоизменений до разрушения. При разработке программы на ЭВМ, реализующей предлагаемую нестационарную модель деформирования тонкостенных конструкций, одним из критериев выбора и построения численных методов и алгоритмов было стремление к универсальности, позволяющей, в частности [16]:

- переходить от одних оболочечных моделей к другим (например, от гипотезы Кирхгофа–Лява к модели Тимошенко);
- включать в код новые модели деформирования и разрушения;
- оперативно менять геометрию и структуру рассчитываемых тонкостенных конструкций и т. д.

Желательно при этом, чтобы численный код был «безавтоматным» и не терял точности при больших деформациях и формоизменениях. Реализация этих требований возможна лишь при высоком качестве используемого численного метода решения нестационарных уравнений теории многослойных оболочек.

6.1. Нестационарное деформирование многослойных неравномерно нагретых оболочек переменной толщины

Несмотря на бурное развитие методов расчета нестационарных процессов в деформируемых твердых телах, разработка методов численного моделирования динамического деформирования и разрушения тонкостенных конструкций в рамках оболочечных моделей не потеряла своей практической значимости. Это обусловлено, во-первых, возможностью снижения размерности задачи, а, следовательно, и большей обзорностью получаемых численных результатов, во-вторых, тем хорошо известным фактом, что вне рамок оболочечных гипотез численное моделирование нестационарных процессов в тонкостенных конструкциях требует столь значительных затрат времени ЭВМ, что не всегда оказывается осуществимым.

Современные линейные и нелинейные модели многослойных, в общем случае изотропных (как правило, ортогольных), оболочек используются для численного моделирования динамики тонкостенных конструкций при действии не сильно локализованных нагрузок и возможности осреднения параметров нестационарных процессов по толщине [2, 5–29]. Решение уравнений движения совместно с определяющими уравнениями, начальными и граничными условиями проводится, как правило, численно с помощью одного из следующих методов: Бубнова–Галеркина [24, 27], метода конечных элементов [28] и конечно-разностного.

Остановимся на последнем, как имеющем наибольшее распространение и возможности применения для широкого круга задач. В зави-

Г л а в а 6

ТЕПЛОВОЕ И МЕХАНИЧЕСКОЕ ДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЙ И ЧАСТИЦ НА МНОГОСЛОЙНЫЕ КОНСТРУКЦИИ

Тепловое и механическое действия ПИЧ приводят к неравномерному нагреву тонкостенной конструкции, тепловому уносу и возникновению в ней волновых процессов и откольных разрушений. Образующиеся при МДИЧ волны напряжений, распространяясь по многослойному пакету тонкостенной конструкции, отражаются от его внешних и внутренних границ, взаимодействуют друг с другом и затухают: их амплитуда падает, а длительность возрастает. После нескольких отражений от свободных поверхностей пространный протяженностью волн становится соизмеримой с толщиной оболочки, и деформирование конструкции переходит в оболочечную стадию [1, 2]. Применение деформирующих пористых покрытий и экранов, существенно снижая роль волновых процессов в разрушении корпуса [3], практически не защищает от образования трещин и развития недопустимых прогибов при деформировании несущего элемента как оболочки [3, 4]. Нестационарное деформирование оболочечных конструкций сопровождается изменением их жесткости из-за накопления микрповреждений в неоднородной структуре (для композитных корпусов) или переходе материала в область пластического течения (в случае корпусов с металлическим несущим слоем), что также необходимо учитывать при высоких уровнях ПИЧ.

Таким образом, для прогнозирования последствий теплового и механического действий ПИЧ с учетом оболочечной стадии деформирования конструкции ЛА требуется численная модель нестационарного деформирования и разрушения многослойной неравномерно прогретой оболочки переменной толщины (профилирование толщины происходит вследствие теплового уноса и откольных разрушений, распределенных по поверхности неравномерно облучаемой тонкостенной конструкции). Растущие возможности современных ЭВМ позволяют строить весьма общие численные модели деформирования и разрушения многослойных изотропных оболочечных конструкций [2, 5–16]. Далее строится один из вариантов такой модели [16] нестационарного деформирования тонкостенных конструкций с учетом основных особенностей рассматриваемой задачи совместного теплового и механического действий ПИЧ на корпусе ЛА: многослойности и анизотропии конструкции;

симости от типа применяемой конечно-разностной схемы этот метод может быть: явным [2, 5, 6, 17, 21, 23], неявным [16, 20, 22] или гибридным (явно-неявным) [26, 29]. Применение явных схем приводит к известной парадоксальной ситуации [29]: во многих случаях малость временного шага по времени диктуется узкими областями с резкими градиентами решений, которые могут и не иметь принципиального значения для точности результатов во всей расчетной области (конечно, заранее определить могут или не могут, как правило, не удается). Гибридные схемы, предлагаемые в [26, 29], несколько улучшают ситуацию, но применяемая в них явная составляющая не гарантирует абсолютной устойчивости, свойства, которое, во-первых, важно при выходе на стационарные режимы, а во-вторых, представляется желательным для обеспечения универсальности кода.

В настоящей работе используется подход [20, 22] на основе неявной конечно-разностной схемы и расщепления по пространственным переменным. В отличие от [20, 22], для облегчения возможности перехода от одних оболочечных моделей к другим, предлагается [16] не стремиться к компактной математической постановке задачи в перемещениях (такая постановка весьма затруднительна в реализации для большинства современных оболочечных моделей), а, наоборот, максимально расщепить задачу, разбив ее на вполне естественные блоки расчета (деформаций в слоях по перемещениям; напряжений по деформациям в рамках послынного анализа [6, 17] на основе уравнений упругопластического деформирования и условий разрушения; усилий и моментов посредством численного интегрирования напряжений по слоям; уравнений движения в усилиях и моментах). В результате получается нелинейная система большого числа конечно-разностных уравнений, решение которой возможно лишь весьма эффективными методами, обладающими высокой устойчивостью. Используется линеаризация этих уравнений методом Ньютона и матричная прогонка с выбором главного элемента по столбцу, которая теоретически корректна для любой определенной системы линейных уравнений (в отличие от обычной прогонки не требует выполнения практического критерия «диагонального преобладания»).

6.1.1. Связь деформаций с перемещениями и уравнения движения оболочек. Тонкостенные элементы конструкций ЛА представляются собой многослойные оболочки вращения (см. п. 1.1) под действием, как правило, осесимметричных теллосиловых полетных нагрузок. Очевидно, что телловое и механическое действия ПИЧ являются односторонними и осевой симметрией не обладают. Для упрощения задачи будем считать, что воздействия ПИЧ обладают симметрией относительно плоскости, проходящей через ось рассматриваемой оболочки вращения и точку расположения источника ПИЧ. В общем случае это имеет место в условиях отсутствия атмосферы или при совпадении оси оболочки с направлением по радиусу Земли (направлением изменения

плотности атмосферы). При многократном воздействии рассматриваемое предположение выполняется, если у оболочки отсутствует вращение вокруг оси симметрии. Конечно, при этом предполагается, что выход ПИЧ из источника также симметричен относительно рассматриваемой плоскости.

Предположение о наличии плоскости симметрии (далее, секущей плоскости) теллого и механического действий ПИЧ существенно упрощает задачу, поскольку позволяет при расчетах рассматривать лишь половину конструкции с соответствующими условиями симметрии на границах, образованных пересечением этой плоскости с оболочкой вращения (в случае заполненных оболочек внутренний канал также должен быть симметричен относительно секущей плоскости).

Таким образом, при расчете мы ограничиваемся рассмотрением половинок оболочек вращения с симметричными относительно секущей плоскости распределениями теллового и механического действий ПИЧ и теллосиловых полетных нагрузок. Уравнения, описывающие нестационарное поведение оболочки, представляются в лагранжевой системе координат, отнесенной к деформированной конфигурации (рис. 6.1). Положение каждой точки оболочки с лагранжевыми координатами (ξ^1, ξ^2, z) задается декартовыми координатами $R^i(\xi^1, \xi^2, z, t)$, $(i = 1, 2, 3)$.

Деформирование слоя оболочки по его толщине определяется принимаемой в расчете оболочечной гипотезой. В качестве простейшей может служить гипотеза Кирхгофа–Лява. Согласно этой гипотезе, положения точек на нормали к оболочке $N^i(\xi^1, \xi^2, z, t)$ определяются положением точек поверхности приведения $Y^i(\xi^1, \xi^2, t)$ (линейным по z соотношением):

$$R^i(\xi^1, \xi^2, z, t) = Y^i(\xi^1, \xi^2, t) + z N^i(\xi^1, \xi^2, t), \quad (6.1)$$

где (ξ^1, ξ^2, z) — криволинейные координаты на поверхности приведения.

Деформации $\varepsilon_{\alpha\beta}$ и их приращения $\Delta\varepsilon_{\alpha\beta}$ также линейно зависят от z (эти соотношения используются для расчета приращения деформаций на временных шагах) [2.6]:

$$2\Delta\varepsilon_{\alpha\beta} = \frac{\partial R^i}{\partial \xi^\alpha} \frac{\partial R^j}{\partial \xi^\beta} - \frac{\partial R_0^i}{\partial \xi^\alpha} \frac{\partial R_0^j}{\partial \xi^\beta} = (A_{\alpha\beta} - A_{\alpha\beta,0}) - 2z(B_{\alpha\beta} - B_{\alpha\beta,0}),$$

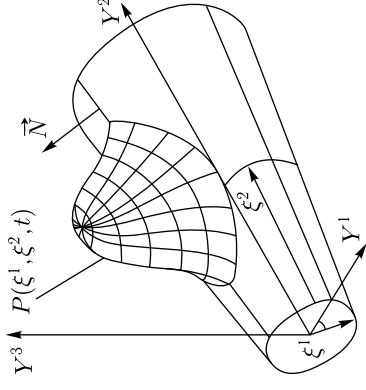


Рис. 6.1. Системы координат (декартова и криволинейная) в модели деформирования оболочки

$$2\Delta\varepsilon_{\alpha\beta} = \Delta A_{\alpha\beta} - 2z\Delta B_{\alpha\beta}, \quad A_{\alpha\beta} = Y_{\alpha}^i Y_{\beta}^i, \quad (6.2)$$

$$\Delta A_{\alpha\beta} = Y_{\alpha}^i \Delta Y_{\beta}^i + Y_{\beta}^i \Delta Y_{\alpha}^i - \Delta Y_{\beta}^i \Delta Y_{\alpha}^i, \quad Y_{\alpha}^i = \frac{\partial Y^i}{\partial \xi^{\alpha}},$$

$$\Delta B_{\alpha\beta} = Y_{\alpha\beta}^i \Delta N^i = -\frac{\partial N^i}{\partial \xi^{\alpha}} Y_{\beta}^i = -\frac{\partial N^i}{\partial \xi^{\beta}} Y_{\alpha}^i, \quad Y_{\alpha\beta}^i = \frac{\partial^2 Y^i}{\partial \xi^{\alpha} \partial \xi^{\beta}},$$

$$\Delta B_{\alpha\beta} = Y_{\alpha\beta}^i \Delta N^i + N^i \Delta Y_{\alpha\beta}^i - Y_{\alpha\beta}^i \Delta N^i,$$

где $A_{\alpha\beta}$, $B_{\alpha\beta}$ — метрический тензор и тензор кривизны на поверхности приведения. В (6.2) и далее по повторяющимся индексам предполагается суммирование. При выводе (6.2) в соответствии с гипотезой Кирхгофа–Лява слагаемыми порядка z^2 пренебрегается. Здесь и далее в этой главе индексы, обозначающиеся греческими буквами, принимают значения $\alpha, \beta, \delta, \rho, \sigma = 1, 2$.

Усилия $n^{\alpha\beta}$ и моменты $m^{\alpha\beta}$ определяются интегрированием напряжений $\sigma^{\alpha\rho}$ по толщине конструкции:

$$n^{\alpha\beta} = \int \sigma^{\alpha\rho} (\delta_{\rho}^{\beta} - zB_{\rho}^{\beta}) \sqrt{|G|/|A|} dz, \quad (6.3)$$

$$m^{\alpha\beta} = \int \sigma^{\alpha\rho} (\delta_{\rho}^{\beta} - zB_{\rho}^{\beta}) \sqrt{|G|/|A|} z dz,$$

$$G_{\alpha\beta} = R_{\alpha}^i R_{\beta}^i, \quad |G| = \det(G_{\alpha\beta}), \quad |A| = \det(A_{\alpha\beta})$$

где $G_{\alpha\beta} = G_{\alpha\beta}(\xi^1, \xi^2, z, t)$ — компоненты метрического тензора.

Для вычисления входящих в (6.3) полей тензора напряжений при известных из (6.2) деформациях и скоростях их изменения необходимо использовать конкретные физические модели деформирования и разрушения материалов (см. п. 5.2.1).

Для расчета ускорения точек поверхности приведения используются уравнения равновесия моментов

$$m^{\beta\alpha} |_{\beta} - q^{\alpha} = 0 \quad (6.4)$$

и уравнения движения в проекциях на оси деформированной криволинейной системы координат [20]:

$$n^{\sigma\alpha} |_{\sigma} - q^{\sigma} B_{\sigma}^{\alpha} + F^{\alpha} = m_{\text{sh}}^{\alpha\alpha}, \quad (6.5)$$

$$n^{\sigma\delta} B_{\delta\sigma} + q^{\sigma} |_{\sigma} + F^3 = m_{\text{sh}}^{\alpha^3}, \quad (6.6)$$

где m_{sh} — массовая толщина оболочки, q^{σ} — компоненты перерезывающей силы, (F^{α}, F^3) — компоненты внешней силы на единицу площади в криволинейной системе координат с базисными векторами $(\vec{A}_1, \vec{A}_2, \vec{N})$. Вертикальная черта означает ковариантное дифференцирование относительно деформируемой поверхности.

С целью удобства для численного решения задачи уравнения (6.5) умножаются на базисные векторы \mathbf{A}_{α} , а уравнение (6.6) на единичную

нормаль \vec{N} к поверхности приведения соответственно и затем складываются [2, 6]. В результате имеем

$$n^{\sigma\alpha} |_{\sigma} \vec{A}_{\alpha} + n^{\sigma\alpha} B_{\sigma\delta} \vec{N} + q^{\sigma} |_{\sigma} \vec{N} - q^{\sigma} B_{\sigma}^{\alpha} \vec{A}_{\alpha} + \vec{F} = m_{\text{sh}} \vec{a}, \quad (6.7)$$

где \vec{a} — вектор ускорения. Используя определение ковариантной производной и свойства символов Кристоффеля, можно показать, что:

$$n^{\sigma\alpha} |_{\sigma} \vec{A}_{\alpha} + n^{\sigma\alpha} B_{\sigma\delta} \vec{N} = |A|^{-1/2} \frac{\partial}{\partial \xi^{\sigma}} \left(\sqrt{|A|} n^{\sigma\alpha} \vec{A}_{\alpha} \right), \quad (6.8)$$

$$q^{\sigma} |_{\sigma} \vec{N} - q^{\sigma} B_{\sigma}^{\alpha} \vec{A}_{\alpha} = |A|^{-1/2} \frac{\partial}{\partial \xi^{\sigma}} \left(\sqrt{|A|} q^{\sigma} \vec{N} \right). \quad (6.9)$$

Из уравнений равновесия моментов (6.4) находится перерезывающая сила

$$q^{\alpha} = A^{\sigma\alpha} Y_{\sigma}^i Y_{\delta}^i m^{\beta\delta} + |A|^{-1/2} \frac{\partial}{\partial \xi^{\beta}} \left(\sqrt{|A|} m^{\beta\alpha} \right). \quad (6.10)$$

Подстановка (6.8)–(6.10) в уравнения (6.7) с учетом условия сохранения массы $m_{\text{sh}} \sqrt{|A|} = m_{\text{sh}0} \sqrt{|A_0|}$ приводит к окончательному виду уравнений, используемых при численном моделировании движения оболочки ($j = 1, 2, 3$; F^i — декартовы компоненты силы на единицу площади) [2, 6, 16]:

$$m_{\text{sh}0} \sqrt{|A_0|} \frac{\partial^2 Y}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial \xi^{\alpha}} \left(\sqrt{|A|} p^{\alpha} \right) + \sqrt{|A|} F^i, \quad (6.11)$$

$$p^{\alpha} = n^{\alpha\beta} Y_{\beta}^i + \left[m^{\beta\delta} A^{\sigma\alpha} Y_{\sigma}^j Y_{\delta}^j + \frac{\partial}{\partial \xi^{\beta}} \left(\sqrt{|A|} m^{\beta\alpha} \right) \right] N^i.$$

Из уравнений движения (6.11) определяются искомые функции $Y^i(\xi^1, \xi^2, t)$ (текущая форма оболочки) при заданных начальных и граничных условиях. В качестве начальных условий задаются исходная форма оболочки $Y_0^i(\xi^1, \xi^2)$ и скорости точек поверхности приведения в начальный момент времени отличны от нуля при ударном воздействии и импульсном МДИЧ, когда $m_{\text{sh}0} V_0^i(\xi^1, \xi^2) = -I_p(\xi^1, \xi^2, N^i)$:

$$Y^i(\xi^1, \xi^2, t) \Big|_{t=0} = Y_0^i(\xi^1, \xi^2), \quad \frac{\partial Y^i}{\partial t}(\xi^1, \xi^2, t) \Big|_{t=0} = V_0^i(\xi^1, \xi^2).$$

При записи граничных условий предполагается, что граница оболочки совпадает с одной из линий $\xi^1 = \text{const}$ или $\xi^2 = \text{const}$. В соответствии с гипотезой Кирхгофа–Лява, на каждой границе должно быть задано по четыре условия, которые, например, для линии $\xi^1 = 0$ записываются в виде:

$$\Delta Y^i \Big|_{\xi^1=0} = 0, \quad \vec{N} \Delta \vec{A}_1 \Big|_{\xi^1=0} = 0;$$

— для жестко защемленного края:

— для свободного края:

$$m^{11} \Big|_{\xi^1=0} = 0, \quad p^{i1} + |A|^{-1/2} \frac{\partial}{\partial \xi^\alpha} \left(\sqrt{|A|} m^{1\alpha} N^i \right) \Big|_{\xi^1=0} = 0;$$

— условия симметрии для плоскости $Y^2 O Y^3$ (нагрузка, как уже отмечалось, имеет общую плоскость симметрии с поверхностью приведения и, используя условия симметрии, можно ограничиться расчетом лишь половины оболочек):

$$Y^1 \Big|_{\xi^1=0} = 0, \quad Y_\xi^2 \Big|_{\xi^1=0} = Y_\xi^3 \Big|_{\xi^1=0} = 0, \quad q^1 \Big|_{\xi^1=0} = 0.$$

На других границах условия формулируются аналогичным образом.

6.1.2. Модели деформирования и разрушения. В предлагаемом численном методе применяется послойный анализ напряженно-деформированного состояния по толщине конструкции, и возможность аналитического интегрирования в соотношениях (6.3) не предполагается. Однако в тех случаях, когда такое интегрирование возможно, оно существенно сокращает время расчета и повышает его точность. В связи с этим для некоторых моделей деформирования материалов слоев оболочки используются проинтегрированные соотношения (6.3), а также оказывается полезным метод минимальных жесткостей А. В. Кармишина [7].

Уравнения анизотропного упругого материала. Принципиально важной особенностью КМ является их выраженная анизотропия. В большинстве случаев анизотропия слоев тонкостенных конструкций РКТ носит частный характер: ортотропии или даже трансверсальной изотропии. Однако при разработке универсального численного кода (одним из средств, обеспечивающих универсальность кода, является формулировка всех соотношений в максимально общем тензорном виде) целесообразно рассмотреть общий случай. Обобщенный закон Гука для упругого анизотропного тела в нормальных координатах ($g^{\alpha\beta} = G^{\alpha\beta}$, $g^{\alpha 3} = 0$, $g^{33} = 1$; индекс 3 соответствует оси z введенной криволинейной системы координат) записывается в виде [20]:

$$\sigma^{ij} = C_{\sigma\rho}^{ij} g^{\sigma\alpha} g^{\rho\beta} \varepsilon_{\alpha\beta} + 2C_{\sigma 3}^{ij} g^{\sigma\alpha} \varepsilon_{\alpha 3} + C_{33}^{ij} \varepsilon_{33}, \quad (6.12)$$

где C_{kl}^{ij} — компоненты тензора упругих постоянных.

Из (6.12) получаем:

$$\sigma^{\alpha\beta} = C^{\alpha\beta\delta\rho} \varepsilon_{\delta\rho} + C^{\alpha\beta 33} \varepsilon_{33}, \quad (6.13)$$

$$\sigma^{\alpha 3} = 2C^{\alpha 333} \varepsilon_{33}, \quad \sigma^{33} = C^{33\delta\rho} \varepsilon_{\delta\rho} + C^{3333} \varepsilon_{33}. \quad (6.14)$$

Для исключения ε_{33} из соотношений (6.13) примем, как это принято в теории оболочек, что поперечные нормальные напряжения малы, $\sigma^{33} \approx 0$, и тогда из (6.14) находим

$$\varepsilon_{33} = -\frac{C^{33\delta\rho}}{C^{3333}} \varepsilon_{\delta\rho}. \quad (6.15)$$

Подставляя (6.15) в (6.13), находим основные соотношения для расчета напряжений в слоях анизотропной оболочек:

$$\begin{aligned} \sigma^{\alpha\beta} &= C^{\alpha\beta\delta\rho} \varepsilon_{\delta\rho} + C^{\alpha\beta 33} \varepsilon_{33} = \\ &= (C^{\alpha\beta\delta\rho} - C^{\alpha\beta 33} C^{33\delta\rho} / C^{3333}) \varepsilon_{\delta\rho} + A^{\alpha\beta\delta\rho} \varepsilon_{\delta\rho}, \\ A^{\alpha\beta\delta\rho} &= C^{\alpha\beta\delta\rho} - C^{\alpha\beta 33} C^{33\delta\rho} / C^{3333}, \\ A^{\alpha\beta\rho\delta} &= A^{\beta\alpha\delta\rho} = A^{\alpha\beta\rho\delta} = A^{\delta\rho\alpha\beta}. \end{aligned} \quad (6.16)$$

Приведенные условия симметрии для компонент введенного тензора $A^{\alpha\beta\delta\rho}$ следуют из его определения и общих симметрий тензора упругих постоянных $C^{\alpha\beta\delta\rho}$.

Для слоя оболочки из изотропного материала с модулем упругости E_Y и коэффициентом Пуассона ν компоненты тензора $A^{\alpha\beta\delta\rho}$ имеют наиболее простой вид [20]:

$$A^{\alpha\beta\delta\rho} = \frac{E_Y}{1-\nu^2} [(1-\nu) G^{\alpha\delta} G^{\beta\rho} + \nu G^{\alpha\beta} G^{\delta\rho}]. \quad (6.17)$$

Уравнения деформационной теории пластичности. Несмотря на ограниченную область применимости (строго говоря, для траекторий нагружения близких к простым, когда все компоненты тензора деформации возрастают пропорционально одному параметру) деформационной теории пластичности [30–32], она широко используется в статике и динамике упругопластических оболочек [18, 19, 22, 33] в связи с простотой численной реализации.

В теории оболочек изменение объема считается, как правило, линейно упругим, как в процессе нагрузки, так и при разгрузке, т. е. среднее нормальное напряжение однозначно описывается законом [30]

$$\sigma_k^k = 2G \frac{1+\nu}{1-2\nu} \varepsilon_k^k. \quad (6.18)$$

Из (5.42) и (6.18) получаем следующие основные соотношения деформационной теории пластичности в ортогональных криволинейных координатах в трехмерном случае:

$$\sigma_j^i = \frac{2}{3} \left(\frac{\sigma_i}{\varepsilon_i} \right) \varepsilon_j^i + \frac{1}{3} \left(2G \frac{1+\nu}{1-2\nu} - \frac{2}{3} \left(\frac{\sigma_i}{\varepsilon_i} \right) \right) \varepsilon_k^k \delta_j^i. \quad (6.19)$$

Применительно к оболочечной конструкции, считая, как и для анизотропного тела, что поперечные нормальные напряжения малы ($\sigma^{33} \approx 0$), из (6.19) находим ε_3^3 :

$$\varepsilon_3^3 = -\frac{\eta_p(1+\nu) - (1-2\nu)}{\eta_p(1+\nu) + 2(1-2\nu)} \varepsilon_p^\rho, \quad \eta_p = 3G \left(\frac{\varepsilon_i}{\sigma_i} \right). \quad (6.20)$$

Подставляя (6.20) в (6.19), находим основные соотношения для расчета напряжений в слоях изотропной упругопластической оболочки при активном нагружении ($\dot{\epsilon}_i > 0$)

$$\sigma_{\beta}^{\alpha} = \frac{2}{3} \left(\frac{\sigma_i}{\epsilon_i} \right) \left(\epsilon_{\beta}^{\alpha} + \frac{\eta_p(1+\nu) - (1-2\nu)}{\eta_p(1+\nu) + 2(1-2\nu)} \epsilon_p^{\rho} \delta_{\beta}^{\rho\alpha} \right). \quad (6.21)$$

Коэффициент Пуассона для упругопластических металлических слоев в упругой области лежит между 0,25 и 0,35. При переходе в пластическое состояние металл, как правило, становится несжимаемым и ν приближается к 0,5. В этом случае множитель при втором слагаемом в (6.21) обращается в единицу

$$\frac{\eta_p(1+\nu) - (1-2\nu)}{\eta_p(1+\nu) + 2(1-2\nu)} \Big|_{\nu=1/2} = 1, \quad (6.22)$$

и основные соотношения (6.21) существенно упрощаются (теперь в них не входит во многих случаях неизвестный коэффициент Пуассона, зависящий от близости напряженно-деформированного состояния к области пластичности):

$$\sigma_{\beta}^{\alpha} = 2(\sigma_i/\epsilon_i)(\epsilon_{\beta}^{\alpha} + \epsilon_p^{\rho} \delta_{\beta}^{\rho\alpha})/3. \quad (6.22)$$

Полученные соотношения (6.22) выполняются в процессе нагружения (активной упруго-пластической деформации), когда интенсивность деформаций является возрастающей функцией времени. Поскольку в соответствии с деформационной теорией пластичности разгрузка происходит упруго, то при убывании интенсивности деформации необходимо воспользоваться законом Гука, написанным в приращении. Из него следуют (звездочкой помечены величины, соответствующие моменту начала разгрузки) соотношения деформационной теории в области разгрузки ($\dot{\epsilon}_i \leq 0$)

$$\sigma_{\beta}^{\alpha} = \sigma_{\beta}^{\alpha*} + 2G[\epsilon_{\beta}^{\alpha} - \epsilon_{\beta}^{\alpha*} + (\epsilon_p^{\rho} - \epsilon_p^{\rho*})\delta_{\beta}^{\rho\alpha}]. \quad (6.23)$$

При применении деформационной теории пластичности для расчета оболочечных конструкций разгрузка, как правило, принимается неограниченно упругой. Для учета влияния нагрева считается, что интенсивность напряжений есть функция интенсивности деформаций и температуры, а модуль сдвига G (он требуется при описании процесса разгрузки) — функция температуры.

Уравнения пластического течения Прандтля-Рейсса. При численной реализации уравнений пластического течения Прандтля-Рейсса (см. п. 5.2.1) используется метод нормирования упругих напряжений Уилкинса. В упругой области деформирования приращение напряжений $(\Delta\sigma_{\beta}^{\alpha})^e$ рассчитывается в соответствии с законом Гука для изо-

тропного слоя материала оболочки (в частности, он получается при подстановке (6.17) в (6.16) и записи результата в приращениях):

$$(\Delta\sigma_{\beta}^{\alpha})^e = \frac{E_Y}{1+\nu} \left(\Delta\epsilon_{\beta}^{\alpha} + \frac{\nu}{1-\nu} \epsilon_p^{\rho} \delta_{\beta}^{\rho\alpha} \right).$$

При нарушении условия

$$F_T = [(\sigma_{\beta}^{\alpha})^{\text{old}} + (\Delta\sigma_{\beta}^{\alpha})^e][(\sigma_{\alpha}^{\beta})^{\text{old}} + (\Delta\sigma_{\alpha}^{\beta})^e] - [(\sigma_p^{\rho})^{\text{old}} + (\Delta\sigma_p^{\rho})^e]^2/3 - 2\sigma_T^2/3 \leq 0, \quad (6.24)$$

обеспечивающего расположение тензора напряжений внутри области, ограниченной поверхностью текучести Мизеса-Генки (где $(\sigma_{\beta}^{\alpha})^{\text{old}}$ — значение тензора напряжений на предыдущем временном шаге), материал переходит в состояние пластического течения и приращение $\Delta\sigma_{\beta}^{\alpha}$ определяется соотношениями

$$\begin{aligned} \Delta\epsilon_{\beta}^{\alpha} &= (\Delta\epsilon_{\beta}^{\alpha})^e + (\Delta\epsilon_{\beta}^{\alpha})^p, \\ (\Delta\epsilon_{\beta}^{\alpha})^e &= \frac{1+\nu}{E_Y} \left(\Delta\sigma_{\beta}^{\alpha} - \frac{\nu}{1+\nu} \Delta\sigma_p^{\rho} \delta_{\beta}^{\rho\alpha} \right), \\ (\Delta\epsilon_{\beta}^{\alpha})^p &= \left((\Delta\sigma_{\beta}^{\alpha})^{\text{old}} - \frac{1}{3} (\Delta\sigma_p^{\rho})^{\text{old}} \delta_{\beta}^{\rho\alpha} \right) \lambda_p, \end{aligned}$$

где λ_p — неизвестный параметр, вычисляемый далее.

Из последней системы уравнений следует, что приращение напряжений задается формулой

$$\begin{aligned} \Delta\sigma_{\beta}^{\alpha} &= (\Delta\sigma_{\beta}^{\alpha})^e + (\sigma_{\beta}^{\alpha})^t \lambda_p, \\ (\sigma_{\beta}^{\alpha})^t &= (\sigma_{\beta}^{\alpha})^{\text{old}} - \frac{1-2\nu}{3(1-\nu)} (\sigma_p^{\rho})^{\text{old}} \delta_{\beta}^{\rho\alpha}. \end{aligned}$$

Неизвестный параметр λ_p находится из условия равенства нулю функции текучести, которое сводится к квадратному уравнению (F_T определяется из (6.24)):

$$\begin{aligned} a_1 \lambda_p^2 + 2a_2 \lambda_p + F_T &= 0, \\ a_1 &= (\sigma_{\beta}^{\alpha})^t (\sigma_{\alpha}^{\beta})^t - \frac{1}{3} [(\sigma_p^{\rho})^t]^2, \\ a_2 &= (\sigma_{\beta}^{\alpha})^t [(\sigma_{\alpha}^{\beta})^{\text{old}} + (\Delta\sigma_{\alpha}^{\beta})^e] - \frac{1}{3} (\sigma_p^{\rho})^t [(\sigma_p^{\rho})^{\text{old}} + (\Delta\sigma_p^{\rho})^e], \end{aligned}$$

откуда

$$\lambda_p = -a_2/a_1 + \sqrt{(a_2/a_1)^2 - F_T/a_1}.$$

Модели разрушения. Поскольку в предлагаемом подходе к расчету оболочек используется последний анализ напряженно-деформируемого состояния, то для учета разрушения в слоях можно вводить уменьшение их деформационных свойств в соответствии с уровнем накоплен-

ных повреждений вплоть до полного отключения вклада разрушенных слоев в жесткостные характеристики тонкостенной конструкции.

В частности, для слоев высокомолекулярного композитного материала нитяной намотки в численном коде используется структурная модель послойного разрушения [34], ранее применяемая в [35, 36] для расчета исчерпания несущей способности композитных баллонов высокого давления в результате теплового действия ПИЧ различной физической природы. При оценке прочности ортотропных слоев из армированных материалов оказывается также полезной модель раздельной прочности армирующих нитей и связующего [15].

Для численного моделирования разрушения металлических слоев используется кинетическая модель накопления повреждения [37], описанная в п. 5.2.1.2 (см. соотношения (5.71), (5.72)). Следует отметить, что реализация более детальных моделей разрушения слоев в численных кодах расчета нестационарных процессов в оболочечных конструкциях при использовании послойного анализа напряженно-деформированного состояния, как правило, не приводит к принципиальным затруднениям, однако их практическое применение весьма ограничено, вследствие отсутствия соответствующих экспериментальных констант для конструкционных материалов.

Рассматриваемые тонкостенные многослойные конструкции ЛА содержат тонкие клеевые соединения, обеспечивающие совместное деформирование разнородных слоев. Поэтому одним из возможных механизмов нарушения прочности оболочки является разрушение клеевого соединения и образование расслоений. Расчет расслоений, исходя из трехмерных уравнений теории упругости [38], сложен, в рамках настоящей работы предпочтительным оказывается подход [39], развитый В. А. Фельдштейном с учетом нелинейности характеристики клеевой прослойки.

В соответствии с этим подходом, нормальные σ_n , и касательные σ_τ напряжения в склейке определяются относительными нормальными δ_n и тангенциальными δ_τ смещениями соответственно:

$$\sigma_n = \begin{cases} a_{gl} \operatorname{tg} \left(\frac{\pi \delta_n}{2} \right), & -1 \leq \delta_n \leq 0, \\ \sigma_{n \max} [1 - (1 - \delta_n)^{\theta_{gl}}], & 0 < \delta_n \leq \delta_{n \max}, \\ 0, & \delta_n > \delta_{n \max}. \end{cases} \quad (6.25)$$

$$\sigma_\tau = \begin{cases} \sigma_{\tau \max} [1 - (1 - |\delta_\tau|)^{\xi_{gl}}], & |\delta_\tau| \leq \delta_{\tau \max}, \\ 0, & |\delta_\tau| > \delta_{\tau \max}. \end{cases}$$

Отметим, что при реализации расслоения в дальнейшем после разрушения склейки $\sigma_\tau = 0$ и $\sigma_n = 0$ (при $\delta_n > 0$).

Конечно, определение введенных параметров склеек $\sigma_{n \max}$, $\sigma_{\tau \max}$, θ_{gl} , ξ_{gl} , $\delta_{n \max}$, $\delta_{\tau \max}$ представляет сложную экспериментальную задачу. Положение облегчается тем, что при достаточной малости

толщины склейки Δ по отношению к характерному прогибу конструкции результаты расчетов разрушения склейки мало зависят от всех этих параметров кроме предельных напряжений при растяжении $\sigma_{n \max}$ и на сдвиг $\sigma_{\tau \max}$, значения которых известны для большинства клеевых соединений.

6.1.3. Конечно-разностные соотношения. В предлагаемом алгоритме используется блочный подход, при котором система дифференциальных уравнений математической модели оболочки разбивается на подсистемы — расчетные блоки (это разбиение традиционно в теории оболочек). Далее для каждой подсистемы конечно-разностные соотношения выписываются раздельно, что соответствует их блочной реализации в численном коде. Для простоты все уравнения записываются для чисто невязной схемы, в которой все пространственные производные аппроксимируются на верхнем временном слое $n+1$, что дает первый порядок точности по времени. При необходимости повышения порядка аппроксимации в коде реализован последующий явный корректор (при этом получается схема типа предиктор — корректор с невязным предиктором), обеспечивающий второй порядок точности по временной переменной.

Уравнения движения. Уравнения движения (6.11) в конечных разностях имеют вид:

$$\left\{ \begin{aligned} V_{k l}^{i n+1/2} - \frac{2 \Delta t}{m_{\text{sh}0} \sqrt{|A_0|}} \frac{\Lambda_{1+}}{(\Delta \xi_k^1 + \Delta \xi_{k-1}^1)} \Lambda_{1+} (\sqrt{|A|} p^i)^{n+1/2} &= \\ &= \frac{\Delta t}{m_{\text{sh}0} \sqrt{|A|}} (\sqrt{|A|} F^i)^{n+1/2} + V_{k l}^i, \\ V_{k l}^{j n+1} - \frac{2 \Delta t}{m_{\text{sh}0} \sqrt{|A_0|}} \frac{\Lambda_{2+}}{(\Delta \xi_l^2 + \Delta \xi_{l-1}^2)} \Lambda_{2+} (\sqrt{|A|} p^j)^{n+1} &= \\ &= V_{k l}^{j n+1/2}, \end{aligned} \right. \quad (6.26)$$

где Δt — дискретный шаг по времени; $V^i = \dot{Y}^i$ — декартовы компоненты скорости поверхности введения; k, l — индексы пространственной сетки по переменным ξ^1, ξ^2 ; $\Lambda_{1\pm}, \Lambda_{2\pm}$ — разностные сеточные операторы по первой и второй пространственной переменной (например, $\Lambda_{1+} f_{lk} = f_{l+1 k} - f_{lk}$, f_{lk} — произвольная сеточная функция).

Согласно (6.26) двумерная задача невязного шага по времени распадается в конечно-разностном виде на два этапа (дробных шага по Я. Н. Яненко). На первом шаге решается одномерная задача по переменной ξ^1 , на втором — по переменной ξ^2 . Поскольку последовательность дробных шагов ничем не лимитируется, то имеет смысл ее изменять при переходе от одного целого шага к следующему, что обеспечивает симметрию разностной схемы по отношению к пространственным переменным ξ^1 и ξ^2 . Отметим, что на каждом дробном шаге

используется вся совокупность вычислений по блокам, представленным ниже.

Блок геометрии. Этот блок служит для расчета величин, характеризующих геометрию поверхности приведения. Конечно-разностные соотношения для него имеют вид (суммирование по повторяющимся индексам k, l в этих соотношениях нет; здесь и далее в этом подразделе $\varepsilon = 1/2, 1$):

$$\begin{aligned} \Delta Y_{kl}^{i n+\varepsilon} &= V_{kl}^{i n+\varepsilon} \Delta t, \quad Y_{kl}^{i n+\varepsilon} = Y_{kl}^{i n+\varepsilon-1/2} + \Delta Y_{kl}^{i n+\varepsilon}, \\ \Delta Y_{\alpha kl}^{i n+\varepsilon} &= \Lambda_{\alpha}^2 (V_{kl}^{i n+\varepsilon}) \frac{\Delta t}{\Delta \xi_{\alpha}^2} + \Delta \xi_{\alpha}^{\varepsilon} + \Delta \xi_{\alpha k-1}^{\varepsilon}, \quad Y_{\alpha kl}^{i n+\varepsilon} = Y_{\alpha kl}^{i n+\varepsilon-1/2} + \Delta Y_{\alpha kl}^{i n+\varepsilon}, \\ \Delta A_{\alpha\beta kl}^{n+\varepsilon} &= \Delta Y_{\alpha kl}^{i n+\varepsilon} Y_{\beta kl}^{i n+\varepsilon} + Y_{\alpha kl}^{i n+\varepsilon} \Delta Y_{\beta kl}^{i n+\varepsilon} - \Delta Y_{\alpha kl}^{i n+\varepsilon} \Delta Y_{\beta kl}^{i n+\varepsilon}, \\ A_{\alpha\beta kl}^{n+\varepsilon} &= A_{\alpha\beta kl}^{n+\varepsilon-1/2} + \Delta A_{\alpha\beta kl}^{n+\varepsilon} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta \bar{N}_{kl}^{n+\varepsilon} &= \Delta \left(\frac{[\bar{Y}_1, \bar{Y}_2]}{([\bar{Y}_1, \bar{Y}_2], [\bar{Y}_1, \bar{Y}_2])^{1/2}} \right)_{kl}^{n+\varepsilon} = \frac{[\bar{Y}_1^{n+\varepsilon}, \bar{Y}_2^{n+\varepsilon}]_{kl}}{([\bar{Y}_1^{n+\varepsilon}, \bar{Y}_2^{n+\varepsilon}]_{kl})^{1/2}} - \\ &- \frac{[\bar{Y}_1^{n+\varepsilon} - \Delta \bar{Y}_1^{n+\varepsilon}, \bar{Y}_2^{n+\varepsilon} - \Delta \bar{Y}_2^{n+\varepsilon}]_{kl}}{([\bar{Y}_1^{n+\varepsilon} - \Delta \bar{Y}_1^{n+\varepsilon}, \bar{Y}_2^{n+\varepsilon} - \Delta \bar{Y}_2^{n+\varepsilon}]_{kl})^{1/2}}, \quad (6.27) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta Y_{11kl}^{i n+\varepsilon} &= \left(\frac{\Lambda_1 + V_{kl}^{i n+\varepsilon}}{\Delta \xi_k^2} - \frac{\Lambda_1 - V_{kl}^{i n+\varepsilon}}{\Delta \xi_{k-1}^2} \right) \frac{2 \Delta t}{\Delta \xi_k^2 + \Delta \xi_{k-1}^2}, \\ Y_{11kl}^{i n+\varepsilon} &= Y_{11kl}^{i n+\varepsilon-1/2} + \Delta Y_{11kl}^{i n+\varepsilon}, \\ \Delta Y_{22kl}^{i n+\varepsilon} &= \left(\frac{\Lambda_2 + V_{kl}^{i n+\varepsilon}}{\Delta \xi_l^2} - \frac{\Lambda_2 - V_{kl}^{i n+\varepsilon}}{\Delta \xi_{l-1}^2} \right) \frac{2 \Delta t}{\Delta \xi_l^2 + \Delta \xi_{l-1}^2}, \end{aligned}$$

$$Y_{22kl}^{i n+\varepsilon} = Y_{22kl}^{i n+\varepsilon-1/2} + \Delta Y_{22kl}^{i n+\varepsilon},$$

$$\begin{aligned} \Delta Y_{21k+1/2 l+1/2}^{i n+\varepsilon} &= \Delta Y_{12k+1/2 l+1/2}^{i n+\varepsilon} = (\Lambda_1 + V_{k l+1}^{i n+\varepsilon} - \Lambda_1 + V_{l k}^{i n+\varepsilon}) \frac{\Delta t}{\Delta \xi_k^2 \Delta \xi_l^2}, \\ Y_{21k+1/2 l+1/2}^{i n+\varepsilon} &= Y_{12k+1/2 l+1/2}^{i n+\varepsilon} = Y_{12k+1/2 l+1/2}^{i n+\varepsilon-1/2} + \Delta Y_{12k+1/2 l+1/2}^{i n+\varepsilon}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta B_{\alpha\beta kl}^{n+\varepsilon} &= Y_{\alpha\beta kl}^{i n+\varepsilon-1/2} \Delta N_{kl}^{i n+\varepsilon} + \\ &+ \Delta Y_{\alpha\beta kl}^{i n+\varepsilon-1/2} N_{kl}^{i n+\varepsilon} - \Delta Y_{\alpha\beta kl}^{i n+\varepsilon-1/2} \Delta N_{kl}^{i n+\varepsilon}, \\ B_{\alpha\beta kl}^{n+\varepsilon} &= B_{\alpha\beta kl}^{n+\varepsilon-1/2} + \Delta B_{\alpha\beta kl}^{n+\varepsilon}, \end{aligned}$$

где $\Lambda_{\alpha}^2 = \Lambda_{\alpha+} + \Lambda_{\alpha-}$ — симметричный разностный оператор.

Блок деформаций. Блок служит для расчета текущих компонент тензора деформаций $\varepsilon_{\alpha\beta}$ и его изменений $\Delta \varepsilon_{\alpha\beta}$ (при переходе от одного дробного шага к другому) по изменению геометрических характеристик поверхности приведения. В узловых точках каждый слой оболочки разбивается на подслои, в которых рассчитывается напряженно-деформированное состояние конструкции и суммирование по которым находят усилия и моменты в поверхности приведения. При этом, хотя решаемая задача по пространственным переменным и двумерная, но напряженно-деформированное состояние представляется трехмерными массивами, что упрощает реализацию моделей деформирования и разрушения, а также расчет неравномерно прогретых многослойных оболочек переменной толщины.

Расчетные соотношения блока различны в зависимости от используемых оболочечных гипотез. Как следует из (6.2), в простейшем случае выполнения гипотезы Кирхгофа–Лява для всего пакета оболочки в целом компоненты тензора деформаций и их изменения записываются в виде ($\zeta = 1, \dots, M$ — номер подслоя; M — общее число подслоев во всех слоях оболочки):

$$\begin{aligned} \left(\varepsilon_{\alpha\beta kl}^{n+\varepsilon} \right)_{\zeta} &= \left(\varepsilon_{\alpha\beta kl}^{n+\varepsilon-1/2} \right)_{\zeta} + \left(\Delta \varepsilon_{\alpha\beta kl}^{n+\varepsilon} \right)_{\zeta}, \\ \left(\Delta \varepsilon_{\alpha\beta kl}^{n+\varepsilon} \right)_{\zeta} &= \frac{1}{2} \left(\Delta A_{\alpha\beta kl}^{n+\varepsilon} - 2z_{kl\zeta} \Delta B_{\alpha\beta kl}^{n+\varepsilon} \right). \quad (6.28) \end{aligned}$$

Блок расчета напряжений по подслоям. Напряжения рассчитываются по известным деформациям и их приращениям, используя определяющие уравнения, представленные в разделе 6.1.2. В частности, для упругого изотропного подслоя с номером ζ имеем:

$$\begin{aligned} \left(\sigma_{kl}^{\alpha\beta} \right)_{\zeta}^{n+\varepsilon} &= \left\{ \frac{EY}{1-\nu^2} [(1-\nu)G^{\alpha\delta}G^{\beta\rho} + \nu G^{\alpha\beta}G^{\delta\rho}] \varepsilon_{\delta\rho} \right\}_{kl\zeta}^{n+\varepsilon}, \\ \text{где матрица } G^{\alpha\beta} &= \delta_{\alpha\beta}^{\alpha\beta} \text{ — матрица обратная матрице метрического тензора } G_{\alpha\beta} \text{ (} G^{\alpha\rho}G_{\rho\beta} = \delta_{\alpha\beta}^{\alpha\beta} \text{):} \\ G^{11} &= G_{22}/(\det(G_{\alpha\beta}))^{1/2}, \quad G^{22} = G_{11}/(\det(G_{\alpha\beta}))^{1/2}, \\ G^{12} &= G^{21} = -G_{12}/(\det(G_{\alpha\beta}))^{1/2}. \quad (6.29) \end{aligned}$$

Аналогично записываются соотношения для расчета компонент тензора напряжений $\sigma^{\alpha\beta}$ и в случае других моделей деформирования.

Блок расчета усилий и моментов в поверхности приведения. Усилия и моменты в каждом узле (k, l) расчетной сетки определяются интегрированием по толщине оболочки согласно соотношениям (6.3), которое заменяется суммированием по подслоям многослойной

оболочки:

$$\begin{aligned}
 n_{kl}^{\alpha\beta n+\epsilon} &= \int \sigma_{kl}^{\alpha\rho n+\epsilon} \left[(\delta_p^\beta - z_{\rho kl}^\beta) \sqrt{|G|_{kl} / |A|_{kl}} \right]^{n+\epsilon} dz \approx \\
 &\approx \sum_{\zeta=1}^M \left(\sigma_{kl}^{\alpha\rho} \right)_\zeta^{n+\epsilon} \left[(\delta_p^\beta - z_{kl \zeta}^\beta B_{\rho kl}^\beta) \sqrt{|G|_{kl \zeta} / |A|_{kl}} \right]^{n+\epsilon} h_{kl \zeta}, \\
 m_{kl}^{\alpha\beta n+\epsilon} &= \int \sigma_{kl}^{\alpha\rho n+\epsilon} \left[(\delta_p^\beta - z_{\rho kl}^\beta) \sqrt{|G|_{kl} / |A|_{kl}} \right]^{n+\epsilon} z dz \approx \\
 &\approx \sum_{\zeta=1}^M \left(\sigma_{kl}^{\alpha\rho} \right)_\zeta^{n+\epsilon} \left[(\delta_p^\beta - z_{kl \zeta}^\beta B_{\rho kl}^\beta) \sqrt{|G|_{kl \zeta} / |A|_{kl}} \right]^{n+\epsilon} z_{kl \zeta} h_{kl \zeta},
 \end{aligned} \tag{6.30}$$

где $h_{kl \zeta}$ — толщина подслоя ζ в узле расчетной пространственной сетки (k, l) .

При замене интегрирования суммированием важен правильный выбор узлов (центров подслоев). В численном коде этот выбор делается следующим образом. Предполагается, что число подслоев кратно четырем $M = 4P$. Далее слой разбивается равномерно на P участков, и в каждом из них берутся гауссовы узлы интегрирования четвертого порядка (они и считаются центрами подслоев). Тогда на каждом участке интеграл от функции $\sigma(z)$ определяется по формуле (в данном случае z отсчитывается от центра участка толщиной $2h$):

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{h} \int_{-h}^h \sigma(z) dz &= 0,347865 [\sigma(-0,861136h) + \sigma(0,861136h)] + \\
 &+ 0,652135 [\sigma(-0,339981h) + \sigma(0,339981h)].
 \end{aligned}$$

Как уже отмечалось расчет напряжений в подслоях с последующим суммированием в приведенных выше соотношениях для усилий и моментов в узлах расчетной сетки требует значительных временных затрат и целесообразно для слоев с определяющими уравнениями, позволяющими провести интегрирование аналитически, разбиение не проводить, а использовать результаты этого интегрирования. Так для упругого анизотропного слоя толщиной h с центром на расстоянии z_i от поверхности приведения получаем, используя (6.3), (6.16):

$$\begin{aligned}
 \Delta n^{\alpha\beta} &= \frac{1}{2} A^{\alpha\rho\sigma\delta} h \left[\Delta A_{\sigma\delta} \delta_\rho^\beta - z_i (2\Delta B_{\sigma\delta} \delta_\rho^\beta + \Delta A_{\sigma\delta} \Delta B_\rho^\beta + \eta_{AB} \Delta A_{\sigma\delta} \delta_\rho^\beta) \right], \\
 \Delta m^{\alpha\beta} &= \frac{1}{2} A^{\alpha\rho\sigma\delta} h \left[\Delta A_{\sigma\delta} \delta_\rho^\beta z_i - \left(z_i^2 - \frac{1}{12} h^2 \right) \times \right. \\
 &\quad \left. \times (2\Delta B_{\sigma\delta} \delta_\rho^\beta + \Delta A_{\sigma\delta} \Delta B_\rho^\beta + \eta_{AB} \Delta A_{\sigma\delta} \delta_\rho^\beta) \right],
 \end{aligned}$$

$$\eta_{AB} = -\frac{1}{2} \left(\frac{d|G|/|A|}{dz} \right)_{z=0} = \frac{B_{11}A_{22} + A_{11}B_{22} - A_{12}B_{12}}{|A|}.$$

Предлагаемая конечно-разностная схема имеет второй порядок аппроксимации по пространству и времени для равномерных сеток и абсолютно устойчива [40].

6.1.4. Результаты расчетов. В этой разделе приводятся некоторые результаты расчетов нестационарных процессов в многослойных оболочках при совместном тепловом и механическом действии ПИЧ, демонстрирующие возможность метода расчета нестационарного деформирования многослойных оболочек.

Как показывают экспериментальные исследования [3, 4], при механическом действии излучения на корпуса ЛА окружающие деформации существенно превышают продольные и во многом случаях в качестве допустимого прочностного критерия может быть принято условие достижения максимумом окружных деформаций некоторого критического уровня. Преобладание окружных деформаций и упомянутый критерий разрушения позволяют в качестве расчетной модели конструкции ЛА использовать модель бесконечной многослойной цилиндрической оболочки (для центральных сечений конструкции) или модель кольца (для сечения вблизи свободного края).

Результаты расчетов максимальных окружных деформаций для этих моделей целесообразно представлять в безразмерном виде, приемимом для любых конкретных характеристик конструкции и параметров механического действия ПИЧ. При рассмотрении совместного теплового и механического действия ПИЧ (а также возможного аэродинамического нагрева в полете) необходимо, очевидно, учесть изменения жесткостей оболочки B_{sh} и D_{sh} с ростом температуры. В частности, для заданного профиля по толщине оболочки $T = T_{ch} \tilde{T}(z)$ жесткости B_{sh} и D_{sh} оказываются функциями характерной температуры T_{ch} , которая в свою очередь определяется характеристиками воздействующего ПИЧ:

$$\begin{aligned}
 B_{sh} &= B_{sh}(T_{ch}) = \int \frac{E_Y(T_{ch} \tilde{T}(z)) dz}{1 - \nu^2(T_{ch} \tilde{T}(z))}, \\
 D_{sh} &= D_{sh}(T_{ch}) = \int \frac{E_Y(T_{ch} \tilde{T}(z)) z^2 dz}{1 - \nu^2(T_{ch} \tilde{T}(z))},
 \end{aligned} \tag{6.31}$$

где положение поверхности приведения выбирается так, чтобы

$$\int \frac{E_Y(T_{ch} \tilde{T}(z)) z dz}{1 - \nu^2(T_{ch} \tilde{T}(z))} = 0.$$

Величина максимальной окружной деформации ϵ_{max} является функцией четырех параметров оболочки m_{sh} , R_{sh} , B_{sh} , D_{sh} (R_{sh} — ра-

диус оболочки) и трех характеристик нагрузки I_p , τ_p , φ_p :

$$\varepsilon_{\max} = \varepsilon_{\max}(m_{\text{sh}}, R_{\text{sh}}, B_{\text{sh}}, D_{\text{sh}}, I_p, \tau_p, \varphi_p), \quad (6.32)$$

где характеристики нагрузки задают ее пространственно-временное распределение (φ — угловая координата; φ_p — угловой размер области нагружения):

$$P(\varphi, t) = \frac{2 I_p}{\tau_p} P_t(t) \begin{cases} \cos^2 \left(\frac{\pi \varphi}{2 \varphi_p} \right), & |\varphi| \leq \varphi_p, \\ 0, & |\varphi| > \varphi_p. \end{cases}$$

Поскольку среди этих параметров лишь три имеют независимую размерность, то согласно π -теореме [41], максимальная окружная деформация упругой бесконечной цилиндрической оболочки или кольца с постоянными по окружной координате жесткостями B_{sh} и D_{sh} определяется четырьмя безразмерными параметрами:

$$\varepsilon_{\max} = \varepsilon_{\max}(\bar{h}, \bar{I}_p, \bar{\tau}_p, \varphi_p), \quad (6.33)$$

$$\bar{h} = \sqrt{\frac{12 D_{\text{sh}}}{B_{\text{sh}} R_{\text{sh}}^2}}, \quad \bar{I}_p = \frac{I_p \bar{h}}{\sqrt{m_{\text{sh}} B_{\text{sh}}}}, \quad \bar{\tau}_p = \frac{\tau_p}{R_{\text{sh}}} \sqrt{\frac{B_{\text{sh}}}{m_{\text{sh}}}}. \quad (6.34)$$

Расчетные и экспериментальные данные показывают, что при длительностях нагрузок, не превышающих четверти периода изгибных колебаний конструкции, максимальные деформации линейно зависят от импульса давления и тогда из (6.33), (6.34) следует

$$\varepsilon_{\max} / \bar{I}_p = \bar{\varepsilon}_{\max}(\bar{h}, \bar{\tau}_p, \varphi_p). \quad (6.35)$$

Функция (6.35), полученная в результате систематических расчетов по разработанной численной модели оболочка–кольцо, представлена на рис. 6.2. для случая максимального пятна облучения ($\varphi_p = \pi/2$). Зависимость от углового размера пятна облучения φ_p показана на рис. 6.3. Поскольку в периферийной части пятна облучения (при $\varphi_p > 40^\circ$) движение оболочки происходит навстречу механическому давлению, то при уменьшении углового размера φ_p от максимального $\varphi_p = 90^\circ$ периферийное выпучивание облегчается, и наблюдается рост максимальной деформации, несмотря на падение интегрального по площади импульса нагрузки ($\int I_p d\varphi dt$). Вследствие этого, как видно из рис. 6.3, существует угловой размер зоны нагружения, которому соответствуют наибольшие максимальные деформации при фиксированной величине импульса давления I_p в центре пятна нагрузки ($\varphi = 0$) [4, 42].

Для заданного профиля температуры $T = T(\varphi, z)$ в многослойной упругой бесконечной цилиндрической оболочке с переменной суммарной толщиной $h_\Sigma(\varphi)$ жесткости B_{sh} и D_{sh} оказываются функциями

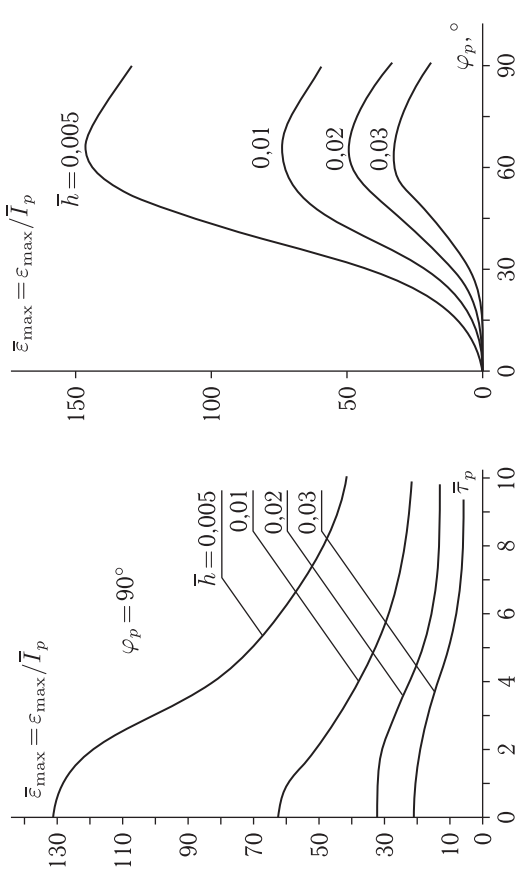


Рис. 6.2. Зависимость приведенной максимальной деформации $\bar{\varepsilon}_{\max}$ от безразмерных параметров \bar{h} , $\bar{\tau}_p$

Рис. 6.3. Зависимость приведенной максимальной деформации $\bar{\varepsilon}_{\max}$ от углового размера пятна φ_p

угловой координаты φ (аналогичные соотношения для кольца получаются их этих соотношений, если положить $\nu \equiv 0$):

$$B_{\text{sh}}(\varphi) = \int_{-z_0(\varphi)}^{h_\Sigma(\varphi) - z_0(\varphi)} \frac{E_Y(T(\varphi, z)) dz}{1 - \nu^2(T(\varphi, z))}, \quad (6.36)$$

$$D_{\text{sh}}(\varphi) = \int_{-z_0(\varphi)}^{h_\Sigma(\varphi) - z_0(\varphi)} \frac{E_Y(T(\varphi, z)) z^2 dz}{1 - \nu^2(T(\varphi, z))},$$

$$h_{\Sigma(\varphi) - z_0(\varphi)} \int_{-z_0(\varphi)}^{h_\Sigma(\varphi) - z_0(\varphi)} \frac{E_Y(T(\varphi, z)) z dz}{1 - \nu^2(T(\varphi, z))} = 0,$$

где расстояние $z_0(\varphi)$ от внутренней поверхности до поверхности приведения определяется из третьего соотношения в (6.36).

Две жесткостные характеристики $B_{\text{sh}}(\varphi)$, $D_{\text{sh}}(\varphi)$ из (6.36) или выражаемые через них толщина $\bar{h}(\varphi)$ и деформационная характеристика $\bar{E}(\varphi)/(1 - \nu^2(\varphi))$ материала эквивалентной однослойной бесконечной цилиндрической оболочки:

$$\bar{h}(\varphi) = \sqrt{\frac{12 D_{\text{sh}}(\varphi)}{B_{\text{sh}}(\varphi)}}, \quad \frac{\bar{E}_Y(\varphi)}{1 - \nu^2(\varphi)} = \frac{B_{\text{sh}}^{3/2}(\varphi)}{\sqrt{12 D_{\text{sh}}(\varphi)}} \quad (6.37)$$

полностью описывают деформационные свойства рассматриваемой оболочечной модели.

В общем случае при достаточно произвольных распределениях температуры $T(\varphi, z)$ и суммарной толщины оболочки $h(\varphi)$ величины $B_{sh}(\varphi)$ и $D_{sh}(\varphi)$ независимы, и число параметров, определяющих максимальную деформацию оболочки, велико (для описания зависимостей $B_{sh}(\varphi)$ и $D_{sh}(\varphi)$ требуется дополнительно еще, как минимум, четыре параметра). При этом для расчета максимальной деформации целесообразно обратиться к исходной численной модели нестационарного деформирования оболочки.

Рассмотрим частные случаи, когда число дополнительных параметров уменьшается до двух. Пусть $\tilde{h}(\varphi) = \text{const}$, что имеет место, например, при одностороннем тепловом действии ПИЧ на многослойную оболочку с симметричным расположением слоев (как известно, в несущих конструкциях часто используются трехслойные оболочки из одинаковых крайних жестких слоев и легкого пористого материала между ними) в режиме теплопроводности (в отсутствии уноса) при равномерном прогреве по толщине ($T = T(\varphi)$). Тогда из (6.37) получаем, что жесткостные характеристики пропорциональны $D(\varphi)/B(\varphi) = \text{const}$. Если предположить, что зависимость $B_{sh}(\varphi)$ от угловой координаты при $|\varphi| \leq \varphi_p$ аппроксимируется выражением:

$$B_{sh} = B_{sh}(\varphi) = B_{sh0} \left(1 - a \cos \left(\frac{\pi \varphi}{2 \varphi_p} \right) - b \cos^2 \left(\frac{\pi \varphi}{2 \varphi_p} \right) \right), \quad (6.38)$$

то и изгибная жесткость, пропорциональная B , имеет при $|\varphi| \leq \varphi_p$ вид:

$$D_{sh} = D_{sh}(\varphi) = D_{sh0} \left(1 - a \cos \left(\frac{\pi \varphi}{2 \varphi_p} \right) - b \cos^2 \left(\frac{\pi \varphi}{2 \varphi_p} \right) \right), \quad (6.39)$$

где B_0, D_0 — жесткости необлученной части конструкции (она также может быть нагрета: $B_0 = B_0(T), D_0 = D_0(T)$), но без зависимости температуры от угловой координаты, что часто имеет место при воздействии симметричных полетных тепловых нагрузок).

Требование положительности и неубывания функций жесткостных характеристик (6.38), (6.39) приводит к ограничениям на область изменения параметров a, b (эта область показана на рис. 6.4)

$$a \geq 0, \quad a + b < 1, \quad b \geq -a/2. \quad (6.40)$$

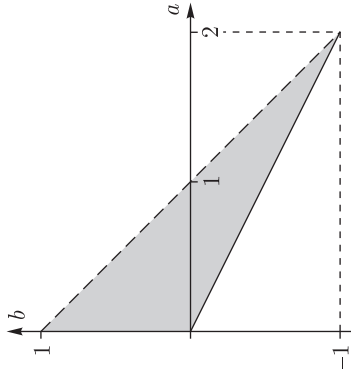


Рис. 6.4. Область изменения безразмерных параметров a, b

Аналогично, предполагая постоянными деформационные характеристики (в частности, при тепловом действии на однослойную оболочку постоянной толщины в режиме развитого испарения, когда прогревом можно пренебречь),

$$\frac{\tilde{E}(\varphi)}{1 - \tilde{\nu}^2(\varphi)} = \frac{B_{sh}^{3/2}(\varphi)}{\sqrt{12D_{sh}(\varphi)}} = \text{const},$$

получаем

$$B_{sh} = B_{sh}(\varphi) = B_{sh0} \left(1 - a \cos \left(\frac{\pi \varphi}{2 \varphi_p} \right) - b \cos^2 \left(\frac{\pi \varphi}{2 \varphi_p} \right) \right), \quad (6.41)$$

$$D_{sh} = D_{sh}(\varphi) = D_{sh0} \left(1 - a \cos \left(\frac{\pi \varphi}{2 \varphi_p} \right) - b \cos^2 \left(\frac{\pi \varphi}{2 \varphi_p} \right) \right)^3. \quad (6.42)$$

Таким образом, в обоих предельных случаях искомая функция максимальной окружной деформации от безразмерных параметров принимает вид:

$$\tilde{\varepsilon}_{\max} = \varepsilon_{\max} / \tilde{T}_p = \tilde{\varepsilon}_{\max}(\tilde{h}, \tilde{\tau}_p, \varphi_p, a, b), \quad (6.43)$$

$$\tilde{h} = \sqrt{\frac{12D_{sh0}}{B_{sh0}R_{sh}^2}}, \quad \tilde{T}_p = \frac{I_p \tilde{h}}{\sqrt{m_{sh} B_{sh0}}}, \quad \tilde{\tau}_p = \frac{\tau_p}{R_{sh}} \sqrt{\frac{B_{sh0}}{m_{sh}}}. \quad (6.44)$$

На рис. 6.5, 6.6 построены в результате систематических расчетов по численной модели оболочки уровни максимальной деформации $\tilde{\varepsilon}_{\max}$ на плоскости a - b для импульсной нагрузки ($\tilde{\tau}_p = 0$) при $\tilde{h} = 0,01$, $\varphi_p = \pi/2$.

Таким образом, при упругом поведении слоев вплоть до разрушения результаты расчетов удаются в некоторых практически важных случаях представить в безразмерном виде, позволяющем оценить мак-

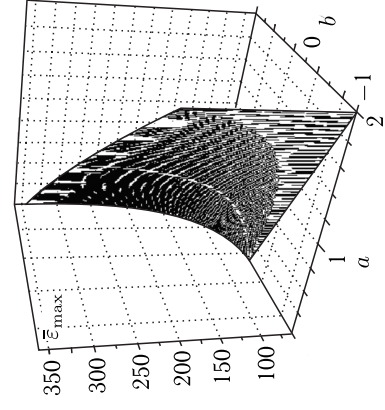


Рис. 6.5. $\tilde{\varepsilon}_{\max}(a, b)$ для $\tilde{h}(\varphi) = \text{const}$

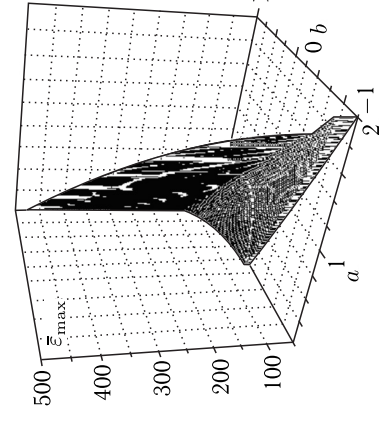


Рис. 6.6. $\tilde{\varepsilon}_{\max}(a, b)$ для $\tilde{E}(\varphi)/(1 - \tilde{\nu}^2(\varphi)) = \text{const}$

симальные окружающие деформации тонкостенных конструкций с учетом теплового действия ПИЧ. Такие безразмерные зависимости требуются при использовании разработанного комплекса программ для поиска рациональных параметров защитных покрытий и пакета тонкостенной многослойной конструкции в целом.

В случае упругопластического поведения слоев оболочки число безразмерных параметров значительно возрастает, и для получения результатов необходимо каждый раз обращаться к численной модели. В качестве примера расчета упругопластической конструкции рассматривается двухслойная оболочка с теплозащитным слоем из стеклопластика толщиной 1 см и несущим слоем из алюминиевого сплава толщиной 0,5 см (пакет-II). Для обеспечения защиты от излучения на поверхность дополнительно наносится гетерогенное покрытие толщиной 1 мм, которое при облучении практически полностью уносится в результате испарения и отколов. Исследуется воздействие планктового излучения с двумя эффективными температурами (для мягкого спектра $T_{\text{эф}} = 3 \text{ кэВ}$ и для более жесткого $T_{\text{эф}} = 8 \text{ кэВ}$). Влияние теплового действия при последующем расчете нестационарного деформирования многослойной оболочки учитывается введением зависимостей от температуры деформационных характеристик материалов: модулей упругости и пределов текучести.

На рис. 6.7 показано развитие деформаций в случае, когда величина импульса близка к критической (деформации в стеклопластике достигают величин 1–2%, при которых, как правило, происходит его разрушение [4]) для излучений различной жесткости. Видно, что переход к излучению большей жесткости существенно меняет параметры деформирования оболочки.

На рис. 6.8 приведены результаты систематических расчетов максимальной деформации стеклопластика в зависимости от величины

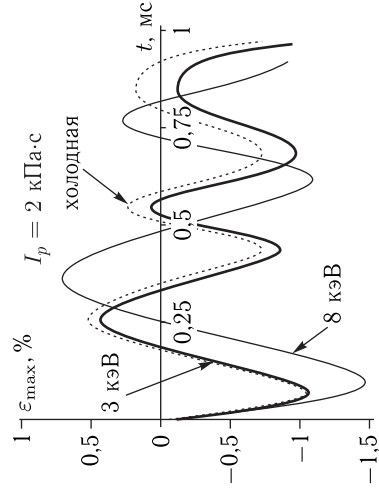


Рис. 6.7. Развитие деформаций во внешнем слое холодной и нагретой оболочки при действии механического импульса РИ

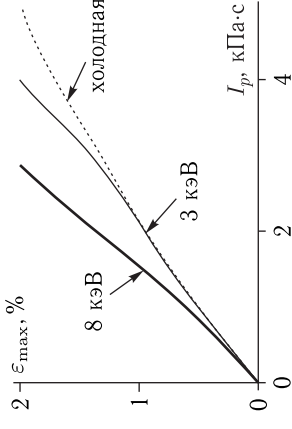


Рис. 6.8. Развитие деформаций во внешнем слое холодной и нагретой оболочки при действии механического импульса ИИ

импульса давления в центре нагружения с учетом и без учета сопутствующего разогрева материалов оболочки излучением различной жесткости. Видно, что учет влияния теплового действия излучения на параметры деформирования при его механическом действии для рассматриваемой оболочки оказывается необходимым, начиная с уровней импульса давления в центре нагружения более 3 кПа·с для излучения с эффективной температурой 3 кэВ и более 1 кПа·с для излучения с температурой 8 кэВ.

В качестве примера воздействия ПИЧ различной физической природы, рассматривается совместное тепловое действие потоков излучений (солнечной радиации (СР), объемно-поглощаемого излучения, светового импульса) и механическое действие ударной волны (УВ) мощного взрыва [2]) на ортотропную свободно-опертую по контуру панель малой кривизны [43]. Геометрические размеры панели: $h = 4 \text{ мм}$ — толщина; $L_x = 0,5 \text{ м}$ — длина; $L_y = 0,17 \text{ м}$ — ширина. Панель изготовлена из высокотемпературного стеклопластика, допускающего нагрев до $T = 250 \text{ }^\circ\text{C}$ без существенной потери жесткости и прочности. Отметим, что параметры СИ и УВ мощного взрыва не могут быть взяты произвольно, поскольку они определяются мощностью взрыва и расстоянием до него [2], что учтено при задании соответствующих характеристик потоков СИ, перепада давления и скорости УВ.

Нагрев панели постоянно действующими факторами (солнечной радиацией и объемно-поглощаемым излучением) ограничивается конвекцией и тепловым излучением ее внешней поверхности (внутреннюю поверхность считаем теплоизолированной). Коэффициент конвекции принимается равным $\alpha_{\text{кон}} = 10^{-3} \text{ Вт/см}^2/\text{K}$ [44]. Результаты расчетов устанавливающегося при действии стационарного профиля температур для потоков объемно-поглощаемого излучения с $q = 0,1 \text{ Вт/см}^2$, $0,6 \text{ Вт/см}^2$, $0,025 \text{ Вт/см}^2$ и солнечной радиации $q = 0,1125 \text{ Вт/см}^2$ представлены на рис. 6.9. Видно, что при воздействии одной лишь солнечной радиации температура постоянна по толщине стенки и может достигать величины $T = 70 \text{ }^\circ\text{C}$. Совместное действие СР с объемно-

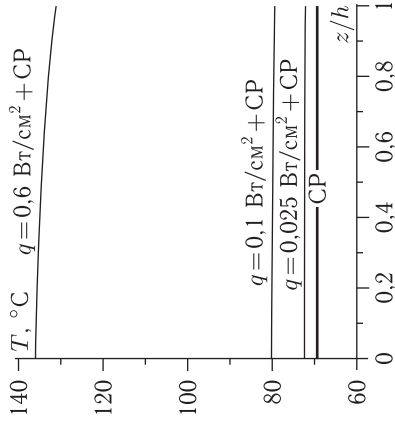


Рис. 6.9. Стационарное распределение температуры при совместном действии объемно-поглощаемого излучения и СР

зуется при воздействии светового излучения мощного взрыва. Результаты расчета нагрева стенки панели световым импульсом с учетом (жирные линии) и без учета постоянных сопутствующих факторов (СР и объемного излучения с $q = 0,6 \text{ Вт/см}^2$) представлены на рис. 6.10, 6.11 для $U_{li} = 440 \text{ Дж/см}^2$, $\tau_m = 1 \text{ с}$ и $U_{li} = 15 \text{ Дж/см}^2$, $\tau_m = 0,27 \text{ с}$ соответственно ($t_1 = 8 \text{ с}$ — время прихода УВ; $t_2 = 2\tau_m$ — время завершения СИ).

Видно, что облучение СИ с параметрами $U_{li} = 440 \text{ Дж/см}^2$, $\tau_m = 1 \text{ с}$ приводит на момент прихода УВ к нагреву стенки по всей толщине до $T = 300\text{--}400^\circ\text{C}$, что, по-видимому, недопустимо для стеклопластиковых материалов. По крайней мере, гарантировать работу

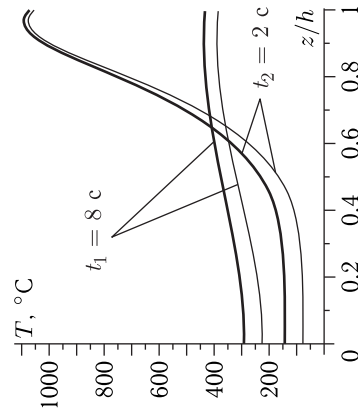


Рис. 6.10. Нагрев СИ ($U_{li} = 440 \text{ Дж/см}^2$)

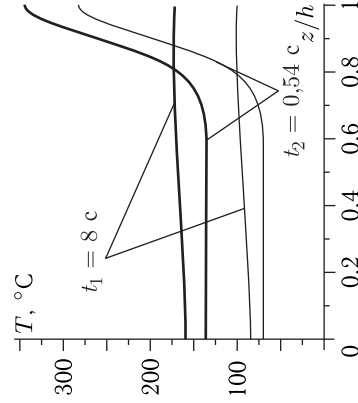


Рис. 6.11. Нагрев СИ ($U_{li} = 15 \text{ Дж/см}^2$)

способность панели в этом случае преждевременно и требуются дополнительные исследования, в частности, уточнение деформационных и прочностных свойств рассматриваемых типов стеклопластиков при столь высоких температурах. В связи с этим действие УВ с соответствующими параметрами ($\Delta P = 0,75 \text{ атм}$, $D = 435 \text{ м/с}$) в этом случае не проводилось.

Облучение СИ с $U_{li} = 15 \text{ Дж/см}^2$, $\tau_m = 0,3 \text{ с}$ приводит на момент прихода УВ к прогреву стенки по толщине до $T = 160\text{--}170^\circ\text{C}$, и для этого варианта воздействия имеет смысл исследовать панель на прочность к действию ударной волны ($\Delta P = 0,09 \text{ атм}$, $D = 350 \text{ м/с}$). Рассматривается дифракционная (как наиболее опасная) стадия взаимодействия УВ со стенкой. Считаем, что УВ набегает вдоль оси x (вдоль более длинной стороны панели), а нормаль к поверхности УВ параллельна поверхности панели. При этом давление на стенку меняется по закону ($\theta(x, y)$ — тета-функция)

$$P(t, x, y) = \Delta P \theta(Dt - x).$$

Модули упругости и коэффициенты Пуассона при $T = 20^\circ\text{C}$ принимаются равными $E_{y1} = 27 \text{ ГПа}$, $E_{y2} = 24,3 \text{ ГПа}$, $\nu_{12} = 0,3$, $\nu_{21} = 0,27$. Зависимости этих характеристик от температуры берутся согласно справочным данным для типового стеклопластика с термостойким связующим.

На рис. 6.12, 6.13 представлены результаты расчетов профилей прогиба u_r для моментов времени $t = 1; 2; 3; 4; 5 \text{ мс}$. Видно, что прогиб не превышает $1/5$ толщины оболочки, что вполне допустимо для условий функционирования панели.

На рис. 6.14 показаны изменения во времени максимальных (по всей пластине) деформаций (тонкими линиями показаны максимальные деформации пластины без учета нагрева). Поскольку величина этих деформаций не превышает $0,06\%$, то совершенно очевидно, что рассматриваемое совместное тепловое действие

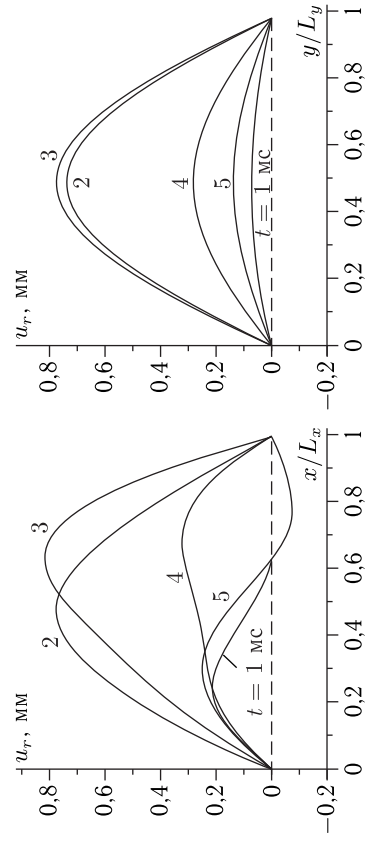


Рис. 6.12. Прогиб по x ($y = L_y/2$)

Рис. 6.13. Прогиб по y ($x = L_x/2$)

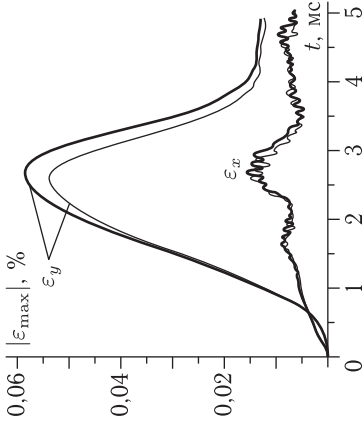


Рис. 6.14. Максимальные деформации

потоков различной физической природы (солнечной радиации, объемно-поглощаемого излучения и СИ) и механическое действие УВ не представляют опасности для исследуемой панели.

6.2. Волновые процессы в упругой системе оболочка-заполнитель

Как уже отмечалось, одним из наиболее теплонапряженных элементов ЛА является работающий твердотопливный ракетный двигатель [45–47]. Разрушение двигателя при тепловом и механическом действиях ПИЧ возможно по целому ряду причин: прогреву топлива при объемном поглощении энергии [48]; потери прочности и герметичности корпуса [47]; откольным разрушениям при отражении волн сжатия от поверхности внутреннего канала в топливе [47, 49]. В настоящем разделе рассматривается метод расчета [50, 51] откольных разрушений, реализация которых, приводит, как правило, к взрыву двигателя из-за нелинейного роста скорости горения и давления в камере сгорания в результате увеличения площади поверхности горения при отколе [47]. Существенной особенностью задачи о воздействии импульса давления, образующегося при механическом действии ПИЧ, является малость пространственного размера формирующейся волны напряжений по сравнению с характерным размером заполнителя. Кроме того, соотношение внутреннего и внешнего радиусов заполнителя, а также сложная форма внутреннего канала не только не позволяют провести численное исследование в рамках одномерного приближения, но и приводят к дополнительным трудностям, связанным с обеспечением корректной конечноразностной аппроксимации граничных условий на внутренней поверхности. Представляя искомые функции в виде рядов Фурье и применяя процедуру Бубнова–Галеркина, удается разработать достаточно эффективный численный алгоритм решения

задачи, позволяющий провести расчет распространения и дифракции волн на внутреннем канале сложной формы даже в случае малого пространственного размера формирующейся при воздействии ПИЧ волны по сравнению с толщиной свода заполнителя.

6.2.1. Нестационарная модель распространения импульса на протяжении малой длительности. Действие импульса давления малой длительности на систему оболочка-заполнитель рассматривается для практически произвольной, достаточно гладкой формы внутреннего канала, задаваемой законом изменения толщины свода по угловой координате $h_f(\varphi)$. Пространственное распределение внешнего давления $P_{\text{ext}}(t, \varphi)$ считается известным, поскольку может быть найдено с помощью численных моделей механического действия ПИЧ, рассмотренных в гл. 5. В качестве основных предположений, значительно упрощающих задачу, принимаются выполнение условий плоской деформации и справедливость закона Гука для описания деформационных свойств заполнителя [50, 51].

Основные уравнения, описывающие случай плоской деформации упругого заполнителя, в цилиндрической системе координат имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma_{rr}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \sigma_{r\varphi}}{\partial \varphi} + \frac{\sigma_{rr} - \sigma_{\varphi\varphi}}{r} &= \rho \frac{\partial^2 u_r}{\partial t^2}, \\ \frac{\partial \sigma_{r\varphi}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \sigma_{\varphi\varphi}}{\partial \varphi} + 2 \frac{\sigma_{r\varphi}}{r} &= \rho \frac{\partial^2 u_\varphi}{\partial t^2}, \end{aligned} \quad (6.45)$$

— соотношения между деформациями и перемещениями

$$\begin{aligned} \varepsilon_{rr} &= \frac{\partial u_r}{\partial r}, \quad \varepsilon_{\varphi\varphi} = \frac{1}{r} \frac{\partial u_\varphi}{\partial r} + \frac{u_r}{r}, \\ \varepsilon_{r\varphi} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_r}{r \partial \varphi} + \frac{\partial u_\varphi}{\partial r} - \frac{u_\varphi}{r} \right), \end{aligned} \quad (6.46)$$

— условие совместности деформаций

$$\frac{1}{r} \frac{\partial^2 \varepsilon_{rr}}{\partial \varphi^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \varepsilon_{\varphi\varphi}}{\partial r} \right) - \frac{\partial \varepsilon_r}{\partial r} - \frac{2}{r} \frac{\partial^2 (r \varepsilon_{r\varphi})}{\partial r \partial \varphi} = 0, \quad (6.47)$$

— закон Гука

$$\begin{aligned} \varepsilon_{rr} &= \frac{1}{2G} \left(\sigma_{rr} + \frac{3\nu}{1+\nu} P \right), \quad \varepsilon_{\varphi\varphi} = \frac{1}{2G} \left(\sigma_{\varphi\varphi} + \frac{3\nu}{1+\nu} P \right), \\ \varepsilon_{r\varphi} &= \frac{1}{2G} T_{r\varphi}, \quad P = -\frac{1+\nu}{3} (\sigma_{rr} + \sigma_{\varphi\varphi}) = -K(\varepsilon_{rr} + \varepsilon_{\varphi\varphi}), \end{aligned} \quad (6.48)$$

где r, φ — цилиндрические координаты; u_r, u_φ — радиальное и окружное перемещения; $\varepsilon_{rr}, \varepsilon_{\varphi\varphi}, \varepsilon_{r\varphi}$ — компоненты тензора деформаций,

σ_{rr} , $\sigma_{\varphi\varphi}$, $\sigma_{r\varphi}$ — компоненты тензора напряжений; K — объемный модуль сжатия; ν — коэффициент Пуассона.

Для решения двумерных задач Снеддоном и Радеком предложено применительно к декартовой системе координат [52] один из вариантов системы разрешающих уравнений в напряжениях. В этой системе расчет поля давления описывается отдельным волновым уравнением, что оказывается удобным, когда шаровая часть тензора напряжений играет основную роль (это имеет место для топлива, в котором модуль сдвига существенно меньше модуля сжатия). Как следует из (6.45)–(6.48), в цилиндрических координатах разрешающие уравнения Снеддона–Радека записываются в виде:

$$\begin{aligned} \nabla^2 P &= \frac{1}{c_t^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2}, \quad \frac{\partial^2 \sigma_{rr}}{\partial r^2} + \frac{2\sigma_{rr}}{r^2} - \frac{1}{2c_t^2} \frac{\partial^2 \sigma_{rr}}{\partial t^2} = \\ &= \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \sigma_{rr}}{\partial \varphi^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \sigma_{\varphi\varphi}}{\partial r} - \frac{2\sigma_{\varphi\varphi}}{r^2} - \frac{1}{2c_t^2} \frac{\partial^2 \sigma_{\varphi\varphi}}{\partial t^2} - \frac{4}{r^2} \frac{\partial \sigma_{r\varphi}}{\partial \varphi}, \\ \nabla^2 \sigma_{r\varphi} - \frac{4\sigma_{r\varphi}}{r^2} - \frac{1}{c_t^2} \frac{\partial^2 \sigma_{r\varphi}}{\partial t^2} &= \end{aligned} \quad (6.49)$$

$$= \frac{3}{1+\nu} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial^2 P}{\partial r \partial \varphi} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial P}{\partial \varphi} \right) + \frac{4}{r^2} \frac{\partial \sigma_{\varphi\varphi}}{\partial \varphi},$$

$$\nabla^2 = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}, \quad c_t^2 = \frac{3(1-\nu)K}{(1+\nu)\rho}, \quad c_l^2 = \frac{G}{\rho},$$

где ∇^2 — оператор Лапласа, c_l^2 , c_t^2 — квадраты скоростей продольной и поперечной упругих волн в заполнителе соответственно. При уравнении (6.49) содержат четыре неизвестных функции σ_{rr} , $\sigma_{\varphi\varphi}$, $\tau_{r\varphi}$, P . Переходя к новым неизвестным $\Delta\sigma = \sigma_{rr} - \sigma_{\varphi\varphi}$, $\sigma_{r\varphi}$, P и учитывая, что

$$\sigma_{rr} = \frac{(1+\nu)\Delta\sigma - 3P}{2(1+\nu)}, \quad \sigma_{\varphi\varphi} = -\frac{(1+\nu)\Delta\sigma + 3P}{2(1+\nu)},$$

получаем систему трех уравнений относительно трех искомым функций:

$$\begin{aligned} \nabla^2 P &= \frac{1}{c_l^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2}, \quad \nabla^2 \Delta\sigma - \frac{4\Delta\sigma}{r^2} = \frac{1}{2c_t^2} \frac{\partial^2 \Delta\sigma}{\partial t^2} + \\ &+ \frac{3}{1+\nu} \left(\frac{\partial^2 P}{\partial r^2} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 P}{\partial \varphi^2} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial P}{\partial \varphi} \right) + \frac{8}{r^2} \frac{\partial \sigma_{r\varphi}}{\partial \varphi}, \\ \nabla^2 \sigma_{r\varphi} - \frac{4\sigma_{r\varphi}}{r^2} &= \frac{1}{c_t^2} \frac{\partial^2 \sigma_{r\varphi}}{\partial t^2} + \frac{3}{1+\nu} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial^2 P}{\partial r \partial \varphi} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial P}{\partial \varphi} \right) + \frac{2}{r^2} \frac{\partial \Delta\sigma}{\partial \varphi}. \end{aligned} \quad (6.50)$$

Граничные условия для этой системы формулируются в предположении, что оболочка, в которую заключен заполнитель, является упругой. На границе оболочки с заполнителем $r = R$ полагаем равен-

ство радиальных перемещений в заполнителе и оболочке. Окружные перемещения при $r = R$ терпят разрыв, т.е. допускается идеальное проскальзывание оболочки относительно заполнителя ($\tau_{r\varphi} = 0$). Кроме того, на границе между заполнителем и корпусом должно выполняться равенство радиальных усилий (давление со стороны заполнителя на оболочку есть σ_{rr}). Внутренняя граница заполнителя $r = R_{sh} - h_f(\varphi)$ считается свободной от напряжений. При рассмотренных предположениях получаем следующие граничные условия: — на внутренней границе заполнителя (условия на свободной поверхности)

$$\begin{aligned} \sigma_{r\varphi} \times (\cos^2 \psi - \sin^2 \psi) - \Delta\sigma \sin \psi \cos \psi \Big|_{r=R_{sh}-h_f(\varphi)} &= 0, \\ ((1+\nu)\Delta\sigma - 3P) \cos^2 \psi - ((1+\nu)\Delta\sigma + 3P) \sin^2 \psi + \\ &+ 4(1+\nu) \sin \psi \cos \psi \Big|_{r=R_{sh}-h_f(\varphi)} = 0, \\ \cos \psi &= \left(1 + h_f^2 / (R_{sh} - h_f)^2 \right)^{-1/2}, \\ \sin \psi &= [h_f' / (R_{sh} - h_f)] \left[1 + h_f^2 / (R_{sh} - h_f)^2 \right]^{-1/2}, \end{aligned} \quad (6.51)$$

— на внешней границе заполнителя

$$\begin{aligned} \sigma_{r\varphi} \Big|_{r=R_{sh}} &= 0, \\ u_r \Big|_{r=R_{sh}} &= u_{r,sh}, \end{aligned} \quad (6.52)$$

где ψ — угол между радиус-вектором \vec{r} и нормалью к внутренней поверхности; $u_{r,sh}$ — радиальное перемещение оболочки корпуса. Для определения $u_{r,sh}$ используется система уравнений движения упругой оболочки:

$$\begin{aligned} m_{sh} \ddot{u}_{r,sh} &= -P_{\text{ext}}(t, \varphi) + \frac{(1+\nu)\Delta\sigma - 3P}{2(1+\nu)} \Big|_{r=R_{sh}} - \\ &- \frac{D_{sh}}{R_{sh}^4} u_{r,sh}'''' - \frac{B_{sh}}{R_{sh}^2} u_{r,sh}'' + \frac{D_{sh}}{R_{sh}^4} u_{\varphi,sh}'''' - \frac{B_{sh}}{R_{sh}^2} u_{\varphi,sh}'', \end{aligned} \quad (6.53)$$

$$m_{sh} \ddot{u}_{\varphi,sh} = \left(\frac{D_{sh}}{R_{sh}^4} + \frac{B_{sh}}{R_{sh}^2} \right) u_{\varphi,sh}'''' - \frac{D_{sh}}{R_{sh}^4} u_{r,sh}'''' + \frac{B_{sh}}{R_{sh}^2} u_{r,sh}'',$$

где $u_{\varphi,sh}$ — окружное перемещение оболочки корпуса, m_{sh} — массовая толщина оболочки, B_{sh} , D_{sh} — жесткостные характеристики упругого многослойного корпуса, «штрих» означает дифференцирование по угловой координате φ .

Согласно общей постановке задачи, граничное условие $u_r \Big|_{r=R_{sh}} = u_{r,sh}$ необходимо сформулировать в напряжениях. Дифференцируя обе части этого уравнения дважды по времени и используя уравнения движения (6.45), (6.53), получим

$$\frac{3}{2(1+\nu)} \left(P + \frac{m_{\text{sh}}}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} \right)_{r=R_{\text{sh}}} - \frac{1}{2} \left[\left(1 + \frac{2m_{\text{sh}}}{\rho R_{\text{sh}}} \right) \Delta\sigma + \frac{m_{\text{sh}}}{\rho} \frac{\partial \Delta\sigma}{\partial r} \right]_{r=R_{\text{sh}}} =$$

$$= -P_{\text{ext}}(t, \varphi) - \frac{D_{\text{sh}}}{R_{\text{sh}}^4} u_{r\text{sh}} - \frac{B_{\text{sh}}}{R_{\text{sh}}^2} u_{r\text{sh}} + \frac{D_{\text{sh}}}{R_{\text{sh}}^4} u_{\varphi\text{sh}} - \frac{B_{\text{sh}}}{R_{\text{sh}}^2} u_{\varphi\text{sh}} - \frac{B_{\text{sh}}}{R_{\text{sh}}^2} u_{\varphi\text{sh}}', \quad (6.54)$$

Начальные условия для системы уравнений (6.50) принимаются нулевыми:

$$\begin{aligned} P|_{t=0} = \frac{\partial P}{\partial t} \Big|_{t=0} &= \Delta\sigma \Big|_{t=0} = \frac{\partial \Delta\sigma}{\partial t} \Big|_{t=0} = \\ &= \sigma_{r\varphi} \Big|_{t=0} = \frac{\partial \sigma_{r\varphi}}{\partial t} \Big|_{t=0} = 0. \end{aligned} \quad (6.55)$$

Выбирая в качестве масштабов времени, длины и давления соответственно величины R_{sh}/c_t , R_{sh} , K , записываем уравнения (6.50) и граничные условия (6.51), (6.54) в безразмерных величинах.

Уравнения движения:

$$\begin{aligned} \nabla^2 P &= \frac{\partial^2 P}{\partial t^2}, \\ \nabla^2 \Delta\sigma - \frac{4\Delta\sigma}{r^2} &= \frac{1}{2\omega_c} \frac{\partial^2 \Delta\sigma}{\partial t^2} + \\ &+ \frac{3}{1+\nu} \left(\frac{\partial^2 P}{\partial r^2} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial P}{\partial \varphi} \right) + \frac{8}{r^2} \frac{\partial \sigma_{r\varphi}}{\partial \varphi}, \quad (6.56) \\ \nabla^2 \sigma_{r\varphi} - \frac{4\sigma_{r\varphi}}{r^2} &= \frac{1}{\omega_c} \frac{\partial^2 \sigma_{r\varphi}}{\partial t^2} + \\ &+ \frac{3}{1+\nu} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial^2 P}{\partial r \partial \varphi} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial P}{\partial \varphi} \right) + \frac{2}{r^2} \frac{\partial \Delta\sigma}{\partial \varphi}. \end{aligned}$$

Граничные условия:

$$\begin{aligned} \sigma_{r\varphi} \times (\cos^2 \psi - \sin^2 \psi) - \Delta\sigma \sin \psi \cos \psi \Big|_{r=1-h_f(\varphi)} &= 0, \\ ((1+\nu)\Delta\sigma - 3P) \cos^2 \psi - ((1+\nu)\Delta\sigma + 3P) \sin^2 \psi + \\ &+ 4(1+\nu) \tau_{r\varphi} \sin \psi \cos \psi \Big|_{r=1-h_f(\varphi)} = 0, \\ \cos \psi &= \left(1 + h_f^2 / (1 - h_f)^2 \right)^{-1/2}, \\ \sin \psi &= [h_f / (1 - h_f)] \left[1 + h_f^2 / (1 - h_f)^2 \right]^{-1/2}, \end{aligned} \quad (6.57)$$

$$\sigma_{r\varphi} \Big|_{r=1} = 0,$$

$$\begin{aligned} \frac{3}{2(1+\nu)} \left(P - \frac{1+\nu}{3} \Delta\sigma \right) \Big|_{r=1} &= \gamma_m \dot{u}_{r\text{sh}} + \\ &+ \gamma_B (\gamma_{\text{sh}} u_{r\text{sh}} + u_{r\text{sh}} - \gamma_{\text{sh}} u_{\varphi\text{sh}} + u_{\varphi\text{sh}}) + P_{\text{ext}}, \\ \gamma_m \dot{u}_{\varphi\text{sh}} \Big|_{r=1} - \gamma_B \left[(1 + \gamma_{\text{sh}}) u_{\varphi\text{sh}} - \gamma_{\text{sh}} u_{r\text{sh}} + u_{r\text{sh}} \right] &= 0, \end{aligned}$$

где у безразмерных величин сохранены те же обозначения, что и для размерных; $\omega_c = c_t^2/c_l^2 = 3(1-2\nu)/[2(1+\nu)]$ — отношение квадратов скоростей поперечных и продольных волн в заполнителе; $\gamma_m = m/(\rho R)$ — отношение поверхностной плотности масс заполнителя и оболочки; $\gamma_B = B/(RK)$ — отношение жесткостей, $\gamma_{\text{sh}} = D_{\text{sh}}/B_{\text{sh}} R_{\text{sh}}^2$ — малый параметр, характеризующий соотношение жесткостей оболочки на изгиб и растяжение.

Вид начальных условий (6.55) при переходе к безразмерным переменным не изменяется. Таким образом, при заданной форме канала $\delta(\varphi)$ в относительных величинах и внешнем давлении $P_{\text{ext}}(t, \varphi)$ нестационарные процессы в системе оболочка-заполнитель определяются пятью безразмерными параметрами ν , ω_c , γ_m , γ_B , γ_{sh} , имеющими простой физический смысл.

Система уравнений (6.56) с крайними условиями (6.55), (6.57) описывает распространение волн сдвига и сжатия в любом подчиняющемся закону Гука заполнителе, заключенном в упругую деформируемую оболочку. В случае, когда заполнитель характеризуется малой сжимаемостью, т. е. значение ν близко к 0,5, возможны дальнейшие упрощения. При $\nu \rightarrow 0,5$ сопротивление на сдвиг оказывается намного меньше сопротивления на сжатие. В этом случае применяется метод асимптотического разложения по малому параметру [53] к задаче (6.55), (6.56), (6.57), получаем следующую систему упрощенных уравнений (в качестве малого параметра принят ω_c):

$$\frac{\partial^2 P}{\partial t^2} = \nabla^2 P, \quad (6.58)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \Delta\sigma}{\partial t^2} = -2\omega_c \left(\frac{\partial^2 P}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial P}{\partial r} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 P}{\partial \varphi^2} \right), \\ \frac{\partial^2 \sigma_{r\varphi}}{\partial t^2} = -2\omega_c \left(\frac{1}{r} \frac{\partial^2 P}{\partial r \partial \varphi} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial P}{\partial \varphi} \right), \end{cases} \quad (6.59)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{r\varphi} \Big|_{r=1} &= 0, \\ \sigma_{r\varphi} \times (\cos^2 \psi - \sin^2 \psi) - \Delta\sigma \sin \psi \cos \psi \Big|_{r=1-h_f(\varphi)} &= 0, \end{aligned} \quad (6.60)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} P|_{r=1-h_f(\varphi)} = 0, \\ P + \gamma_m \frac{\partial P}{\partial r} \Big|_{r=1} = P_{\text{ext}}(t, \varphi) + \\ + \gamma_B (\gamma_{\text{sh}} u_{r, \text{sh}}'''' + u_{r, \text{sh}} - \gamma_{\text{sh}} u_{\varphi, \text{sh}}'''' + u'_{r, \text{sh}}), \\ \gamma_m \ddot{u}_{\varphi, \text{sh}} - \gamma_B [(1 + \gamma_{\text{sh}}) u_{\varphi, \text{sh}}'''' - \gamma_{\text{sh}} u_{r, \text{sh}}'''' + u'_{r, \text{sh}}] = 0. \end{array} \right. \quad (6.61)$$

Следует отметить, что уравнения (6.59), как легко видеть, соответствуют расчету величин сдвига $\sigma_{r\varphi}$ и разности напряжений $\Delta\sigma$ по значениям перемещений, определенных в гидродинамическом приближении. При этом система уравнений (6.58), (6.59) оказывается несовместимой с граничными условиями (6.60), и это, очевидно, свидетельствует о наличии пограничных слоев с резким изменением решения в них. Естественно, что при больших градиентах искомых функций основной вклад в уравнения начинают вносить отброшенные при переходе от системы (6.56) к системе (6.58), (6.59) старшие производные по пространству. В соответствии с общим подходом [53], для построения решения во всей области, включая и пограничные слои, необходимо из полной системы уравнений (6.56) получить уравнения для пограничных слоев, а затем провести асимптотическое сравнение решения в пограничных слоях с внешним решением, описываемым системой (6.58), (6.59). Поскольку последнее решение будет «подправлено» лишь в узких областях пространства (тем уже, чем меньше ω_c), то для $\omega_c \ll 1$ может оказаться достаточным приближение, получаемое из решения задачи (6.58), (6.59), (6.61) без граничного условия (6.60). В других случаях (ω_c — велико или важен учет влияния пограничных слоев) целесообразно вернуться к численному решению более общей системы уравнений (6.56) с краевыми условиями (6.55), (6.57).

6.2.2. Численный метод решения. Метод решения сформулированной краевой задачи описан далее для практически важного и более простого случая $\omega_c \ll 1$. Аналогично задача решается численно и в обратной постановке при любых значениях ω_c . Построение конечно-разностной аппроксимации граничных условий осложняется тем, что часть из них задана на криволинейной границе $r = 1 - h_f(\varphi)$. Удобно сделать преобразование $x = [r + h_f(\varphi) - 1]/h_f(\varphi)$, отображающее область изменения независимых переменных на прямоугольник $[0, 1] \times [0, 2\pi]$. В новых переменных уравнение (6.58) и граничные условия (6.61) принимают вид:

$$\frac{\partial^2 P}{\partial t^2} = a_{xx} \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + a_{x\varphi} \frac{\partial^2 P}{\partial x \partial \varphi} + a_{\varphi\varphi} \frac{\partial^2 P}{\partial \varphi^2} + a_x \frac{\partial P}{\partial x}, \quad (6.62)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} P|_{x=0} = 0, \\ P + \frac{\gamma_m}{h_f(\varphi)} \frac{\partial P}{\partial x} \Big|_{x=1} = \\ = P_{\text{ext}}(t, \varphi) + \gamma_B (\gamma_{\text{sh}} u_{r, \text{sh}}'''' + u_{r, \text{sh}} - \gamma_{\text{sh}} u_{\varphi, \text{sh}}'''' + u'_{r, \text{sh}}), \\ \gamma_m \ddot{u}_{\varphi, \text{sh}} - \gamma_B [(1 + \gamma_{\text{sh}}) u_{\varphi, \text{sh}}'''' - \gamma_{\text{sh}} u_{r, \text{sh}}'''' + u'_{r, \text{sh}}] = 0, \\ a_{xx} = \frac{1}{h_f^2} + \frac{(1-x)^2 h_f'^2}{h_f r^2}, \quad a_x = \frac{1}{r h_f} + \frac{1-x}{r^2} \cdot \frac{h_f h_f'' - 2h_f'^2}{h_f}, \\ a_{\varphi\varphi} = 2(1-x) \frac{h_f'}{h_f r^2}, \quad a_{\varphi\varphi} = \frac{1}{r^2}, \quad r = 1 - h_f(\varphi)(1-x). \end{array} \right. \quad (6.63)$$

Уравнения (6.59) не используются, так как в процессе решения по рассчитываемому полю давления в гидродинамическом приближении определяются перемещения в заполнителе, которые, в свою очередь, используются для нахождения деформаций, а затем уже вычисляются по закону Гука величины σ_{rr} , σ_{zz} , $\sigma_{\varphi\varphi}$, $\sigma_{r\varphi}$. Как отмечалось, такая процедура эквивалентна решению (6.59). Непосредственное применение двумерной конечно-разностной системы для аппроксимации уравнений (6.62) приводит к неоправданно большому затратам машинного времени. Более эффективным оказывается метод, основанный на предварительном разложении искомых функций в ряды Фурье по угловой координате φ [50, 51]. Для дополнительного контроля устойчивости и точности счета в процессе вычислений проверялось выполнение законов сохранения энергии всей системы оболочка-заполнитель в целом.

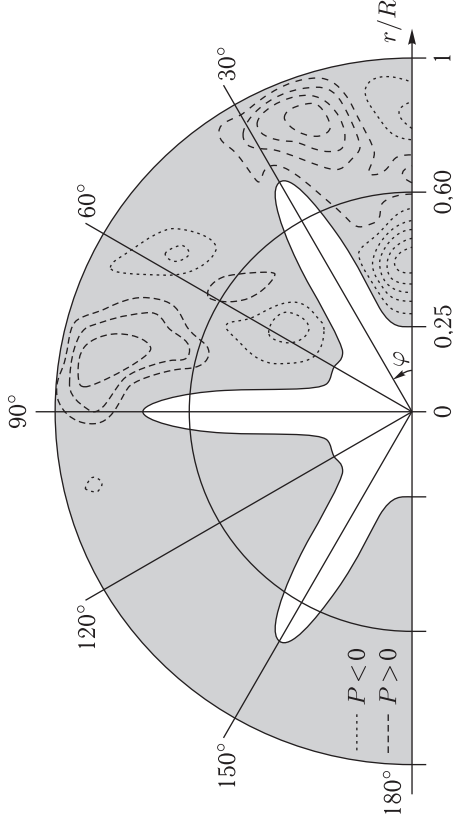
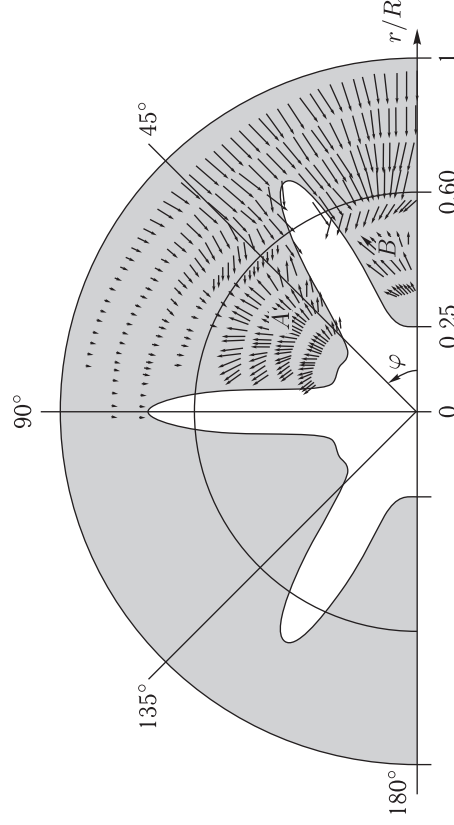
6.2.3. Результаты расчетов. Рассмотрим некоторые результаты расчета дифракции импульса, формирующегося при действии на систему оболочка-заполнитель ($\gamma_m = 10^{-2}$, $\gamma_B = 0.37$) давления $P_{\text{ext}}(t, \varphi)$ (в безразмерном виде):

$$P_{\text{ext}}(t, \varphi) = \frac{2I_p}{\tau_p} P_t(t) \times \begin{cases} \cos^2 \varphi, & |\varphi| < \pi/2, \\ 0, & |\varphi| \geq \pi/2, \end{cases}$$

$$P_t(t) = \begin{cases} 5t/\tau_p, & t \leq 0.2\tau_p, \\ 1.25(1 - t/\tau_p), & 0.2\tau_p < t < \tau_p, \\ 0, & t > \tau_p, \end{cases}$$

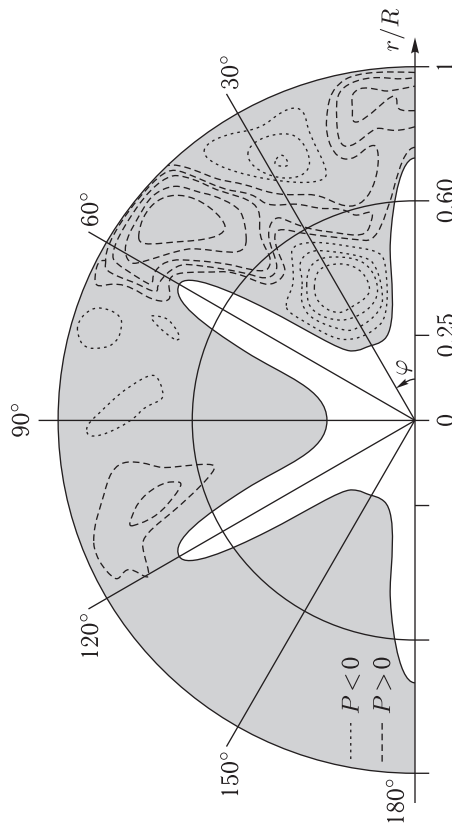
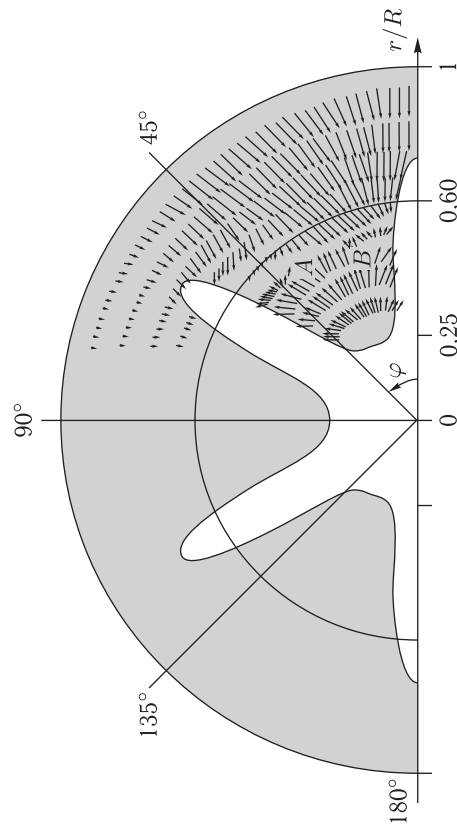
где τ_p , I_p — длительность и импульс давления нагрузки (в рассматриваемом примере $\tau_p = 0.27$, $I_p = 0.04$). Предполагалось, что внутренний канал в заполнителе имеет звездообразную форму, аппроксимируемую выражением

$$h_f(\varphi) = 1 - R_- + (R_- - R_+) |\cos[0.5N_f(\varphi - \varphi_0)]|^n.$$

Рис. 6.15. Изобары в заполнителе при $\varphi_0 = \pi/6$ Рис. 6.16. Векторное поле скоростей в заполнителе при $\varphi_0 = \pi/6$

Здесь R_- , R_+ — минимальный и максимальный радиусы канала; N_f — число лучей звезды, n — варьируемый аппроксимационный параметр, φ_0 — угол поворота луча звезды относительно плоскости симметрии нагрузки $\varphi = 0$. Расчеты проведены для $N_f = 6$, $n = 8$, $R_- = 0,25$, $R_+ = 0,75$ при двух ориентациях относительно плоскости симметрии нагрузки $\varphi_0 = 0$ и $\varphi_0 = \pi/6$. Результаты расчета полей давлений и скоростей для времени $t = 425$, соответствующего моменту формирования волны отражения от внутренней границы канала, представлены на рис. 6.15–6.18. Видно, что наличие канала и его ориентация существенно образом влияют на весь характер распределения

рассчитываемых величин. Как показывают результаты расчетов, лишь незначительная часть энергии волны давления, преодолев отверстие, доходит до обратной стороны оболочки и отражается от нее. Основная же доля кинетической и потенциальной энергии заполнителя концентрируется в области между лучами даже в том случае, когда эта область расположена не непосредственно под максимумом распределения внешней нагрузки.

Рис. 6.17. Изобары в заполнителе при $\varphi_0 = 0$ Рис. 6.18. Векторное поле скоростей в заполнителе при $\varphi_0 = 0$

Концентрация энергии в межлучевой области пространства объясняется интерференцией волн, отраженных от боковых лучей и внутренней части канала. Особенно сильно рассматриваемых волновых процессов является также образование застойных зон (области A и B на рис. 6.16 и 6.18) с максимальными значениями растягивающих усилий, под действием которых возможно возникновение повреждений в областях заполнителя между лучами.

Контроль точности и устойчивости решений показал, что, несмотря на довольно незначительное изменение формы канала по угловой координате ($N_f = 6$, $n = 8$), дисбалансы импульса и энергии в течение всего расчета (при максимальном числе гармоник 25) не превысили, соответственно, значений 5% и 15%.

Глава 7

ПРОБЛЕМНО–ОРИЕНТИРОВАННАЯ РЕЛЯЦИОННАЯ БАЗА ДАННЫХ «БАРС»

Как известно [1], разработка композитной конструкции ЛА и определение требуемых свойств ее материалов реализуются в едином процессе при заданном наборе эксплуатационных нагрузок и внешних воздействующих факторов, в число которых входят и ПИЧ. Если расчет прочности конструкции к теплосиловым эксплуатационным нагрузками (в большинстве случаев квазистационарных и осесимметричных) и поиск необходимых для него данных не вызывает, как правило, принципиальных затруднений, то оценка параметров тепловых и механических действий ПИЧ, а также зарядовых эффектов, требуют использования физико-математических моделей и исходных данных из различных областей прикладной физики. Даже при наличии комплекса численных кодов исследования последствий воздействия ПИЧ поиск и извлечение требующихся для расчетов данных из имеющихся обширных баз по дифференциальным сечениям взаимодействия излучений и частиц, а также оптическим, термодинамическим, теплотехническим и механическим свойствам конструкционных материалов является кропотливой и длительной работой, неизбежно сопровождающейся ошибками. Поэтому наличие проблемно–ориентированной реляционной базы данных [2] для прогнозирования последствий теплового и механического действий ПИЧ, а также зарядовых эффектов, на многослойные композитные конструкции ЛА существенно облегчает и ускоряет их проектирование. Конечно, такая база данных нуждается и в собственном интерфейсе [3]. В этой главе рассматривается один из возможных вариантов такой реляционной базы данных «БАРС» (База — Реляционная, Специализированная) [2].

7.1. Принципы и средства реализации базы данных

Реляционные модели баз данных предполагают организацию управления данными в виде простых структур (связанных двумерных таблиц), что оказывается весьма удобным для пользователя при пополнении и извлечении данных в требуемом для проведения расчетов формате. Современные системы управления базами данных (СУБД) поставляются вместе со встроенными в них языками, эффективно

обеспечиваемыми запрос данных, их обработку и пополнение, с разделением прав пользователей и ограничениями, гарантирующими качество вводимых и редактируемых данных. Предлагаемая база данных использует свободно распространяемую (в урезанном варианте) реляционную СУБД «Oracle 10g XE» [4] с языком запросов SQL [5].

Ввод новых данных в базу сопровождается дополнительными сведениями (по терминологии теории реляционных БД, атрибутами, размещаемыми в соответствующих столбцах двумерных таблиц): датами ввода или изменения (определяется и фиксируется средствами СУБД автоматически); литературными источниками данных; единицами измерения вводимых физических величин (вводятся переводной коэффициент в СИ); точностями измерения величин, идентификаторами блоков данных (основные блоки данных кратко рассмотрены ниже). Вполне понятно и общепринято, что ввод данных в базу сопровождается контролем со стороны СУБД. В частности, для каждой из вводимых физических величин средствами СУБД задаются интервалы ее изменения с учетом текущей системы единиц измерения (ввод данной величины возможен лишь после предварительного ввода переводного коэффициента в СИ). Поиск и связывание данных из различных таблиц для требуемого материала осуществляется по уникальному идентификатору записей ID, которым, в частности, определяется и название материала в сокращенном до 10 символов виде.

Наличие табличных баз данных само по себе не обеспечивает эффективности проведения расчетов, так как поиск требуемых значений для интерполяции и ее реализация в ряде случаев приводят к необоснованно большим затратам времени и оперативной памяти ЭВМ. В рассматриваемую БД внедрена сервисная оболочка, производящая расчет, запись в базу и считывание из нее коэффициентов аппроксимации и достигнутый уровень погрешности. Таблично заданные функциональные зависимости (от температуры, угла рассеяния и энергии квантов и т. д.) разбиваются на характерные области, в каждой из которых они аппроксимируются соответствующими для этих зависимостей и выбранных областей аналитическими функциями (во многих случаях выбор аппроксимирующих функций основывается на физических соображениях). Коэффициенты аппроксимации определяются методом наименьших квадратов численно с помощью ЭВМ-программы поиска минимума функции многих переменных, входящей в известную библиотеку FORTRAN — программу «NAG». Использование лишь коэффициентов аппроксимации существенно сокращает объем оперативной памяти ЭВМ при расчетах. Особенно это касается задач переноса и поглощения ПИЧ, где хранение в оперативной памяти многомерных табличных зависимостей дифференциальных сечений взаимодействия излучений и частиц от углов рассеяния, энергий квантов и частиц, а также типа вещества представляется явно нецелесообразным.

Поскольку данные в базе находятся под управлением СУБД, то для каждой из использующих их расчетных методик достаточно задать

на языке запросов SQL соответствующие программе требования к необходимому данным. При этом результатом работы СУБД является набор файлов данных (в том числе, и коэффициентов аппроксимаций) необходимых для расчетов (зависимостей) в электронном виде с расширением dat, требуемыми структурой и единицами измерения физических величин.

Отметим, что не представляется возможным в рамках одной главы представить описание и дать ссылки для всего набора источников, используемых при наполнении рассматриваемой базы данных. В наибольшей степени это касается многочисленных интернет-источников, выбор данных из которых по критериям непротиворечивости, полноты и достоверности является искусством и определяется накопленным опытом и знаниями исследователя в соответствующей области прикладной физики. Поэтому далее даются ссылки лишь на некоторые надежные источники, имеющие данные в которых в принципе достаточно для проведения исследований последствий воздействия ПИЧ на корпус ЛА.

7.2. Основные блоки данных

Предлагаемая база данных состоит из следующих основных блоков: блока характеристик ПИЧ и материалов объекта; блока взаимодействия излучений и частиц с веществом; блока электрофизики; блока теплофизики; блока термодинамики (уравнений состояния); блока характеристик высокоскоростного деформирования и прочности; блока механических характеристик динамического нагружения. Далее кратко рассматривается основное содержание каждого из этих блоков.

Характеристики ПИЧ и материалов объекта. Это весьма специфический раздел БД, содержащий разнообразные данные, требующиеся для оценки последствий воздействия ПИЧ на тонкостенные композитные конструкции ЛА. В подблоке характеристик ПИЧ в БД имеются таблично заданные функции, рассмотренные в п. 1.2. Это, прежде всего, спектральные, угловые и временные (например, функция (1.2) для СИ при различных мощностях взрыва и расстояниях до объекта) характеристики воздействующих ПИЧ.

Подблок материалов объекта содержит геометрические характеристики и функции плотности распределения по размерам дискретных наполнителей в ГП, а также состав и массовое содержание химических элементов в конструкционных композитных материалах и металлических сплавах.

Характеристики взаимодействия излучений и частиц с веществом. Распространение и поглощение ПИЧ определяется сечениями взаимодействия излучений и частиц с материалами преграды [6–13]. Данные по сечениям взаимодействия нейтронов с атомными ядрами и радиационных захватов с испусканием γ -квантов входят в состав ряда широко известных библиотек оцененных ядерных данных (БРОНД-2.2(3) — Россия; ENDF/B-VI.8 и ENDF/B-VII.0 — США;

JENDL-3.3 — Япония; JEFF-3.1 — Западная Европа), обсуждение достоверности и непротиворечивости которых может быть предметом отдельной монографии.

Далее рассмотрим данные о сечениях взаимодействия квантов гамма-рентгеновского излучения и электронов. Многогрупповое представление сечений обладает высокой степенью универсальности по отношению к методу расчета. Однако, будучи по сути проблемно-ориентированными данными, групповые константы не гарантируют точности решения вне области проблемы, для которой они разработаны. Более детальная информация о групповых сечениях и проверке их достоверности имеется в [13, 14].

Точечное представление сечений взаимодействия используется программами, основанными на методе Монте-Карло. При этом формат библиотек данных до настоящего времени не стандартизован и определяется потребностями проводимых расчетов. Детальность описания зависимостей сечений от энергий квантов и частиц в таких библиотеках существенно выше, чем в групповых. Это позволяет их использовать при расчетах глубокого проникновения, где важно точное описание минимумов в полных сечениях, или при решении задач определения энергетических спектров и (или) угловых распределений.

Рассматриваемый блок данных содержит точечные по энергии фотонные интегральные сечения фотопоглощения, комптоновского и релеевского рассеяний. Достаточно полно эти данные представлены в справочниках [15, 16], а для квантов низких энергий (0,1...2 кэВ) в [17] (применительно к рассматриваемым задачам эти данные нужны при расчете механического действия УМРИ, см. п. 5.1).

Дифференциальные по углу сечения комптоновских и релеевских рассеяний в области энергий $E_{ph} = 1,3 \dots 22,1$ кэВ, где связность электронов существенна, внесены в базу данных из справочника [18]. Для комптоновского рассеяния при энергиях $E_{ph} > 20$ кэВ связность несущественна, и дифференциальное сечение описывается формулой Клейна-Нишины-Тамма (2.6), а при $E_{ph} < 1$ кэВ вклад комптоновского рассеяния в перенос квантов мал по сравнению с фотопоглощением. Для релеевского рассеяния при низких энергиях $E_{ph} < 1$ кэВ используется томсоновское дифференциальное сечение рассеяния фотона, а при $E_{ph} > 1$ МэВ в случае необходимости можно ограничиться [19] розыгрышем углов рассеяния в пределах малого угла $\Delta\theta$, рассчитываемого по соотношению (2.13), предполагаемая угловая распределение равномерным в телесном угле (угол $\Delta\theta$ не превышает шести градусов: алюминий — при $E_{ph} > 0,6$ МэВ; железо — при $E_{ph} > 0,8$ МэВ; свинец — при $E_{ph} > 1,2$ МэВ).

Тормозные потери энергии электронов на единицу массового расхода внесены в базу данных из работ [20, 21]. Также в этой части базы данных содержатся: средний потенциал ионизации для химических элементов и ряда представляющих практический интерес многокомпонентных материалов; результаты расчетов таблиц диффе-

ренциальных по углу сечений упругого рассеяния электрона на ядре с учетом экранирования ядра атома электронными оболочками по программе, аналогичной ESCAT [22, 23] для нескольких видов потенциалов экранирования; таблицы интегральных функций распределения потерь Ландау [24] и Блунка-Лейзганга (2.33) для различных значений безразмерного параметра b (2.32)), требующиеся для розыгрыша флуктуаций потерь в методе Монте-Карло, а также и другие данные, необходимые для расчета переноса вторичного излучения с энергией электронов $E_e \leq 50$ МэВ.

При расчете механического действия УМРИ с учетом переноса энергии тепловым излучением образующейся у поверхности преграды низкотемпературной плазмы необходима информация об ее оптических свойствах (этот учет требуется уже при температурах газообразной части преграды, начиная с 1 эВ [25–28]). Достаточно широкий диапазон изменения температур от 1 до 100 эВ и плотностей от 10^{-5} до 1 г/см³ охватывает практически все состояния плазмы, возникающей в результате действия УМРИ на конденсированную преграду. Для этой области изменения параметров плазмы имеются обширные данные расчетов состава, термодинамических и оптических свойств [29–38]. Поэтому, наряду с данными о составе и термодинамических свойствах плазмы (эта часть данных входит в блок термодинамики, см. ниже), в БД помещены подробные данные по групповым коэффициентам поглощения плазмы в спектральном диапазоне 1–1000 эВ (именно излучением этой части спектра переносится основная доля лучистой энергии при воздействии потока УМРИ). Групповые коэффициенты поглощения являются исходной информацией для решения задач радиационной плазмодинамики в многогрупповом приближении [28]. Однако при решении многих задач оказывается достаточно рассмотреть перенос энергии излучением в приближениях квазидиффузии, чистой теплопроводности, объемного высвета или их комбинации. Для обеспечения проведения расчетов в этих случаях в блок данных БД помещены интегральные оптические характеристики (усредненный по Росселанду пробег излучения и усредненный по Планку коэффициент поглощения) в зависимости от температуры и плотности плазмы.

Для исследования теплового действия потоков излучения оптического диапазона на конденсированные преграды в рассматриваемом блоке БД имеются известные из литературных источников зависимости коэффициентов поглощения $A_i(\lambda, T)$ или отражения $1 - A_i$ от длины волны λ и температуры T облучаемой поверхности. Кроме того, блок содержит данные для интегральных коэффициентов излучения $\epsilon(T)$ (зависимостей степени черноты поверхности материала от температуры).

Электрофизические характеристики диэлектриков. Для оценки зарядовых эффектов в многослойных композитных преградах облучаемых ПИЧ требуются: диэлектрические проницаемости; собственные (темновые) проводимости; коэффициенты пропорциональности в зави-

симости радиационной проводимости от темпа подвода энергии; пробойные значения напряженностей электрических полей.

В БД введены таблицы зависимостей комплексных диэлектрических проницаемостей (или связанных с ними комплексных показателей преломления, или других данных, по которым они могут быть вычислены) от частоты для различных материалов, в том числе, и полимерных, которые представлены во многих работах (см., например, [39–44]). В БД также внесены зависимости времени до пробоя (долговечности) $t_{\text{проб}}$ от величины напряженности электрического поля E_x (см. например, [44–48]). Эти данные требуются в программах расчета зарядовых эффектов при численной реализации локального критерия пробоя, используемого принцип суммирования парциальных долговечностей в виде интеграла Бейли [49] ($t_{\text{групп}}$ — время наступления пробоя):

$$\int_0^{t_{\text{групп}}} \frac{dt}{\tau_{\text{групп}}(E_x(t))} = 1. \quad (7.1)$$

Экспериментальные данные по радиационной проводимости немногочисленны [44, 50–54] и носят отрывочный характер. Известно, что проводимость при воздействии ионизирующего излучения на диэлектрик возрастает пропорционально некоторой степени интенсивности облучения (мощности энерговыделения) [50, 51]

$$\gamma_{\text{рад}} = \gamma_{\text{рад}0} \left(\frac{dQ}{dt} \right)^{\theta_{\text{рад}}}. \quad (7.2)$$

Экспериментально определенные коэффициенты $\gamma_{\text{рад}0}$, $\theta_{\text{рад}}$ зависимости (7.2) представлены в БД для ряда полимеров и конструктивных КМ.

Теплофизические характеристики материалов. В блоке теплофизики содержатся данные для расчета теплового действия ПИЧ [13, 55–58]. Они представляют собой табличные данные и коэффициенты аппроксимаций (для зависимостей от температуры) следующих теплофизических характеристик материалов:

- теплопроводности $\lambda_c(T)$;
- объемной теплоемкости $\rho_s(T) c_s(T)$;
- измененной удельных энтальпии для ФХП конструктивных и теплозащитных материалов ΔH .

Информация по теплофизическим характеристикам и их зависимостям от температуры имеется для многих представляющих практический интерес веществ (см. например, [59–63]). Эти данные внесены в БД для большинства химических элементов, материалов несущих слоев, теплозащитных и многофункциональных покрытий ЛА.

Блок термодинамики (широкодиапазонные уравнения состояния). Для прогнозирования параметров механического действия высокоинтенсивных ПИЧ [13, 58, 64] требуются широкодиапазонные

уравнения состояния [65, 66]. Эти уравнения представляются в виде таблиц [67] для зависимостей термодинамических функций от температуры и плотности. В том практически важном случае, когда описание гидродинамического разлета вещества при воздействии высокоинтенсивных ПИЧ не требует знания температуры (характерно для режимов воздействия ПИЧ с объемным характером поглощения, при котором эффекты плазмообразования несущественны [64]), достаточным оказывается calorических уравнений состояния [13, 65], которые могут быть построены по данным ударно-волновых экспериментов [68, 69].

Для проведения газодинамических расчетов calorических уравнений состояния нуждаются в корректировке в двухфазной области «газ-конденсат» (см. п. 5.2.1). В БД введены скорректированные данные по calorическим УРС с учетом возможности реализации метастабильных состояний при разгрузке быстро нагретого вещества [70].

Характеристики высокоскоростного деформирования и разрушения материалов. Модели нестационарного деформирования и разрушения применительно к рассматриваемым задачам требуются при расчете параметров механического действия ПИЧ, для которого, как уже отмечалось, достаточно случая одноосного деформированного состояния. Большинство имеющихся экспериментальных данных получено именно в этой геометрии (или в геометрии одноосного напряженного состояния: соударения стержней с преградой) ударно-волновым методом посредством генерации волновых процессов в исследуемых материалах соударением пластин [68, 71–73].

В БД введены константы σ_{T0} , η_1 , η_2 , η_3 , описывающие зависимости величины динамического предела текучести для материалов металлических несущих слоев от давления P , температуры T и интенсивности пластической деформации ϵ_i [71, 74]:

$$\sigma_T = \sigma_{T0} [(1 + \eta_2 \epsilon_i)^{\eta_3} + \eta_1 P] \left[1 - \frac{E_T}{E_{Tmel}} \right], \quad (7.3)$$

где E_T , E_{Tmel} — тепловые энергии, соответствующие текущему состоянию и точке плавления материала (определяются по используемому в расчетах УРС). Также введены имеющиеся данные о зависимостях динамических модулей сдвига от температур и скоростей деформаций.

Простейшей дискретной моделью разрушения является модель мгновенного откола. В ней нарушение сплошности материала (образование дефекта в виде трещины) возникает мгновенно после достижения растягивающими напряжениями величины окольной прочности материала. Применение этой модели оправдано для условий деформирования (температур, скоростей и распределений деформаций в области разрушения), близких к тем, которые имели место при экспериментальном определении откольной прочности.

Для более корректного описания разрушения под действием нестационарных растягивающих напряжений критерий откола может быть

сформулирован как условие превышения интегралом накопления повреждений Тулера-Бучера некоторого критического значения K_{cr} [71, 75]:

$$\int_{t_0}^{t_{spall}} [\sigma(t) - \sigma_0]^\mu dt = K_{cr}, \quad \sigma(t_0) = \sigma_0, \quad (7.4)$$

где μ, σ_0, K_{cr} — параметры материала (для меди: $\mu \approx 2, \sigma_0 \approx 0,75$ ГПа, $K_{cr} = 0,19$ ГПа² × мкс); t_{spall} — время, при котором наступает полное разрушение преграды. Критерий Тулера-Бучера (7.4) содержит три константы, которые должны определяться из экспериментальных данных, полученных при различных температурах T .

Альтернативным подходом может служить дискретный критерий откола, следующий из представлений кинетической теории прочностисти [76]. Предполагая справедливость суммирования парциальных долговечностей и используя интеграл Бейли, критерий откола можно написать в виде:

$$\int_0^{t_{spall}} \frac{dt}{\tau_{spall}[\sigma(t), T]} = 1, \quad (7.5)$$

$$\tau_{spall} = \tau_{spall}(\sigma, T) = \tau_0 \exp\left(\frac{E_\sigma - \gamma_\sigma \sigma}{k_B T}\right), \quad (7.6)$$

где $\tau_0, E_\sigma, \gamma_\sigma$ — константы, зависящие от свойств и температуры материала. Отметим, что механизм развития откола при субмикросекундных длительностях может существенно отличаться [71] от разрушения при квазистатических нагружениях и носить атермический характер. В этом случае соотношение (7.6) уже не имеет своего логического обоснования. Это в частности, проявляется в том, что в широком диапазоне изменений длительностей нагрузки появляются две ветви в зависимости $\tau_{spall} = \tau_{spall}(\sigma, T)$: квазистатическая и динамическая с различными значениями констант $\tau_0, E_\sigma, \gamma_\sigma$. Возможность использования температурной зависимости (7.6) для описания динамической ветви требует экспериментальной проверки для каждого исследуемого материала.

Критерий откола (7.5) может быть использован и без (7.6), если имеются экспериментальные данные по долговечности $\tau_{spall} = \tau_{spall}(\sigma, T)$. При этом измерения, конечно, должны проводиться в условиях, когда изменение растягивающего напряжения в сечении близко к ступеньке (например, это имеет место в акустическом приближении при инициировании откола ударом пластины). Экспериментально определенные зависимости $\tau_{spall} = \tau_{spall}(\sigma, T)$ также введены в БД для ряда конструкционных материалов.

Характеристики динамического деформирования и разрушения материалов при высоких температурах. В данном случае под динамическими мы понимаем скорости нагружения существенно меньшие,

чем при волновых процессах, соответствующие скоростям деформаций корпусов ЛА на оболочечной стадии деформирования (характерные скорости деформаций $\approx 10^2 \dots 10^3$ с⁻¹) [77].

Корпуса ЛА после теплового и механического действий ПИЧ представляют собой неравномерно прогретые оболочки переменной толщины [58]. В случае наличия металлического несущего слоя в конструкции для описания его пластического деформирования требуется соответствующий набор зависимостей модулей Юнга, коэффициентов Пуассона и пределов текучести материалов от температуры, которые представлены в рассматриваемом блоке БД.

Композитные слои, входящие в состав пакета, как правило, представляют собой ортотропный материал (предполагается, что воздествие ПИЧ обладает плоскостью симметрии, проходящей через ось симметрии корпуса, и тепловые уносы и отколы не нарушают ортотропии), и для описания их деформирования в рамках оболочечной модели необходимо задание четырех температурных зависимостей: модулей Юнга $E_{Y1}(T), E_{Y2}(T)$ (1 — направление по образующей корпуса, 2 — по угловой координате); коэффициента Пуассона $\nu_{12}(T)$ (второй коэффициент Пуассона $\nu_{21}(T)$ находится из соотношения $E_{Y1}(T)/\nu_{12}(T) = E_{Y2}(T)/\nu_{21}(T)$) и модуля сдвига $G_{12}(T)$. Соответствующие зависимости для широко используемых конструкционных

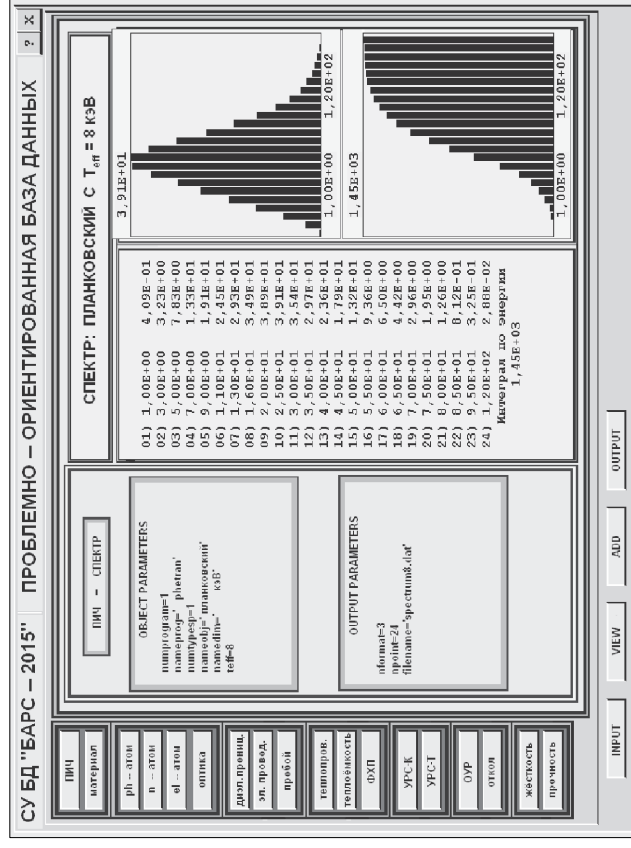


Рис. 7.1. Результат работы СУБД «БАРС»

материалов (угле-, органо- и стеклопластиков)) включены в этот блок БД в виде таблиц и коэффициентов аппроксимационных зависимостей.

В случае корпусов ЛА нитяной намотки каждый элементарный слой композита представляет собой совокупность однонаправленных волокон, расположенных в связующем. Деформационные и прочностные характеристики всей оболочки в целом определяются характеристиками этих слоев и схемой армирования [1, 78, 79]. При симметричных схемах армирования свойства слоистого материала корпуса ЛА близки к ортотропному. В соответствии с теорией высоконаполненных волоконистых материалов элементарный слой можно считать трансверсально изотропным материалом (в плоскости, перпендикулярной армирующим волокнам) [79, 80]. Температурные зависимости вводятся в БД для деформационных и прочностных характеристик элементарного слоя, подробно описанных в [78]. В качестве примера на рис. 7.1 показан результат работы СУБД после обращения к блоку «Характеристики ПИЧ и материалов объекта» и формирования запроса на выдачу функции распределения РИ планковского спектра с $T_{\text{эф}} = 8$ кэВ.

В заключение отметим, что практика использования разработанной проблемно-ориентированной БД «БАРС» показала ее эффективность и удобство применения при расчетах последствий совместного теплового и механического действий ПИЧ (а также зарядовых эффектов) на несущие элементы многослойных композитных конструкций ЛА.

Предметный указатель

- База данных** 245–247
- Гетерогенное покрытие** 27–33
- с дисперсным наполнителем 28
 - с микросферическим наполнителем 30
- Двухфазное состояние** 142–148
- Действие** 41–60
- зарядовое 54, 99
 - механическое 57, 119
 - тепловое 56, 108, 210
- Длина свободного пробега** 69
- Излучение прямое** 67, 68
- вторичных электронов 77
 - монохроматическое 34
 - плазмы 121
 - рассеянное 74
 - флуоресцентное 73
- Инженерный метод расчета**
- импульса давления 202–209
 - энерговыделения 74–76
- Композитные конструкции** 21–23
- Метастабильные состояния** 145–148
- Механический импульс давления**
- испарительный 59
 - откольный 59–60
- Микросфера** 30–33, 177–181
- Оболочка** 211–221
- многослойная 225–235
 - ортотропная 216–217
- Планковское распределение** 36–37
- Пластическое течение** 148–156, 170–177, 184–196, 217–220
- Пористость** 157–160
- Разрушение откольное** 156–157, 252
- оболочек 220–221, 253–254
- Рассеяние квантов комптоновское** 70–72
- при схлопывании пор 177–181
- Резлевское** 72
- Рентгеновское излучение жесткое** 36–37
- мягкое 36–37
 - ультрамягкое 38
- Сечения взаимодействия** 47
- рассеяния квантов 70–73, 249
 - электронов 78–81, 249
 - рождения пар 49
 - фотоионизации 47, 128, 248
- Статистический метод**
- в воздухе 37, 43
 - в преграде 44–49, 65–74
 - плотностей столкновений 65
- Температурная неравновесность** 161
- Теплопроводность лучистая** 123, 127
- электронная 125, 126
- Уравнения состояния** 139–148
- гетерогенных материалов 160
 - калорическое 139–145
 - термическое 143
- Физико-механические свойства**
- высокомодульных композитов 23–27
 - покрытий 27–33
- Физико-химические превращения** 108–110
- Характеристики излучения**
- гамма-нейтронного 38–40
 - оптического 34
 - рентгеновского 36–38
 - светового импульса 34–36
- Эффект**
- зарядовый 54, 99
 - просветления 44, 121, 130
 - прорыва атмосферы 44
 - подслоного взрыва 204

Список литературы

К введению

1. The Effects of Atomic Weapons. — New York—Toronto—London, 1950.
2. *Иванов А.И., Рыбкин Г.И.* Поражающее действие ядерного взрыва. — М.: Воениздат, 1960.
3. Космическое оружие: дилемма безопасности / Под ред. В.П. Велихова, Р.З. Сагдеева, А.А. Кокошина. — М.: Мир, 1986.
4. *Мырова Л.О., Чепиженко А.З.* Обеспечение стойкости аппаратуры связи к ионизирующим и электромагнитным излучениям. — М.: Радио и связь, 1988.
5. *Бакулин В.Н., Грибанов В.М., Острик А.В., Ромадина Е.А., Чепрунов А.А.* Методы оптимального проектирования и расчета композиционных конструкций. В 2-х т. Т. 2. Механическое действие рентгеновского излучения на тонкостенные композиционные конструкции. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008.
6. Физика ядерного взрыва: В 5-ти т. Т. 2. Действие взрыва. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2010.
7. *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.
8. *Острик А.В.* Термомеханическое действие рентгеновского излучения на многослойные гетерогенные преграды в воздухе. — М.: НТЦ «Информтехника», 2003.
9. *Переверзнецов В.В.* Основы инженерных методов расчетов защиты от ионизирующих излучений ядерных энергетических установок. Учебное пособие. — М.: Изд-во МГТУ, 1994.
10. *Николлас Дж.Г.* Осуществимость инерциально-термоядерного синтеза // УФН, 1984, т. 143, вып. 3. С. 467–482.
11. *Медин С.А., Орлов Ю.Н., Паришков, Суслин В.М.* Моделирование отклика первой стенки камеры и blankets реактора ИТС на микровзрыв. Препринт ИПМ им. М.В. Келдыша. РАН. 2004. № 41.
12. *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. 2004. № 62.
13. *Бугров Н.В., Захаров Н.С.* Численное моделирование взаимодействия мощных лазерных импульсов с конденсированными средами // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 2000. Вып. 2. С. 32–41.
14. *Громонов В.В.* Электрический заряд в облученных материалах. — М.: Энергоиздат, 1982.

15. *Бакулин В.Н., Бугай И.В., Острик А.В.* Универсальный численный код для моделирования нестационарного деформирования и разрушения многослойных тонкостенных конструкций под действием интенсивных потоков энергии // Морские интеллектуальные технологии. 2010. № 2(8). С. 3–6.
16. *Острик А.В.* Расчет энерговыделения в задачах теплового и механического действий рентгеновского излучения на композиционные преграды в неоднородной воздушной среде // Конструкции из композиционных материалов. 2000. Вып. 4. С. 9–20.
17. *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.
18. *Жемерев А.В.* Электромагнитное поле, возбуждаемое в атмосфере монунаправленным космическим источником рентгеновского излучения // Космические исслед. 1995. Т. 33, № 6. С. 608–616.
19. *Лейлуцкий О.И., Новожилов Б.В., Сахаров В.Н.* Распространение гамма-квантов в веществе. — М.: Физматгиз, 1960.
20. Метод Монте-Карло в проблеме переноса излучения / Под ред. Г.И. Марчука. — М.: Атомиздат, 1967.
21. *Ермаков С.М., Михайлов Г.А.* Курс статистического моделирования. — М.: Наука, 1976.
22. *Острик А.В.* Расчетно-экспериментальное прогнозирование последствий механического действия рентгеновского излучения на корпус летательных аппаратов // Конструкции из композиционных материалов. 2002. Вып. 1. С. 41–55.
23. *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.
24. *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.
25. *Бакулин В.Н., Грибанов В.М., Острик А.В.* Инженерный метод расчета энерговыделения при действии рентгеновского излучения на многослойные композитные преграды в воздухе // Математическое моделирование. 2006. Т. 18, № 9. С. 32–42.
26. *Острик А.В., Петровский В.П.* Огневые стендовые испытания на прочность твердотопливных ракетных двигателей к воздействию боковой кратковременной нагрузки // Химическая физика. 1995. Т. 14, № 1. С. 11–17.
27. *Острик А.В., Потепенко А.И., Слободников С.С.* Численное решение связанной задачи деформирования и горения объемно-нагретого энергоемкого вещества с учетом разрушения окружающей его композитной оболочки // Конструкции из композиционных материалов. 1997. Вып. 1–2. С. 3–10.
28. *Острик А.В., Петровский В.П.* Особенности откольного разрушения полимерных цилиндрических тел при неосесимметричном импульсном нагружении // ПМТФ. 1993. № 1. С. 133–137.

29. *Острик А.В.* Проблемно-ориентированная реляционная база данных «Барс» // Вопросы оборонной техники. Научно-технический сборник. Серия 15. 2014. Вып. 3(174). С. 17–23.
- К главе 1**
1. *Балабух Л.И., Колесников К.С., Зарубин В.С. и др.* Основы строительной механики ракет. — М.: Высшая школа, 1969.
 2. *Димитриенко Ю.И.* Механика композиционных материалов при высоких температурах. — М.: Машиностроение, 1997.
 3. *Винницкий А.М., Волков В.Г., Волковецкий А.Г. и др.* Конструкция и обработка РДТТ. — М.: Машиностроение, 1980.
 4. *Балабух Л.И., Алфутов Л.И., Устюкин В.И.* Строительная механика ракет. — М.: Высшая школа, 1984.
 5. *Фахрутдинов И.Х., Котельников А.В.* Конструкция и проектирование РДТТ. — М.: Машиностроение, 1987.
 6. *Волков Е.Б., Дворкин В.З., Прокудин А.И. и др.* Технические основы эффективности ракетных систем / Под ред. Е.Б. Волкова. — М.: Машиностроение, 1989.
 7. *Лиланов А.М., Алиев А.В.* Проектирование РДТТ. — М.: Машиностроение, 1995.
 8. *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.
 9. Основы проектирования твердотопливных управляемых баллистических ракет. Часть II: учебное пособие / *Ю.М. Николаев, С.Д. Панин, Ю.С. Соломонов и др.* — М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2000.
 10. *Бакулин В.Н., Грибанов В.М., Острик А.В., Ромадина Е.А., Черупанов А.А.* Механическое действие рентгеновского излучения на тонкостенные композиционные конструкции. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008.
 11. *Острик А.В., Петровский В.П.* Огневые стендовые испытания на прочность твердотопливных ракетных двигателей к воздействию боковой кратковременной нагрузки // Химическая физика. 1995. Т. 14, № 1. С. 11–17.
 12. *Кирсанов Д.В., Коваленко А.Н., Прокопчук А.А.* Особенности обработки соплового насадка из углерод-углеродного композиционного материала и узла стыка с охлаждаемой частью камеры двигателя // Научно-технический журнал «Авиационно-космическая техника и технология». ХАИ. Харьков. 2009. № 9(66). С. 112–115.
 13. *Образцов И.Ф., Васильев В.В., Бунаков В.А.* Оптимальное армирование оболочек вращения из композиционных материалов. — М.: Машиностроение, 1977.
 14. Механика конструкций из композиционных материалов: Сборник статей / Под ред. В.Д. Протаева. — М.: Машиностроение, 1992.
 15. *Зорин В.А.* Опыт применения композиционных материалов в изделиях авиационной и ракетно-космической техники (обзор) // Конструкции из композиционных материалов, 2011. Вып. 4. С. 44–59.

16. *Симамура С.* Углеродные волокна. Пер. с японского. — М.: Мир, 1987.
17. *Мелешко А.И., Половников С.П.* Углерод, углеродные волокна, углеродные композиты. — М.: САНС-ПРЕСС, 2007. 192 с.
18. *Сидоров О.И., Милехин Ю.М.* Создание теплостойких связующих для полимерных композиционных материалов // Пластические массы, 2008. № 9. С. 4–14.
19. *Чернин И.З., Сметов Ф.М., Жердев Ю.В.* Эпоксидные полимеры и композиции. — М.: Химия, 1982.
20. *Сидоров О.И.* Исследование процесса формирования свойств органопластиков // Конверсия в машиностроении, 2002, № 4. С. 62–67.
21. *Пименов Н.В., Антилов Ю.В., Кульков А.А. и др.* Высокопрочные органопластики на основе жгута Армос-600 // Вопросы оборонной техники. 2003. Вып. 3–4. С. 59–61.
22. *Деве И.С., Кобац Л.П., Литвинов В.Б. и др.* Кинетика отверждения эпоксидных связующих и микроструктура полимерных матриц в углепластиках на их основе // Материаловедение. 2011. № 7. С. 49–56.
23. *Скюдра А.М., Булавс Ф.Я.* Прочность армированных пластиков. — М.: Химия, 1982.
24. *Тарнопольский Ю.М., Жигун И.Г., Поляков В.А.* Пространственно-армированные композиционные материалы: Справочник / Ю.М. Тарнопольский. — М.: Машиностроение, 1987.
25. *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.
26. *Грибанов В.М., Острик А.В., Слободчиков С.С.* Тепловое действие рентгеновского излучения на композитные оболочки высокого давления // Конструкции из композиционных материалов. 2002. Вып. 2. С. 18–28.
27. *Соломин Н.В.* Высокотемпературная устойчивость материалов и элементов конструкций. — М.: машиностроение, 1980.
28. *Симамура С.* Углеродные волокна PDF. Пер. с япон. / Под ред. С. Симамуры. — М.: Мир, 1987.
29. *Васильев В.В., Барынин В.А., Разин А.Ф. и др.* Анизотропные композитные сетчатые конструкции — разработка и приложения к космической технике // Композиты и наноструктуры. 2009. № 3. С. 38–50.
30. *Соколовский М.И.* Разработка сопловых насадков из углерод-углеродного композиционного материала для жидкостных ракетных двигателей космического назначения // Конструкции из композиционных материалов. 2004. № 1. С. 24–30.
31. *Острик А.В., Острик Е.А.* Расчет давления при воздействии рентгеновского излучения на гетерогенный материал с пластическим связующим // Научно-технический журнал «Конструкции из композиционных материалов». 1999. Вып. 2. С. 26–32.
32. *Острик Е.А.* Модель установления давления при импульсном объемном энергетическом делении в гетерогенном материале с полидисперсным наполнителем // Сб. тр. XVI Междунар. конф. «Воздействие интенсивных потоков энергии на вещество». 2001. Терскол. С. 30–32.
33. *Острик А.В., Острик Е.А.* Квазистатическая модель установления давления в многокомпонентном пористом гетерогенном материале при воз-

- действия излучения // Математическое моделирование. 2001. Т. 13, № 6. С. 93–98.
34. Композиционные материалы. Т. 3 // Под ред. Б. Ногона. — М.: Машиностроение, 1978.
35. *Тарнопольский Ю.М., Розе А.В.* Особенности расчета деталей из армированных пластиков. — Рига: Зинатне, 1969.
36. Наполнители для полимерных композиционных материалов: Справочное пособие / Пер. с англ.; Под ред. П.Г. Бабаевского. — М.: Химия, 1981.
37. *Острик А.В., Поталенко А.И.* Гетерогенные материалы для защиты конструкций от интенсивных потоков энергии // Конструкции из композиционных материалов. 2001. Вып. 1. С. 48–53.
38. *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.
39. *Ефремов В.П., Острик А.В., Поталенко А.И., Фортвов В.Е.* Генерация давления при импульсном объемном энерговыделении в гетерогенном материале, содержащем полые микросферы // Хим. физика. 2000. Т. 19, № 2. С. 32–43.
40. *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.
41. *Rizzi E., Papa E., Corigliano A.* Mechanical behavior of a syntactic foam: experiments and modeling // Intern. J. Solids and Structures. 2000. V. 37, P. 5773–5794.
42. *Song B.O., Chen W.W., Lu W.Y.* Mechanical characterization at intermediate strain rates for rate effects on an epoxy syntactic foam // Intern. J. Mechanical Sci. — 2007. Т. 49. № 12. С. 1336–1343.
43. Радиационная стойкость материалов радиотехнических конструкций / Справочник. Под ред. Н.Н. Сидорова, В.К. Князева. — М.: Сов. Радио, 1976.
44. Физика ядерного взрыва. В 5-ти т. Т. 2. Действие взрыва. МО РФ. 12 ЦНИИ. — М.: Изд-во физико-математической литературы, 2010.
45. *Юрышев Н.Н.* Кислородно-водный лазер с химической накачкой // Квантовая электроника. Т. 23, № 7. С. 583–600.
46. Airborne lasers target missiles // Optics and Photonics News. 1995. V. 6, № 3; № 11.
47. *Анисимов С.Н., Имас Я.И., Романов Г.С., Ходыко Ю.В.* Действие излучения большой мощности на металлы. — М.: Наука, 1970.
48. *Рэди Дж.* Действие мощного лазерного излучения. — М.: Мир, 1974.
49. *Лобомудров А.А.* Физика плазмы и тепловые явления взрыва // МО СССР. — М., 1989.
50. Физика ядерного взрыва. В 5-ти т. Т. 1. Развитие взрыва. МО РФ. 12ЦНИИ. — М.: Из-во физико-математической литературы, 2009.
51. Действие ядерного взрыва. Сборник переводов. — М.: «Мир», 1971.
52. *Григорьев Б.А.* Импульсный нагрев излучениями. В 2-х т. Т. 1. Характеристики импульсного облучения и лучистого нагрева. — М.: Наука, 1974.

53. *Волков И.А., Острик А.В., Рыбаков С.В.* Численный метод расчета параметров высокоинтенсивного импульса МРИ при прохождении в неоднородной разреженной атмосфере // Математическое моделирование. 1995. Т. 7, № 1. С. 22–34.
54. *Острик А.В., Петровский В.П., Рыбаков С.В.* Воздействие мощных импульсов мягкого рентгеновского излучения на конденсированные среды // Конструкции из композиционных материалов. 1997. Вып. 3–4. С. 33–41.
55. *Гудзенко Л.И., Яковленко С.И.* Плазменные лазеры. — М.: Атомиздат, 1978.
56. Космическое оружие: дилемма безопасности / Под ред. В.П. Велихова, Р.З. Сагдеева, А.А. Кокошина. — М.: Мир, 1986.
57. *Розанов Н.Н.* Об угловой расходимости усиленного спонтанного излучения // Оптика и спектроскопия. 1975. Т. 39, вып. 4. С. 724–729.
58. *Лейтунский О.И.* Гамма-излучение атомного взрыва. — М.: Атомиздат, 1959.
59. *Мырова Л.О., Чепиженко А.З.* Обеспечение стойкости аппаратуры связи к ионизирующим и электромагнитным излучениям. — М.: Радио и связь, 1988.
60. *Ямпольский Л.А.* Нейтроны атомного взрыва. — М.: Госатомиздат, 1961.
61. Радиационная стойкость материалов радиотехнических конструкций / Справочник. Под ред. Н.А. Сидорова, В.К. Князева. — М.: Сов. Радио, 1976.
62. *Острик А.В.* Расчет энерговыделения в задачах теплового и механического действия рентгеновского излучения на композитные преграды в неоднородной воздушной среде // Конструкции из композиционных материалов. 2000. Вып. 4. С. 9–20.
63. *Острик А.В.* Термомеханическое действие рентгеновского излучения на многослойные гетерогенные преграды в воздухе. — М.: НТЦ «Информтехника», 2003.
64. *Громов В.В.* Электрический заряд в облученных материалах. — М.: Энергониздат, 1982.
65. *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.
66. *Блохин М.А.* Физика рентгеновских лучей. — М.: Гитл, 1953.
67. *Storm E., Israel H.* Photo cross sections from 1 keV to 100 MeV for elements 1 through 100 Nuclear Data Tables. 1970. Sec. A7. No 6.
68. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. В 10-ти т. Т. 4. / В.Б. Берестетский, Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский. Квантовая электродинамика. 3-е изд., испр. — М.: Наука. Гл. ред. ФИЗМАТЛИТ, 1989.
69. *Гусев Н.Г., Машков В.П., Суворов А.П.* Защита от ионизирующих излучений. В 2-х т. Т. 1. Физические основы защиты от излучений. — М.: Атомиздат, 1980.
70. Физика ядерного взрыва. В 2-х т. Т. 1, 2. — М.: Наука: ФИЗМАТЛИТ, 1997.
71. *Бете Г.Л.* Физика ядра. — М.: Гостехиздат, 1948.

72. Ферми Э. Ядерная физика. — М.: ИЛ, 1951.
73. Власов Н.А. Нейтроны. — М.: Наука, 1971. С. 552.
74. Тормозная способность электронов и позитронов // Доклад 37 МКРЕ. — М.: Энергоатомиздат, 1987.
75. Мотт Н., Месси Г. Теория атомных столкновений. — М.: Мир, 1969.
76. Грибанов В.М., Острик А.В., Ромадина Е.А. Численный код для расчета многократного комплексного действия излучений и частиц на многослойный многофункциональный гетерогенный плоский пакет. — Черноголовка: ИПХМ РАН, 2006.
77. Бункин Ф.В., Кириченко Н.А., Лукьянчук Б.С. Термохимическое действие лазерного излучения. УФН. 1982. Т. 138, вып. 1.
78. Шабуня С.И., Гусев В.С., Мойсеенко Л.Г. и др. Математическая модель исследования процессов взаимодействия радиационного теплового потока с композиционными материалами. Преп. №3. Институт им. Лыкова, АН БССР, Минск, 1985.
79. Бойко В.И., Скворцов В.А., Фортвов В.Е., Шаманин И.В. Взаимодействие импульсных пучков заряженных частиц с веществом. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003.
80. Панкратов Б.М., Полежаев Ю.В., Рудько А.К. Взаимодействие материалов с газовыми потоками. — М.: «Машиностроение», 1975.
81. Острик А.В., Поталенко А.И. Расчет эффективного коэффициента Грюнрайна при действии на гетерогенные материалы импульсного излучения // Химическая физика. — 2000. Т. 19, №2. С. 23–26.
82. Anderson N.C., Anderson Ph.D. Laser-Heating Studies of Composite Materials // J. Appl. Phys. 1972. V. 43, № 4.
83. Лоборев В.М., Острик А.В., Петровский В.П., Чернунов А.А. Методы моделирования механического действия излучений на материалы и конструкции // Научно-техн. сб. №1 ЦФТИ МО РФ. — Сергиев Посад, 1997.
84. 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.
85. 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.
86. 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. Фортова, Е.А. Кузьменкова. — М., 1992. С. 226–230.
87. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. — М: Наука, 1966.
88. Ostriak A.V., Lomonosov I.V., Sultanov V.G., Tahir N.A. Kinetics and optics of droplets induced in lead foils by intense heavy ion beams // Physics of Extreme states of matter-2010 / Ed. by academician V.E. Fortov et al. IPCR RAS, Chernogolovka, 2010, P. 166–170.

К главе 2

1. Briesmeister J.F. (ed.): MCNP-A General Monte Carlo N-Particle Transport Code. LANL Report LA-13709-M, Los Alamos, 2000.
2. Острик А.В. Термомеханическое действие рентгеновского излучения на многослойные гетерогенные преграды в воздухе. — М.: НТЦ «Информтехника», 2003.
3. Грибанов В.М., Острик А.В., Ромадина Е.А. Метод оценки энерговыделения в компонентах облучаемого рентгеновским излучением сферопластика с учетом перераспределения энергии электронами // Конструкции из композиционных материалов. 2009. Вып. 1. С. 40–47.
4. Berger M.J. Reflection and Transmission of Gamma Radiation by Barriers: Monte Carlo Calculation by a Collision-Density method // J. Research of the National Bureau of Standard. 1955. V. 55, No 6. P. 343–350.
5. Фано У., Сленсер Л., Бергер М. Перенос гамма-излучения. — М.: Госатомиздат, 1963.
6. Соболев И.М. Метод Монте-Карло. — М.: Наука, 1968.
7. Блохин М. А. Физика рентгеновских лучей. — М.: Гиттл, 1953.
8. Гусев Н.Г., Машков В.П., Суворов А.П. Защита от ионизирующих излучений. В 2-х т. Т. 1. Физические основы защиты от излучений. — М.: Атомиздат, 1980.
9. Павлинский Г.В. Основы физики рентгеновского излучения. — М.: Физматлит, 2007.
10. Бахтияров А.В., Пиленчий Г.А. Формулы для приближенного вычисления дифференциальных сечений рассеяния рентгеновского излучения малой энергии // Аппаратура и методы рентгеновского анализа. — Л.: Машиностроение, 1973. Вып. 12. С. 68–72.
11. Блохин М.А., Швейцер И. Г. Рентгеноспектральный справочник. — М.: Наука, 1982.
12. Альфа-, бета- и гамма-спекроскопия. Под ред. К. Зибмана / Пер. с англ. Вып. 1. — М.: Атомиздат, 1968.
13. 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.
14. Бакулин В.Н., Грибанов В.М., Острик А.В. Инженерный метод расчета энерговыделения при действии рентгеновского излучения на многослойные композитные преграды в воздухе / Математическое моделирование. 2006. Т. 18, №9. С. 32–42.
15. Бакулин В.Н., Бугай И.В., Острик А.В. Комплекс инженерных методик для расчета параметров теплового и механического действия ионизирующего излучения на композитные конструкции с защитными гетерогенными покрытиями // Вестник МГТУ. Серия Машиностроение. 2012. № 3. С. 4–17.
16. Острик А.В. Расчетно-экспериментальное прогнозирование последствий механического действия рентгеновского излучения на корпус летательных аппаратов // Конструкции из композиционных материалов. 2002. Вып. 1. С. 41–55.

17. Грибанов В.М., Острик А.В., Слободчиков С.С. Тепловое действие рентгеновского излучения на композитные оболочки высокого давления // Конструкции из композиционных материалов. 2002. Вып. 2. С. 18–28.
18. Аккерман А.Ф., Грудский М.Я., Смирнов В.В. Вторичное электронное излучение из твердых тел под действием гамма-квантов. — М.: Энергоатомиздат, 1986.
19. Волков И.А., Острик А.В., Лоборев В.М., Фортвов В.Е. и др. Электронная эмиссия из конструкционных материалов по действием рентгеновского излучения // Препринт ИВТАН № 1-388. М., 1995.
20. Аккерман А.Ф., Никитищев Ю.М., Ботвин В.А. Решение методом Монте-Карло задач переноса быстрых электронов в веществе. — Алма-Ата: Наука, 1972.
21. Бойко В.И., Евстигнеев В.В. Введение в физику взаимодействия сильноточных пучков заряженных частиц с веществом. — М.: Энергоатомиздат, 1988.
22. Аккерман А.Ф. Моделирование траекторий заряженных частиц в веществе. — М.: Энергоатомиздат, 1991.
23. Bethe H.A. Moliere's theory of multiple scattering // Phys. Rev. 1953. V. 89, № 6. P. 1256–1266.
24. Россси Б. Частицы больших энергий / Пер. с англ. — М.: Техникотеоретическая литература, 1955.
25. Ремизович В.С., Рогозкин Д.Б., Рязанов М.И. Флуктуации пробегов заряженных частиц. — М.: Энергоатомиздат, 1988.
26. Мотт Н., Мессси Г. Теория атомных столкновений / Пер. с англ. 3 изд. — М., 1969.
27. Spenser L.V., Coyne J. Theory of the deep penetration of electrons and charged particles // Phys. Rev. 1962. V. 128, № 5. P. 2230–2238.
28. Fink M., Yates A.C. Theoretical electron scattering amplitudes and spin polarizations*: Selected targets, electron energies 100 to 1500 eV // Atom Data and Nucl. Data Tabl. 1969. V. 1, № 4. P. 385–411.
29. Rieley M.E., MacCallum C.J., Biggs F., Theoretical electron-atom elastic scattering cross section. Selected elements, 1 keV to 256 keV // Atom Data and Nucl. Data Tabl. 1975. V. 15, № 5. P. 443–476.
30. Аккерман А.Ф., Труханов Г.Я., Чернов Г.Я. Сечения упругого рассеяния электронов на атомах элементов, входящих в состав атмосферы и земной коры // Ядерно-физические константы в прикладных задачах нейтронной физики. Труды ВНИИОФИ. — М., 1976. С. 61–64.
31. Walker D.W. Relativistic effects in low energy electron scattering from atoms // Adv. Phys. 1971. V. 20, № 85. P. 257–323.
32. Bunyan P.J., Schonfelder J.L. Polarization by mercury of 100 to 2000 eV electrons // Proc. Phys. Soc. 1965. V. 85. P. 455–462.
33. Аккерман А.Ф., Чернов Г.Я. // ЖТФ, 1978. Т. 48, вып. 2. С. 415–418.
34. Green A.E.S., Sellin D.L., Zachor A.S. Analytic Independent-Particle Model for Atoms // Phys. Rev. 1969. V. 184, № 1. P. 1–9.
35. Moller C. Ann. Phys. 1932. V. 14. P. 531.
36. Berger M.J. Methods of Computational Physics. V. 1. — N.Y.: Academic Press, 1963.
37. Sternheimer R.M. Density effect for ionization loss charged particles // Phys. Rev. 1966. V. 145, № 1. P. 247–250.

38. Sternheimer R.M. The Density Effect for the Ionization Loss in Various Materials // Phys. Rev. 1952. V. 88, Iss. 4. P. 851–859.
39. Berger M.J., Sternheimer R.M., Seltzer S.M. Density effect for the ionization loss of charged particles in various substances // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1984. V. 30, Iss. 2. P. 261–271.
40. H. Bethe, W. Heitler On the Stopping of Fast Particles and on the Creation of Positive Electrons // Proc. of the Royal Society of London. Series A. 1934. V. 146, № 856. P. 83–112.
41. Гайтлер В. Квантовая теория излучения. — М.: Изд-во иностр. лит., 1956.
42. Schiff L.I. Energy-Angle Distribution of Thin Target Bremsstrahlung // Phys. Rev. 1951. V. 83, Iss. 2. P. 252–253.
43. Bethe H. The influence of screening on the creation and stopping of electrons // Mathem. Proc. of the Cambridge Philosophical Society. 1934. V. 30. Iss. 4. P. 524–539.
44. Экспериментальная ядерная физика / Под ред. Э. Сегре. Пер. с англ. Т. 1. — М.: Изд-во иностр. лит., 1955.
45. Ландау Л.Д. О потерях энергии быстрыми частицами на ионизацию // J. Phys. USSR. 1944. V. 8. P. 201–212.
46. Börsch-Supan W. On the evaluation of the function $\varphi(\lambda) = (1/2\pi i) \int \sigma - i\infty \sigma + i\infty e^{-ulmu} + \lambda u du$ for real values of λ // J. Res. Nat. Bur. Standards. 1961. T. 65. C. 245–250.
47. Вавилов П.В. Ионизационные потери тяжелых частиц больших энергий. ЖЭТФ. 1957. Т. 32, вып. 4. С. 920–923.
48. Blunck O., Leisegang S. Zum Energieverlust schneller Elektronen in dünnen Schichten // Zeitschrift für Physik. 1950. V. 128. Iss. 4. P. 500–505.
49. Findlay D.J.S., Dusauroy A.R. Improvements to the Blunck-Leisegang energy loss straggling distribution // Nucl. Instr. Meth. 1980. V. 174, Iss. 3. P. 531–533.
50. Blunck O., Westphal K. Zum Energieverlust energiereicher Elektronen in dünnen Schichten // Zeitschrift für Physik. 1951. V. 130, Iss. 5. P. 641–649.
51. Lindhard J. On the properties of a gas of charged particles // Kgl. Danske Videnskab. Selskab Mat.-fys. Medd. 1954. V. 28, № 8. P. 1–57.
52. Lindhard J., Winther A. Stopping power of electron gas and equipartition rule // Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat.-Fys. Medd. 1964. V. 34, № 4. P. 1–22.
53. Ritchie R.H. Interaction of Charged Particles with a Degenerate Fermi-Dirac Electron Gas // Phys. Rev. 1959. V. 114, № 4. P. 644–654.
54. Tung C.I., Ritchie R.H. Electron slowing-down spectra in aluminum metal // Phys. Rev. V. 16B, № 10. P. 4302–4313.
55. Gryziński M. Classical theory of atomic collisions. I. Theory of inelastic collisions // Phys. Rev. 1965. V. 138, No 2A. P. A336–A358.
56. Perkins J.F. Monte Carlo Calculation of Transport of Fast Electrons // Phys. Rev. 1962. V. 126, Iss. 5. P. 1781–1784.
57. Ленченко В.М. Об электризации тел γ -излучением // Атомная энергия. 1970. Т. 29, вып. 1. С. 53–55.
58. Тормозная способность электронов и позитронов // Докл. 37 МКРЕ. Пер. с англ. — М.: Энергоатомиздат, 1987.

59. *Острик А.В., Поталенко А.И.* Расчет эффективного коэффициента Грюнрайза при действии на гетерогенные материалы импульсного излучения // Хим. физика. 2000. Т. 19, № 2. С. 70–73.

К главе 3

1. *Murphy V.P., Gross B.* Polarization of dielectrics by nuclear radiation. J. Appl. Phys. 1964. V. 35, P. 171–174.
2. *Gross B.* Compton Current and Polarization in Gamma-Irradiated Dielectrics. J. Appl. Phys. 1965. V. 6, No 5. P. 1635–1641.
3. *Ленченко В.М.* Об электризации тел γ -излучением // Атомная энергия. 1970. Т. 29, вып. 1. С. 53–55.
4. *Громов В.В., Сириков В.В.* Электрический заряд в радиоактивных диэлектриках. Атомная энергия. 1972. Т. 32, вып. 2. С. 172–173.
5. *Евдокимов А.Б., Гусельников В.Н.* Феноменологическая модель накопления объемного заряда в диэлектриках, облучаемых быстрыми электронами // Химия высоких энергий. 1974. № 8. С. 423–427.
6. *Евдокимов О.Б., Ялович А.П., Шевелев Г.Е.* Влияние электрического поля в диэлектриках и полупроводниках на выход комптоновских электронов // Физ. тв. тела. 1974. Т. 16, вып. 8. С. 2308–2399.
7. *Громов В.В.* Электрический заряд в облученных материалах. — М.: Энергоиздат, 1982.
8. *Азерникова И.П., Мамонов М.Н., Стриханов М.Н.* Кинетика накопления и релаксации электрического объемного заряда гамма-облученных диэлектриков // Кинетические явления в полупроводниках и диэлектриках / Под ред. А.И. Руденко. — М.: МИФИ, 1985.
9. *Боев С.Г., Ушаков В.Я.* Радиационное накопление заряда в твердых диэлектриках и методы его диагностики. — М.: Энергоатомиздат, 1991.
10. *Садовнический Д.Н., Голуб Е.А., Тютнев А.П., Юшков А.В.* Расчет электрических полей в плоских гетерогенных структурах // Химия высоких энергий. 1993. Т. 29, № 5. С. 3–8.
11. *Гончаров В.В., Ковалев С.И., Косса Ю.В., Малков С.Ю.* Расчет процесса перераспределения электрического заряда в цилиндрических диэлектрических конструкциях при радиационном влиянии излучений и ионизационном нагреве // Химия высоких энергий — М.: Наука, 1993. Т. 29, № 5. С. 9–14.
12. *Акишин А.И.* Электрический пробой радиационно-заряженных диэлектриков при имитации воздействия космических излучений // Перспективные материалы. 2005. № 3. С. 5–15.
13. *Воробьев А.А., Звадовская Е.К.* Электрическая прочность твердых диэлектриков. — М.: ГИИТЛ, 1956.
14. *Richtmayer P., Merton K.* Разностные методы решения краевых задач / Пер. с англ. 1972.
15. *Годунов С.К., Рябенский В.С.* Разностные схемы. — М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1973.
16. *Физика ядерного взрыва. в 2-х томах.* — М.: Наука. Физматлит, 1997. Т. 1, 2.

К главе 4

1. *Полежаев Ю.В.* Теоретический анализ нестационарного прогрева и разрушения стеклопластика в окрестности критической точки // Изв. АН СССР. ОТН. Механика и машиностроение. 1964. № 3. С. 3–8.
2. *Панкратов Б.М., Полежаев Ю.В., Рубько А.К.* Взаимодействие материалов с газовыми потоками / Под ред. В.С. Зуева. — М.: Машиностроение, 1976.
3. *Полежаев Ю.В., Юревич Ф.Б.* Тепловая защита. — М.: Энергия, 1976.
4. *Димитриенко Ю.И.* Механика композиционных материалов при высоких температурах. — М.: Машиностроение, 1997.
5. *Шабуня С.И., Гусев В.С., Мойсеевко Л.Г. и др.* Математическая модель исследования процессов взаимодействия радиационного теплового потока с композиционными материалами. Преп. № 3. Институт им. Лыкова, АН БССР, Минск, 1985.
6. *Острик А.В., Слободчиков С.С.* Математическая модель разрушения композиционных оболочек высокого давления под действием лучистых потоков энергии // Математическое моделирование. 1995. Т. 7, № 10. С. 33–46.
7. *Грибанов В.М., Острик А.В., Слободчиков С.С.* Тепловое действие рентгеновского излучения на композиционные оболочки высокого давления // Конструкции из композиционных материалов. 2002. Вып. 2. С. 18–28.
8. *Годунов С.К., Рябенский В.С.* Разностные схемы. — М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1973.
9. *Лыков А.В.* Теория теплопроводности. — М.: Высшая школа, 1967.
10. *Острик А.В., Слободчиков С.С.* Тепловое действие излучений и частиц на элементы конструкций легатальных аппаратов // Монография. Физика ядерного взрыва: В 5-ти т. Т. 2. Действие взрыва. — М.: Физматлит, 2010. С. 448–489.
11. *Протасов В.Д., Ермоленко А.Ф., Филипенко А.И., Дмитриенко И.П.* Исследование несущей способности слоистых цилиндрических оболочек при помощи моделирования процесса разрушения на ЭВМ // Механика композиционных материалов 1980. № 2. С. 254–261.
12. *Острик А.В., Поталенко А.И., Слободчиков С.С.* Численное решение связанной задачи деформирования и горения объемно нагретого энергоемкого вещества с учетом разрушения окружающей его композитной оболочки // Конструкции из композиционных материалов, 1997. Вып. 1–2. С. 3–9.
13. *Новожилов Б.В.* Нестационарное горение твердых ракетных топлив. — М.: Наука, 1973.

К главе 5

1. *Бессонов Е.Г., Виноградов А.В.* Ондюляторные и лазерные источники мягкого рентгеновского излучения // УФН. 1989. Т. 159. С. 143–154.
2. *Эттвуд Д., Холбак К., Кванг-Дже Ким.* Перестраиваемое когерентное рентгеновское излучение. УФН. 1989, Т. 125, вып. 1, С. 125–141.

3. Бессонов Е.Г., Виноградов А.В., Горбунов М.В. и др. Лазерно-электронный источник рентгеновского излучения для медицинских применений // УФН. 2003. Т. 173:8. С. 899–905.
4. Грабовацкий Е.В., Александров В.В., Гасилов В.А. и др. Точечный источник мягкого рентгеновского излучения на основе газового пинча // Письма в ЖЭТФ. 2008.. Т. 88:9. С. 673–676.
5. *Porntintchev T., Ming-Chang Chen, Porntintchev D. et al. Bright coherent ultrahigh harmonics in the keV x-ray regime from mid-infrared femtosecond lasers // Science. 2012. V. 336(6086). P. 1287–1291.*
6. Космическое оружие: дилемма безопасности / Под ред. Е.П. Велихова, Р.З. Сагдеева, А.А. Кокошина. — Ц.М.: Мир, 1986.
7. 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.
8. Острик А.В. Расчетно-экспериментальное прогнозирование последствий механического действия рентгеновского излучения на корпус летательных аппаратов // Конструкции из композиционных материалов. 2002. Вып.1. С.41–55.
9. Медвин С.А., Орлов Ю.Н., Суслин В.М. Расчет динамики испарения защитной пленки первой стенки камеры реактора ИТС. Преп. ИПМ им. М.В. Келдыша РАН. №62. 2004.
10. Вихарев В.Д., Захаров С.В., Смирнов В.П., Старостин А.Н., Степанов А.Е., Федюлов С.В., Царфин В.Я. Генерация мощных потоков мягкого рентгеновского излучения на установке «Ангара-5-1» // ЖЭТФ. 1991. Т. 99, №4. С. 1133–1148.
11. Грабовацкий 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.
12. Анисимов А.И., Прохоров А.М., Фортвов В.Е. Применение мощных лазеров для исследования вещества при сверхвысоких давлениях. — УФН, 1984. Т. 142, вып. 5. С. 395–434.
13. Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортвов В.Е. Ударно-волновые явления в конденсированных средах. — М.: Янус-К, 1996.
14. Грабовацкий 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 конф. по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу. Тез. докл. Звенигород, 2005.
15. Острик А.В., Петровский В.П., Рыбаков С.В. Воздействие мощных импульсов мягкого рентгеновского излучения на конденсированные среды // Конструкции из композиционных материалов. 1997. Вып. 3–4. С. 33–41.
16. Бакулин В.Н., Острик А.В., Рыбаков С.В. Численное моделирование механического действия мягкого рентгеновского излучения на конденсированную преграду // Сб. тр. ин-та прикладной механики РАН к 10-летию его основания «Современные проблемы механики гетероген-

- ных сред» / Под ред. И.Ф. Образцова, Ю.Г. Яновского. ИПМ РАН. М., 2000. С. 156–167.
17. 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.
18. Самарский А.А., Попов Ю.П. Разностные методы решения задач газовой динамики. — М.: Наука, 1980.
19. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. — М.: Наука, 1966.
20. Уилкинс М.Л. Расчет упруго-пластических течений. В кн. Вычислительные методы в гидродинамике / Под ред. Б. Олдера, С. Фернбаха, М. Ротенберга. — М.: Мир, 1967. С. 212–265.
21. 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.
22. Учаев А.Я., Бонюшкин Е.К., Новиков С.А., Завада Н.И. Откольное разрушение металлов в режиме быстрого объемного разогрева: Обзор. — М.: ЦНИИатоминформ, 1991.
23. Глушаков Б.Л., Куропатенко В.Ф., Новиков С.А. Исследование прочности материалов при динамических нагрузках. — Новосибирск: Наука, 1992.
24. Глушаков Б.Л., Новиков С.А., Рузанов А.И., Садырин А.И. Разрушение деформируемых сред при импульсных нагрузках. — Нижний Новгород: Нижегородский ун-т, 1992.
25. Афанасьев Ю.В., Гамалий Е.Г., Розанов В.Б. Основные уравнения динамики и кинетики лазерной плазмы // Тр. ФИАН СССР. 1982. Т. 134. С. 10–31.
26. Левич В.Г., Вдовин Ю.А., Мямлин В.А. Курс теоретической физики. Т. 2. — М.: Наука, 1971.
27. Калиткин Н.Н. О двухтемпературной плазме. Препринт ИПМ № 8. М., 1971.
28. Острик А.В., Петровский В.П., Стрелкович В.С. Влияние ионизации на профиль энерговыделения при поглощении мягкого рентгеновского излучения плотной плазмой // Сб. «Воздействие мощных потоков энергии на вещество» / Под ред. академика В.Е. Фортвова, Е.А. Кузьменкова. — М.: ИВТАН, 1992. С. 226–230.
29. Шаракшанэ А.А. Матричная прогонка с выбором главного элемента. Преп. № 187. М.: ИПМ, 1986.
30. Острик А.В. Термомеханическое действие рентгеновского излучения на многослойные гетерогенные преграды в воздухе. — М.: НТЦ «Информтехника», 2005.
31. Брушлинский К.В., Каждан Я. М. Об автоматических решениях некоторых задач газовой динамики // Успехи матем. наук. 1965. Т. XVIII, вып. 2. С. 3–25.
32. Грабовацкий Е.В., Воробьев О.Ю., Дябилин К.С. 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. 5.

33. *Буэдин В.Л., Косарев И.Б.* Расчет термодинамических свойств и коэффициентов поглощения излучения высокоионизованной алюминиевой плазмы. — М.: 1974. Деп. в ВИНТИ № 534-75.
34. *Романов Г.С., Степанов К.Л., Станицы Л.К.* О средних планковских пробах излучения в многозарядной оптически прозрачной плазме // Физика плазмы. 1988, т. 14, вып. 11.
35. *Замышляев Б.В., Гузь А.Г., Стулицкий Е.Л., Жуков В.Н.* Состав и термодинамические функции плазмы. Справочник. — М.: Энергоатомиздат, 1984.
36. *Корнер С.Б., Урлин В.Д., Попова Л.Т.* Интерполяционное уравнение состояния и его приложение к описанию экспериментальных данных по ударному сжатию металлов // ФТТ. 1961, т. №. С. 2131-2140.
37. *Куропатенко В.Ф., Нечай В.З., Саложников А.Т. и др.* Уравнение состояния с учетом испарения: Докл. на III Всесоюз. семинаре по моделям механики сплошной среды. — Новосибирск, 1975.
38. *Саложников А.Т., Першина А.В.* Полуэмпирическое уравнение состояния в широком диапазоне плотностей и температур // Вопр. атомной науки и техники. Сер. Методики и программы численного решения задач математической физики. 1979, т. 5, вып. 4(6). С. 47-56.
39. *Саложников 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.
40. *Куропатенко В.Ф.* Уравнения состояния в математических моделях механики и физики // Сб. научных трудов «Экстремальные состояния вещества» под редакцией В.Е. Фортва — М.: ИВТАН, 1991. С. 3-38.
41. *Бушман А.В., Ломоносов И.В., Фортвов В.Е.* Уравнения состояния металлов при высоких плотностях энергии. — Черноголовка: ИХФЧ РАН, 1992.
42. *Ломоносов И.В., Фортвов В.Е., Хищенко К.В.* Модель широкодиапазонных уравнений состояния полимерных материалов при высоких плотностях энергии // Хим. физика. 1995, т. 14, С. 47-52.
43. *Фомин В.М., Куропатенко В.Ф. и др.* Высокоскоростное взаимодействие тел. — Новосибирск: СО РАН, 1999
44. *Острик А.В., Ромадинова Е.А.* Модель уравнения состояния в области существования двухфазной смеси жидкость-пар с учетом метастабильности при низких температурах // Конструкции из композиционных материалов. 2004, вып. 2, С. 42-49.
45. *Лихачев Е.Р., Фозельсон Р.Л.* Уравнение состояния реального газа // ЖТФ. 2004, т. 74, вып. 7, С. 129-130
46. *Сен-Венан.* Об установлении уравнений внутренних движений, возникающих в твердых пластических телах за пределами упругости // Сб. «Теория пластичности». ИЛ, 1948.
47. *Сен-Венан.* Дифференциальные уравнения внутренних движений, возникающих в твердых пластических телах, и граничные условия для этих тел // Сб. «Теория пластичности». ИЛ, 1948.
48. *Леви М.* К вопросу об общих уравнениях внутренних движений, возникающих в твердых пластических телах за пределами упругости // Сб. «Теория пластичности». ИЛ, 1948.

49. *Леви М.* Об интегрировании дифференциальных уравнений в частных производных, относящихся к внутренним движениям в твердых пластических телах // Сб. «Теория пластичности». ИЛ, 1948.
50. *Генки Г.* О некоторых статически определимых случаях равновесия в пластических телах // Сб. «Теория пластичности». ИЛ, 1948.
51. *Генки Г.* К теории пластических деформаций и вызываемых ими в материале остаточных напряжений // Сб. «Теория пластичности». ИЛ, 1948.
52. *Прандтль Л.* О твердости пластических материалов и сопротивлении резанию // Сб. «Теория пластичности». ИЛ, 1948.
53. *Мизес Р.* Механика твердых тел в пластически деформированном состоянии // Сб. «Теория пластичности». ИЛ, 1948.
54. *Ильюшин А.А.* Пластичность. Гостехиздат, 1948.
55. *Хилл Р.* Математическая теория пластичности. — М.: Гостехиздат, 1956.
56. *Качанов Л.М.* Основы теории пластичности. — М.: Наука, 1969.
57. *Соколовский В.В.* Теория пластичности. — М.: Высшая школа, 1969.
58. *Новацкий В.К.* Волновые задачи теории пластичности. — М.: Мир, 1978.
59. *Королев В.И.* Упруго-пластические деформации оболочек. — М.: Машиностроение, 1970.
60. *Clark D. S., Duwez P.E.* The influence of strain rate on some tensile properties of steel // Proc. Amer. Soc. Testing Materials. 1950, V. 50.
61. *Lindholm U.S.* Dynamic deformation of metals // «Behavior of Materials Under Dynamic Loading». — New York, 1965.
62. *Lindholm U.S.* Some experiments in dynamic plasticity under combined stress. Symposium on the Mechanical behavior of Materials under Dynamic Loads, San Antonio, Texas. 6-8 Sept. 1967.
63. *Lipkin J., Clifton R.J.* Plastic waves of Combined Stress due to Longitudinal Impact of Pretorque Tube. Trans ASME, Appl. Mech. 1971, No 4.
64. *Hsu J. C.C., Clifton R.J.* Combined longitudinal and torsional plastic waves in rate sensitive materials // XII Междунар. конгресс по теоретической и прикладной механике. — М.: Наука, 1972.
65. *Perzyna P.* Description of thermo-mechanical behavior of irradiated materials. Symposium Francusko-Polskie w Nicei. — Nicea, 1974.
66. *Perzyna P.* Teoria lepkoplastycznosci, PWN. — Warszawa, 1966.
67. *Соколовский В.В.* Распространение упруго-вязкопластических волн в стержнях. Докл. АН СССР. 1948.
68. *Malvern L.E.* The propagation of longitudinal waves of plastic deformations in a bar of material exhibiting a strain-rate effect // J. Appl. Mech. 1951, V. 18.
69. *Perzyna P.* The constitutive equations for rate sensitive plastic materials // Quart. Appl. Math. 1965, V. 20.
70. *Perzyna P.* The constitutive equations for work-hardening and rate sensitive plastic materials // Proc. Vibr. Probl. 1965, V. 4, P. 4.
71. *Perzyna P., Wierzbicki T.* Temperature depend and strain rate sensitive plastic materials // Arch. Mech. Stos. 1964, V. 16.
72. *Olzak W., Perzyna P.* The constitutive equations of the flow theory for a non-stationary yield condition // Intern. Congress of Appl. Mech., Munich, Proc. Springer Verlag, West Berlin, 1966.

73. *Коротких Ю.Г., Белевич С.М.* Уравнения состояния статических и динамических задач термопластичности при сложном нагружении. Ученые записки ГГУ. Вып. 108, №2. Серия механика. — Горький, 1970. С. 80–99.
74. *Кудуджанов В.Н.* Численное решение неоднородных задач распространения волн напряжений в твердых телах. Сообщения по прикладной математике. Вып. 6. — М.: ВЦ АН СССР, 1976.
75. *Кондауров В.И., Фортис В.Е.* Основы термомеханики конденсированных сред. — М.: Изд-во МФТИ, 2002.
76. *Kukudzhanov V.N.* The new numerically-analytic method for integrating the multiscale thermo elastoviscoplasticity equations with internal variables // J. Phys.: Conf. Ser. 2009. V. 181, No 1.
77. *Зарубин В.С., Кувиркин Г.Н.* Математические модели термомеханики. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002.
78. *Уилкинс.* Расчет упруго-пластических течений. Вычислительные методы в гидродинамике. 1967.
79. *Регель В.Р., Слущер А.И., Томашевский Э.Е.* Кинетическая природа прочности твердых тел. — М.: Наука, 1974.
80. *Херрманн В.* Определяющие уравнения уплотняющихся пористых материалов // Механика. — М.: Мир, 1976. № 7. С. 178–216.
81. *Садырин А.И.* Уточненная модель пластического деформирования пористой среды // Химическая физика. 1995. Т. 14, № 2–3. С. 136–142.
82. *Ромецкий Е. И.* Релаксационная модель для описания деформирования пористых материалов // Прикл. математика и теорет. физика. 1988. № 5. С. 145–149.
83. *Ефремов В.П., Острик А.В., Поталенко А.И., Фортис В.Е.* Генерация давления при импульсном объемном энерговыделении в гетерогенном материале, содержащем микросферы // Химическая физика. 2000. Т. 19, № 2. С. 32–45.
84. *Арутюнян Г.М.* Термогидродинамическая теория гетерогенных систем. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 1994.
85. *Буряков О.В., Куропатенко В.Ф.* Численное моделирование неустановившихся течений двухкомпонентной гетерогенной среды с учетом скоростной и температурной неравновесности компонент // ВАНТ. 1986. Вып. 5. С. 3–9.
86. *Острик А.В., Острик Е.А.* Расчет давления при воздействии рентгеновского излучения на гетерогенный материал с пластическим связующим // Конструкции из КМ. 1999. № 2. С. 26–32.
87. *Острик А.В., Острик Е.А.* Квазистатическая модель установления давления в многокомпонентном пористом гетерогенном материале при воздействии на него излучения // Химическая физика. 2001. Т. 20, № 8. С. 90–95.
88. *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» // Сб. тр. Терскол, 2001. С. 30–32.
89. *Бакулин В.Н., Грибанов В.М., Острик А.В., Ромадина Е.А., Черупнов А.А.* Механическое действие рентгеновского излучения на тонкостенные композиционные конструкции. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008.

90. *Острик А.В., Ромадина Е.А.* Построение определяющих уравнений гетерогенного материала при неравновесном поглощении рентгеновского излучения его компонентами // Конструкции из композиционных материалов. 2005. Вып. 1. С. 40–47.
91. *Anderholm N.C., Anderson Ph. D.* Laser-Heating Studies of Composite Materials // J Appl. Phys. 1972. V. 45. No 4.
92. *Дж. Форсайт, М. Малькольм, К. Моулер.* Машинные методы математических вычислений. — М.: Мир, 1980.
93. *Бакулин В.Н., Острик А.В., Поталенко А.И.* Расчет коэффициента Гронайзена при облучении гетерогенного материала с полыми микросферами и пластическим связующим // Проблемы машиностроения и надежности машин. 2001. № 1. С. 84–89.
94. *Фойе Р.Л.* Неупругая микромеханика усадочных напряжений в композитах // Механика. № 16. — М.: Мир, 1978. С. 249–294.
95. *Острик А.В., Ромадина Е.А.* Волновые процессы при неравновесном объемном энерговыделении в элементарной ячейке гетерогенного материала // Математическое моделирование. 2002. Т. 14, № 9. С. 27–30.
96. *Волчинская М.И., Гольдин В.Я. и др.* Сравнение разностных схем на тетах. Препринт № 44. М.: ИПМ, 1972.
97. *Острик А.В.* Двумерная элементарная ячейка гетерогенного материала с упругопластическим связующим и разрушающимся микросферическим наполнителем // Прог. XXVII Intern. Symp. «Shock Waves», Kiev, Ukraine, Интерпрес ЛТД, 2012. Р. 310–312.
98. *Острик А.В.* Двумерная модель температурно-неравновесной элементарной ячейки для защитных гетерогенных покрытий с дисперсным наполнителем // Конструкции из композиционных материалов. 2014. Вып. 1(133). С. 8–17.
99. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Справочное издание в 4-х т. / Л.В. Гурвич, И.В. Вейц, В.А. Медведев и др. 3-е изд., перераб. и расширен. Т. 2. Кн. 1. — М.: Наука, 1979.
100. *Гордиенко В.П., Подлесный Р.В., Сичкарь Т.Г.* Влияние климатического старения на свойства наполненного полиэпоксида // Пластические массы. 2008. № 6. С. 14–17.
101. *Партоян В. 3., Перлин П. И.* Методы математической теории упругости. — М.: Наука, 1981.
102. *Hoimes B.S., Tsou F.K.* Steady Shock Waves in Composite Materials // J. Appl. Phys. 1972. V. 43, № 3, 4. P. 957–961.
103. *Трунин Р.Ф.* Сжатие конденсированных веществ высокими давлениями ударных волн (лабораторные исследования) // УФН. 2001. Т. 171, № 4. С. 387–414.
104. Физика ядерного взрыва. В 5-ти т. Т. 2. Действие взрыва. МО РФ. 12ЦНИИ. — М.: Изд-во физико-математической литературы, 2010.
105. *Острик А.В.* Расчетно-экспериментальное подтверждение прочностно-композиционных конструкций летательных аппаратов к механическому действию рентгеновского излучения // Вопросы оборонной техники, научно-технический сборник. Серия 15. 2013. V. 1(168). С. 8–17.
106. *Острик А.В., Петровский В.П.* Экспериментальные методы исследования работоспособности композиционных конструкций в условиях воздей-

- ствия нестационарных нагрузок // Конструкции из композиционных материалов. 1996. Вып. 1. С. 3–9.
107. *Рихтмайер Р., Мортон К.* Разностные методы решения краевых задач / Пер. с англ. 1972.
108. Физика ядерного взрыва. В 2-х томах. Т. 2. — М.: Наука. Физматлит, 1997.
109. *Бакулин В.Н., Бугай И.В., Острик А.В.* Комплекс инженерных методик для расчета параметров теплового и механического действия ионизирующего излучения на композитные конструкции с защитными гетерогенными покрытиями // Вестник МГТУ. Серия Машиностроение. 2012. № 3. С. 4–17.

К главе 6

1. *Острик А.В., Петровский В.П.* Экспериментальные методы исследования работоспособности композитных конструкций в условиях воздействия нестационарных нагрузок // Конструкции из композиционных материалов. 1996. Вып. 1. С. 3–9.
2. Физика ядерного взрыва. В 2-х т. Т. 1, 2. — М.: Наука. Физматлит, 1997.
3. *Бакулин В.Н., Грибанов В.М., Острик А.В., Ромадинова Е.А., Чегринов А.А.* Механическое действие рентгеновского излучения на тонкостенные композиционные конструкции. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008.
4. *Бакулин В.Н., Острик А.В.* Нестационарное деформирование и разрушение композитных оболочек // Известия РАН. МТТ — 2008. № 4. С. 135–146.
5. Физика ядерного взрыва. В 5-ти т. Т. 2. Действие взрыва. МО РФ. 12ЦНИИ. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2010.
6. *Moreno, W., Leech, and A. Witmer.* A more accurate method for the numerical calculation of non-stationary processes in elastic-plastic thin shells for large deformations // Appl. Mechanics. 1971. № 6. P. 131–144.
7. *Кармишин А.В.* Уравнения неоднородных тонкостенных элементов на основе минимальных жесткостей // Прикладная механика. 1974. Т. 10, вып. 6. С. 34–46.
8. *Амбарцумян С.А.* Общая теория анизотропных оболочек. — М.: Наука, 1974.
9. *Болотин В.В., Новичков Ю.Н.* Механика многослойных конструкций. 1980.
10. *Алфутов Н.А., Зиновьев П.А., Попов В.Г.* Расчет многослойных пластин и оболочек из композиционных материалов. — М.: Машиностроение, 1984.
11. *Григоров Э.И.* Многослойные армированные оболочки, 1988.
12. *Большир А.С., Куранов Б.А., Турбаевский А.Т.* Статика и динамика сложных структур: Прикладные многоуровневые методы исследований. 1989.
13. *Кошур В.Д., Немировский Ю.В.* Континуальные и дискретные модели динамического деформирования элементов конструкций. — Новосибирск: Наука, Сибирское отделение, 1990.
14. *Тергулов, И. Г.* Нелинейные задачи теории оболочек и определяющие соотношения. — Казань: Фэн, 2000.

15. *Андреев А.Н., Немировский Ю.В.* Многослойные анизотропные оболочки и пластины: Изгиб, устойчивость, колебания. — Новосибирск: Наука, 2001.
16. *Бакулин В.Н., Бугай И.В., Острик А.В.* Универсальный численный код для моделирования нестационарного деформирования и разрушения многослойных тонкостенных конструкций под действием интенсивных потоков энергии // Морские интеллектуальные технологии. 2010. № 2(8). С. 3–6.
17. *Witmer E.A., Balmer H.A., Leech J.W and Pian THH* Large dynamic deformations of beams, rings, plates and shells // AIAA J. 1963. V. 1(8). P. 1848–1857.
18. *Вольмир А.С.* Нелинейная динамика пластинок и оболочек. — М.: Наука, 1972.
19. *Кармишин А.В., Лясковец В.А., Мясников В.И., Фролов А.Н.* Статика и динамика тонкостенных оболочечных конструкций. — М.: Машиностроение, 1975.
20. *Вольмир А.С.* Оболочки в потоке жидкости и газа (задачи аэроупругости). — М.: Наука, 1976.
21. *Ильсамов М.А., Иванов В.А., Гулин Б.В.* Прочность, устойчивость и динамика оболочек с упругим наполнителем. — М.: Наука, 1977.
22. *Кармишин А.В., Скурлатов Э.Д., Старцев В.Г., Фельдштейн В.А.* Нестационарная аэроупругость тонкостенных конструкций — М.: Машиностроение, 1986.
23. *Приварников Ю.К.* Несимметричное динамическое деформирование упруго-пластической цилиндрической оболочки // Прочность и надежность элементов конструкций. — Киев: Наукова думка, 1986. С. 118–128.
24. *Боданович А.Е.* Нелинейные задачи динамики цилиндрических композиционных оболочек. — Рига: Зинатне, 1987.
25. *Перцев А.К., Платонов Э.Г.* Динамика оболочек и пластин: Нестационарные задачи. — Л.: Судостроение, 1987.
26. *Баженов В.Г., Чекарчев Д.Т.* Вариационно-разностные схемы в нестационарных волновых задачах динамики пластин и оболочек. — Нижний Новгород: Изд-во Нижегород. ун-та, 1996.
27. *Бакулин В.Н., Образцов И.Ф., Потолахин В.А.* Динамические задачи нелинейной теории многослойных оболочек: Действие интенсивных термосильных нагрузок, концентрированных потоков энергии. — М.: Наука. Физматлит, 1998.
28. *Голованов А.П., Тюленева О.Н., Шигабуллинов А.Ф.* Метод конечных элементов в статике и динамике тонкостенных конструкций. 2006.
29. *Баженов В.Г., Ломунов В.К., Чекарчев Д.Т.* Численное моделирование нелинейных задач динамики упругопластических конструкций // Математическое моделирование, 2006. Т. 18, № 1. С. 10–16.
30. *Ильющин А.А.* Пластичность. Гостехиздат, 1948.
31. *Качанов Л.М.* Основы теории пластичности. — М.: Наука, 1969.
32. *Соколовский В.В.* Теория пластичности. — М.: Высшая школа, 1969.
33. *Королев В.И.* Упруго-пластические деформации оболочек. — М.: Машиностроение, 1970.
34. *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.
35. *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.
36. *Грибанов В.М., Острик А.В., Слободчиков С.С.* Тепловое действие рентгеновского излучения на композитные оболочки высокого давления // Конструкции из композиционных материалов. 2002. Вып. 2. С. 18–28.
37. *Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортвов В.Е.* Ударно-волновые явления в конденсированных средах. — М.: Янус-К, 1996.
38. *Артюхин Ю.П.* Модифицированная теория Голланда-Рейснера склеенных пластин // Исследования по теории пластин и оболочек. Изд-во Казанского университета, 1975. Вып. 11.
39. *Goland M., Reissner E.* The stresses in cemented joints // Appl. Mech. 1944. № 11.
40. *Ковеня В.М., Яненко Н.Н.* Метод расщепления в задачах газовой динамики. — М.: Наука, 1981.
41. *Седов Л.И.* Методы подобия и размерности в механике. — М.: Наука, 1977.
42. *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. 61–70.
43. *Бакулин В.Н., Острик А.В.* Совместное тепловое и механическое действие излучений и ударных волн на многослойную ортотропную оболочку с гетерогенным покрытием // ПММ. 2014. Т. 78, вып. 2. С. 225–235.
44. Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике // Под общ. ред. В.С. Авдуевского, В.К. Кошкина. — М.: Машиностроение, 1992.
45. *Ильгамов М.А., Иванов В.А., Гуллин Б.В.* Прочность, устойчивость и динамика оболочек с упругим наполнителем. — М.: Наука, 1977.
46. *Фахрутдинов И.Х., Котельников А.В.* Конструкция и проектирование РДТТ. — М.: Машиностроение, 1987.
47. *Острик А.В., Петровский В.П.* Огневые стендовые испытания на прочность твердотопливных ракетных двигателей к воздействию боковой кратковременной нагрузки // Химическая физика. 1995. Т. 14, № 1. С. 11–17.
48. *Острик А.В., Потапенко А.И., Слободчиков С.С.* Численное решение связанной задачи деформирования и горения объемно-нагретого энергоемкого вещества с учетом разрушения окружающей его композиционной оболочки // Межотраслевой научно-технический сб. «Технология». Серия «Конструкции из композиционных материалов». 1997. Вып. 1–2. С. 3–10.
49. *Острик А.В., Петровский В.П.* Особенности откольного разрушения полимерных цилиндрических тел при неосесимметричном импульсном нагружении // ПМТФ. 1993. № 1. С. 133–137.
50. *Острик А.В., Петров И.Б., Петровский В.П.* Расчет деформации акустического импульса малой длительности на отверстие сложной формы

в наполнителе, окруженном упругой оболочкой // Математическое моделирование. 1990. Т. 2, № 8. С. 51–59.

51. *Острик А.В., Петровский В.П.* Двумерные откольные разрушения полимерных цилиндрических конструкций // Химическая физика. 1995. Т. 14, № 1. С. 3–10.
52. *Новицкий В.К.* Теория упругости. — М.: Мир, 1975.
53. *Коул Дж.* Методы возмущений в прикладной математике. — М.: Мир, 1972.
- К главе 7**
1. Механика конструкций из композиционных материалов. Сб. статей / Под. ред. В.Д. Протасова. — М.: Машиностроение, 1992.
2. *Острик А.В.* Проблемно-ориентированная реляционная база данных «Барс» // Вопросы оборонной техники, научно-технический сборник, серия 15, 2014. Вып. 3(174). С. 17–23.
3. *Дейт К.Дж.* Введение в системы баз данных = Introduction to Database Systems. 8-е изд. — М.: Вильямс, 2006.
4. *Фейерштейн С., Прибыл Б.* Oracle PL/SQL для профессионалов. — СПб.: Питер, 2003.
5. *Мартин Грабер* Введение в SQL. — М.: Лори, 2010.
6. *Блохин М. А.* Физика рентгеновских лучей. — М.: Гиттл, 1953.
7. *Власов Н.А.* Нейтроны. — М.: Гиттл, 1955.
8. *Ямпольский П.А.* Нейтроны атомного взрыва. — М.: Госатомиздат, 1961.
9. *Фано У., Спенсер Л., Бергер М.* Перенос гамма-излучения. — М.: Госатомиздат, 1963.
10. *Гусев Н.Г., Машков В.П., Суворов А.П.* Защита от ионизирующих излучений. В 2т. Том 1. Физические основы защиты от излучений. — М.: Атомиздат, 1980.
11. *Аккерман А.Ф., Грудский М.Я., Смирнов В.В.* Вторичное электронное излучение из твердых тел под действием гамма-квантов. — М.: Энергоатомиздат, 1986.
12. *Бойко В.И., Скворцов В.А., Фортвов В.Е., Шаманин И.В.* Взаимодействие импульсных пучков заряженных частиц с веществом. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003.
13. Физика ядерного взрыва. В 5-ти т. Т. 2. Действие взрыва. МО РФ. 12ЦНИИ. — М.: Из-во ФИЗМАТЛИТ, 2010.
14. *Исаев В.А., Кондуришкин Н.А., Шаховский Н.А. и др.* Сравнение расчетов по различным постоянным библиотекам с данными реперных экспериментов по прохождению нейтронов и вторичных фотонов в защитных материалах // ВАНТ. Сер. Ядерные константы. 1990. Вып. 1. С. 172–176.
15. *Стори Э., Исразель Х.* Сечения взаимодействия гамма-излучения (для энергий 0,001–100 МэВ и элементов с 1 по 100). Справочник. — М.: Атомиздат, 1973.
16. *Немец О.Ф., Гофман Ю.В.* Справочник по ядерной физике. — Киев: Наукова думка, 1975.

17. *Henke B.L., Lee P., Tanaka T.J. et al.* Low-energy X-ray interaction coefficients: Photoabsorption, scattering, and reflection: $E = 100\text{--}2000\text{ eV}$, $Z = 1\text{--}94$ // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1982. V. 27, Iss. 1, P. 1–144.
18. *Блохин М.А., Швейцер И. Г.* Рентгеновский справочник — М.: Наука, 1982.
19. Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия / Под ред. К. Зибмана. Пер. с англ. Вып. 1. — М.: Атомиздат, 1968.
20. *Pages L., Bertel E., Joffre H., Sklavenitis L.* Energy loss, range, and bremsstrahlung yield for 10keV to 100MeV electrons in various elements and chemical compounds // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1972. V. 4. P. 1–27.
21. *Berger M.J., Seltzer S.M.* Tables of energy losses and ranges of electron and positron. NASA SP-3012. 1982.
22. *Аккерман А.Ф., Чернов Г.Я.* // ЖТФ. 1978. Т. 48, вып. 2. С. 415–418.
23. *Аккерман А.Ф.* Моделирование траекторий заряженных частиц в веществе. — М.: Энергоатомиздат, 1991.
24. *Ландау Л.Д.* О потерях энергии быстрыми частицами на ионизацию // J. Phys. USSR. 1944. V. 8. P. 201–212.
25. *Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. — М.: Наука, 1966.
26. *Немчинов И.В.* Об осредненных уравнениях переноса излучения и их использовании при решении газодинамических задач // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 1970. Т. 34, № 4. С. 706–722.
27. *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.
28. *Четверушкин Б.Н.* Математическое моделирование задач динамики излучающего газа. — М.: Наука, 1985.
29. *Романов Г.С., Степанов К.Л., Сыркин М.И.* Спектральные и средние коэффициенты поглощения углеродной плазмы // Оптика и спектроскопия. 1979. Т. 47, вып. 5. С. 860–867.
30. *Бойко Ю.П. и др.* Термодинамические и оптические свойства плазмы металлов и диэлектриков / Под ред. Ю.С. Протасова. — М.: Металлургия, 1988.
31. *Бойко Ю.П. и др.* Термодинамические и оптические свойства ионизованных газов при температурах до 100 эВ / Под ред. Ю.С. Протасова. — М.: Энергоатомиздат, 1988.
32. *G.S. Romanov, Yu.A. Stankevich, L.K. Stanchits, K.L. Stepanov.* Thermodynamic and optical properties of gases in a wide range of parameters // Intern. J. Heat and Mass Transfer. 1995. V. 38, Iss. 3. P. 545–556.
33. *Корышев О.В. и др.* Термодинамические, оптические и транспортные свойства рабочих веществ плазменных и фотонных энергетических установок. Т. 1 / Под ред. Ю.С. Протасова. — М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 1999.
34. *Протасов Ю.Ю., Телех В.Д.* Термодинамические, оптические и транспортные свойства рабочих веществ плазменных и фотонных энергетических установок. Т. 2 / Под ред. Ю.С. Протасова. — М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2000.

- ских установок. Т. 2 / Под ред. Ю.С. Протасова. — М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2000.
35. *Stepanov K.L., Stanchits L.K., Stankevich Yu.* A bank of optical and physical characteristics for solving problems of radiative plasma // J. Appl. Spectroscopy. 2000. V. 67, № 2. P. 327–335.
36. *Никифоров А.Ф., Новиков В.Г., Уваров В.Б.* Квантово-статистические модели высокотемпературной плазмы и методы расчета росселандовых пробегов и уравнений состояния. — М.: ФИЗМАТЛИТ. 2000.
37. *Суржиков С.Т.* Оптические свойства газов и плазмы. — М.: ГТУ им. Н.Э. Баумана, 2004.
38. *Косарев И.Б.* Оптические свойства паров вещества космических тел, вторгающихся в атмосферу Земли // Теплофизика высоких температур. 2009. Т. 47, № 6. С. 811–821.
39. *Сканави Г.И.* Физика диэлектриков (область сильных полей). — М.: ГИТЛ, 1949.
40. Энциклопедия Полимеров. Ред. коллегия: В.А. Каргин (глав. ред.) и др. Т. 1 А-К. М.: Сов. Энци., 1972.
41. Справочник по электротехническим материалам / Под ред. Ю.В. Корицкого и др. Т. 1. — М.: Энергоатомиздат, 1986.
42. Справочник по электротехническим материалам / Под ред. Ю.В. Корицкого и др. Т. 2. — М.: Энергоатомиздат, 1987.
43. *Ахадов Я.Ю.* Диэлектрические параметры чистых жидкостей. — М.: Изд-во МАИ, 1999.
44. Электрические свойства полимеров / Под ред. Б.И. Сажина. — Л.: Химия, 1986.
45. *Сканави Г.И.* Физика диэлектриков (область сильных полей). — М.: ГИФМЛ, 1958.
46. *Франц В.* Пробой диэлектриков / Пер. с нем. Под ред. В.А. Чуенкова. — М.: ИЛ, 1961.
47. *Воробьев А.А., Воробьев Г.А.* Электрический пробой и разрушение твердых диэлектриков. — М.: Высшая школа, 1966.
48. *Слуцкер А.И., Гиляров В.Л., Поликарпов Ю.И., Каров Д.Д.* Механизмы элементарных актов в кинетике электрического разрушения полимеров // Высокомолекулярные соединения. Сер. А. 2007. Т. 49, № 10. С. 1790–1800.
49. *Veitay J.* // Glass Ind. 1939. V. 20. P. 21
50. *Чарльзи А.* Ядерные излучения и полимеры. — М.: ИЛ, 1962.
51. *Грозов В.В.* Электрический заряд в облученных материалах. — М.: Энергоиздат, 1982.
52. *Тютнев А.П., Ванников А.В., Мингалеев Г.С., Саенко В.С.* Электрические явления при облучении полимеров. — М.: Энергоатомиздат, 1985.
53. *Тютнев А.П., Ванников А.В., Мингалеев Г.С.* Радиационная электрофизика органических диэлектриков. — М.: Энергоатомиздат, 1989.
54. *Тютнев А.П., Саенко В.С., Пожидаев Е.Д., Костюков Н.С.* Диэлектрические свойства полимеров в полях ионизирующих излучений. — М.: Наука, 2005.
55. *Анисимов С.Н., Имас Я.И., Романов Г.С., Ходыко Ю.В.* Действие излучения большой мощности на металлы. — М.: Наука, 1970.

56. Полежаев Ю.В., Юревич Ф.Б. Тепловая защита / Под ред. А.В. Лыкова. — М.: Энергия, 1976.
57. Дмитриенко Ю.И. Механика композиционных материалов при высоких температурах. — М.: Машиностроение, 1997.
58. 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.
59. Новицкий Л.А., Кожевников И.Г. Теплофизические свойства материалов при низких температурах. Справочник. — М.: Машиностроение, 1975.
60. Кикоин И.К. Таблицы физических величин. Справочник. — М.: Атомиздат, 1976.
61. Гурвич Л.В., Глушко В.П., Вейц И.В. и др. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Справочное издание. В 4-х томах. С. 1979–1982.
62. Теплопроводность твердых тел: Справочник / Под ред. А.С. Охотина, — М.: Энергоиздат, 1984.
63. Lienhard J.H. (IV), Lienhard J.H. (V) A heat transfer textbook. Phlogiston Press, 2003.
64. Острик А.В. Термомеханическое действие рентгеновского излучения на многослойные гетерогенные преграды в воздухе. — М.: НТЦ «Информтехника», 2003.
65. Бушман А.В., Фортвов В.Е. Модели уравнения состояния вещества // УФН. 1983. Т. 140, № 2. С. 177–232.
66. Ломоносов И.В., Фортвов В.Е., Хищенко К.В. Модель широкодиапазонных уравнений состояния полимерных материалов при высоких плотностях энергии // Хим. физика. 1995. Т. 14. С. 47–52.
67. Левашов П.Р., Ломоносов И.В., Фортвов В.Е., Хищенко К.В. Представление многофазных уравнений состояния металлов в табличном виде // Физика экстремальных состояний вещества-2004 / Под ред. В.Е. Фортвова и др. — Черноголовка: ИПХФ РАН, 2004. С. 70–72.
68. Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортвов В.Е. Ударно-волновые явления в конденсированных средах. — М.: Янус-К, 1996.
69. Безручко Г.С., Острик А.В., Разоренов С.В. Экспериментальное определение ударно-волновых характеристик однонаправленных углепластиков с полимерной матрицей // Конструкции из композиционных материалов. 2013. Вып. 1. С. 50–18.
70. Острик А.В., Ромадинова Е.А. Модель уравнения состояния в области существования двухфазной смеси жидкость–пар с учетом метастабильности при низких температурах // Конструкции из композиционных материалов. 2004. Вып. 2. С. 42–49.
71. Прочность и ударные волны / Под ред. Новикова С.А.. — Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 1996.
72. Antoun T., Seaman L., Curran D.R., Kanell G.I., Razorenov S.V., Utikin A.V. Spall Fracture. — New York: Springer, 2003. P. 1–404.
73. Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортвов В.Е. Экспериментальные профили ударных волн в конденсированных средах. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008.

74. Steinberg D.J., Cochran S.G., Guinan M.W. A constitutive model for metals applicable at high-strain rate // J. Appl. Phys. 1980. V.51, № 3. P. 1498–1504.
75. Новиков С.А. Разрушение материалов при воздействии интенсивных ударных нагрузок // Соросовский образовательный журнал. 1999. № 8. С. 116–121.
76. Регель В.Р., Слущкер А.И., Томашевский Э.Е. Кинетическая природа прочности твердых тел. — М.: Наука, 1974.
77. Острик А.В., Петровский В.П. Экспериментальные методы исследования работоспособности композитных конструкций в условиях воздействия нестационарных нагрузок // Конструкции из композиционных материалов. 1996. Вып. 1. С. 3–9.
78. Протасов В.Д., Ермоленко А.Ф., Филиппенко А.А., Дмитриенко И.П. Исследование несущей способности слоистых цилиндрических оболочек при помощи моделирования процесса разрушения на ЭВМ // Механика композитных материалов. 1980. № 2. С. 254–261.
79. Васильев В.В. Механика конструкций из композиционных материалов. — М.: Машиностроение, 1988.
80. Композиционные материалы. Справочник / Под общей ред. В.В. Васильева, Ю.М. Тарнопольского. — М.: Машиностроение, 1990.