



издательство

МОСКОВСКИЙ АВИАЦИОННЫЙ ИНСТИТУТ

УЧЕБНОЕ ПОСОБИЕ

А.Б. НАДИРАДЗЕ

ЭРОЗИОННОЕ И ЗАГРЯЗНЯЮЩЕЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ ЭЛЕКТРОРАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ НА КОСМИЧЕСКИЙ АППАРАТ

Москва • 2026

**МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**

**Московский авиационный институт
(национальный исследовательский университет)**

А.Б. Надирадзе

**ЭРОЗИОННОЕ И ЗАГРЯЗНЯЮЩЕЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ
ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ ЭЛЕКТРОРАКЕТНЫХ
ДВИГАТЕЛЕЙ НА КОСМИЧЕСКИЙ АППАРАТ**

Учебное пособие

Утверждено
на заседании редсовета
18 мая 2026 г.

Москва
Издательство МАИ
2026

Надирадзе А.Б. Эрозионное и загрязняющее воздействие плазменных струй электроракетных двигателей на космический аппарат: Учебное пособие. — М.: Изд-во МАИ, 2026. — 104 с.: ил.

Рассмотрены вопросы прогнозирования эрозионного и загрязняющего воздействия плазменных струй электроракетных двигателей (ЭРД) на функциональные поверхности космических аппаратов (КА). Представлены критерии отнесения данных видов воздействия к категории критичных для нормального функционирования бортовых систем КА. Описаны методики расчета показателей воздействия исходя из параметров струй ЭРД, геометрической модели КА, свойств материалов и пленок загрязнения. Большое внимание уделено влиянию загрязнений на оптические характеристики функциональных поверхностей КА. Приведены значения допустимых уровней воздействия для терморегулирующих покрытий, панелей солнечных батарей и оптических приборов. Даны рекомендации по проведению анализа критичности данных видов воздействия при проектировании КА.

Пособие предназначено для студентов, обучающихся по направлению подготовки 24.05.02 «Проектирование авиационных и ракетных двигателей», изучающих дисциплину «Взаимодействие ЭРДУ с КА».

Рецензенты:

кафедра Э-8 «Плазменные энергетические установки» МГТУ им. Н.Э. Баумана (зав. кафедрой докт. техн. наук *А.В. Семёнкин*);

канд. физ.-мат. наук, доцент, первый заместитель генерального директора АО «Композит» *Р.Х. Хасанишин*

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ

БС	— батарея солнечная
ГДВ	— граница допустимого воздействия
КА	— космический аппарат
ККС	— конструкторско-компоновочная схема
КПР	— конденсирующиеся продукты распыления
НИР	— научно-исследовательская работа
ОКР	— опытно-конструкторская работа
ОКС	— орбитальная космическая станция
ОПМ	— общие потери массы
ОСО-С	— «оптический солнечный отражатель — серебряный»
ПВД	— плазменно-ионный двигатель
РДК	— руководящий документ конструктора
СП	— сетеполотно
СТР	— система терморегулирования
СЧ ОКР	— специальная часть ОКР
СЭ	— солнечные элементы
ТРП	— терморегулирующее покрытие
ФКП	— факторы космического пространства
ФП	— фотопреобразователи
ФЭП	— фотоэлектрический преобразователь
ЭДС	— электродвижущая сила
ЭРД	— электроракетный двигатель
ЭРДУ	— электроракетная двигательная установка

ВВЕДЕНИЕ

Электроракетные двигатели (ЭРД) успешно используются для управления движением космических аппаратов (КА) различного назначения. Это могут быть спутники связи, межпланетные корабли, транспортные модули и многие другие. Принципиальным отличием ЭРД от других типов двигателей является использование электрической энергии для ускорения выбрасываемой из двигателя массы и получения реактивной силы — тяги [1].

Основное преимущество ЭРД перед химическими двигателями, в которых энергия заключена в самом топливе, состоит в возможности получения очень высоких скоростей истечения. Это позволяет на десятки и сотни килограммов снизить массу топлива, необходимого для решения задачи, и, следовательно, увеличить массу полезной нагрузки КА. Положительный эффект достигается благодаря тому, что в ЭРД электрическая энергия может трансформироваться в кинетическую, минуя тепловую фазу. Однако при увеличении скорости истечения растет потребляемая двигателем электрическая мощность и, соответственно, масса всей электроракетной двигательной установки (ЭРДУ). Поэтому для каждой конкретной задачи в зависимости от характеристик энергоустановки и времени работы ЭРД существует оптимальное значение скорости истечения (удельного импульса). На современном уровне развития космической энергетики в конкретных космических задачах оптимальная скорость истечения ЭРД находится в диапазоне 15–70 км/с.

Высокие скорости истечения частиц и их ионизированное состояние приводят к тому, что струи ЭРД могут интенсивно взаимодействовать с материалами внешних поверхностей КА и его системами.

В настоящее время выявлены следующие основные виды воздействия плазменных струй ЭРД на КА [2]:

- эрозия материалов внешних поверхностей КА;
- загрязнение функциональных поверхностей КА;
- механическое воздействие;
- тепловое воздействие;

- воздействие на панели солнечных батарей;
- помехи в радиодиапазоне;
- оптические помехи;
- помехи по цепям питания и управления;
- влияние на работу бортовой радиоаппаратуры;
- влияние на зарядовое состояние поверхностей КА.

В данном пособии рассмотрены первые два вида воздействия, а именно: эрозионное и загрязняющее.

Эрозионное воздействие является одним из наиболее опасных для систем КА факторов. Оно состоит в выбивании атомов из поверхностных слоев материалов при бомбардировке ускоренными ионами плазменных струй ЭРД. Это может приводить к изменению оптических и механических свойств материалов и, как следствие, к изменению характеристик и работоспособности включающих систем. Так, например, эрозия защитных стекол батарей солнечных (БС) под действием ионной бомбардировки может явиться причиной деградации характеристик фотоэлектрических преобразователей (ФЭП). Эрозия пленочных материалов приводит к их истончению и частичному разрушению. Тонкопленочные оптические и электропроводящие покрытия могут полностью распыляться, что существенно изменяет свойства функциональных поверхностей КА, таких как терморегулирующие покрытия (ТРП), оптические и радиоотражающие поверхности.

В некоторых случаях эрозия может оказывать и положительное влияние, очищая оптические поверхности КА от различного рода загрязнений, а также от микрократеров, образующихся в результате ударов микрометеорных частиц и частиц «космического мусора».

Продукты распыления, образующиеся при бомбардировке элементов конструкции КА ионами струи, могут оседать на оптически чувствительных поверхностях КА, приводя к деградации их оптических характеристик. Данный тип воздействия называют загрязняющим воздействием плазменных струй ЭРД на КА.

Загрязняющему воздействию могут подвергаться терморегулирующие покрытия, оптические элементы, панели БС и т.д. Разделяют два типа загрязнений: загрязнение продуктами распыления элементов конструкции КА и загрязнение вторичными частицами струи, образующимися при распылении элементов конструкции двигателя. Наиболее

существенным является осаждение пленок загрязнений на панелях БС, радиаторах системы терморегулирования (СТР) и астронавигационной аппаратуре. Следует отметить, что продукты распыления могут содержать значительную долю металлов, которые при осаждении на оптических поверхностях приводят к сильному изменению их свойств.

Оценка эрозионного и загрязняющего воздействия струй ЭРД на КА обычно производится расчетным путем. Характеристики распыления материалов и свойства пленок загрязнения определяют экспериментально. Очевидно, что точность и достоверность этих оценок определяется точностью применяемых моделей и используемых в расчетах экспериментальных данных.

Помимо этого большое значение имеют организационные аспекты проведения анализов. Известно, что затраты на любые изменения в проекте, будь то конструкция или логика работы КА, экспоненциально возрастают по мере приближения к моменту запуска КА на орбиту. Поэтому анализы воздействия должны производиться как можно раньше. Однако при параллельной разработке это не всегда возможно. В этой связи крайне важно, чтобы процесс проектирования КА был разработан с учетом необходимости проведения анализов воздействия ЭРД на КА и в случае выявления критического воздействия допускал оперативное решение возникающих проблем.

1. ЭРОЗИОННОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ

Под *эрозионным воздействием* струй ЭРД на материалы внешних поверхностей КА понимают уменьшение толщины этих материалов в результате длительного воздействия ускоренных ионов струи.

Основным параметром данного вида воздействия является глубина эрозии h , численно равная средней толщине поверхностного слоя материала, распыленного ионами струи за все время воздействия τ .

Глубина эрозии оценивается через среднюю (за все время воздействия) скорость эрозии δ , которая зависит от параметров мишени, свойств бомбардирующих ионов струи и параметров потока:

$$h = \delta \cdot \tau. \quad (1.1)$$

Эрозия происходит в результате протекания в тонком (порядка нескольких атомных слоев) приповерхностном слое материала физического процесса *распыления*, который представляет собой кинетическое выбивание атомов мишени при столкновении с ними ускоренных ионов струи. Подробнее физический механизм процесса распыления будет рассмотрен ниже.

Эрозия материалов внешних поверхностей КА является одним из самых опасных факторов, с которым приходится сталкиваться разработчикам при интеграции ЭРД с КА, поскольку она может приводить к существенному изменению функциональных свойств материалов и покрытий КА.

Особенно сильно эрозионное воздействие сказывается на тонкопленочных покрытиях, которые широко применяются на современных КА для придания особых свойств функциональным поверхностям КА.

Например, на современных БС для повышения их электрической мощности и защиты от негативного воздействия внешних факторов космической среды часто применяют тонкопленочные антиотражающие, просветляющие и электропроводящие покрытия. Толщина таких покрытий измеряется сотнями ангстрем (1 ангстрем = 10^{-10} м).

Просветляющие покрытия позволяют увеличить мощность БС на 2–3%, что является существенным. Электропроводящие покрытия

обеспечивают стекание с поверхности стекла электрических зарядов, что позволяет снизить частоту электростатических разрядов на их поверхности и повысить надежность КА.

Тонкие пленки широко применяются в теплоизоляционных материалах, оптических приборах, рефлекторах антенн и многих других системах.

Критерием стойкости КА в целом или его систем к эрозионному воздействию плазменных струй ЭРД является выполнение условия:

$$h \leq h_{\text{доп}}, \quad (1.2)$$

где $h_{\text{доп}}$ — допустимое значение глубины эрозии.

Значение $h_{\text{доп}}$ определяется типом материала или покрытия, его геометрическими параметрами, физическими свойствами и функциональным назначением, условиями работы (например, термостатирование или вибрации), а также характеристиками включающей системы, в которой данное покрытие (материал) выполняет вполне определенную функцию.

Например, если в результате эрозии материала снижается его прочность, то величина $h_{\text{доп}}$ выбирается исходя из допустимой прочности материала.

Если в результате эрозии меняются оптические характеристики материала, являющегося элементом включающей системы (например, объектив телескопа), то $\delta_{\text{доп}}$ выбирается исходя из допустимых изменений оптических характеристик не самого материала, а включающей системы.

Анализ эрозионного воздействия ЭРД на КА состоит в определении величины h и сопоставлении ее с заданным значением $h_{\text{доп}}$. При выявлении элементов конструкции КА, не отвечающих критерию (1.2), пересматривают конструкцию КА, меняют материалы, уточняют исходные данные (обычно в части характеристик распыления материалов) или корректируют значение величины $h_{\text{доп}}$.

В связи с тем, что изменение уже проработанной конструкции КА является чрезвычайно сложной и дорогостоящей процедурой (фактически это означает заново спроектировать КА и выпустить конструкторскую документацию), анализ эрозионного воздействия должен проводиться на самых ранних этапах проектирования, а именно — на этапе эскизного проектирования.

При принятии тех или иных конструкторско-технологических решений конструкторы должны иметь четкие и надежные правила проектирования (РДК — руководящий документ конструктора), позволяющие избежать грубых ошибок и исключить возможность возникновения ситуаций, когда критерий (1.2) не будет выполняться.

В некоторых случаях анализ проводят уже на заключительных этапах проектирования. Целью такого анализа является подтверждение стойкости выбранной конструкции КА к эрозионному воздействию струй ЭРД. Однако если в ходе такого анализа будет установлено, что стойкость КА к эрозионному воздействию не обеспечена, проект может быть отклонен от дальнейшего рассмотрения или направлен на доработку.

В связи с вышесказанным всегда надо помнить, что чем раньше будет проведен анализ, тем меньше придется вводить изменений в конструкцию разрабатываемого КА.

1.1. ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПРОЦЕССА РАСПЫЛЕНИЯ

Для определения глубины эрозии h необходимо знать, как связана скорость эрозии материалов δ с параметрами воздействия, а именно — с плотностью тока ионов струи, энергией и углом падения ионов, с зарядом и физическими свойствами ионов, а также свойствами распыляемого материала.

Чтобы разобраться с этими вопросами рассмотрим основные положения теории распыления [3].

Эффективность процесса распыления характеризуется *коэффициентом распыления* вещества мишени S , равным среднему числу частиц (атомов), выбитых из мишени, в расчете на одну бомбардирующую частицу (ион):

$$S = \frac{\text{число выбитых частиц мишени}}{\text{число ионов, упавших на поверхность}}. \quad (1.3)$$

В основной размерности [атом/ион] величину S обычно называют *атомарным коэффициентом распыления*, иногда его обозначают как S_A .

Коэффициент распыления может быть выражен через скорость уноса массы или объема мишени на единицу электрического заряда

падающих ионов. В этом случае имеет место массовый коэффициент распыления S_M [мг/Кл] или, соответственно, объемный коэффициент распыления S_V [мм³/Кл].

Массовый коэффициент распыления вычисляют через среднюю массу атома мишени и заряд иона:

$$S_M = S_A \frac{m_p M_w \times 10^6}{e}, \quad (1.4)$$

где m_p — масса покоя протона, $m_p = 1,66 \cdot 10^{-27}$ кг; M_w — средняя атомная масса распыленных частиц (а.е.м.); e — заряд электрона, $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл.

Например, для алюминия ($M_w = 27$ а.е.м.):

$$S_M = S_A \frac{1,66 \times 10^{-27} \cdot 27 \times 10^6}{1,6 \times 10^{-19}} = S_A \cdot 0,28, \text{ мг/Кл.} \quad (1.5)$$

Объемный коэффициент распыления вычисляют через массовую плотность вещества мишени ρ [г/см³] по формуле

$$S_V = S_M \frac{1}{\rho}, \text{ мм}^3/\text{Кл.} \quad (1.6)$$

Отметим, что в задачах прогнозирования воздействия струй ЭРД на КА более предпочтительным является использование массового коэффициента распыления, поскольку при этом нет необходимости определять среднюю массу атома материала. Особенно сложно определить эту величину для полимерных или композитных материалов.

В большинстве случаев можно считать, что распыление сложных веществ и соединений происходит в соответствии со стехиометрическим соотношением матрицы, а продукты распыления представляют собой атомы, выбитые из матрицы.

Иногда наблюдается так называемое селективное распыление, при котором стехиометрия в приповерхностном слое и, соответственно, в продуктах распыления нарушается. Однако это особые случаи, которые в большинстве инженерных задач можно не рассматривать, принимая, что стехиометрия вещества мишени и продуктов распыления сохраняется.

В качестве примера оценим среднюю массу частиц распыления оксида кремния (кварцевое стекло) — SiO_2 .

Полагая, что при распылении из мишени выбивается один атом кремния и два атома кислорода (стехиометрия сохраняется), средняя атомная масса распыленных частиц составит:

$$M_w = \frac{N_1 M_1 + N_2 M_2}{N_1 + N_2} = \frac{1 \cdot 28,086 + 2 \cdot 15,999}{1 + 2} = 20,028 \text{ а.е.м.}, \quad (1.7)$$

где M_1 , M_2 — атомные массы кремния и кислорода соответственно; N_1 , N_2 — количество атомов каждого сорта в молекуле вещества мишени.

Впервые распыление наблюдалось в конце XVIII века как эрозия катода, бомбардируемого высокоэнергетическими ионами из плазмы газового разряда. С этим, собственно, и связан, используемый иногда термин *катодное распыление*.

Исследования катодного распыления начались более 170 лет назад. Динамика изменения количества публикаций по физике процесса распыления приведена на рис. 1.1 [4].

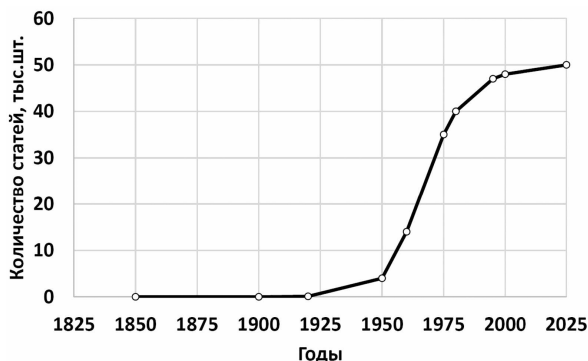


Рис. 1.1. Количество публикаций по катодному распылению (физика процессов)

На рисунке представлена классическая логистическая кривая, впервые предложенная бельгийским математиком Пьером Франсуа Ферхюльстом, отражающая множество природных процессов, протекающих с насыщением.

Эпоха открытий и фундаментальных наблюдений катодного распыления началась в 1850 г. и продолжалась до середины 1920-х годов. В этот период появлялись единичные статьи, в которых обсуждалась физика газового разряда, первые наблюдения эрозии катода в газораз-

рядных трубках. Первые упоминания связаны с работами М. Фарадея и У. Крукса. Термин «распыление» (sputtering) вошел в обиход примерно в конце XIX века.

В 1930–1950-е годы происходило формирование теории распыления, появились первые технологические применения. В это время начала бурно развиваться вакуумная техника, что позволило расширить спектр экспериментальных работ по распылению. Появились первые примитивные теории распыления. Количество публикаций быстро возрастало и составляло несколько десятков в год.

В 1960–1970-е годы наступил «золотой век» вакуумного напыления, основанного на процессах катодного распыления. В год выходило до нескольких сотен статей, многие из них технологического характера. Появились обзорные статьи, в которых предпринимались попытки обобщить накопленный опыт и знания.

Следующее десятилетие (1980–1990 гг.) характеризуется массовым применением магнетронов и реактивных процессов напыления. Количество публикаций по технологическим вопросам стремительно возросло, однако работы по «чистому» катодному распылению стали выходить реже и темп роста кривой замедлился. Это связано с тем, что в целом физика процесса и техника эксперимента были уже достаточно глубоко изучены.

На современном этапе катодное распыление перестало быть отдельной большой темой, а стало инструментом в материаловедении. Поэтому статьи по катодному распылению сейчас часто выходят в разделах, посвященных свойствам конкретных материалов. Если рассматривать статьи строго по физике процесса распыления, то количество работ снизилось, так как основные закономерности уже изучены.

В последние годы интересы исследователей сместились из области физических механизмов распыления в область изучения характеристик распыленных частиц (продуктов распыления). Эти исследования имеют не только большое научное, но и прикладное значение, поскольку их результаты находят широкое применение в технологии производства новых материалов и полупроводниковых приборов. В задачах прогнозирования воздействия струй ЭРД на КА эти данные также имеют большое значение, поскольку применяются при оценке толщины и состава пленок загрязнения.

Всего к 1985 году было разработано более 60 теорий (аналитических и численных моделей) ионного распыления, но единой, универсальной теории так и не было создано. Столь большое количество теорий свидетельствует о сложности этого процесса, а также о недостаточной точности полученных соотношений, описывающих зависимость коэффициента распыления от свойств матрицы и падающих ионов.

В связи с быстрым развитием компьютеров, программного и аппаратного обеспечения в последние годы процессы распыления стали моделировать с применением методов *молекулярной динамики*. Это позволило значительно повысить точность расчетов при относительно небольшом времени счета.

Однако возникла другая проблема, состоящая в том, что реальные материалы имеют сложный химический состав и неоднородную структуру (композиты, смеси и т.п.). Моделирование таких систем должно производиться не только на микроскопическом (атомарном), но и на макроскопическом уровне, рассматривающем достаточно большие объемы вещества (так называемое многомасштабное моделирование). При этом получение надежных данных о свойствах материалов оказывается весьма проблематичным, поскольку требует проведения сложных физических измерений на дорогостоящем аналитическом оборудовании.

Таким образом, как бы не совершенствовались методы расчета и компьютерные системы, для получения достоверных данных о характеристиках распыления материалов, применяемых в космической технике, так или иначе все равно приходится прибегать к эксперименту либо по определению свойств материалов, либо по определению характеристик его распыления.

Подробное описание экспериментальных методов и программного обеспечения для расчета характеристик распыления будет приведено ниже. А пока остановимся кратко на физике процесса распыления.

В настоящее время различают несколько физических механизмов процесса распыления [3]:

- *столкновительное распыление* (происходит в результате упругого взаимодействия бомбардирующих ионов с атомами твердого тела);
- *распыление за счёт неупругих процессов* (происходит в результате возбуждения и ионизации атомов твердого тела);

- **химическое распыление** (происходит в результате химических реакций падающих ионов с атомами твёрдого тела, сопровождающимися образованием летучих соединений).

При столкновительном распылении кинетическая энергия бомбардирующих частиц (ионов) передается атомам мишени, вследствие чего некоторые атомы приобретают энергию, превышающую энергию связи поверхностных атомов U_s . При энергиях бомбардирующих частиц ниже некоторого порогового значения E_{th} распыление прекращается ($S = 0$).

Величина E_{th} — «**порог распыления**», при нормальном угле падения ионов на мишень (угол падения $\theta = 0$, отсчитывается от нормали к поверхности) изменяется от значения $4U_s$ (если массы ионов M_1 и атомов мишени M_2 близки, т.е. если $M_1 \approx M_2$) до $50U_s$ (если $M_1 \ll M_2$).

Теории столкновительного распыления (например, теория Зигмунда) основаны на рассмотрении каскадов упругих столкновений, вызванных передачей кинетической энергии от бомбардирующей частицы атомам мишени. Различают следующие три основных механизма столкновительного распыления (рис. 1.2):

1) механизм прямого выбивания, который реализуется вблизи порога распыления E_{th} при бомбардировке лёгкими ионами и при скользких углах падения ионов. При этом протяжённость каскадов невелика, значительный вклад в потоки распыленных частиц вносят атомы, выбитые первичными частицами (рис. 1.2, а);

2) механизм линейных каскадов (реализуется для всех ионов, кроме самых тяжёлых с энергиями от одного до нескольких десятков кэВ). Характеризуется малой плотностью выбитых атомов, так как преобладают столкновения движущихся атомов матрицы с неподвижными атомами (каскады столкновений), а столкновения движущихся атомов между собой происходят редко (рис. 1.2, б);

3) механизм нелинейных каскадов (тепловых пиков) реализуется для ионов с большими массами и тяжелых молекулярных ионов. Плотность выбитых атомов столь высока, что большинство атомов внутри некоторого объёма находится в движении и взаимодействует между собой, как это происходит, например, в расплаве (рис. 1.2, в).

Следует отметить, что процесс распыления за счёт упругих столкновений наиболее существенен в металлах и полупроводниках. В монокристаллах наиболее благоприятные условия для выхода частиц складываются в направлениях, где плотность упаковки атомов наибольшая.

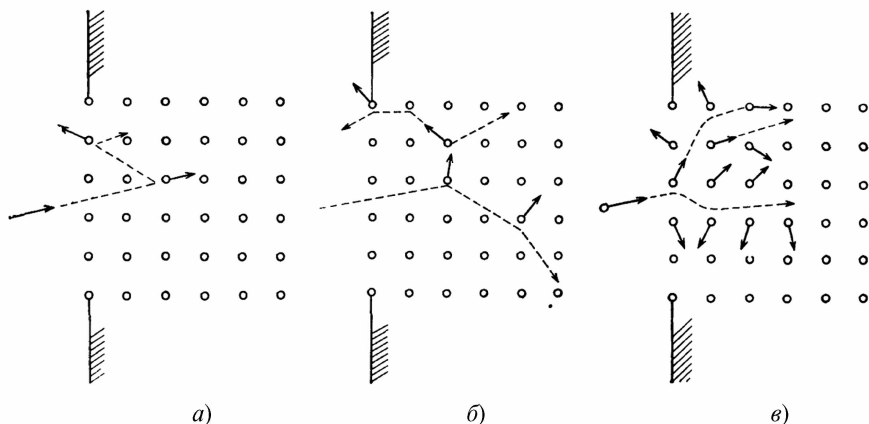


Рис. 1.2. Механизмы столкновительного распыления

При химическом распылении между бомбардирующими частицами и атомами мишени на облучаемой поверхности в результате химических реакций образуются молекулы с низкой энергией связи, которые способны десорбироваться при температуре мишени. Химическое распыление наблюдается в некотором температурном интервале. В этом интервале зависимость коэффициента распыления от температуры обычно проходит через максимум, но чётко выраженной пороговой энергии нет. Коэффициент распыления зависит от конкретного сочетания «химически активный ион — мишень». Энергетическое распределение молекул в большей степени определяется температурой поверхности мишени.

В современных ЭРД, использующих в качестве рабочего тела инертные газы, химическое распыление не происходит. Однако для ЭРД на щелочных металлах или, например, на йоде вероятность химического распыления велика и должна учитываться при анализе эрозионного воздействия плазменной струи ЭРД на материалы КА.

Отметим, что процессы химического распыления наиболее ярко проявляются при взаимодействии низкоорбитальных КА (на орбитах до 700 км) с атомарным кислородом набегающего потока.

По указанным выше причинам вопросы химического распыления в данном курсе не рассматриваются, поэтому весь дальнейший материал будет посвящен только столкновительному распылению.

На рис. 1.3 приведен каскад распыления, инициированный ионами Ag^+ с энергией 1 кэВ, падающими под углом 30° на мишень из Ni. Данный каскад приводит к выбиванию трех атомов из мишени. Существенно, что, хотя первичная частица проникает на большую глубину, выход распыленных частиц происходит с глубины в несколько атомных слоев.

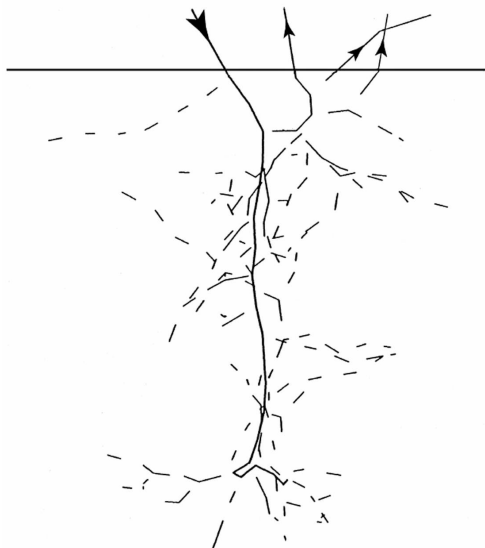


Рис. 1.3. Каскад столкновений, инициированный ионом Ag^+ с энергией 1 кэВ при угле падения 30° в Ni, приводит к распылению трех атомов (расчет с помощью программы TRIM)

В настоящее время известно более 20 параметров и условий процесса, от которых зависит значение коэффициента распыления.

К числу параметров, относительно слабо влияющих на коэффициент распыления (в 1,5–5 раз), можно отнести фазовый, магнитный и полиморфный переходы, пористость, шероховатость, температуру поверхности (не превышающую 0,7 температуры плавления), плоскость среза монокристалла, атомный состав молекулярных ионов.

Параметры распыления, существенно (в 5–10 раз) изменяющие коэффициент распыления: скорость (энергия) иона, угол падения легких ионов на поликристаллическую мишень, углы поворота пло-

скости среза монокристалла, атомарный состав молекулярных ионов в режиме тепловых пиков, температура мишени выше 0,7 температуры плавления вещества.

Параметры распыления, сильно (в 20–200 раз) изменяющие коэффициент распыления: импульс иона, заряд, масса и энергия связи атома мишени, температура мишени вблизи температуры плавления вещества.

Заряд и масса иона могут изменить коэффициент распыления на 3–4 порядка величины.

Здесь важно отметить, что заряд иона практически не влияет на коэффициент распыления металлов. А вот для диэлектриков ситуация совершенно иная. За счет включения механизма потенциального распыления, при котором энергия, запасенная в высоком заряде иона, высвобождается на поверхности и вызывает распыление за счет электронных возбуждений, коэффициент распыления диэлектриков и полупроводников может меняться почти на порядок величины. Хотя при небольших зарядах ($q = 1–3$) эти изменения не столь велики.

Энергия иона является параметром распыления, наиболее сильно, на 7–8 порядков величины, изменяющим значение коэффициента распыления. Особенно сильно эта зависимость проявляется при низких энергиях иона в диапазоне от 5–10 до 50–100 эВ (вблизи порога распыления E_{th}).

Характерная зависимость коэффициента распыления от энергии ионов (экспериментальные точки, полученные разными авторами, и сглаживающая кривая) приведена на рис. 1.4 [5].

Как отмечалось выше, процесс распыления начинается, когда энергия ионов превышает пороговую энергию распыления E_{th} . Однако с помощью весьма чувствительных методов регистрации частиц было экспериментально установлено, что при энергии ионов 3...30 эВ (что меньше E_{th}) коэффициент распыления все равно не равен нулю и составляет $10^{-4}...10^{-5}$ атом/ион. Это связано с колебаниями атомов решетки и периодическим ослаблением связи между ними, т.е. с вероятностным характером процессов распыления.

Пороговая энергия распыления E_{th} зависит от массы иона и атома мишени, энергии связи атома с поверхностью твердого тела, которая определяется энергией связи поверхностных атомов U_s , соответствующей теплоте сублимации вещества.

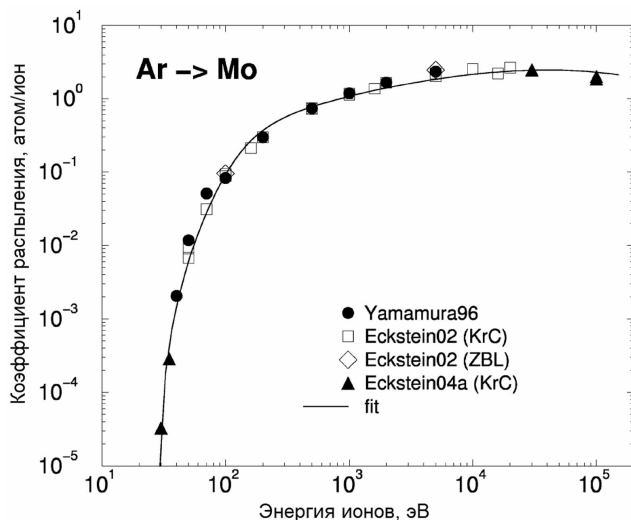


Рис. 1.4. Типичная зависимость коэффициента распыления от энергии ионов ($\text{Ar} \rightarrow \text{Mo}$)

Если предположить, что атом распыляется в результате передачи ему импульса и энергии от налетающего иона, то пороговую энергию распыления можно оценить по формуле [3]

$$E_{th} = \frac{U_s}{\gamma(1-\gamma)}, \quad (1.8)$$

где

$$\gamma = \frac{4M_1M_2}{(M_1 + M_2)^2}. \quad (1.9)$$

По экспериментальным данным пороговая энергия распыления металлов ионами Ar^+ , Kr^+ , Xe^+ составляет 10...30 эВ.

При увеличении энергии ионов от E_{th} до 50–100 эВ происходит быстрый рост коэффициента распыления от 10^{-4} до 10^{-1} атом/ион.

При дальнейшем увеличении энергии ионов рост коэффициента распыления замедляется, достигает максимума и затем начинает уменьшаться.

Энергетическая зависимость коэффициента распыления в области энергий 0,1...1 кэВ хорошо исследована и в первом приближении яв-

ляется линейной. При увеличении энергии выше 1 кэВ зависимость от энергии становится более пологой и до максимума коэффициента распыления может быть аппроксимирована функцией $\sqrt{E}$. Дальнейший ход кривой распыления связан с уменьшением выхода распыленных частиц, поэтому с ростом энергии коэффициент распыления плавно снижается (рис. 1.5).

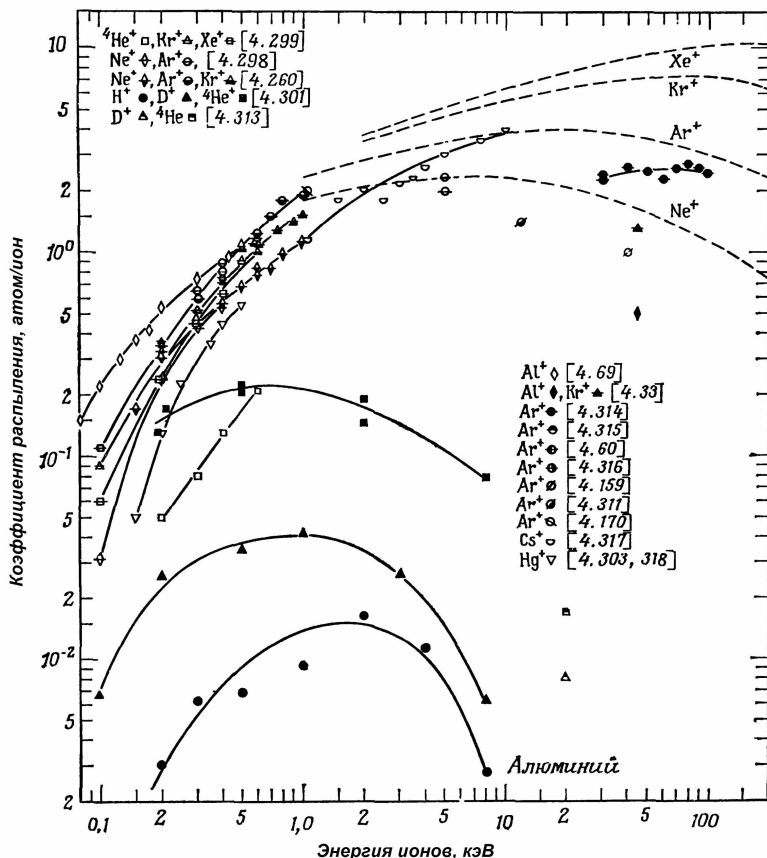


Рис. 1.5. Зависимость коэффициента распыления алюминия от энергии ионов разной массы [3]

Из рисунка видно, что для легких ионов (водород, дейтерий) максимум коэффициента распыления достигается при энергиях около

2–5 кэВ. Для тяжелых ионов (ксенон, криптон) максимум находится в области 100 кэВ.

Этот эффект связан с проникновением ионов на большую глубину и уменьшением вероятности выхода вторичных ионов, выбитых на большой глубине. Энергия, соответствующая максимальному значению коэффициента распыления (при нормальном падении ионов), увеличивается по мере увеличения атомной массы бомбардирующих ионов.

Известно простое мнемоническое правило — «энергия, соответствующая максимуму коэффициента распыления в кэВ, численно равна атомной массе иона». Так, например, для ионов ксенона ($M_w = 131,3$ а.е.м.), наиболее широко применяемого в современных ЭРД, значения $E_{\max}$ для 58 элементов таблицы Менделеева находятся в диапазоне 190–500 кэВ, что намного превышает энергию ускоренных ионов у существующих типов ЭРД. Для ионов аргона ($M_w = 39,9$ а.е.м.) диапазон энергий составляет 18–120 кэВ, что также значительно выше энергии ускоренных ионов струй ЭРД.

Исходя из этого можно заключить, что для большинства современных типов ЭРД, включая ионные двигатели, коэффициент распыления материалов при бомбардировке ускоренными ионами струй этих двигателей является монотонно возрастающей квазилинейной функцией энергии иона, а для низкоэнергетических ионов струи (вблизи порога распыления) — экспоненциальной или степенной.

Подробный обзор наиболее известных полуэмпирических моделей ионного распыления дан в работе [4]. Как уже отмечалось, большое разнообразие теорий обусловлено их относительно небольшой точностью и ограниченной областью применения. Для большинства инженерных задач ошибки прогноза не должны превышать 15–20% в широком диапазоне изменения параметров этого процесса. Однако существующие теории обеспечивают точность на уровне 30–40%, а в некоторых случаях ошибка достигает 100% и более. Столь низкая точность моделей обусловлена тем, что они не учитывают множества факторов, оказывающих значительное влияние на коэффициенты распыления, например, шероховатость поверхности, наличие окисных пленок и т.п.

Классическая теория Зигмунда, опубликованная еще в 1969 г., дает для области энергий менее 1–3 кэВ при падении ионов по нормали к поверхности следующую формулу для расчета коэффициента распыления:

$$S = \frac{3}{4\pi^2} \alpha \frac{T_i}{U_s} \approx 0,076 \alpha \frac{T_i}{U_s}, \quad (1.10)$$

где

$$T_i = E_i \gamma, \quad (1.11)$$

где α — коэффициент, зависящий от отношения M_2/M_1 , угла падения иона и его энергии. Зависимость $\alpha(M_2/M_1)$ при нормальном падении ионов приведена на рис. 1.6.



Рис. 1.6. Зависимость коэффициента α от отношения масс мишени (M_2) и иона (M_1) при нормальном падении ионов

Для бериллия, кремния, хрома, никеля, германия, родия, палладия, серебра, иридия, платины и золота получено хорошее соответствие формулы (1.10) с экспериментальными данными. Но для титана, ванадия, циркония, ниобия, гафния, тантала, тория и урана измеренные значения оказались почти в два раза меньше расчетных.

Одной из наиболее точных теорий распыления, позволяющей проводить инженерные расчеты, является теория Ю.А. Рыжова и И.И. Шкарбана. Для вычисления коэффициента распыления в ней используются следующие соотношения:

$$S = 0,26 \left(\frac{\Delta E}{U_s} \right)^{1,4} [1 - B \cdot \exp(-0,1\lambda N^{1/3})]; \quad (1.12)$$

$$\Delta E = \pi^2 A_F N \frac{\mu}{(\mu + 1)^2}; \quad (1.13)$$

$$A_F = \frac{3,05 \cdot 10^{-16} Z_1 Z_2}{(Z_1^{1/2} + Z_2^{1/2})^{2/3}}, \quad (1.14)$$

где ΔE — средняя энергия, переданная в слое вещества, рассчитанная при использовании потенциала О.Б. Фирсова для описания взаимодействия между атомами; A_F — константа в потенциале Фирсова; $\mu = M_1 / M_2$ — отношение масс иона (M_1) и атома мишени (M_2); $B = \mu^{-0,135}$; λ — средняя длина свободного пробега в веществе, $\lambda = (\pi R_B^2 N)^{-1}$; R_B — радиус взаимодействия по модели твердых сфер с использованием экранированного потенциала.

Из формулы (1.12) получается выражение для максимального коэффициента распыления, которое, однако, не обязательно является реально достижимым:

$$S_{\max} = 0,26 \left(\frac{\Delta E}{U_s} \right)^{1,4}. \quad (1.15)$$

Сравнение расчетных значений $S/S_{\max}$ с экспериментальными данными различных авторов для 60 комбинаций ион-атом мишени показало, что расхождение между теорией и экспериментом находится в пределах $\pm 16\%$.

Одной из наиболее интересных и практически значимых для задач анализа эрозионного воздействия ЭРД на КА является теория Дж. Богданского, Дж. Рота и Х. Бая. Эта теория работает в диапазоне энергий ионов $0 < E/E_{th} < 20$ с учётом отражения ионов от поверхностей металлов и карбидов:

$$S(E) = 6,4 \cdot 10^{-3} M_2 \gamma^{5/3} E'^{1/4} (1 - 1/E')^{7/2}, \quad E' < 20; \quad (1.16)$$

$$E' = E / E'_{th};$$

$$E'_{th} = U_s / (\gamma(1 - \gamma)), \quad \mu \leq 0,3;$$

$$E'_{th} = 8U_s / \mu^{2/5}, \quad \mu > 0,3.$$

Эта формула хорошо описывает зависимость $S(E)$ для 11 металлов, графита, кремния, карбидов B_4C ; SiC ; TaC ; WC , облучаемых ионами H^+ ; D^+ ; He^+ ; Ne^+ ; Ar^+ ; Xe^+ для 250 комбинаций ион-материал.

В диапазоне энергий $1 < E' < 20$ для указанного соотношения масс иона и атома мишени совпадение с экспериментальными данными составляет примерно 2. И хотя абсолютная точность этой теории относительно невысока, она дает удивительно хорошее качественное согласие с экспериментом в диапазоне умеренных энергий ионов (рис. 1.7).

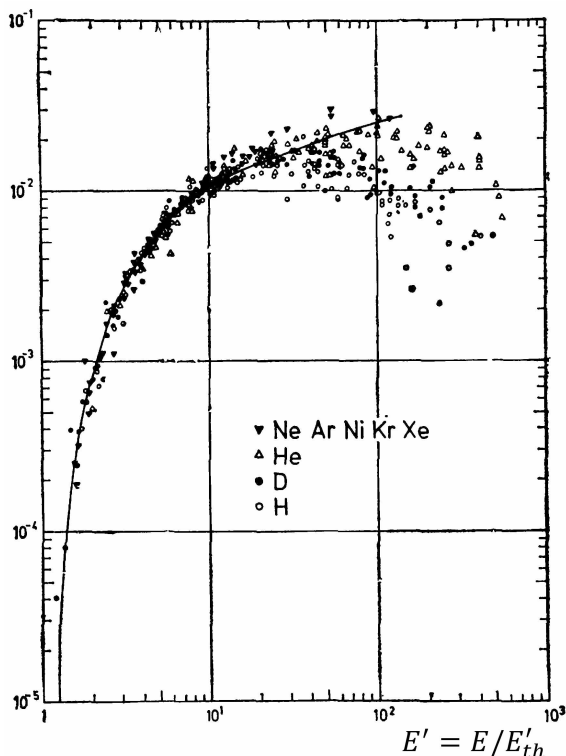


Рис. 1.7. Зависимость нормированных коэффициентов распыления ионами низких энергий от нормированной энергии ионов E' [3]

В связи с этим соотношение (1.16) может быть использовано для аппроксимации имеющихся в литературе или новых эксперименталь-

ных данных. Наиболее универсальная аппроксимирующая функция имеет вид

$$S(E) = S_0 \cdot \left(\frac{E}{E_{th}} \right)^a \left(1 - \frac{E_{th}}{E} \right)^b, \quad (1.17)$$

где S_0 , a , b — коэффициенты, определяемые из эксперимента. Пороговая энергия E_{th} может быть определена из априорной информации, либо оценена из эксперимента.

В качестве примера на рис. 1.8 приведены результаты аппроксимации функцией (1.17) большого количества экспериментальных данных по распылению золота ионами ксенона.

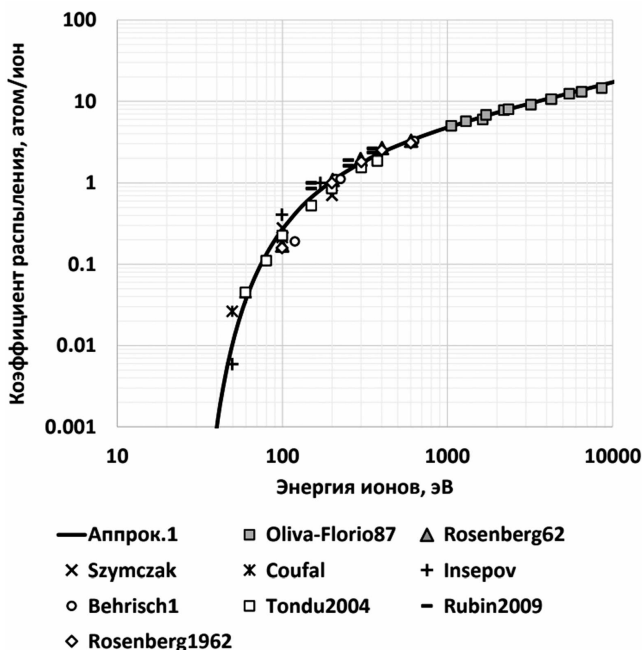


Рис. 1.8. Зависимость коэффициента распыления золота ионами ксенона (аппроксимация экспериментальных данных, полученных разными авторами)

Значения параметров, входящих в (1.17), полученные методом наименьших квадратов, приведены в табл. 1.1. Погрешность аппроксимации экспериментальных данных составляет примерно 10%.

Большинство других теорий обладает существенно меньшей точностью (ошибка в вычислении коэффициента распыления может достигать 100–200%), оперирует более сложными соотношениями и большим количеством параметров. Поэтому практическое применение этих формул ограничено.

Таблица 1.1

Параметры аппроксимирующей функции для зависимости коэффициента распыления золота при бомбардировке ионами ксенона

Параметр	Значение	Размерность
E_{th}	28.6	эВ
S_0	0.966	атом/ион
a	0.494	б/р
b	5.630	б/р

Зависимость коэффициента распыления от угла падения ионов θ имеет характерный максимум в области углов падения 50...60°, а при больших углах быстро уменьшается. Типичные зависимости $S(\theta)$ молибдена (экспериментальные данные) при воздействии ионов ксенона различной энергии приведены на рис. 1.9.

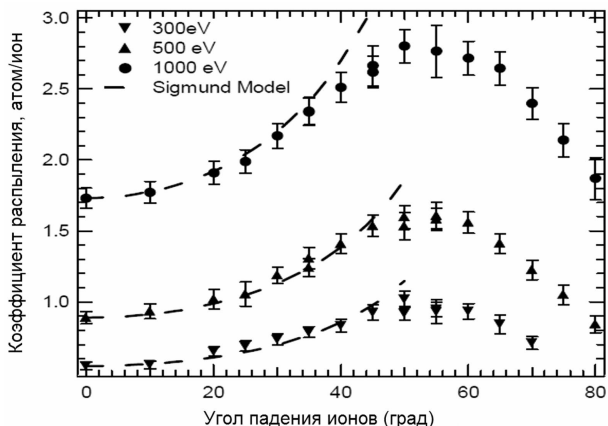


Рис. 1.9. Типичные зависимости коэффициента распыления от угла падения ионов (ксенон по молибдену)

Увеличение коэффициента распыления по мере увеличения угла падения ионов обусловлено тем, что каскад столкновений развивается

ближе к поверхности материала. Поэтому вероятность выхода распыленных частиц увеличивается. Максимум коэффициента распыления обычно достигается при углах падения $55...60^\circ$. После этого коэффициент распыления быстро падает и достигает нуля при угле падения 90° . Падающая зависимость в области больших углов обусловлена быстрым ростом коэффициента отражения при приближении к направлению скользящего падения.

Здесь важно понимать, что зависимость $S(\theta)$ отражает именно изменение вероятности выхода частиц на один падающий ион при наклонном падении иона и не учитывает уменьшение плотности потока частиц, падающих на поверхность мишени под некоторым углом. Согласно приведенному выше определению коэффициента распыления, не важно, под каким углом падают частицы на единицу площади поверхности. При любом угле падения коэффициент распыления будет определяться количеством частиц, вылетевших с той же площади, на которую попадают ионы.

Обычно, для описания угловой зависимости коэффициента распыления используют безразмерный коэффициент распыления:

$$\bar{S}(\theta) = \frac{S(\theta)}{S(0)}, \quad (1.18)$$

где $S(0)$ — коэффициент распыления при нормальном угле падения.

Простейшая теория Зигмунда (пунктирная линия на рис. 1.9) дает следующее выражение для зависимости коэффициента распыления от угла падения:

$$\bar{S}(\theta) = S(\theta) \frac{1}{\cos^f(\theta)}, \quad (1.19)$$

где показатель степени $f = 2, 2...1, 0$ для $M_2/M_1 = 0, 1 \dots 10$. При $M_1 = M_2$ и угле падения $\theta \approx 60^\circ$ значение $\bar{S}(\theta) = (4, 5...6, 0) \cdot S(\theta)$. Значение f должно определяться из эксперимента.

Однако при углах падения $\theta \geq 45+50^\circ$ формула (1.19) дает сильно завышенные, противоречивые значения, поэтому ее область применения ограничена углами падения $\theta \in [0...45^\circ]$.

На сегодняшний день одной из наиболее простых и достаточно точных формул, описывающих зависимость $S(\theta)$, является полуэмпирическая формула Ямамуры:

$$S(\theta) = S(0) \cos^{-f} \theta \exp \{ -f \cos \theta_{opt} [\cos^{-1} \theta - 1] \};$$

$$f = \ln \left(\frac{S(\theta_{opt})}{S(0)} \right) (\cos \theta_{opt} - \ln \cos \theta_{opt} - 1)^{-1}, \quad (1.20)$$

где θ_{opt} — угол, при котором достигается максимальное значение коэффициента распыления (определяется экспериментально).

Следует отметить, что формула (1.20) дает намного более точное приближение угловой зависимости коэффициента распыления, чем формула (1.19), представленная теорией Зигмунда (рис. 1.10).

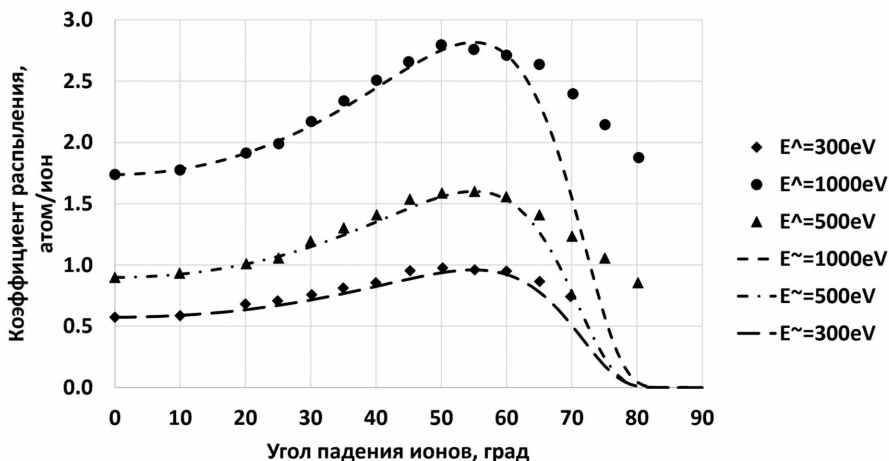


Рис. 1.10. Экспериментальные точки угловой зависимости молибдена при воздействии ионов ксенона, аппроксимируемые моделью Ямамуры

Однако проблемы точности аппроксимации экспериментальных угловых зависимостей остаются прежними: наблюдается хорошее совпадение в области $\theta < \theta_{opt}$. Но в интервале скользящих углов ($\theta > \theta_{opt}$) результаты эксперимента сильно отличаются от результатов модели Ямамуры, что может быть связано как с влиянием микрорельефа поверхности, так и с недостаточной корректностью применения модели в этой области.

Среди относительно простых формул, в которых устранен данный недостаток, является формула Вэя:

$$S(\theta) = S(0) \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\beta}{\alpha}\right)^2 \tan^2 \theta}} \exp \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{a}{\alpha}\right)^2 \left[1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\beta}{\alpha}\right)^2 \tan^2 \theta}} \right] \right\};$$

$$\frac{S(\theta_{opt})}{S(0)} = \frac{1}{\left(\frac{a}{\alpha}\right)} \exp \left\{ \frac{1}{2} \left[\left(\frac{a}{\alpha}\right)^2 - 1 \right] \right\};$$

$$\theta_{opt} = \tan^{-1} \sqrt{\frac{\left(\frac{a}{\alpha}\right)^2 - 1}{\left(\frac{\beta}{\alpha}\right)^2}}, \quad (1.21)$$

где α , β и a — подгоночные коэффициенты.

В большинстве случаев формула Вэя удовлетворительно описывает угловые зависимости $S(\theta)$. Пример такой аппроксимации (для пары ксенон 500 эВ по молибдену) приведен на рис. 1.11.

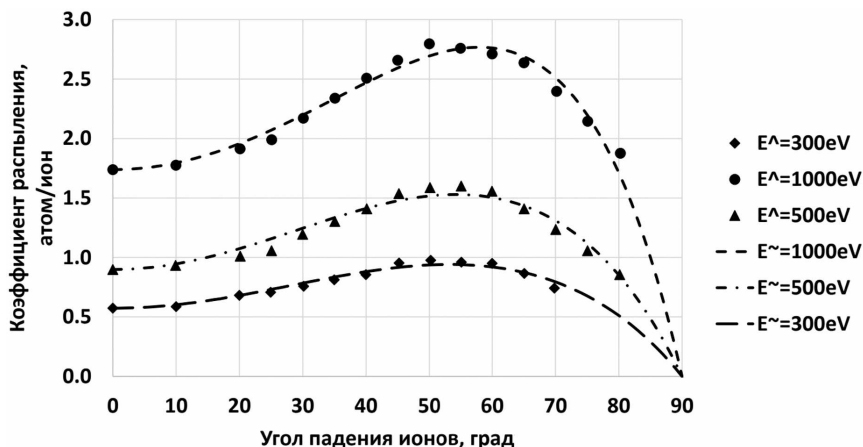


Рис. 1.11. Экспериментальные точки угловой зависимости молибдена при воздействии ионов ксенона, аппроксимируемые моделью Вэя

Однако и формула Вэя может давать большую ошибку, особенно в области малых углов падения. Поэтому для получения наибольшей точности аппроксимации можно применять обе модели, «сшитые» в точке максимума коэффициента распыления.

При увеличении энергии ионов положение максимума зависимости $S(\theta)$ смещается вправо, а амплитуда несколько уменьшается (рис. 1.12). Это значит, что для достижения высокой точности расчетов необходимо учитывать влияние энергии ионов на вид зависимости $S(\theta)$.

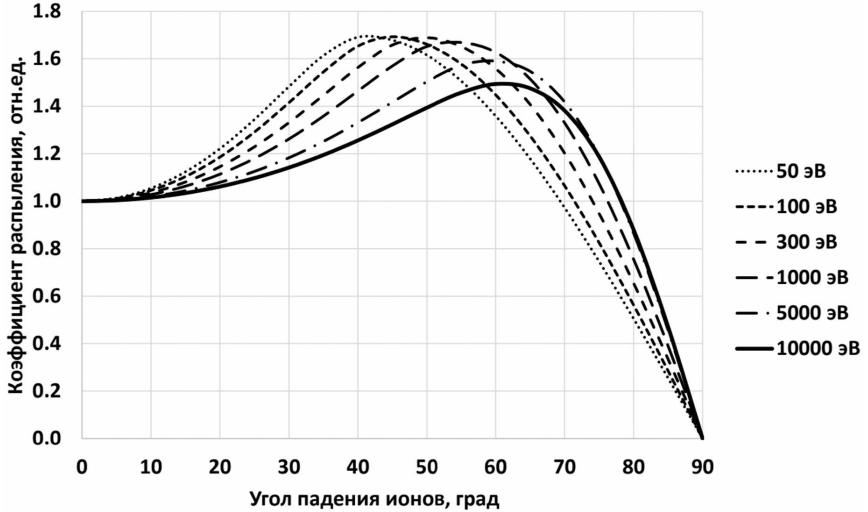


Рис. 1.12. Зависимость $S(\theta)$ при различных значениях энергии ионов для пары $\text{Xe}^+ \rightarrow \text{Au}$

Положение максимума функции $S(\theta)$ можно приближенно определить по следующим формулам:

$$\theta_{opt} = 90^\circ - a\varphi^b;$$

$$\varphi = \left(\frac{a_L}{R_0} \right)^{3/2} \sqrt{\frac{1}{E_i} \frac{Z_i Z_t}{(Z_i^{2/3} + Z_t^{2/3})^{1/2}}};$$

$$a_L = \left(\frac{9\pi^2}{128} \right)^{1/3} \frac{a_0}{(Z_i^{2/3} + Z_t^{2/3})^{1/2}} = \frac{0,4685}{(Z_i^{2/3} + Z_t^{2/3})^{1/2}}, \quad (1.22)$$

где a_L — экранирующая длина Линдхарда, Å; $a_0 = 0,529$ — радиус Бора, Å; Z_i, Z_t — атомные номера иона и мишени, б/р; E_i — энергия иона, эВ; R_0 — постоянная кристаллической решетки, Å; a, b — подгоночные параметры ($a = 286, b = 0,45$).

К сожалению, в настоящее время не существует простых аналитических моделей, достаточно точно описывающих имеющиеся экспериментальные данные. Измерения при скользящих углах падения осложняются тем, что любая реальная поверхность имеет множество дефектов и естественную шероховатость, которые начинают оказывать сильное влияние на величину коэффициента распыления. В связи с этим наиболее достоверными в этом диапазоне углов падения ионов можно считать результаты численного моделирования, подкрепленные экспериментом.

Для многих материалов наблюдается существенное влияние ионного флюенса Φ [Кл/см²] на коэффициент распыления (рис. 1.13).

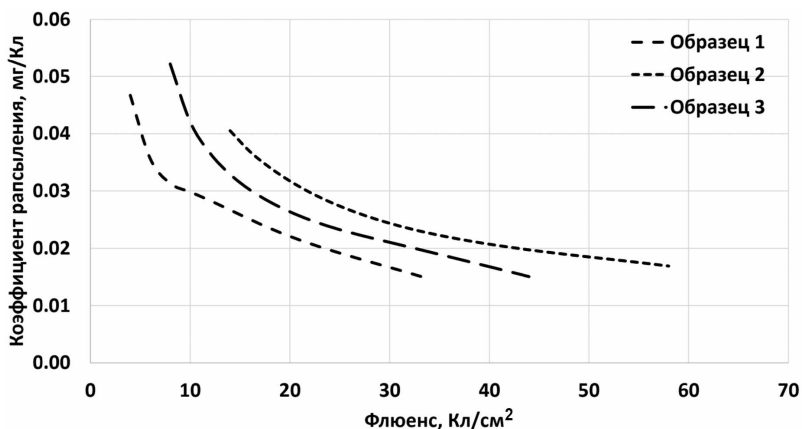


Рис. 1.13. Типичные кривые изменения коэффициента распыления по времени, характеризующие влияние ионного флюенса

Особенно сильно это влияние проявляется у керамик, эмалей и органических материалов. Как правило, у таких материалов наблюдается постепенное снижение коэффициента распыления по сравнению с начальным значением. Это объясняется тем, что вначале уносится поверхностный слой, измененный в процессе обработки, а затем уже происходит распыление матрицы, коэффициент распыления которой ниже, чем поверхностного слоя.

Для ряда металлов характерно постепенное увеличение коэффициента распыления, обусловленное удалением оксидной пленки с его поверхности.

Стабилизация скорости эрозии наступает при достижении дозы падающих ионов $\Phi = 100\text{--}200 \text{ Кл/см}^2$, когда динамический состав поверхностного слоя стабилизируется. Такие дозы реализуются в первые $10\div 100$ часов работы ЭРД в лабораторных условиях и при значительно больших временах в условиях летной эксплуатации КА.

Следует отметить, что при относительно небольшой интенсивности потока ионов влияние дозы является следствием начального состояния и процессов изменения состояния поверхностных слоев материала и однозначно связано с глубиной распыления. Поэтому при решении инженерных задач вместо влияния дозы правильнее рассматривать влияние глубины распыления материала. И только при высокой интенсивности потока, когда возможны коллективные эффекты в поверхностном слое (режим тепловых пиков), необходимо рассматривать именно величину ионного флюенса, а не глубины распыления.

Таким образом, общим выводом из рассмотрения аналитических моделей распыления является подтверждение тезиса об их недостаточной точности для прогнозирования характеристик распыления большинства конструкционных материалов. Естественным выходом из этой ситуации является применение численных моделей распыления, рассматривающих этот процесс на микроуровне.

Численные расчеты коэффициентов распыления дают вполне удовлетворительное согласие с экспериментом для многих простых веществ, в частности, для никеля, кремния и т.п. Есть менее удачные результаты, относящиеся к углероду и благородным металлам, выполненные при использовании одного и того же потенциала взаимодействия, одной и той же модели неупругих потерь и соответствующих энергий связи.

Одними из наиболее часто упоминаемых компьютерных программ являются программы SRIM (включает модуль TRIM) и программы динамического моделирования SDTrimSP и TRIDYN [6].

Численные методы позволяют детально изучить процессы ионного распыления, получить данные о составе поверхностных слоев материала, динамике процесса, исследовать зависимости выхода частиц от параметров соударения и изменение профиля концентрации, увидеть перераспределение элементов в многокомпонентных системах и селективное распыление.

В то же время для проведения этих расчетов необходима исчерпывающая информация о физических свойствах материала, его структуре, потенциалах взаимодействия и т.п. Все это осложняет использование компьютерных программ для расчета коэффициентов распыления реальных органических и композиционных материалов, используемых в космической технике. Использование недостаточно точных данных приводит к снижению точности результатов.

Таким образом, можно сделать следующий вывод. Большое количество и относительно невысокая точность разработанных моделей распыления говорит о том, что все они, по сути, являются частными моделями, справедливыми в узком диапазоне параметров взаимодействия. Причем не только тех параметров, которые используются в моделях, но и тех, которые в моделях не учтены или приняты постоянными. Напрашивается вывод о том, что при увеличении количества параметров модели возрастает ее противоречивость, поэтому наилучшие результаты дают относительно простые модели с небольшим количеством параметров.

Попытки учета большого количества параметров экспоненциально усложняют модель, что делает ее малопригодной для практического использования. Кроме того, по мере усложнения модели и учета микроскопических параметров частиц газа и мишени возрастает неопределенность в исходных данных, требующая дополнительных экспериментальных измерений.

В связи с этим в инженерных задачах анализа эрозионного воздействия струй ЭРД на КА, как правило, применяют простые полуэмпирические соотношения, значения коэффициентов в которых определяют из эксперимента. Для исследовательских задач, в которых точность результата не имеет решающего значения, а более важным является возможность варьирования параметров, предпочтительнее применение численных или относительно простых, широкодиапазонных аналитических моделей.

1.2. ИНДИКАТРИСА РАСПЫЛЕНИЯ

Одной из важнейших характеристик процесса распыления является индикатриса распыления, которая описывает пространственное рас-

пределение потоков распыленных частиц, вылетающих из мишени. Знание этой характеристики требуется при оценке загрязняющего воздействия струй ЭРД на КА, речь о котором пойдет ниже. В качестве примера на рис. 1.14 приведены трехмерные графики индикатрисы распыления алюминия при падении ионов под двумя разными углами: $\theta = 0^\circ$ и $\theta = 45^\circ$.

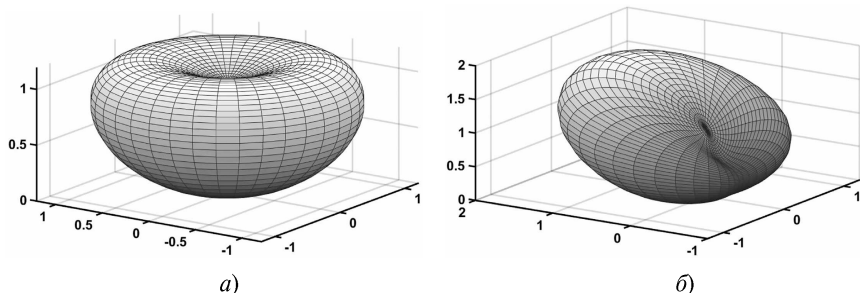


Рис. 1.14. Индикатриса распыления при различных углах падения ионов:
 $a - \theta = 0^\circ$; $b - \theta = 45^\circ$

Индикатриса распыления (рис. 1.15) определяет величину плотности потока частиц, выбитых из мишени в определенном направлении, в зависимости от угла между вектором скорости падающей частицы и нормалью к поверхности вылета:

$$nv(E, \theta, \varphi, \psi, R) = \frac{I_0}{R^2} \text{Ind}_{E, \theta}(\varphi, \psi), \quad (1.23)$$

где φ, ψ — соответственно полярный и азимутальный углы вылета выбитой (распыленной) частицы; θ — угол падения бомбардирующей (налетающей) частицы; E — энергия налетающей частицы; R — расстояние от источника до выбранной точки пространства (точки приема); I_0 — интенсивность источника, $1/c$; $\text{Ind}_{E, \theta}(\varphi, \psi)$ — индикатриса распыления, описывающая распределение распыленных частиц в пространстве для фиксированных значений угла падения θ и энергии частиц $E, 1/c$.

Индикатриса строится относительно центра области распыления и обычно задается в двух сечениях (плоскостях): продольном (относительно вектора скорости ионов и нормали к поверхности) и попереч-

ном. В наиболее общем случае для сложных распыляемых поверхностей индикатриса распыления может описываться произвольной, несимметричной функцией. В ряде частных случаев вид $Ind_{E,\theta}(\varphi, \psi)$ значительно упрощается.

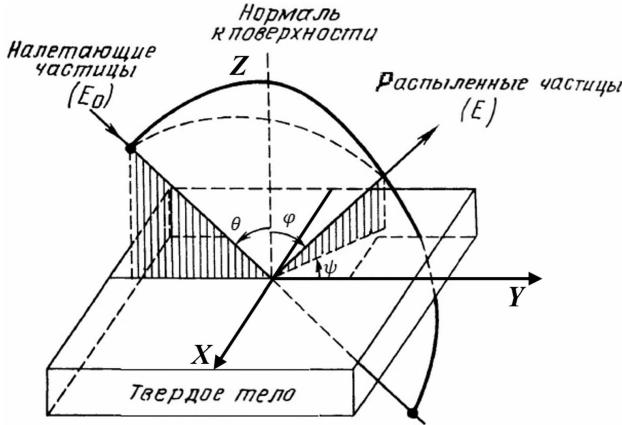


Рис. 1.15. Определение полярного и азимутального углов вылета частиц из мишени при ионной бомбардировке

Нормирование индикатрисы производится исходя из условия сохранения массы (потока частиц):

$$\int_S nv(\varphi, \psi, R) dS = I_0, \quad (1.24)$$

где $dS = R^2 \sin(\varphi) d\varphi d\psi$ — бесконечно малый элемент сферы радиуса R , окружающей элемент распыляемой поверхности ΔS ; I_0 — поток частиц с ΔS .

После соответствующих подстановок получаем следующее условие нормировки индикатрисы распыления:

$$\iint_{\varphi=0 \dots \frac{\pi}{2}; \psi=0 \dots 2\pi} Ind_{E,\theta}(\varphi, \psi) \sin(\varphi) d\varphi d\psi = 1. \quad (1.25)$$

Введем понятие угловой функции источника распыленных частиц F :

$$F(\vec{r}) = F(\varphi, \psi, R) = \frac{nv(\varphi, \psi, R)}{I_0}, \quad (1.26)$$

где $\vec{r}$ — радиус-вектор точки приема, который определяется углами φ, ψ в полярной системе координат источника и расстоянием от источника R .

Тогда угловая функция источника распыленных частиц и индикатриса распыления могут быть связаны соотношением:

$$F(\varphi, \psi, R) = \frac{1}{R^2} \text{Ind}_\theta(\varphi, \psi). \quad (1.27)$$

Простейшая индикатриса распыления для случая изотропного разлета частиц (в полусферу, равновероятно по всем направлениям) имеет вид:

$$\text{Ind}_\theta(\varphi, \psi) = \frac{1}{2\pi}. \quad (1.28)$$

Хорошо известная функция Ламберта, описывающая диффузный разлет частиц, записывается в виде

$$\text{Ind}_\theta(\varphi, \psi) = \frac{1}{\pi} \cos(\varphi). \quad (1.29)$$

Более общая функция косинуса имеет вид

$$\text{Ind}_\theta(\varphi, \psi) = \frac{(\beta+1)}{2\pi} \cos^\beta(\varphi), \quad (1.30)$$

где β — параметр распределения (отметим, что при $\beta = 1$ данная функция превращается в функцию Ламберта).

Рассмотренные выше простейшие функции используются для описания осесимметричных индикатрис. Для аппроксимации неосесимметричных индикатрис распыления используются более сложные функции.

Одной из относительно простых и удобных функций является хорошо себя зарекомендовавшее соотношение Занга (Zhang):

$$\begin{aligned} \text{Ind}(\varphi, \psi) = & \frac{1}{1 - \sqrt{\varepsilon} \cos(\theta)} \cdot \frac{\cos(\varphi)}{\pi} \left[1 - \frac{1}{4} \sqrt{\varepsilon} \{ \cos(\theta) \gamma(\varphi) + \right. \\ & \left. + \frac{3}{2} \pi \cdot \sin(\theta) \sin(\varphi) \cos(\psi) \} \right], \end{aligned} \quad (1.31)$$

где

$$\gamma(\varphi) = \frac{3\sin^2(\varphi) - 1}{\sin^2(\varphi)} + \frac{\cos^2(\varphi)(3\sin^2(\varphi) + 1)}{2\sin^3(\varphi)} \ln\left(\frac{1 + \sin(\varphi)}{1 - \sin(\varphi)}\right); \quad (1.32)$$

$$\varepsilon = \frac{E_*}{E}; \quad (1.33)$$

θ — угол падения ионов на поверхность; φ , ψ — соответственно полярный и азимутальный углы вылета частицы; E — энергия ионов; E_* — подгоночный параметр.

Значение параметра E_* в (1.33) обычно принимается равным пороговой энергии распыления. Действительно, анализ соотношения (1.31) показывает, что отношение $\varepsilon = \frac{E_*}{E}$ должно быть строго меньше 0,5. Однако при обработке экспериментальных данных величина E_* может меняться в зависимости от угла падения и энергии ионов. В связи с этим данный параметр используется в качестве подгоночного в каждом конкретном случае.

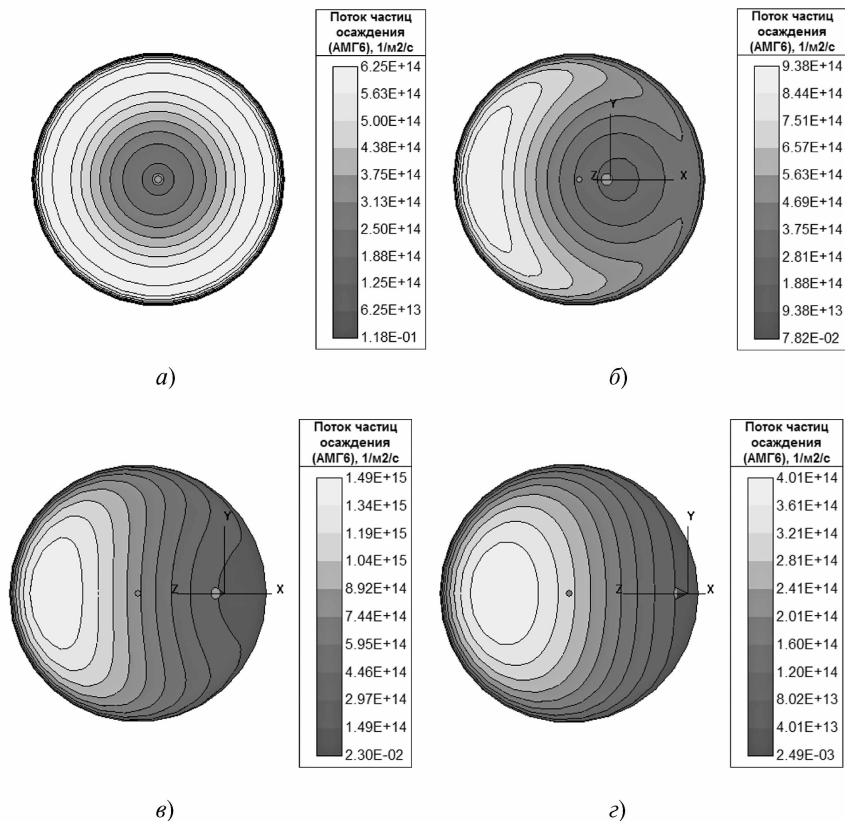
Таким образом, при использовании соотношений Занга для задания индикатрисы распыления необходимо задать таблицу значений параметра $\varepsilon = \varepsilon(E, \theta)$, определить которые можно из эксперимента.

Все приведенные выше индикатрисы распыления (1.28)–(1.31) отвечают условию нормировки (1.25).

Результаты расчета индикатрисы распыления алюминия с использованием формулы (1.31) при $\varepsilon = 0,45$ приведены на рис. 1.16 (источником распыленных частиц является диск диаметром 4 см, помещенный в центр полусферы, имеющей радиус 100 см и являющейся коллектором распыленных частиц). Показаны значения плотности потока осаждения распыленных с диска частиц на внутренней поверхности полусферы.

Из рисунка следует, что увеличение угла падения ионов приводит к заметному изменению картины разлета распыленных частиц.

Приведенные выше функции Занга (1.31), Ламберта (1.29) и косинуса (1.30) могут быть использованы для аппроксимации индикатрис распыления различных материалов.



1.3. РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ЭРОЗИОННОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ СТРУЙ ЭРД НА КА

Как отмечалось выше, основными параметрами эрозионного воздействия струй ЭРД на КА являются средняя скорость распыления материала — δ [мкм/ч] и глубина эрозии за заданное время — h [мкм].

Расчет параметров эрозионного воздействия состоит из следующих основных этапов, а именно: 1) определение параметров струи ЭРД

в заданной точке поверхности КА в различные моменты времени (если условия воздействия меняются во времени); 2) расчет скорости распыления в этой точке в различные моменты времени; 3) определение интегральной величины глубины эрозии за все время воздействия.

Для вычисления глубины эрозии необходимо проинтегрировать величину скорости распыления по времени с учетом возможного изменения геометрии КА (т.е. плотности тока, углов вылета и углов падения ионов) и возможного изменения коэффициента распыления, обусловленного влиянием дозы облучения (глубины распыления). Эти вычисления производят для всех точек поверхности КА, критичных к данному виду воздействия.

При проведении расчетов поверхность КА разбивают на множество элементарных треугольников (рис. 1.17), значения параметров воздействия вычисляют в вершинах треугольников, в промежуточных точках значения параметров определяют методом билинейной интерполяции.

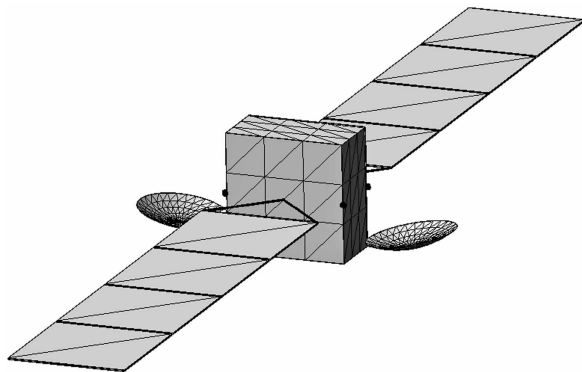


Рис. 1.17. Триангулированная поверхность КА «Ямал-100» для проведения численных расчетов

Как можно видеть из рисунка, плоскости аппроксимируются двумя треугольниками, а антенны — большим количеством треугольников. Это связано с тем, что стандартные программы осуществляют триангуляцию поверхностей по критерию заданной точности аппроксимации. Однако для расчетов требуется значительно большая плотность разбиения, поскольку исследуемый параметр может изменяться по поверхности КА на много порядков величины. Кроме того, могут быть

участки затенения, на которых происходит резкое изменение значений параметров (граница типа «свет-тень»). В связи с этим при проведении расчетов геометрическая сетка дробится на множество вложенных треугольников для получения требуемого пространственного разрешения.

Расчет параметров струи и соответствующих параметров потока в заданной точке поверхности КА производят с использованием моделей струи, рассмотренных в [7].

Обычно расчет проводят в предположении модели точечного источника, когда ионы струи летят по прямолинейным траекториям до момента соударения с поверхностью. Для инженерных расчетов точности такого приближения вполне достаточно, поскольку ошибки определения параметров струи и коэффициентов распыления материалов существенно превышают погрешность модели струи.

Однако в некоторых случаях приходится учитывать наличие пристеночного слоя у поверхности при обтекании ее потоками плазмы (это имеет место, когда распыляемый материал находится под значительным отрицательным потенциалом относительно плазмы струи). Наличие этого слоя может изменять траекторию и энергию ионов, бомбардирующих поверхность, поэтому должно учитываться при расчетах.

Наиболее сильно «эффект слоя» проявляется для ионов малых и средних энергий, траектории которых могут изменяться под действием электрического поля обтекаемой поверхности. Ионы высоких энергий, как правило, проходят через слой без существенных изменений направления и величины вектора скорости. В ядре струи преобладают ионы высоких энергий, поэтому влиянием медленных ионов, ускоренных в слое, на скорость распыления можно пренебречь. В периферийных зонах струи количество медленных ионов превышает количество ускоренных ионов и эффекты ускорения в пристеночном слое необходимо учитывать при расчетах.

Для расчета скорости эрозии в конкретной точке поверхности КА используют следующее выражение:

$$\delta = \frac{j_i}{\rho} \frac{m_a}{e} \cos(\theta) \int_0^{\infty} f(E) S(E, \theta) dE, \quad (1.34)$$

где j_i — плотность ионного тока в заданной точке поверхности; $S(E, \theta)$ — коэффициент распыления мишени; $f(E)$ — функция распределения

ионов струи по энергиям; m_a , ρ — соответственно средняя масса атома и массовая плотность вещества мишени.

Глубина эрозии в заданной точке поверхности:

$$h = \int_t \delta(t) dt. \quad (1.35)$$

Таким образом, для расчета δ и h необходимо знать (помимо геометрии КА) зависимость $S(E, \theta)$, плотность ионного тока j_i и распределение ионов по энергиям $f(E)$ в заданной точке поверхности КА. Следует отметить, что поскольку в периферийной зоне струи средняя энергия ионов близка к пороговым энергиям распыления, функция распределения $f(E)$ может оказывать существенное влияние на величину скорости распыления. Поэтому при расчетах очень важно иметь достаточно подробные и достоверные данные по энергетическому распределению ионов струи в периферийных зонах.

1.4. ОБЛАСТЬ ДОПУСТИМОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ СТРУИ ЭРД НА КА

Обеспечение стойкости КА к эрозионному воздействию струй ЭРД достигается различными способами, в частности, выбором конструкторско-компоновочных схем (ККС) КА, в которых влияние плазменных струй ЭРД на элементы конструкции КА сведено до допустимого уровня.

Как уже отмечалось, учет данного фактора должен производиться на самых ранних этапах проектирования, поскольку ошибки на старте дорого обходятся на финише. Однако проведение детальных анализов на ранних стадиях проектирования не всегда возможно, поскольку еще нет полных исходных данных о компоновке и материалах, применяемых на КА. В связи с этим конструкторам, проектирующим КА, нужен простой, интуитивно понятный способ размещения ЭРД на КА, исключающий возможность превышения допустимых уровней воздействия и позволяющий добиться наиболее плотных компоновок КА.

Традиционно с этой целью применяют ограничение по углу расходимости струи, полагая, что за границей угла расходимости потоки ионов отсутствуют и в этой зоне можно устанавливать любое оборудование.

Однако такой подход является весьма грубым и может приводить к значительным ошибкам, поскольку за границей угла расходимости воздействие ионов струи на КА не исчезает и при достаточно больших временах воздействия может оказаться критическим.

Более того, при проектировании современных КА, отличающихся ККС высокой плотности, размещение элементов конструкции КА вне конуса угла расходимости струи очень часто оказывается невозможным, и конструкторам приходится брать на себя ответственность за размещение элементов КА внутри конуса расходимости, т.е. в области интенсивного воздействия ионов. В этой ситуации ранний учет возможного воздействия струи на КА является особенно актуальным.

Решить данную проблему можно путем применения специально рассчитанных границ допустимого воздействия (ГДВ), которые определяют область пространства, в которой размещение элементов конструкции КА является допустимым с точки зрения некоторого вида воздействия.

Поскольку априорная информация о точном положении элементов конструкции в струе и материалах их поверхности на начальных стадиях проектирования отсутствует, положение границ рассчитывают для худшего случая (без учета углов падения ионов, для максимальной скорости эрозии). Поэтому их применение позволяет гарантированно исключить негативное воздействие струй ЭРД на КА.

Более точный расчет, подтверждающий выбранные проектные параметры, должен проводиться сразу после того, как конструкция КА будет определена, но не на финальном этапе проектирования, а как можно раньше.

Рассмотрим методику определения ГДВ для эрозионного воздействия [8].

Основным критерием при выборе формы представления ГДВ является удобство их использования конструкторами. Примеры расчетов ГДВ будут проведены для струи двигателя СПД-100, который наиболее часто применяется на современных КА и по струе которого имеется исчерпывающая информация в открытой литературе. Однако аналогичные расчеты могут быть проведены для струи любого другого двигателя. Для этого требуются данные об угловой зависимости плотности тока и энергетических спектрах ионов струи при различных углах вылета. Эта информация является стандартной при измерениях

параметров струи, поэтому ее получение обычно не представляет больших сложностей.

Для удобства дальнейших рассуждений и выкладок введем понятие **среднего коэффициента распыления** (при нормальном падении ионов), который определяется формулой:

$$W_a(\varphi) = \int_0^{\infty} f_{\varphi}(E) S(E, \theta) dE, \quad (1.36)$$

где $f_{\varphi}(E)$ — функция плотности распределения ионов струи по энергиям при угле вылета ионов φ .

Важно отметить, что применение для упрощенных расчетов средней энергии ионов и коэффициента распыления, вычисленного по этой энергии, может приводить к значительным ошибкам, особенно, в периферийной зоне струи. В качестве иллюстрации на рис. 1.18 приведена зависимость среднего коэффициента распыления сплава АМГ6 ионами струи СПД-100, вычисленной по средней энергии ионов (кривая E_{mid}) и по формуле (1.36).

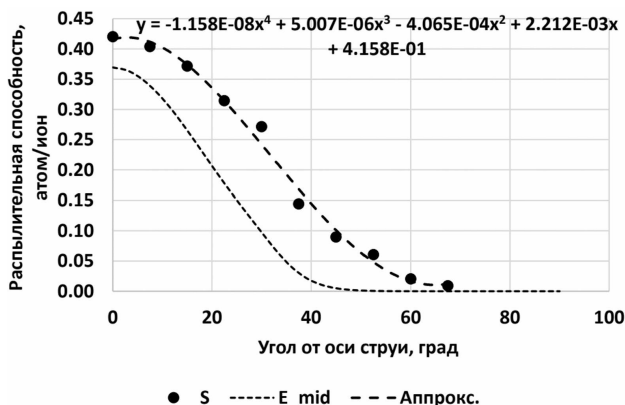
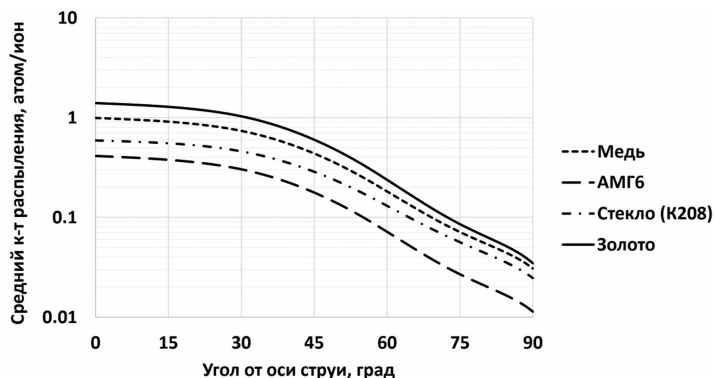


Рис. 1.18. Зависимость среднего коэффициента распыления сплава АМГ6 ионами струи двигателя СПД-100 от угла вылета ионов

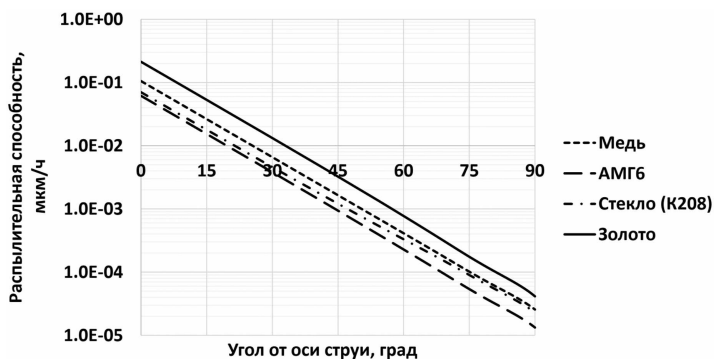
Сравнение этих кривых показывает, что оценка среднего коэффициента распыления по средней энергии ионов в ядре струи оказывается заниженной в 1.5–2 раза по сравнению со значением, вычисленным по формуле (1.36) с учетом энергетического спектра ионов. На периферии ($\varphi > 35^\circ$) расхождение увеличивается до трех и более раз. Из этого сле-

дует, что при определении ГДВ, которая, как правило, проходит через периферийную зону струи, необходимо использовать формулу (1.36), а не среднюю энергию ионов струи.

На рис. 1.19, *а* приведены зависимости среднего коэффициента распыления ионов струи двигателя М-50 для нескольких материалов. На рис. 1.19, *б* приведены значения скорости распыления этих же материалов на расстоянии 1 м от двигателя, вычисленные по формуле (1.34). Эту величину иногда называют *распылительной способностью ионов струи*.



а)



б)

Рис. 1.19. Зависимость среднего коэффициента распыления (*а*) и распылительной способности ионов струи (*б*) двигателя М-50 от угла вылета ионов

Из рис. 1.19, б видно, что распылительная способность струи экспоненциально падает с увеличением угла вылета ионов (практически линейная зависимость в логарифмических координатах). В интервале углов $0...75^\circ$ она уменьшается почти на три порядка, в то время как плотность тока уменьшается всего на два порядка величины. Это происходит потому, что с увеличением угла вылета ионов уменьшается не только плотность тока, но и энергия ионов струи.

Зависимость коэффициента распыления от угла падения ионов на поверхность θ оказывает сильное влияние на скорость эрозии. Поскольку при построении ГДВ угол падения ионов на поверхность априори неизвестен (теоретически он может быть любым), расчет следует производить для худшего случая, которому соответствует максимальное значение комплекса:

$$K(\theta) = \cos(\theta) \cdot \bar{S}(\theta). \quad (1.37)$$

Для примера, на рис. 1.20 приведена зависимость $\bar{S}(\theta)$ сплава АМГ6 и соответствующая ей зависимость $K(\theta)$.

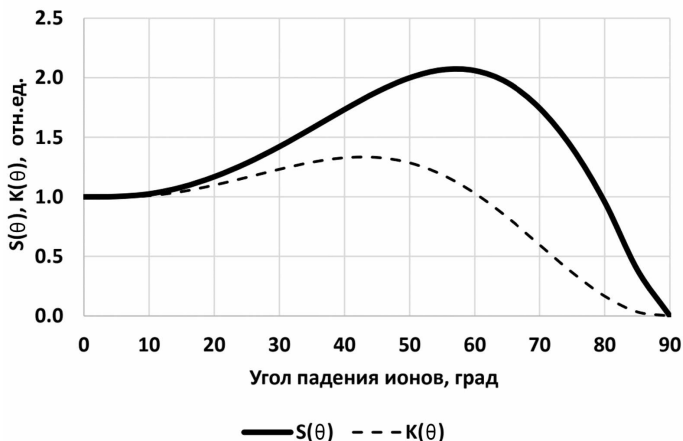


Рис. 1.20. Зависимость коэффициента распыления $\bar{S}(\theta)$ и комплекса $K(\theta)$ сплава АМГ6 от угла падения ионов

Как видно из этого графика, максимальное значение $K(\theta) = K_{\max} = 1,33$ реализуется при угле падения ионов $\theta = 45^\circ$ и не совпадает с положением максимума зависимости $\bar{S}(\theta)$.

Таким образом, окончательное выражение для максимальной скорости эрозии примет вид

$$\delta_{\max} = \frac{j_i}{e} K_{\max} W(\varphi) \frac{m_a}{\rho}. \quad (1.38)$$

Из выражения (1.38) находим граничное значение плотности тока, соответствующее заданному значению скорости эрозии:

$$j_*(\delta, \varphi) = e \frac{\rho}{m_a} \frac{\delta}{K_{\max} W(\varphi)}. \quad (1.39)$$

На практике удобнее оперировать не скоростью, а глубиной эрозии h за некоторое время работы двигателя τ . В этом случае для граничной плотности тока получим

$$j_*(h, \tau, \varphi) = e \frac{\rho}{m_a} \frac{h / \tau}{K_{\max} W(\varphi)}. \quad (1.40)$$

Для построения ГДВ в полярной системе координат вычисляют положение точек $\Psi(r, \varphi)$, соответствующих заданным значениям h и τ .

Согласно (1.40), расстояние от центра двигателя r до изолинии, соответствующей значению $h = \text{const}$, в направлении φ определяется по формуле

$$r_h(\varphi) = r_0 \left\{ \frac{j_0(\varphi)}{j_*(h, \tau, \varphi)} \right\}, \quad (1.41)$$

где $j_0(\varphi)$ — плотность тока ионов на расстоянии r_0 от двигателя.

Координаты точек изолинии в декартовой системе координат определяются по формулам:

$$y_h = r_h(\varphi) \cos(\varphi), \quad (1.42a)$$

$$x_h = r_h(\varphi) \sin(\varphi), \quad (1.42б)$$

где ось Y совпадает с осью струи двигателя, а ось X направлена перпендикулярно к оси струи.

На рис. 1.21 приведены результаты расчета ГДВ для сплава АМГ6 в струе двигателя СПД-100 [9] за время работы двигателя $\tau = 2000$ часов. Штрихпунктирная линия «90%» соответствует углу расходимости струи. Каждая ГДВ является изолинией для данного значения h_i . Если элемент конструкции находится внутри области, ограниченной ГДВ,

уровень его эрозии может превышать h_i . Если снаружи — уровень эрозии будет гарантированно меньше h_i независимо от угла падения ионов.

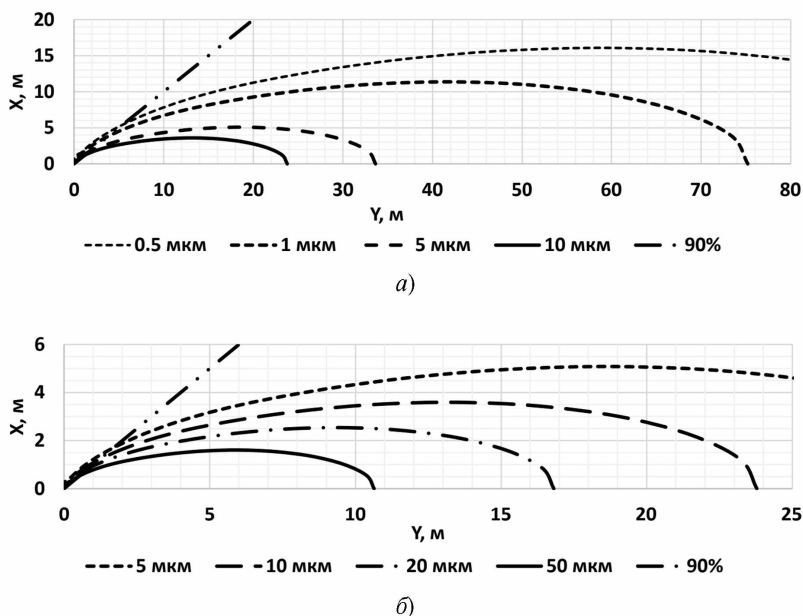


Рис. 1.21. Границы допустимого эрозионного воздействия сплава для АМГ6 струи двигателя СПД-100 для различных значений h при $\tau = 2000$ часов:
а — 0,5–10 мкм; б — 5–50 мкм

Из рисунка следует, что использование ограничений по углу расходимости в ближней зоне струи (до 2–5 м) может давать заниженный результат, а в дальней зоне — сильно завышенный. В связи с этим использование ГДВ представляется более эффективным и позволяет размещать элементы КА даже внутри конуса угла расходимости струи и добиваться более плотных компоновок КА.

Если время воздействия отличается от указанного на диаграмме или элемент выполнен из другого материала, необходимо пересчитать положение ГДВ по приведенным выше формулам. Однако для экспресс-оценок можно воспользоваться простой пропорцией:

$$h_1 = h_0 \frac{\tau_0}{\tau_1} \frac{\delta_0}{\delta_1}, \quad (1.43)$$

где индекс 0 соответствует материалу, использованному при построении диаграммы, а индекс 1 — новому материалу.

Характерные значения скорости эрозии δ некоторых материалов при нормальном падении ионов ксенона с энергией 300 эВ при плотности тока 1 А/м² приведены в табл. 1.2.

Таблица 1.2

Значения скорости распыления некоторых конструкционных материалов при воздействии ионов ксенона (300 эВ, 1 А/м², нормальное падение)

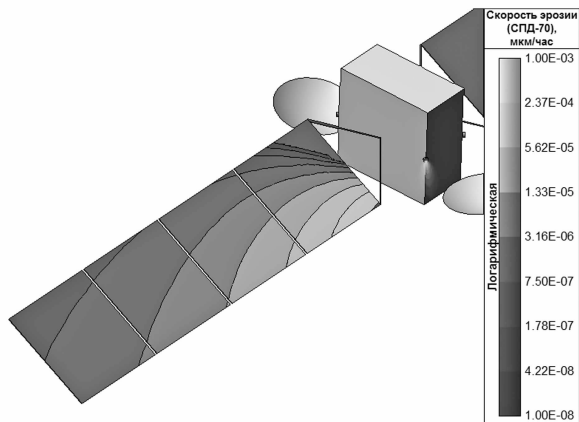
Материал	S , атом/ион	M_w , а.е.м.	ρ , г/см ³	δ , мкм/ч
АМГб	0,51	27	2,7	0,18
K215	0,69	20	2,2	0,23
Полиимид	0,42	12	1,6	0,06
Углепластик	0,24	9,8	1,4	0,11
Серебро	1,91	107,9	10,5	0,71
Медь	1,26	63,5	8,9	0,32
Золото	1,76	196,9	19,3	0,65
Олово	2,97	118,7	7,3	1,74
Нержавеющая сталь	0,61	55,4	7,8	0,16
Вольфрам	0,59	183,8	19,3	0,20
Молибден	0,43	95,6	10,2	0,14
Графит	0,08	12	2,3	0,02
Al ₂ O ₃	0,09	20,4	3,9	0,02
MgF ₂	0,37	62,3	3,2	0,26

Важно помнить, что критический уровень эрозионного воздействия струй ЭРД на материалы КА зависит от многих факторов и, как правило, определяется особенностями включающей системы. Определение допустимой глубины эрозии элементов конструкции КА является весьма сложной научно-технической задачей, требующей, как правило, экспериментального подтверждения полученных результатов.

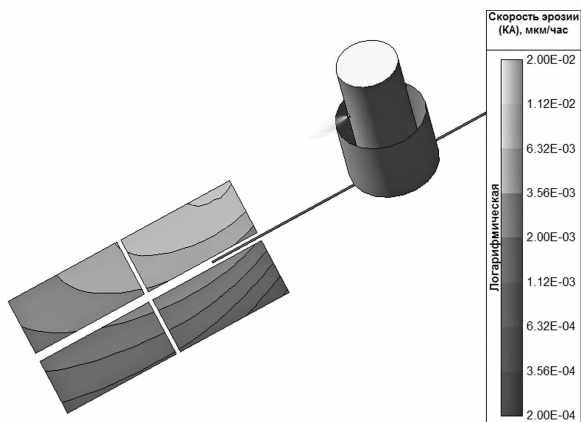
1.5. ВЛИЯНИЕ КОМПОНОВКИ КА НА УРОВЕНЬ ЭРОЗИОННОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ

На рис. 1.22 представлены результаты расчетов скорости эрозии поверхности панелей БС для двух характерных компоновок КА: в первой (компоновка типа КА «Ямал») ЭРД установлен под углом 45° по отноше-

нию к оси вращения панелей БС, во второй (компоновка типа КА «Галс») струя ЭРД направлена вдоль оси вращения панелей БС. В качестве ЭРД в обоих случаях для сравнения был использован двигатель СПД-70.



а)



б)

Рис. 1.22. Характерные значения скорости эрозии поверхности панелей БС КА типа «Ямал» (а) и «Галс» (б)

Результаты расчетов показывают, что за 1000 часов работы ЭРД глубина эрозии в некоторых точках панелей БС может достигать 1 мкм для первого случая (КА «Ямал») и 20 мкм для второго (КА «Галс»). Столь

большое отличие уровней эрозии обусловлено тем, что в компоновке КА типа «Ямал» угол между осью струи и осью вращения панелей БС составляет 45° , а в компоновке типа «Галс» — 0° . Соответственно, в первом случае на конструкцию КА воздействуют ионы периферийных областей струи, а во втором — более плотных областей, приближенных к ядру струи.

При глубине эрозии ~ 1 мкм могут частично или полностью распыляться только тонкопленочные покрытия.

При эрозии ~ 10 мкм тонкопленочные покрытия будут распылены практически сразу, после чего могут возникать существенные изменения состояния поверхности защитных стекол БС, приводящие к ухудшению их светопропускания и, как следствие, к снижению мощности БС.

При глубине эрозии ~ 15 – 20 мкм и более возникает опасность разрушения межсоединителей солнечных элементов, контактных дорожек, паяных соединений.

Наконец, при глубине эрозии более 50 мкм разрушаются защитные стекла, маты экранно-вакуумной теплоизоляции, элементы конструкции фотогенерирующей части БС, изоляция проводов и т.п.

Конечно, столь высокие уровни эрозии маловероятны, поскольку они должны быть исключены на стадии проектирования КА. Однако современная тенденция уплотнения компоновок КА неизбежно приводит к тому, что иногда возникают банальные ошибки, при которых допустимый уровень эрозии может быть превышен. Последствия таких ошибок весьма плачевны, поскольку они влекут за собой серьезные изменения проекта и даже потерю КА при эксплуатации, если ошибки не будут вовремя обнаружены и исправлены.

Таким образом, компоновка КА оказывает существенное влияние на скорость эрозии материалов, попадающих в струю ЭРД. Для снижения данного вида воздействия следует стремиться исключить попадание элементов конструкции в ядро струи, переместив их, по возможности, в периферию или полностью выведя из зоны воздействия ионов струи.

Избежать ошибок при проектировании помогает применение ГДВ, построенных для используемых типов двигателей и критичных к эрозионному воздействию элементов конструкции КА.

2. ЗАГРЯЗНЯЮЩЕЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ ЭРД НА КА

Под загрязняющим воздействием струй ЭРД на КА подразумевают осаждение на функциональных поверхностях КА тонких пленок, образованных продуктами распыления материалов внешних поверхностей КА или элементов конструкции самого двигателя. Результатом такого воздействия является изменение оптических и электрических свойств функциональных поверхностей КА, таких, например, как терморегулирующие покрытия, элементы оптики, защитные стекла солнечных батарей.

Основным параметром загрязняющего воздействия является поверхностная плотность осажденного вещества m_c [кг/м²], а также элементный состав пленки (в % массы). При этом особенно важно учесть содержание металлов, поскольку они приводят к более сильным изменениям оптических свойств поверхности, чем неметаллические продукты осаждения.

Критерием стойкости функциональных поверхностей КА к загрязняющему воздействию является выполнение условия:

$$m_c \leq m_{\text{доп}}, \quad (2.1)$$

где $m_{\text{доп}}$ — предельно допустимая поверхностная плотность пленки загрязнения для данной функциональной поверхности.

Величина $m_{\text{доп}}$ определяется исходя из допустимого изменения свойств функциональной поверхности (обычно не более 10% номинального значения) для заданного состава пленки и типа поверхности. По имеющимся в литературе данным значения величины $m_{\text{доп}}$ находятся в диапазоне от 0,1 до 10 мкг/см². Вопросы определения m_c и $m_{\text{доп}}$ будут рассмотрены ниже.

2.1. РАСЧЕТ УРОВНЯ ЗАГРЯЗНЕНИЯ

В настоящее время основным способом получения информации об уровнях загрязнения поверхностей КА и изменении их функциональ-

ных характеристик является математическое моделирование. Схема процессов массопереноса частиц распыления приведена на рис. 2.1.

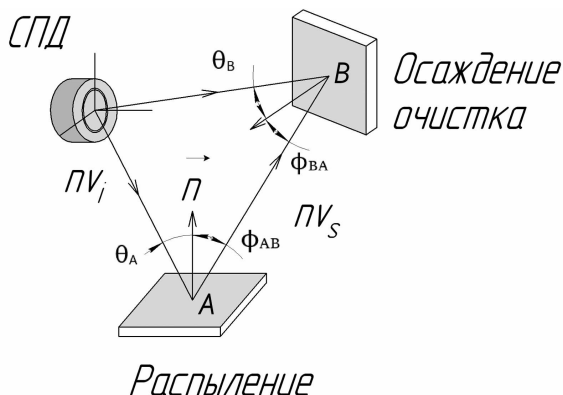


Рис. 2.1. Схема процессов массопереноса частиц распыления

Как видно из рис. 2.1, на приемной площадке «В» может протекать два процесса — осаждение продуктов распыления элемента поверхности «А» и очистка поверхности от осажденного на ней вещества за счет его повторного распыления.

Рассмотрим вначале процесс осаждения. Будем считать, что поток частиц распыления содержит две фракции: конденсирующиеся вещества и не конденсирующиеся (летучие) вещества. Содержание в потоке частиц распыления конденсирующихся веществ будем характеризовать параметром **конденсирующиеся продукты распыления** (КПР), который, по своей сути, является **коэффициентом прилипания** η для продуктов распыления материала.

В самом общем случае коэффициент прилипания зависит от состава продуктов распыления, плотности потока частиц, температуры и состояния поверхности и ряда других факторов. Однако, поскольку учет всех этих факторов в большинстве случаев невозможен, обычно ограничиваются применением интегральных показателей (в том числе показателя КПР), которые позволяют получить оценку уровня загрязнения для наихудшего случая.

Для материалов с известным элементным составом содержание конденсирующихся веществ и, соответственно, коэффициент прилипания

можно оценить по содержанию веществ, способных конденсироваться на поверхностях КА практически при любых условиях. К таким веществам относят металлы, углерод, кремний и т.п. Поскольку при распылении происходит разложение сложных веществ на атомы, такие оценки дают достаточно точные результаты. В остальных случаях коэффициент прилипания должен определяться экспериментально.

Учитывая сказанное, плотность потока частиц, распыленных на элементарной площадке «А» и осажденных на приемной площадке «В», может быть вычислена следующим образом (экранирование потока распыленных частиц не учитывается):

$$\Delta(nv_B) = \frac{1}{|\vec{r}_{AB}|^2} (nv_s) \cdot \vartheta \cdot \text{Ind}(\vec{r}_{AB}) \cos(\varphi_{BA}) \Delta S_A, \quad (2.2)$$

где $\vec{r}_{AB}$ — радиус вектор, соединяющий излучающую (распыление) и приемную (осаждение) площадки; $\text{Ind}(\vec{r}_{AB})$ — индикатриса распыления; ΔS_A — площадь элементарной площадки, на которой происходит распыление; (nv_s) — плотность потока частиц распыления с излучающей поверхности при воздействии на нее ионов струи; ϑ — содержание конденсирующихся веществ в продуктах распыления (коэффициент прилипания).

При использовании триангулированных моделей поверхности элементарным распыляемым элементом является треугольник сетки. При этом источник (точка «А» на рис. 2.1) помещают в центр тяжести треугольника, а величину средней плотности потока частиц распыления вычисляют по формуле

$$(nv_s) = \frac{1}{3} \{ nv_{s,1} + nv_{s,2} + nv_{s,3} \}, \quad (2.3)$$

где $nv_{s,i}$ — значения плотности потока распыленных частиц в вершинах треугольника сетки.

Полная плотность потока частиц, попадающих на приемную площадку «В», вычисляется путем суммирования потоков от всех распыляемых элементов поверхности КА «А» с учетом проницаемости экранирующих элементов конструкции КА:

$$nv_B = \sum_k T_k \cdot \Delta(nv_k), \quad (2.4)$$

где T_k — коэффициент экранирования элементами конструкции КА, через которые проходит поток распыленных частиц; k — индекс элемента распыляемой поверхности.

Здесь важно отметить, что геометрические модели реальных КА могут содержать несколько миллионов треугольников. Поэтому расчет потоков частиц на сколько-нибудь большие поверхности (содержащих много приемных площадок) может потребовать значительных вычислительных ресурсов и, соответственно, времени. Особенно сложным и вычислительно затратным является определение экранирующих элементов модели вдоль луча, соединяющего распыляемую поверхность и точку приема (соответственно точки «А» и «В» на рис. 2.1). В связи с этим при постановке расчетов количество точек, в которых определяется уровень загрязнения, желательно минимизировать.

2.2. ВЛИЯНИЕ ЗАГРЯЗНЕНИЙ НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ КА

Одной из сложнейших проблем функционирования КА в космосе является обеспечение их теплового режима в условиях переменной (день — ночь) и неравномерной (свет — тень) освещенности. В космическом пространстве (впрочем, как и в искусственном вакууме, создаваемом в наземных лабораторных установках) теплообмен между телами происходит только путем излучения. Перенос же тепла за счет конвекции и теплопроводности пренебрежимо мал. Это связано с тем, что в вакууме слишком редки удары частиц газа о поверхность КА, поэтому окружающий газ не может нагреть КА, хотя температура самого газа может быть очень высокой. Даже на относительно небольшой высоте в 200–300 км над Землей поток тепла, поступающий на КА за счет аэродинамического нагрева, пренебрежимо мал по сравнению с потоком тепла от солнечного излучения.

Если КА не освещен Солнцем и другими космическими телами (например, потоками солнечного света, отраженными от Земли и Луны), а на его борту нет внутренних источников тепла, к которым относятся специальные нагревательные устройства, различная аппаратура, системы обеспечения жизнедеятельности экипажа и сам экипаж, то КА постепенно остынет до температуры около 4 К. Очевидно, что

при такой температуре нормальное функционирование каких-либо электронных приборов, оборудования и тем более экипажа окажется невозможным.

Нижний порог по температуре для большинства электронных приборов (не имеющих специальных обогревателей) находится на уровне минус 20 °С. Поэтому, чтобы обеспечить температуру, требуемую для нормального функционирования экипажа и систем КА, необходимо на борту КА иметь достаточно мощные источники энергии и обогреватели. Кроме того, нужно принять меры для уменьшения отвода тепла изнутри КА к поверхности. С этой целью корпус КА покрывают так называемой экранно-вакуумной теплоизоляцией, состоящей из большого количества слоев металлизированной полимерной пленки. В свое время такая космическая «шуба» предохраняла от переохлаждения советские «Луноходы» в периоды длинных лунных ночей, когда температура на поверхности Луны почти на две недели опускалась до минус 150 °С.

При освещении КА Солнцем картина радикально меняется. В окрестности Земли на обращенную к Солнцу поверхность КА на 1 м² ежесекундно поступает около 1360 Дж энергии, переносимой солнечным электромагнитным излучением. Иными словами, плотность потока солнечного излучения на орбите Земли составляет 1360 Вт/м² (эту величину называют *солнечной постоянной*).

Около 9% энергии в солнечном спектре приходится на ультрафиолетовое излучение с длинами волн от 100 до 400 нм. Остальная энергия разделена приблизительно поровну между видимой (400–760 нм) и инфракрасной (760–5000 нм) областями спектра. Более детальное представление о распределении энергии в солнечном спектре дает табл. 2.1, в которой для разных спектральных интервалов приведены абсолютные и относительные значения плотности потока энергии, а также значения энергии квантов излучения [10].

Спектр солнечного излучения в диапазоне длин волн от 1 до 10 000 нм приведен на рис. 2.2.

Земля также посылает на поверхность КА тепловой поток, который обусловлен частичным отражением солнечного излучения и собственным тепловым излучением нашей планеты. На низких орбитах плотность этого теплового потока может достигать 35–40% от плотности

потока прямого солнечного излучения, но с увеличением высоты она быстро падает.

Таблица 2.1

Распределение энергии в спектре солнечного излучения

Интервал длин волн, нм	Плотность потока энергии, Вт/м ²	Доля от общего потока, %	Энергия квантов, эВ
Ультрафиолетовое излучение			
10–225	0,4	0,03	124–5,5
225–300	17	1,2	5,5–4,1
300–400	109	7,8	4,1–3,1
10–400	126	9,0	124–3,1
Видимое излучение			
400–500	201	14,3	3,1–2,5
500–600	193	13,8	2,5–2,1
600–760	250	17,9	2,1–1,6
400–760	644	46,1	3,1–1,6
Инфракрасное излучение			
760–1000	241	17,3	1,6–1,2
1000–3000	357	25,6	1,2–0,4
3000–5000	21	1,5	0,4–0,2
760–5000	619	44,4	1,6–0,2

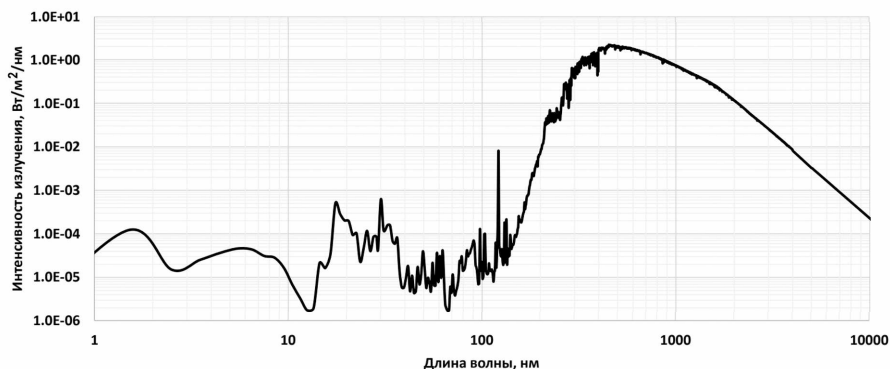


Рис. 2.2. Спектр солнечного излучения

Тепловыми потоками, поступающими на КА от других источников (звезд, корпускулярных излучений и т.д.), можно пренебречь. В непосредственной близости от освещенной поверхности Луны отраженные

от ее поверхности тепловые потоки также могут давать заметный вклад в нагрев конструкции КА.

В этих условиях приходится решать противоположную задачу — защищать аппарат от перегрева. Эта задача, являющаяся общей для всех КА, подчас более сложна, нежели защита от переохлаждения.

Процессы поглощения и рассеяния тепла поверхностью КА характеризуются соответственно интегральным коэффициентом поглощения солнечного излучения A_s и степенью черноты поверхности ε .

Плотность теплового потока, поступающего на поверхность КА от Солнца, определяется соотношением

$$Q_+ = A_s \Phi_0 F_{\text{осв}}, \quad (2.5)$$

где Φ_0 — интегральный световой поток от Солнца (солнечная постоянная, на орбите Земли $\Phi_0 = 1360 \text{ Вт/м}^2$); $F_{\text{осв}}$ — площадь освещенной поверхности.

Плотность теплового потока, излучаемого элементом конструкции КА, определяется соотношением

$$Q_- = \varepsilon \sigma_0 T^4 F_{\text{изл}}, \quad (2.6)$$

где ε — степень черноты излучающей поверхности; T — температура тела; σ_0 — постоянная Стефана — Больцмана ($\sigma_0 = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/м}^2/\text{K}^4$); $F_{\text{изл}}$ — площадь излучающей поверхности.

Когда падающий и излучаемый потоки тепла становятся равными друг другу, наступает состояние равновесия. Температура тела в этом состоянии, согласно (2.5) и (2.6), определяется по формуле

$$T_{eq} = \sqrt[4]{\left(\frac{A_s}{\varepsilon}\right) \frac{\Phi_0 F_{\text{осв}}}{\sigma_0 F_{\text{изл}}}}. \quad (2.7)$$

Таким образом, из выражения (2.7) следует, что равновесная температура тела в космосе пропорциональна корню четвертой степени отношения $\left(\frac{A_s}{\varepsilon}\right)$. Эта зависимость для случая, когда $F_{\text{изл}} = 2F_{\text{осв}}$, приведена на рис. 2.3.

Легко запомнить две характерные точки:

- 1) при $A_s/\varepsilon = 1,0$ $T_{eq} = 200 \text{ }^\circ\text{C}$;
- 2) при $A_s/\varepsilon = 0,1$ $T_{eq} = 0 \text{ }^\circ\text{C}$.

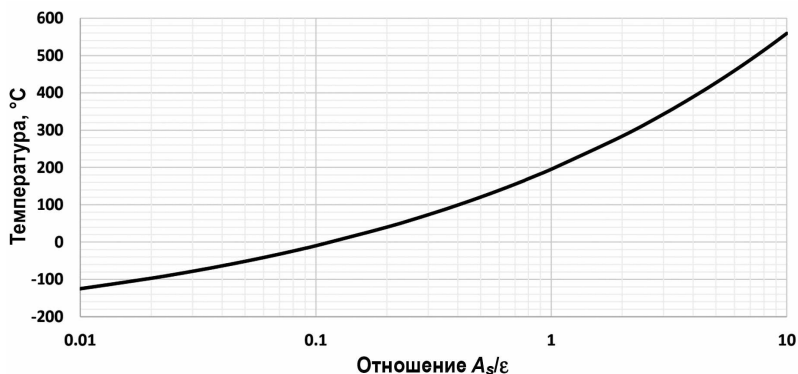


Рис. 2.3. Зависимость равновесной температуры освещенного тела в космосе от отношения A_s/ϵ

Если на КА имеется избыток тепла, нужно, чтобы поверхность эффективно излучала и при этом обладала малым поглощением. Это достигается увеличением степени черноты поверхности и снижением коэффициента поглощения. Для обеспечения таких условий на поверхность КА и на различные устройства, находящиеся вне корпуса КА, наносят тонкие слои материалов с необходимыми характеристиками — терморегулирующие покрытия (ТРП). В качестве терморегулирующих покрытий используются различные краски, эмали, металлизированные полимерные пленки и т.п. Поэтому-то космическая «шуба» советских «Луноходов» днем выполняла вторую функцию — отражала избыток солнечного излучения.

На рис. 2.4 приведены значения параметров A_s и ϵ для различных материалов, используемых на внешних поверхностях КА [10].

Из рисунка видно, что наилучший теплоотвод (максимальные значения ϵ и минимальные значения A_s) обеспечивают металлизированные полимерные пленки 7 и специальные белые краски 8. Такие краски (белые ТРП) готовятся на основе окислов металлов (ZnO , $ZnTiO_2$ и др.), которые определяют цвет покрытий, с добавлением связующих веществ (SiO_2 , Na_2O , K_2O), обеспечивающих механическую прочность. Рабочая толщина слоя, определяющая величины A_s и ϵ , для белых ТРП составляет 50–100 мкм. Отметим, что практически все используемые ТРП являются диэлектриками, т.е. покрытая ими поверхность КА является непроводящей.

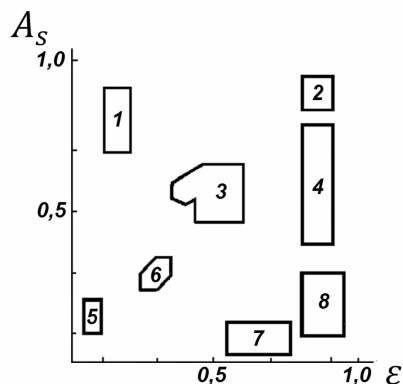


Рис. 2.4. Коэффициент поглощения A_s и степень черноты ε различных материалов:

1 — специальное черное покрытие; 2 — черные краски;
3 — металлы с матовой поверхностью; 4 — серые и цветные краски;
5 — полированные металлы; 6 — краски на основе металлов; 7 — обратная сторона металлизированных полимерных пленок, покрытия типа ОСО-С; 8 — белые краски

На радиаторах системы терморегулирования КА широко применяются покрытия типа «оптический солнечный отражатель — серебряный» (ОСО-С), представляющие собой сэндвич из подложки (стекло К-208) толщиной 100–150 мкм и серебряного отражающего слоя толщиной 80–150 нм (рис. 2.5).

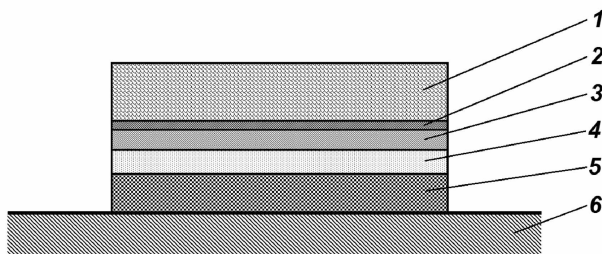


Рис. 2.5. Состав штатного пакета терморегулирующего покрытия типа ОСО-С на основе элементов покрытия К-208Ср:

1 — пластина стекла К-208; 2 — отражающий слой серебра;
3 — защитный слой нержавеющей стали; 4 — защитный слой эпоксидного лака;
5 — клей СКТН или СКТНФ с электропроводящим наполнителем
«алюминиевая паста АСП»;
6 — металлическая пластина с анодно-окисным покрытием и подслоем [11]

Это покрытие приклеивают специальным силиконовым клеем на металлическую поверхность радиатора, с которой и происходит отвод тепла в окружающее пространство. В начале эксплуатации у такого покрытия коэффициенты $A_s = 0,09$, $\varepsilon = 0,85$ ($A_s/\varepsilon \approx 0,1$). После нескольких лет пребывания в космосе за счет загрязнения и деградации оптических свойств элементов этого покрытия A_s может увеличиться до $0,2$ ($A_s/\varepsilon \approx 0,24$). При этом коэффициент ε уменьшается незначительно, поскольку излучение происходит из объема стекла, которое имеет весьма стабильные характеристики и не подвержено внешним воздействиям. Благодаря этим свойствам покрытия типа ОСО-С широко применяются на современных КА и позволяют эффективно отводить тепло даже в тех случаях, когда на излучающую поверхность падает прямой поток солнечного излучения.

Уменьшение излучения тепла с поверхности КА (например, из-за механических повреждений, загрязнения ТРП, увеличения A_s и уменьшения ε) может привести к сильному перегреву КА.

Вспомним историю с орбитальной космической станцией (ОКС) «Скайлэб». 14 мая 1973 года ракета «Сатурн-5» вывела станцию на орбиту высотой 435 км. Через сутки корабль «Аполлон» должен был доставить на «Скайлэб» первый экипаж. Однако вскоре после запуска ОКС обнаружилось, что температура в ее внутренних отсеках превысила все допустимые пределы и достигла $50\text{ }^{\circ}\text{C}$. А в один из последующих дней температура кратковременно поднималась даже до $88\text{ }^{\circ}\text{C}$. Такой перегрев внутренних отсеков грозил полностью вывести из строя многие бортовые системы. Срочно изыскивались способы охлаждения станции.

Перегрев, едва не приведший к гибели ОКС, произошел из-за срыва противометеоритного экрана с основного блока ОКС во время ее запуска. Этот экран, изготовленный из алюминиевого листа толщиной $0,6\text{ мм}$, одновременно должен был отражать солнечный тепловой поток.

Станция была спасена первым экипажем, который стартовал через 11 суток после ее запуска. Космонавты сумели установить на поверхности ОКС временный отражательный экран. А через два с небольшим месяца вторым экипажем он был заменен на новый, более эффективный экран, который позволил снизить температуру во внутренних отсеках до $21\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Авария на ОКС «Скайлэб» представляет собой пример резкого увеличения поглощающей способности у поверхности КА и вызванного этим быстрого перегрева аппарата. Такие случаи весьма редки. Но подобные явления, протекающие значительно более медленно, в общем-то типичны для космической техники. Дело в том, что ТРП под действием факторов космического пространства (ФКП) изменяют свои параметры. Обычно наблюдается увеличение коэффициента поглощения A_λ при относительно стабильном значении ε . Происходит так называемая деградация ТРП, в результате чего температура КА постепенно повышается.

Исключительная роль ТРП в обеспечении нормального функционирования КА [12] и их подверженность воздействию ФКП сделали ТРП объектом интенсивных исследований в космическом материаловедении. К настоящему времени благодаря предпринятым усилиям достигнуты значительные успехи в создании покрытий, устойчивых к воздействию ФКП. Однако проблема по-прежнему остается острой, в особенности при проектировании КА, рассчитанных на 10–15 лет активного существования в космосе.

Вторая большая группа функциональных поверхностей КА — это светопропускающие оптические поверхности. К ним относятся объективы астронавигационных приборов, телескопов, систем лазерной связи, а также защитные стекла солнечных элементов (СЭ) БС. Большинство систем, в состав которых входят такие поверхности, работают в узком спектральном диапазоне. Например, современные телескопические системы покрывают диапазон от 400 до 1000 нм. Системы мультиспектральной съемки внутри этого диапазона могут иметь несколько поддиапазонов с шириной спектра 50–150 нм. Системы лазерной связи обычно работают в инфракрасном диапазоне. Солнечные батареи с кремниевыми фотопреобразователями (ФП) работают в диапазоне 450–1100 нм. Трехкаскадные ФП на основе арсенида галлия работают в трех диапазонах: 300–700, 700–900 и 900–1700 нм. Каждому диапазону соответствует свой каскад ФП. Все три каскада соединены последовательно и вырабатывают напряжение, равное сумме ЭДС каждого каскада. В идеальном случае все три каскада должны отдавать одинаковый ток. Но на практике этого не происходит и каскад с наименьшим током генерации ограничивает ток остальных каскадов.

Основной характеристикой светопропускающих оптических поверхностей, на которые могут оказывать влияние пленки загрязнения, является коэффициент спектрального пропускания T_λ . В отличие от ТРП такие поверхности входят в состав сложных бортовых систем, рабочие характеристики которых, как правило, нелинейным образом зависят от λ . Поэтому для оценки изменения характеристик этих систем необходимо знать функцию их спектральной чувствительности — $K(\lambda)$.

Для БС с однокаскадными кремниевыми ФП [13] в качестве $K(\lambda)$ можно использовать функцию внешнего квантового выхода ФП — $Q_e(\lambda)$. В этом случае фототок загрязненного ФП будет определяться соотношением

$$I'_{ph} = \frac{e}{\hbar c} \int_0^\infty \lambda \Phi(\lambda) Q_e(\lambda) \tau(\lambda) d\lambda, \quad (2.8)$$

где e — заряд электрона; c — скорость света в вакууме; $\hbar$ — постоянная Планка.

Фототок исходного ФП определяется как

$$I_{ph} = \frac{e}{\hbar c} \int_0^\infty \lambda \Phi(\lambda) Q_e(\lambda) d\lambda. \quad (2.9)$$

Тогда для относительных оптических потерь ФП можно записать:

$$\delta I_{ph} = \frac{I_{ph} - I'_{ph}}{I_{ph}} = \frac{\int_0^\infty \lambda \Phi(\lambda) Q_e(\lambda) (1 - \tau(\lambda)) d\lambda}{\int_0^\infty \lambda \Phi(\lambda) Q_e(\lambda) d\lambda}. \quad (2.10)$$

Для трехкаскадных ФП [14] ситуация сложнее, поскольку в них генерация тока осуществляется тремя, последовательно соединенными каскадами. При этом фототок ФП определяется минимальным током среди всех трех каскадов:

$$I_{ph} = \min(I_{ph}^{(1)}, I_{ph}^{(2)}, I_{ph}^{(3)}), \quad (2.11)$$

где $I_{ph}^{(i)}$ — фототок i -го каскада, который вычисляется по уравнению (2.8) с индивидуальными значениями $Q_e^{(i)}(\lambda)$ для каждого каскада.

Если основные оптические потери приходятся на каскад, фототок которого больше, чем у других каскадов, эффективность ФП может не измениться, поскольку потери будут скомпенсированы переходом

этого каскада в другую рабочую точку вольт-амперной характеристики. Если же оптические потери придутся на каскад, лимитирующий ток в цепи, то генерация снизится во всех остальных каскадах, и эффективность ФП уменьшится.

Третья группа функциональных поверхностей КА — это отражающие оптические поверхности. К этой группе относятся зеркала астронавигационных приборов, оптических телескопов, систем лазерной связи. Основной характеристикой отражающих поверхностей является коэффициент спектрального отражения R_λ . Если поверхность зеркала загрязнена, свет проходит через пленку загрязнения дважды: сначала в прямом, а затем в обратном направлении. Поскольку отраженный свет дважды проходит через пленку, световые потери зеркала многократно усиливаются. Это делает отражающие поверхности наиболее чувствительными к загрязнениям. Например, допустимый уровень загрязнения зеркал телескопа «Спектр-УФ» был задан на уровне $m_c = 0.05$ мкг/см², что при плотности пленки $\rho_c = 1$ г/см³ составляет $d_c = 5$ ангстрем. Это сопоставимо с толщиной атомного монослоя. Для обеспечения столь низкого уровня загрязнений проводят специальные мероприятия, направленные на тщательную дегазацию материалов КА и экранирование зеркала от потоков частиц.

Поскольку данный класс систем также имеет нелинейную (немонотонную) функцию спектральной чувствительности $K(\lambda)$, оценка изменения рабочих характеристик этих систем должна производиться с учетом этих особенностей.

2.3. МОДЕЛЬ ОПТИЧЕСКОЙ ДЕГРАДАЦИИ ПОВЕРХНОСТЕЙ КА

При осаждении тонкой пленки загрязнения на поверхность оптического элемента любого типа его характеристики, как правило, изменяются в худшую сторону (уходят от номинального значения). Характер и степень этих изменений зависят от спектральных коэффициентов отражения ρ_λ , пропускания τ_λ и поглощения α_λ осевшей пленки, которые связаны между собой соотношением:

$$\rho_\lambda + \tau_\lambda + \alpha_\lambda = 1. \quad (2.12)$$

Для большинства пленок загрязнения, образующихся в реальных условиях эксплуатации, определить эти три параметра весьма проблематично, поскольку состав и структура пленок априори неизвестны. Однако ряд допущений и применение простой инженерной модели [15], которую мы сейчас рассмотрим, позволяют преодолеть это препятствие.

На рис. 2.6 приведена схема оптической системы, состоящей из подложки (основной материал) и пленки, толщиной d_c .

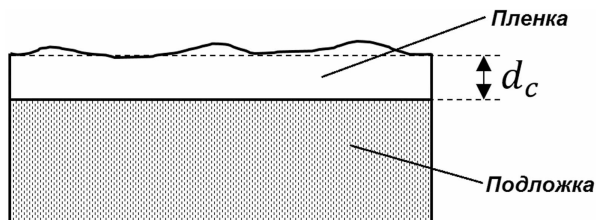


Рис. 2.6. Схема оптической системы, состоящей из пленки и подложки

Ясно, что по мере увеличения толщины пленки характеристики системы постепенно изменяются от характеристик подложки к характеристикам пленки. Скорость изменения характеристик будет тем больше, чем больше ослабление светового потока в пленке, происходящее за счет процессов поглощения и рассеяния. Исходя из этих соображений, в качестве параметра, характеризующего ослабление светового потока в пленке, в данной модели используют коэффициент внутреннего пропускания:

$$t = e^{-\beta d_c}, \quad (2.13)$$

где β — коэффициент ослабления (затухания) пленки, равный сумме линейного коэффициента поглощения μ и коэффициента рассеяния χ :

$$\beta = \mu + \chi. \quad (2.14)$$

В общем случае коэффициенты μ , χ и, следовательно, β зависят от длины волны излучения.

При прохождении световой волны интенсивностью I_0 через систему «пленка — подложка» происходит ее отражение, преломление и рассеяние в среде пленки и подложки. Упрощенная схема прохождения света (без учета многократных отражений) приведена на рис. 2.7.

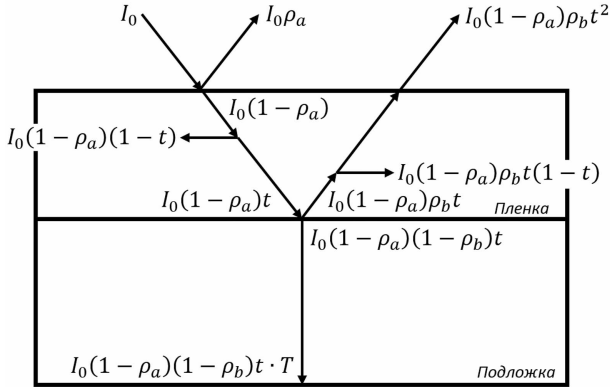


Рис. 2.7. Схема прохождения света через систему «пленка — подложка»

На основании данной схемы для коэффициента отражения системы «пленка — подложка» можно записать:

$$\rho' = \rho^{(0)}(1 - t^2) + \rho^{(1)}t^2 - \rho^{(0)}\rho^{(1)}(1 - t^2) \cdot t^2, \quad (2.15)$$

где индексом (1) обозначены начальные параметры покрытия ($d = 0$, $t = 1$), а индексом (0) параметры осадка при $d \rightarrow \infty$, $t = 0$.

Учитывая, что $\tau^{(0)} = 0$, для коэффициента пропускания системы «пленка — подложка» получим:

$$\tau' = (1 - \rho^{(0)} \cdot (1 - t^2)) \cdot t \cdot \tau^{(1)}, \quad (2.16)$$

где $\tau^{(1)} = 1 - \rho^{(1)} - \alpha^{(1)}$.

Используя (2.12), (2.15) и (2.16), коэффициент поглощения системы можно определить, как

$$\alpha' = 1 - \rho' - \tau'$$

или, после соответствующих подстановок,

$$\alpha' = [1 - \rho^{(0)}(1 - t^2)] \cdot [(1 - t) \cdot (1 + \rho^{(1)}t) + \alpha^{(1)} \cdot t], \quad (2.17)$$

где $\alpha^{(1)} = 1 - \rho^{(1)} - \tau^{(1)}$.

Поскольку $\rho^{(0)} = 1 - \alpha^{(0)}$, то свойства пленки, образующейся на поверхности оптических покрытий, можно охарактеризовать всего двумя параметрами: коэффициентом затухания β и коэффициентом поглощения исходного покрытия $\alpha^{(0)}$.

Переходя к интегральным характеристикам системы и учитывая две области спектра — видимую и инфракрасную, в качестве параметров пленки будем использовать интегральные коэффициенты затухания β_S, β_T и поглощения $A_S^{(0)}, A_T^{(0)}$ для солнечного и теплового излучения соответственно.

Тогда изменение коэффициентов отражения R_S , пропускания T_S и поглощения A_S солнечного излучения оптических покрытий может быть вычислено по следующим формулам:

$$R'_S = R_S^{(0)}(1 - t_S^2) + R_S^{(1)}t_S^2 - R_S^{(0)}R_S^{(1)}(1 - t_S^2) \cdot t_S^2; \quad (2.18)$$

$$T'_S = (1 - R_S^{(0)} \cdot (1 - t_S^2)) \cdot t_S \cdot T_S^{(1)}; \quad (2.19)$$

$$A'_S = (1 - R_S^{(0)} \cdot (1 - t_S^2)) \cdot (1 - R_S^{(1)} \cdot t_S^2); \quad (2.20)$$

$$R'_S + T'_S + A'_S = 1; \quad (2.21)$$

$$\varepsilon'_T = \varepsilon_T^{(1)}t_T + \varepsilon_T^{(0)}(1 - t_T), \quad (2.22)$$

где $T_S^{(0)} = 0$ (для пленки бесконечной толщины);

$$R_S^{(0)} = 1 - A_S^{(0)};$$

$$R_T^{(0)} = 1 - A_T^{(0)};$$

$$\varepsilon_T^{(0)} = A_T^{(0)} \text{ (согласно закону Кирхгофа),}$$

а коэффициенты внутреннего пропускания солнечного и теплового излучения вычисляются по формулам:

$$t_S = e^{-\beta_S d}; \quad (2.23a)$$

$$t_T = e^{-\beta_T d}. \quad (2.23b)$$

Поскольку в реальных ситуациях поверхность оптических покрытий подвержена воздействию не одного, а сразу нескольких источников загрязнений, рассмотрим влияние многокомпонентности на коэффициенты затухания и поглощения.

Если пренебречь взаимодействием компонент, то коэффициент внутреннего пропускания многокомпонентной пленки будет равен

$$t_\Sigma = t_1 \cdot t_2 \cdot \dots \cdot t_n. \quad (2.24)$$

Здесь t_i — коэффициент внутреннего пропускания i -й компоненты, который вычисляется по ее весовой толщине $d_i = m_i / \rho_i$, где m_i — удель-

ная масса (на единицу площади), а ρ_i — массовая плотность компоненты. Тогда, если принять, что коэффициент внутреннего пропускания многокомпонентной пленки

$$t_{\Sigma} = \exp(-\beta_{\Sigma} d_{\Sigma}), \quad (2.25)$$

то для коэффициента затухания можно получить:

$$\beta_{\Sigma} = \frac{\sum d_i \beta_i}{\sum d_i} = \frac{\sum \frac{m_i}{\rho_i} \beta_i}{\sum \frac{m_i}{\rho_i}}. \quad (2.26)$$

Аналогичный подход можно применить к определению коэффициентов поглощения. Поскольку эти коэффициенты отражают поверхностные свойства покрытия, то коэффициент поглощения многокомпонентной пленки

$$A_{\Sigma} = A_1 \cdot \theta_1 + A_2 \cdot \theta_2 + \dots + A_n \cdot \theta_n, \quad (2.27)$$

где θ_i — степень заполнения поверхности i -й компонентой пленки. Но поскольку $\theta_i \sim d$, для A_{Σ} получим

$$A_{\Sigma} = \frac{\sum d_i A_i}{\sum d_i} = \frac{\sum \frac{m_i}{\rho_i} A_i}{\sum \frac{m_i}{\rho_i}}. \quad (2.28)$$

Таким образом, приведенные выше соотношения (2.26), (2.28) позволяют оценить оптические характеристики многокомпонентных пленок загрязнений на основании информации о весовой толщине каждой компоненты и ее оптических характеристиках.

2.4. ОЦЕНКА ДОПУСТИМОГО УРОВНЯ ЗАГРЯЗНЕНИЯ

Для оценок допустимых уровней загрязнения функциональных поверхностей КА примем, что коэффициент пропускания пленок загрязнения $\tau_{\lambda} \geq 0,9$. Если это не так, изменение оптических характеристик функциональных поверхностей КА может оказаться критичным, поэтому такие ситуации должны быть исключены еще на этапе проектирования спутника. А если так, то и рассматривать их в модели не имеет смысла.

Согласно (2.12), при $\tau_\lambda \geq 0,9$ сумма коэффициентов $\rho_\lambda + \alpha_\lambda < 1$, поэтому их можно исключить из рассмотрения, приняв $\rho_\lambda \approx \alpha_\lambda \approx 0$.

Степень черноты покрытия ε может значительно измениться только в том случае, если пленка загрязнения окажется практически непрозрачной, т.е. при $\tau_\lambda \approx 0$ (например, толстая пленка металла). И поскольку образование таких пленок должно быть исключено при проектировании КА (по приведенным выше соображениям), можно принять, что существенного изменения степени черноты оптических поверхностей КА при их загрязнении не происходит.

Таким образом, в качестве универсальной характеристики пленок загрязнения можно рассматривать их спектральный коэффициент пропускания τ_λ (при условии, что в рабочем диапазоне длин волн $\tau_\lambda \approx 1$).

В некоторых случаях вместо τ_λ удобнее применять эквивалентную ему величину — оптическую плотность пленки $D_\lambda = -\lg(\tau_\lambda)$, которая, согласно (2.13), пропорциональна толщине пленки:

$$D_\lambda(d_c) \approx \frac{1}{2,3} \beta_\lambda d_c, \quad (2.29)$$

и, по сути, является показателем степени в (2.13).

Удобство применения величины D_λ состоит в том, что она естественным образом ассоциируется с толщиной пленки d_c и ее способностью пропускать свет (коэффициент β_λ), в то время как τ_λ ассоциируется с количеством излучения, прошедшего через пленку.

Здесь важно отметить, что толщина пленки d_c во многих случаях является величиной условной. Обычно уровень загрязнения определяют расчетным путем и характеризуют поверхностной плотностью пленки загрязнения m_c в размерности $\text{кг}/\text{м}^2$, $\text{г}/\text{см}^2$ или $\text{мкг}/\text{см}^2$ (наиболее удобная и часто используемая размерность).

Переход от m_c к толщине пленки d_c осуществляется через ее среднюю массовую плотность ρ_c по элементарной формуле

$$d_c = \frac{m_c}{\rho_c}. \quad (2.30)$$

Однако именно в ρ_c содержится основная неопределенность, поскольку состав и структура пленок априори неизвестны. Поэтому для различных видов пленок принимают некоторое фиксированное

(общепринятое, среднее, условное) значение ρ_c , чтобы получить повторяемость результатов оценок.

Например, для углеводородных пленок, которые образуются на поверхностях КА в результате осаждения органических веществ, выделяемых неметаллическими материалами, можно принять $\rho_c = 1 \text{ г/см}^3$. Такие пленки являются достаточно рыхлыми, часто имеют островковую структуру, а плотность исходного вещества находится в диапазоне $2\text{--}3 \text{ г/см}^3$. Для остальных типов пленок выбор типовых значений ρ_c является отдельной наукоёмкой задачей.

В ряде случаев, особенно для ТРП, вместо τ_λ удобнее использовать интегральный коэффициент пропускания τ_s солнечного излучения, который вычисляется по формуле

$$\tau_s = \frac{1}{\Phi_0} \int \Phi(\lambda) \tau_\lambda(\lambda) d\lambda, \quad (2.31)$$

где Φ_0 — полный световой поток солнечного излучения, падающий на поверхность; $\Phi(\lambda)$ — спектральная интенсивность падающего света.

Чтобы оценить изменение интегрального коэффициента поглощения A_s ТРП, у большинства которых интегральный коэффициент пропускания $T_s \approx 0$, можно принять, что

$$A_s \approx 1 - R_s, \quad (2.32)$$

где R_s — интегральный коэффициент отражения ТРП.

Если покрытие загрязнено пленкой с известным значением τ_s , интегральный коэффициент отражения загрязненного покрытия можно приближенно оценить как

$$R'_s \approx R_s \tau_s^2. \quad (2.33)$$

Откуда находим, что

$$\Delta A_s = A'_s - A_s \approx R_s (1 - \tau_s^2), \quad (2.34)$$

где $A'_s = 1 - R'_s$ — коэффициент поглощения загрязненного покрытия.

Изменение интегрального (или спектрального) коэффициента отражения отражающих оптических элементов — соотношение (2.34) — по аналогии с (2.33) можно представить в виде:

$$\Delta R_s = R_s - R'_s \approx R_s (1 - \tau_s^2). \quad (2.35)$$

Изменение интегрального (или спектрального) коэффициента пропускания пропускающих оптических элементов будет равно

$$\Delta T_s = T_s - T'_s = T_s (1 - \tau_s), \quad (2.36)$$

где $T'_s = T_s \tau_s$ — коэффициент пропускания загрязненного оптического элемента.

Заметим, что величина τ_s входит в формулы (2.34) и (2.35) во второй степени, а в формулу (2.36) — в первой. Это связано с тем, что в первом случае отраженный луч проходит через пленку загрязнения дважды: сначала в прямом, а затем в обратном направлении, а во втором случае — только один раз в прямом направлении. В результате этого влияние загрязнений на характеристики ТРП и отражающих элементов оказывается существенно бóльшим, чем на характеристики пропускающих оптических элементов.

Зависимость τ_λ от толщины пленки (при условии, что $\rho_\lambda \approx 0$) согласно закону Бугера — Ламберта имеет экспоненциальный характер:

$$\tau_\lambda(d_c) = \exp(-\beta_\lambda d_c), \quad (2.37)$$

где d_c — толщина пленки загрязнения; β_λ — спектральный коэффициент ослабления (включает в себя поглощение и рассеяние света).

Аналогичную зависимость можно записать для интегрального коэффициента пропускания:

$$\tau_s(d_c) = \exp(-\beta_s d_c), \quad (2.38)$$

где β_s — интегральный коэффициент ослабления.

Из (2.33) и (2.38) следует, что

$$\Delta A_s = R_s (1 - \exp(-2\beta_s d_c)). \quad (2.39)$$

Откуда находим, что предельно допустимый уровень загрязнения ТРП типа ОСО-С, согласно (2.32) и (2.39), составляет

$$d_{c, \text{доп}} = -\frac{1}{2\beta_s} \ln \left(1 - \frac{\Delta A_{s, \text{доп}}}{1 - A_s} \right), \quad (2.40)$$

где $\Delta A_{s, \text{доп}}$ — предельно допустимое изменение коэффициента A_s (для оценок можно принять $\Delta A_{s, \text{доп}} \approx 0,1$).

Потери мощности БС, в которых используются трехкаскадные GaAs фотопреобразователи (ФП), можно оценить по изменению плотности тока генерации в каждом каскаде с учетом квантового выхода каскадов ФП $Q_e(\lambda)$, суммарного спектрального коэффициента пропускания защитного стекла и пленки загрязнения $\tau_{in}(\lambda)$.

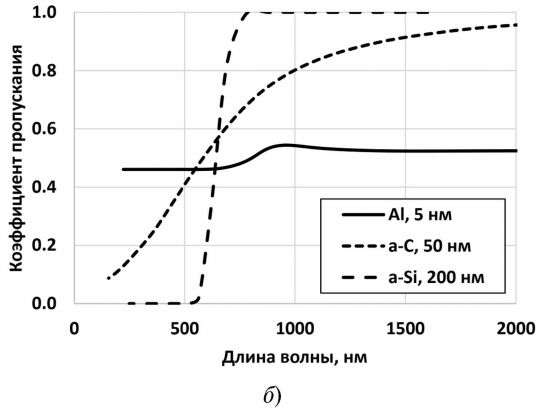
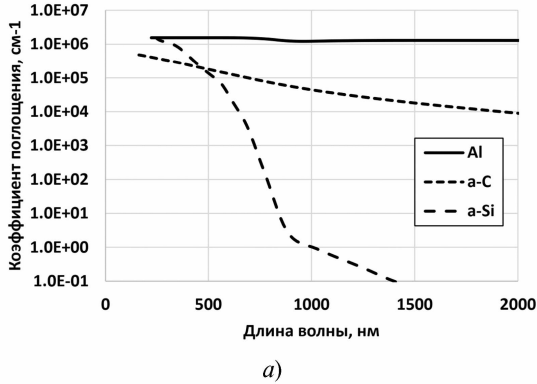


Рис. 2.8. Коэффициенты поглощения (а) и коэффициенты пропускания (б) пленок загрязнения, образованных различными продуктами распыления

Как отмечалось выше, величина тока, генерируемого одним каскадом ФП, определяется соотношением

$$I_{ph} = \frac{e}{\hbar c} \int_0^{\infty} \lambda \Phi(\lambda) Q_e(\lambda) \tau_{in}(\lambda) d\lambda, \quad (2.41)$$

где $\Phi(\lambda)$ — спектральная интенсивность светового потока; e — заряд электрона; $\hbar$ — постоянная Планка; c — скорость света.

Поскольку каскады включены последовательно, плотность тока ФП ограничивается каскадом с минимальной плотностью тока.

Используя рассмотренные выше соотношения, оценим влияние пленок загрязнения, образованных продуктами распыления, на характеристики ТРП типа ОСО-С [16].

На рис. 2.8 приведены спектральные коэффициенты поглощения β_λ и соответствующие им спектральные коэффициенты пропускания τ_λ для пленок алюминия, аморфного кремния и аморфного углерода.

Интегральные параметры пленок загрязнения и оценки их влияния на ТРП типа ОСО-С приведены в табл. 2.2.

Расчет поверхностной плотности загрязнений m_c производился для средней плотности пленок загрязнения 2 г/см^3 .

Таблица 2.2

Интегральные параметры пленок загрязнения и их влияния на характеристики ТРП типа ОСО-С

Пленка	$\beta_s, \text{см}^{-1}$	$d_c, \text{нм}$	$m_c, \text{мкг/см}^2$	τ_s	ΔA_s	$d_{c,\text{доп}}, \text{нм}$	$m_{c,\text{доп}}, \text{мкг/см}^2$
a-Si	$2,2 \cdot 10^4$	200	40	0,65	0,53	27	5,5
a-C	$9,2 \cdot 10^4$	50	10	0,63	0,54	6	1,3
Al	$1,4 \cdot 10^6$	5	1	0,49	0,68	0,5	0,1

Из табл. 2.2 следует, что пленки загрязнения, образованные продуктами распыления материалов внешних поверхностей КА, приводят к сильной деградации ТРП и могут стать причиной нарушения нормальной работы спутника.

В зависимости от состояния подложки это происходит при толщине пленки около 3–5 нм. До этого момента оптическая плотность пленки относительно невелика и ее влияние на функциональные поверхности существенно меньше, чем у сплошной пленки. В связи с этим приведенные в табл. 2.2 данные по металлическим пленкам следует рассматривать как оценки худшего случая.

В отношении тонких пленок металлов надо отметить, что они, как правило, имеют островковую структуру и начинают интенсивно взаимодействовать с падающим излучением только после того, как отдельные островки соединятся между собой.

Изображения ультратонких пленок золота, полученные на сканирующем электронном микроскопе, приведены на рис. 2.9. Эти пленки были получены путем вакуумного осаждения (*Evap*) и магнетронного распыления (*Sput*). На представленных изображениях видно, что при толщине пленки около 2–3 нм (верхний ряд) пленка имеет ярко выраженную островковую структуру. Причем островки между собой почти не связаны. По мере увеличения толщины пленки островки сливаются, и при толщине пленки около 9–10 нм (нижний ряд) они уже практически полностью сливаются и образуют сплошную пленку.

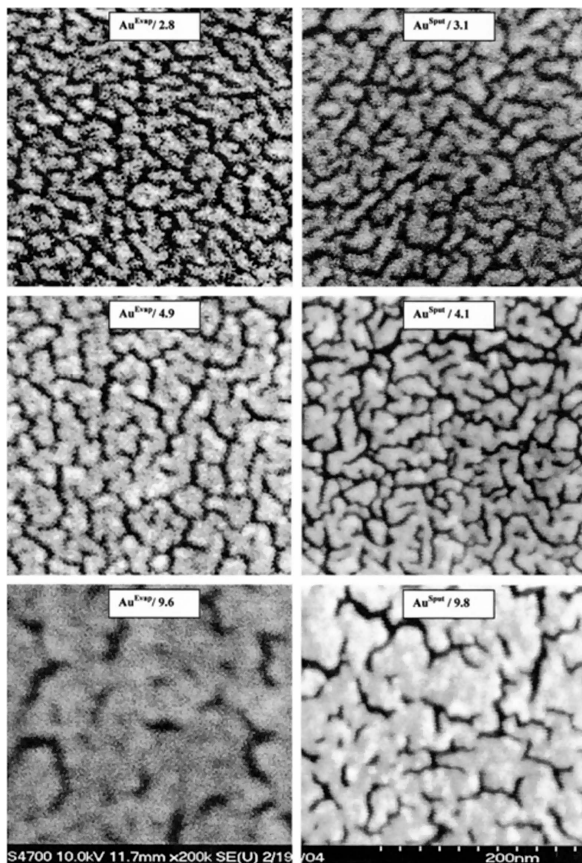


Рис. 2.9. СЭМ-изображения испаренных (*Evap*) и напыленных (*Sput*) пленок золота на ПЭТ (цифры обозначают толщину слоев Au в нанометрах)

На подложках из стекла (рис. 2.10) при малых временах осаждения (Au 30) наблюдается наличие одиночных зерен золота разного размера. С увеличением времени осаждения (Au 150) средний размер и плотность этих зерен увеличиваются, но первоначальные различия в размерах зерен постепенно стираются.

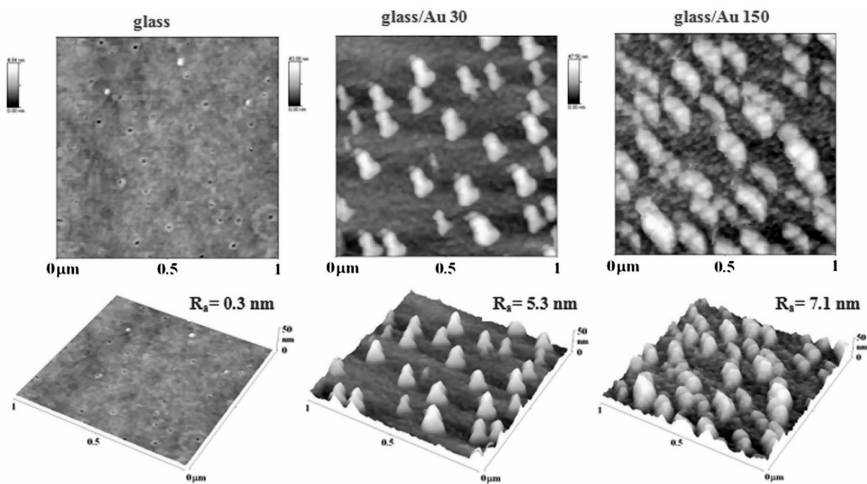


Рис. 2.10. АСМ-изображения чистого стекла и стекол с золотым покрытием: Au 30 ($h = 40$ нм); Au 150 ($h = 239$ нм)

Структура пленки существенным образом отражается на ее свойствах. Это хорошо видно из рис. 2.11, на котором приведены данные по изменению поверхностного сопротивления и коэффициента светопропускания пленки. Чем выше сплошность пленки, тем меньше ее поверхностное сопротивление (за счет образования мостиков проводимости между островками) и тем меньше ее светопропускание, которое также является функцией электропроводности пленки.

Примерно такой же характер имеет увеличение коэффициента поглощения ΔA_s с увеличением толщины пленки (рис. 2.12). Причем, согласно имеющимся экспериментальным данным, принятое выше допустимое значение $\Delta A_s = 0,1$ достигается при толщине пленки около 1,5 нм. При такой толщине пленка имеет гранулярную структуру. Более толстые пленки приводят к катастрофическому увеличению A_s , поэтому формирование на поверхностях КА сплошных металлических пленок недопустимо.

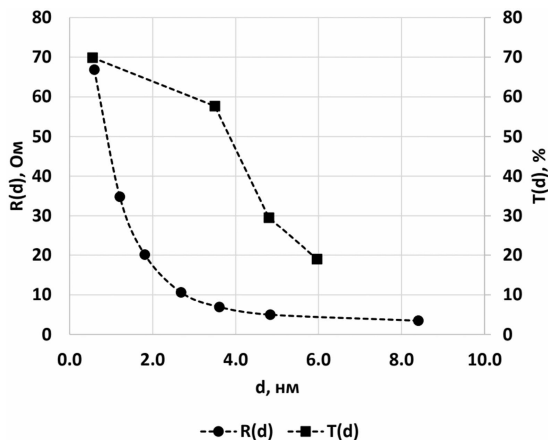


Рис. 2.11. Зависимость значений поверхностного сопротивления и коэффициента пропускания света ($\lambda = 400$ нм) от толщины пленок золота

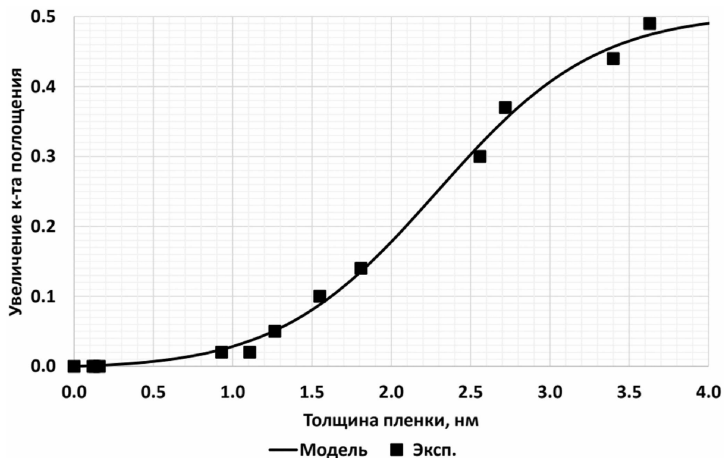


Рис. 2.12. Зависимость изменения коэффициента поглощения покрытия ОСО-С от толщины пленки золота на его поверхности

На рис. 2.13 приведены результаты расчета плотности тока, генерируемого каскадами ФП, при различной степени загрязнения.

Из рис. 2.13 следует, что для всех видов загрязнения ограничивающим является каскад № 1, работающий в спектральном диапазоне 350–700 нм. Расчеты показывают, что пленка алюминия толщиной

5 нм приводит к потерям мощности на уровне 54%, пленка аморфного углерода толщиной 50 нм — 56%, а пленка аморфного кремния толщиной 200 нм — 73%. Значительно большие потери у ФП, загрязненного пленкой кремния, обусловлены не только толщиной, но и особенностью ее спектра пропускания (см. рис. 2.8, б).

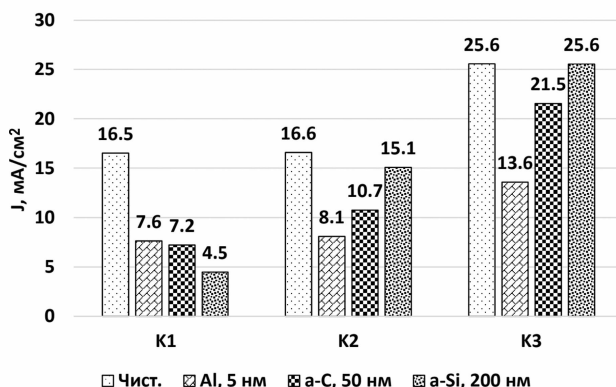


Рис. 2.13. Плотность тока, генерируемого каскадами ФП, при различной степени загрязнения

Зависимость оптических потерь трехкаскадного ФП от толщины пленок загрязнения приведена на рис. 2.14.

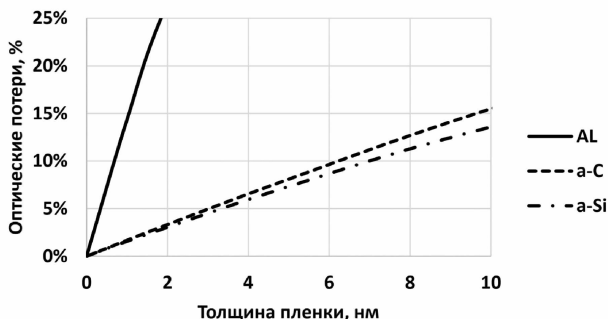


Рис. 2.14. Зависимость оптических потерь трехкаскадных ФП от толщины пленок загрязнения

Из рисунка следует, что наиболее опасными для КА являются пленки алюминия (или других металлов). Допустимый уровень загрязнения

БС (по уровню 10%) оценивается на уровне 1 нм. Надо сказать, что эта цифра является условной, поскольку чистых металлических пленок на поверхностях КА не существует. Наличие же примесей снижает электропроводность пленки и, соответственно, снижает ее негативное влияние на оптические системы.

Пленки углерода и кремния не менее опасны, хотя допустимый уровень загрязнения для них составляет около 5 нм. Поскольку углерод присутствует во всех полимерных и композитных материалах, вероятность загрязнения панелей БС углеродными пленками достаточно высока. Кремний встречается намного реже (он присутствует, в основном, в защитных стеклах ФП БС и ТРП), поэтому содержание кремния в пленках загрязнения самих БС будет значительно меньше, чем углерода.

Для справки: загрязнение ФП пленками органических веществ приводит к потерям мощности до 1–3% на каждые 10 нм толщины пленки. Поэтому на фоне загрязнения продуктами распыления такие загрязнения можно считать незначительными. Хотя присутствие органических веществ на поверхности может оказывать влияние на кинетику роста и, следовательно, на свойства пленок, образованных продуктами распыления.

2.5. ВЛИЯНИЕ КОМПОНОВКИ КА НА УРОВЕНЬ ЗАГРЯЗНЕНИЯ

На рис. 2.15 представлены результаты расчетов максимальных значений (в предположении полного осаждения продуктов распыления) поверхностной плотности пленок, образованных на радиаторах СТР в результате осаждения продуктов распыления элементов конструкции солнечных батарей КА. Расчеты проведены для двух типичных компоновок КА типа «Ямал» (а) и «Галс» (б) и двигателя типа СПД-70. Время работы двигателя (с одной стороны) — 2000 часов.

Как видно из рисунка, за 1000 часов работы двигателя максимальный уровень загрязнения радиатора СТР продуктами распыления элементов конструкции панелей БС составляет соответственно 40 мкг/см² и 0,5 мкг/см².

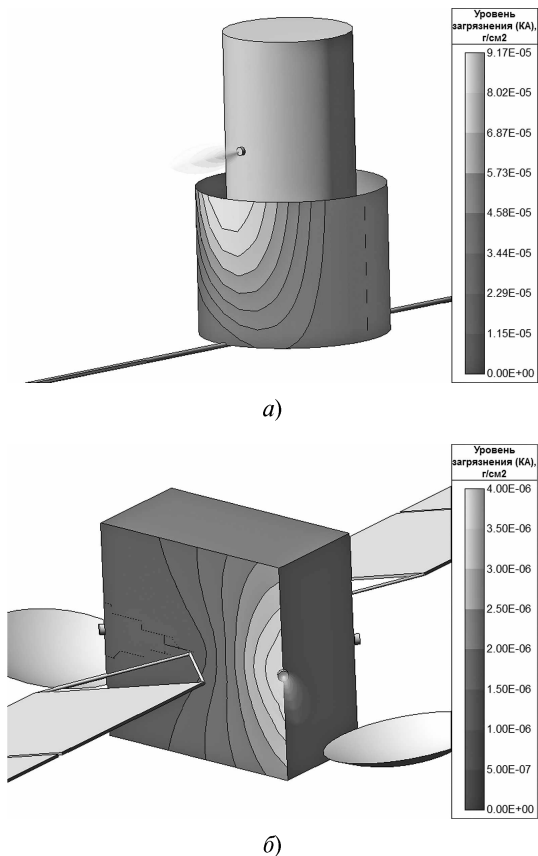


Рис. 2.15. Характерные значения скорости загрязнения поверхности КА типа «Галс» (а) и «Ямал» (б) продуктами распыления панелей БС за 2000 часов работы СПД

Уровень загрязнения для КА типа «Галс» на два порядка величины превышает уровень загрязнения КА типа «Ямал», что говорит о существенном влиянии компоновки на величину загрязнений.

Полученные расчетным путем максимальные значения уровня загрязнений соизмеримы с допустимым уровнем загрязнения (см. табл. 2.2), что говорит о возможности значительного влияния загрязнений на характеристики оптических функциональных поверхностей КА.

3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ЭРОЗИОННОГО И ЗАГРЯЗНЯЮЩЕГО ВОЗДЕЙСТВИЯ ЭРД НА КА

Точность прогнозирования эрозионного и загрязняющего воздействия плазменных струй ЭРД на КА во многом определяется точностью определения характеристик такого воздействия.

Для многих простых материалов (в основном металлов) данные по коэффициентам распыления имеются в обширной справочной и научной литературе. Информация по индикатрисам распыления представлена существенно в меньшем объеме. Если таких данных нет, с достаточной для инженерных расчетов точностью они могут быть получены расчетным путем.

Что касается специальных материалов, применяемых в космической технике, таких, например, как керамики, лаки, эмали, органические соединения, полимерные композитные материалы и т.п., то по ним данные практически отсутствуют. Определить необходимые характеристики расчетным путем весьма проблематично, поскольку данные о составе и структуре таких материалов, необходимые для расчета, в открытом доступе отсутствуют. Кроме того, большинство материалов имеют сложную структуру как на микро-, так и на макроуровне, поэтому применение даже очень мощных вычислительных средств не всегда позволяет получить результат за приемлемое время. В этой связи единственным способом получения информации о характеристиках взаимодействия струй ЭРД с такими материалами остается эксперимент.

Особый класс материалов, применяемых на современных КА, — это сетчатые материалы, широко применяемые в конструкциях крупногабаритных разворачиваемых антенн (рис. 3.1). Такие материалы представляют собой трикотажные полотна (рис. 3.2), сплетенные из вольфрамовых нитей с напыленным на них тонким слоем золота, обеспечивающим надежный электрический контакт между нитями. Поскольку данные о характеристиках распыления материалов нитей обычно имеются в справочниках, для определения характеристик взаимодействия струй ЭРД с сетчатыми поверхностями могут быть при-

менены различные расчетные методы. Эксперимент в данном случае затруднителен, поскольку плотность сетчатых материалов низкая и для измерения интересующих нас величин требуется применять весьма дорогостоящие методы и измерительное оборудование.

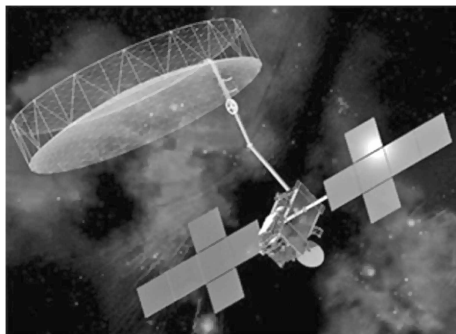


Рис. 3.1. Современный телекоммуникационный спутник TerreStar с развертываемой антенной диаметром 18 м из сетеполотна (источник: <https://siliconangle.com/2011/06/15/bankrupt-satellites-for-dish-network-terrestar-marks-ergens-latest-snatch/> (дата обращения 14.03.2026))

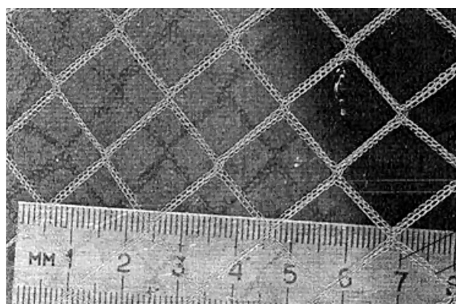


Рис. 3.2. Фрагмент сетеполотна, применяемого в конструкции крупногабаритных антенн КА [17]

С учетом сказанного выше, в данном разделе мы рассмотрим вопросы экспериментального определения коэффициентов распыления материалов космической техники, а также расчетное определение индикатрисы распыления сетчатых поверхностей.

Здесь важно отметить, что на практике специальных исследований свойств материалов обычно не проводится. Если в рамках ОКР по

созданию нового КА возникает необходимость в тех или иных данных, то организуется специальная СЧ ОКР, направленная на решение конкретного вопроса. Конкретизируются условия воздействия и требуемые характеристики.

При таком подходе объем и стоимость работ минимизируются, хотя общность результатов теряется. Детальные исследования свойств материалов могут проводиться в рамках НИР, но это редкое и дорогостоящее явление, которое должно иметь достаточно серьезное и убедительное обоснование.

3.1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ РАСПЫЛЕНИЯ

Существует множество возможных методов экспериментального определения коэффициентов распыления материалов при воздействии на них потоков плазмы.

В классической схеме применяется источник ионов с регулируемой энергией ионов и узконаправленным пучком (обычно — ПИД). В пучок помещают образец и определяют изменение массы или глубину его распыления за некоторое время («весовой» метод). Исходя из этого, рассчитывают коэффициент распыления. Проведя такие измерения для множества значений энергии и углов падения, получают зависимость коэффициента распыления от энергии и угла падения ионов, необходимую для проведения расчетов.

Однако такой подход требует больших временных и экономических затрат, поэтому проведение детальных исследований в рамках эскизного проектирования КА, как правило, не представляется возможным.

В связи с этим для определения характеристик распыления и проверки стойкости материалов к воздействию плазменных струй часто прибегают к форсированным (или ускоренным) испытаниям материалов в условиях, наиболее приближенных к условиям натурной эксплуатации КА. Типичная схема такого эксперимента представлена на рис. 3.3.

В качестве источника ионов в этом случае применяют двигатель типа СПД, используемый на КА, или двигатель с близкими параметрами (по энергии ионов).

Образцы материалов устанавливаются на кольцевом держателе в разных точках струи под разными углами. Угол падения ионов регулируется углом наклона образца, а средняя энергия ионов — радиусом установки образцов на кольцевом держателе.

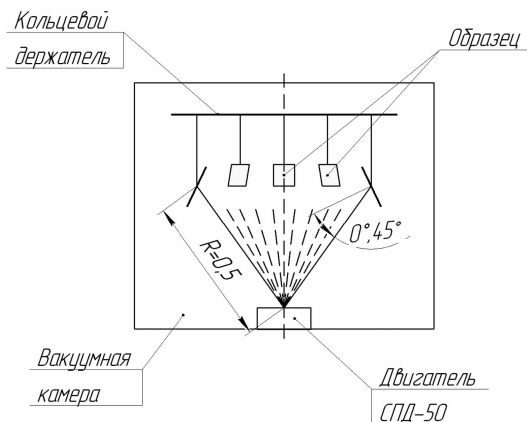


Рис. 3.3. Схема эксперимента по определению характеристик распыления конструкционных материалов КА

Величина коэффициента распыления измеряется либо весовым (по изменению массы), либо микроскопическим методом (по глубине эрозии материала) при известных параметрах плазменного потока и времени воздействия плазмы на образец. Могут также применяться и другие методы, например, оптические, позволяющие определить изменение массы или уменьшение толщины материалов в зависимости от времени и интенсивности воздействия потока ионов.

При использовании весового метода коэффициент распыления (нормальное падение, моноэнергетический пучок) определяется по формуле

$$S = \frac{\Delta M}{m_1} \frac{e}{jF\tau}, \quad (3.1)$$

где ΔM — изменение массы образца за время воздействия τ ; F — площадь облучаемой поверхности образца. Наибольшую погрешность в результаты измерений вносят величины ΔM и j .

Для обеспечения требуемой точности и повторяемости результатов измерений необходимо осуществлять контроль параметров источника

ионов (ток и напряжение разряда, расход), а также параметров пучка ионов. Для этого система питания двигателя должна быть снабжена соответствующими средствами измерения, а вблизи образцов установлены плазменные зонды и энергоанализатор, обеспечивающие контроль параметров пучка (плотность тока, энергетический спектр ионов).

При выборе параметров эксперимента (количество и положение образцов в струе, размеры образцов, время воздействия) преследуют две цели: 1) получение достоверных данных и 2) снижение времени и стоимости проведения эксперимента. Но этот выбор всегда ограничен множеством факторов, которые не позволяют выбирать параметры эксперимента произвольным образом. В связи с этим рассмотрим некоторые основные ограничения на условия и режимы проведения эксперимента.

3.1.1. Ограничения средств измерения

При использовании весового метода для получения погрешности измерения величины ΔM не хуже 5% потери массы образцов за одну экспозицию должны быть не менее $(1/0,05)\delta_M$, где δ_M — разрешающая способность используемых микровесов. Для современных аналитических весов среднего класса $\delta_M = 0,1$ мг, следовательно, величина потери массы должна быть не менее $\Delta M \geq 20 \cdot 0,1 = 2$ мг.

Более точные весы имеют $\delta_M = 0,005$ мг. Однако их применение осложняется тем, что образцы исследуемых материалов, как правило, гигроскопичны, и влага, которую они набирают при переносе из вакуумной камеры до чашки весов, начинает вносить значительную погрешность в результаты измерений, не позволяя использовать столь высокую разрешающую способность. Применение же специальных мер контроля атмосферы существенно усложняет процедуру измерений. Поэтому применение весов с $\delta_M = 0,1$ мг является в этом смысле наиболее оправданным.

Для образца алюминия размером 50×50 мм значение $\Delta M = 2$ мг соответствует глубине эрозии:

$$h = \frac{\Delta M}{\rho F} = \frac{0,002}{2,7 \cdot 25} = 3 \cdot 10^{-5} \text{ см} = 0,03 \text{ мкм}.$$

Масса образца (при толщине 3 мм) составит при этом около 20 г.

При оценке погрешности измерения ΔM следует учитывать, что неметаллические и композиционные материалы обладают весьма существенной собственной потерей массы, обусловленной собственным газовыделением в вакууме. При облучении ионным пучком материалы нагреваются, что способствует их интенсивному обезгаживанию. Поэтому данный фактор необходимо учитывать при обработке результатов испытаний.

Стандартные значения общих потерь массы (ОПМ) современных материалов космического применения не превышают 0,1%. При использовании весового метода потери массы за счет газовыделения не должны превышать 1% потери массы образца за счет распыления. Для указанной выше величины $\Delta M = 2$ мг это соответствует потерям массы 0,02 мг. Однако при массе образца 20 г потери массы за счет газовыделения могут достигать 20 мг, что на три порядка величины превышает потери массы за счет распыления.

Если потери массы (или масса образца) превышают указанные значения, следует либо снизить требования по точности измерений, либо применять другие методы измерений, позволяющие исключить влияние собственных потерь массы.

Наиболее простой, но затратный способ — увеличение времени воздействия и, соответственно, величины ΔM . Если принять, что $\Delta M = 200$ мг, то погрешность измерения с учетом газовыделения составит около 10%. Но потребное время воздействия возрастет при этом в 100 раз по сравнению с минимально необходимым.

Другой подход основан на применении образцов-свидетелей, которые теряют массу так же, как и испытываемый образец (при этом предполагается, что ионная бомбардировка не оказывает влияния на механизм обезгаживания). Если принять, что отличия в потерях массы образцов не превышают 2 мг, то величину ΔM можно снизить примерно до 20 мг, т.е. примерно на порядок величины.

Поскольку реальные образцы материалов в большинстве своем обладают значительной гигроскопичностью, для получения требуемой точности измерений (имеется в виду весовой метод) необходимо свести и этот фактор к минимуму. Для этого перед проведением эксперимента проводят кондиционирование образцов (ГОСТ 12423—2013 или ISO 291:2008), определяют равновесную массу влаги и скорость набора

влаги на воздухе. Последний параметр необходим для определения допустимого времени пребывания образца на воздухе после его извлечения из вакуумной камеры.

Для удаления влаги и определения «сухой» массы образца производят его кондиционирование с контролем массы. Кондиционирование образцов производится следующим образом (возможны и другие варианты).

Образцы материала взвешивают и помещают в вакуумную камеру на 2–3 часа при температуре 70...100 °С. Нагрев осуществляют радиационным методом с помощью галогенных ламп. После этого образцы извлекают из вакуумной камеры, взвешивают и проводят второй цикл обезгаживания. Для снижения погрешности измерений время нахождения образцов на открытом воздухе должно быть сокращено до минимума, особенно, если влажность воздуха более 50%. Для исключения быстрого поглощения влаги при развакуумировании вакуумную камеру иногда заполняют сухим азотом (производится из жидкого азота) или аргоном. Полученные точки аппроксимируют экспоненциальной зависимостью вида

$$\Delta m(t) = a \cdot \exp(-bt), \quad (3.2)$$

где a — содержание влаги в образце, г; b — скорость кондиционирования (выхода влаги из образца), 1/с.

В качестве примера на рис. 3.4 приведены результаты измерений потери массы нескольких образцов (№ 1–7) после выдержки в вакуумной камере при высокой температуре. Там же приведена аппроксимация всех полученных данных зависимостью (3.2).

Измерение скорости набора влаги производится путем периодического взвешивания контрольных образцов после кондиционирования в течение 1–2 суток с увеличивающимся интервалом от 1–2 до 5–6 часов при контролируемой влажности. Полученные данные аппроксимируются зависимостью (3.2), в которой параметры a , b есть гигроскопичность образца и скорость набора влаги. Исходя из этой зависимости и влажности окружающего воздуха, оценивают допустимое время пребывания образца на воздухе и возможную погрешность измерений, обусловленную этим фактором. При необходимости вводят поправку на величину измеренной потери массы образца после облучения.

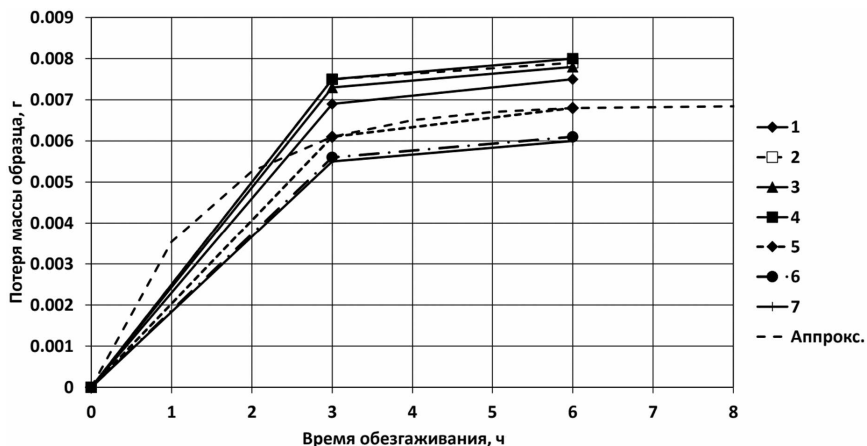


Рис. 3.4. Зависимость потери массы образцов от времени

С учетом сказанного выше, более достоверным представляется микроскопический метод измерения, позволяющий определить коэффициент распыления не по изменению массы, а по глубине эрозии материала за некоторый отрезок времени.

Однако и этот метод имеет ограничения, обусловленные точностью измерения глубины эрозии. Так, при использовании современных электронных микроскопов и методов препарирования образцов, использующих резание хирургическим скальпелем или лазером, достижимая точность измерения не превышает 0,1 мкм. Следовательно, для получения надежных результатов измерений глубина эрозии должна быть не менее 2–3 мкм или для образца 50х50 мм — не менее 10–15 мг. То есть мы приходим примерно к тем же величинам потери массы, что и при весовом методе.

При исследовании распыления тонкопленочных покрытий, толщина которых известна априори, могут применяться различные методы, позволяющие определить толщину пленки (например, резерфордовское обратное рассеяние, оптические методы и т.п.), либо методы, основанные на определении положения границы распыления в поле переменной плотности тока ионов струи. Но и в этом случае возникают сложности, обусловленные погрешностью определения момента времени полного распыления пленки.

3.1.2. Ограничения по времени эксперимента

Время облучения образца τ не должно превышать 8–12 часов, в противном случае стоимость работ резко возрастает. Оптимальным является эксперимент длительностью $\tau \approx 8$ часов, который может быть проведен в пределах одного рабочего дня. Однако сокращение времени облучения приводит, как правило, к увеличению интенсивности воздействия, что может отрицательно сказаться на точности результата из-за побочных факторов.

3.1.3. Ограничения по расстоянию от двигателя

Расстояние от двигателя не должно быть больше $1/2$ длины пробега ионов в камере λ (при давлении $5 \cdot 10^{-4}$ торр $\lambda \approx 1$ м), иначе в потоке резко возрастет доля упругорассеянных ионов и ионов перезарядки, меняется зарядовый состав струи, который может оказывать влияние на величину коэффициента распыления.

С другой стороны, приближение образцов к двигателю приводит к увеличению неравномерности потока по площади образца.

Исходя из этих соображений, оптимальное расстояние образцов до двигателя в вакуумных камерах составляет $\sim 0,5$ –1 м.

3.1.4. Ограничения по температуре образца

Температура образца не должна превышать рабочей температуры материала, иначе в нем могут начаться необратимые деструктивные явления.

Кроме того, при наличии в вакуумной камере паров масла или продуктов собственного массовыделения образцов высокая температура образца может стать причиной образования на его поверхности стойких к распылению химических соединений (эффект крекинга), которые могут вносить существенную ошибку в результаты измерений.

Чтобы избежать подобных процессов, температуру образца следует ограничивать на уровне 70...100 °С. В случае применения криогенной откачки (или криогенных ловушек) пары масла практически полностью откачиваются, что исключает возможность крекинга и снимает данное ограничение. Однако большинство полимерных материалов

космического применения рассчитаны на работу при температуре не более 120 °С, поэтому при выборе максимальной температуры образцов необходимо учитывать и это ограничение.

Охлаждение образцов в вакууме осуществляется, в основном, излучением (охлаждение водой или другими хладагентами неэффективно и сложно в техническом исполнении), поэтому необходимо ограничить плотность ионного тока до величины, при которой равновесная температура распыляемого материала не превышает допустимого значения $T_{\text{пред}}$:

$$J_{\text{пред}} = \frac{1}{U_{\text{уск}}} \varepsilon \sigma (T_{\text{пред}}^4 - T_w^4), \quad (3.3)$$

где σ — постоянная Стефана — Больцмана; $U_{\text{уск}}$ — ускоряющее напряжение источника ионов; ε — степень черноты образца; T_w — температура стенки вакуумной камеры.

Соответственно, равновесная температура образца определяется по формуле

$$T_{\text{eq}} = \sqrt[4]{T_w + \frac{q}{\varepsilon \sigma}}, \quad (3.4)$$

где $q = J \cdot U_{\text{уск}}$ — плотность теплового потока от воздействия ионов струи.

Оценки по (3.3) показывают, что при ускоряющем напряжении источника ионов $U_{\text{уск}} = 800$ В (высокоимпульсные двигатели) и температуре стенок вакуумной камеры 20 °С, для обеспечения температуры образца ~100 °С предельная плотность тока составляет 0,02 мА/см² (при $\varepsilon = 0,2$). Предельный тепловой поток составляет при этом 160 Вт/м². При $U = 300$ В (двигатели типа СПД-100, СПД-70) предельная плотность тока возрастает до 0,05 мА/см². Для образцов с $\varepsilon = 0,9$ плотность тока может быть увеличена до 0,08 и 0,2 мА/см² соответственно.

Зависимость равновесной температуры образцов от степени черноты образца при различной плотности ионного тока (энергия ионов 300 эВ) приведена на рис. 3.5.

Из рисунка следует, что предельная температура неметаллических материалов КА (150 °С) достигается при плотности тока не более 0,1–0,2 мА/см², что не позволяет существенно сократить время испытаний за счет увеличения плотности ионного тока.

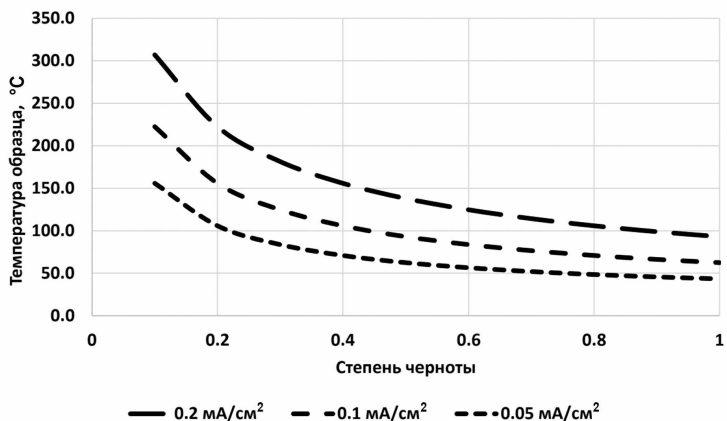


Рис. 3.5. Зависимость равновесной температуры образца от степени черноты образца при различной плотности тока ионов (300 эВ)

Использование азотных криоэкранов снижает температуру образцов, находящихся в струе, на 20–40 градусов, в частности — с 100 °С до 60 °С. Для больших тепловых потоков эффект снижения температуры менее значителен. Кроме того, применение криоэкранов в вакуумной камере с работающим СПД является проблематичным из-за сильного нагрева экрана излучением от двигателя и ионной бомбардировкой.

Если обеспечить заданную температуру образцов (при заданных ограничениях по плотности тока и времени облучения) не удастся, следует применять различные способы принудительного охлаждения. Наиболее простым и эффективным является водяное охлаждение. Однако, если в вакуумной камере применяются криоэкраны, использование водяного охлаждения может оказаться невозможным. Учитывая значительную неопределенность в степени черноты, геометрии и способе заделки образцов, их тепловой режим необходимо подтверждать в специальных методических экспериментах с контролем температуры образца.

3.1.5. Ограничения на линейные размеры образца

Размеры образца ограничены неравномерностью плотности тока ионов струи по длине образца, которая не должна превышать 5–10% от среднего значения (рис. 3.6).

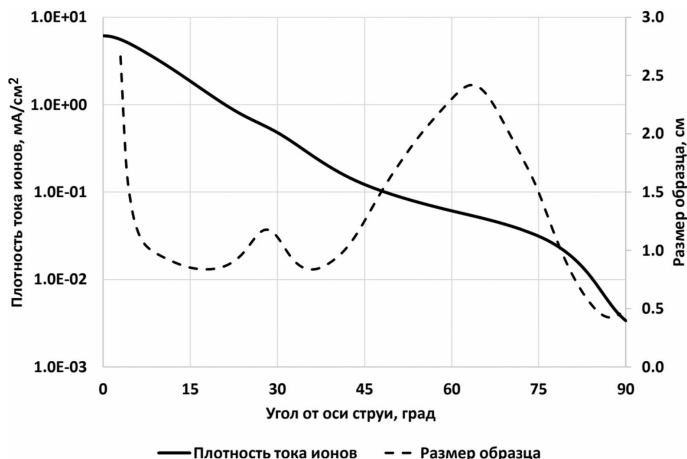


Рис. 3.6. Угловая зависимость плотности тока в струе СПД-100 и максимального размера образца на расстоянии 0,5 м от среза двигателя

Из рис. 3.6 находим, что размер образца, который можно установить в любой точке струи (на расстоянии 0,5 м от двигателя), составляет ~0,5 см. При этом площадь образца составит $0,25 \text{ см}^2$, а масса образцов при толщине 1 мм и плотности 2 г/см^3 будет составлять 0,05 г. Такая масса может быть взвешена на аналитических весах. Однако, принимая во внимание влияние собственного газовыделения, о котором говорилось выше, толщина образца должна быть минимальной. Кроме того, при глубине эрозии 1 мкм унос массы составит 0,05 мг, что находится на пределе чувствительности даже высокоточных весов. В связи с этим приходится использовать образцы значительно большего размера (до 3–4 см) и учитывать изменение плотности тока по площади образца при обработке результатов.

3.1.6. Влияние остаточного давления и распыления стенок вакуумной камеры на результаты измерений

Понятие динамической чистоты поверхности является весьма важным фактором, во многом определяющим достоверность экспериментальных данных по коэффициентам распыления. В процессе эксперимента на поверхность мишени поступает поток частиц, состав-

ляющих остаточную атмосферу камеры (N_2 , O_2 , H_2O , C , CO_2 , продукты распыления стенок вакуумной камеры и элементов конструкции источника ионов). Плотность потока частиц, поступающих на поверхность из газовой фазы, можно определить соотношением

$$nv_a = \frac{p_i N_A}{\sqrt{2\pi M_i RT}}, \quad (3.5)$$

где p_i — парциальное давление i -й газовой составляющей остаточной атмосферы вакуумной камеры; R — универсальная газовая постоянная; N_A — число Авогадро; T — температура окружающей среды (стенок вакуумной камеры); M_i — атомная масса i -й газовой составляющей.

Адсорбированные из остаточной атмосферы частицы десорбируются, а также распыляются ионным потоком, в результате чего на поверхности устанавливается некая равновесная концентрация адсорбированных частиц:

$$N_{eq} = \frac{nv_a}{K_d + \frac{j \cdot S_d}{eN_1}}, \quad (3.6)$$

где K_d и S_d — коэффициенты десорбции и распыления адсорбированных частиц; j — плотность ионного тока; N_1 — плотность моноатомного слоя адсорбированных частиц.

Значение N_{eq} определяет степень покрытия поверхности мишени адсорбированными частицами $\theta = N_{eq} / N_1 \leq 1$.

Распыляясь вместе с атомами мишени, адсорбированные частицы могут заметно повлиять на результаты эксперимента. Это влияние проявляется в том, что измеренные в эксперименте значения коэффициентов распыления могут быть значительно меньше реальных.

При наличии в атмосфере масляных фракций (что, несмотря на наличие криогенных средств откачки, все же характерно для некоторых вакуумных камер) динамика процессов, происходящих на поверхности, может оказаться еще более сложной. Молекулы масла, адсорбированные поверхностью, десорбируются и распыляются значительно хуже, нежели молекулы основных атмосферных составляющих. Более того, под действием ионного потока молекулы масла могут диссоциировать с образованием на поверхности мишени устойчивой углеродной пленки (пиролиз), распыление которой весьма затруднительно.

Эксперименты (в условиях масляного вакуума) при малых плотностях ионного тока ($j < 1 \text{ мА/см}^2$) показали, что потери массы мишени в результате облучения заметно меньше ожидаемых (рис. 3.7). Во всех этих случаях на поверхности мишени наблюдалась плотная углеродная пленка, сдерживающая процесс распыления.

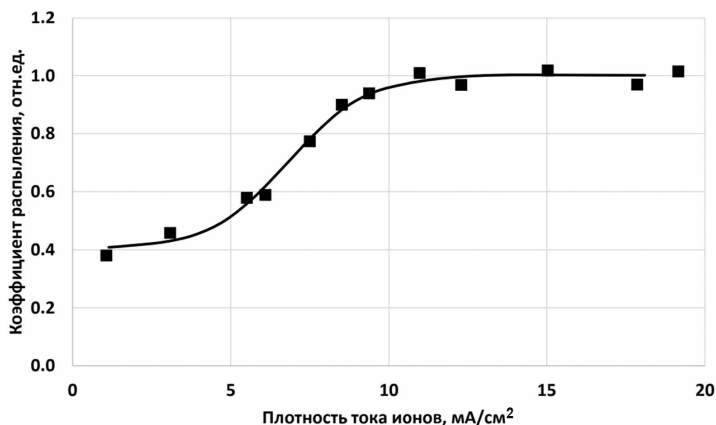


Рис. 3.7. Зависимость коэффициента распыления керамического композита от плотности ионного тока (в условиях масляного вакуума)

Параллельно с потоком газовых молекул и атомов на поверхность образца могут попадать потоки продуктов распыления стенок вакуумной камеры и конструкции самого двигателя. Величина этих потоков определяется геометрией эксперимента и типом используемого источника ионов.

Влияние потоков осаждения на величину коэффициента распыления образца можно оценить по степени заполнения поверхности образца продуктами распыления Θ . Очевидно, что даже при очень интенсивном распылении на поверхности образца будет находиться некоторое количество частиц осаждения (рис. 3.8).

Поток продуктов распыления стенок вакуумной камеры, падающий на образец, обозначим nv_+ , а поток распыления осажденных на поверхности частиц — nv_- . Тогда для Θ можно записать:

$$\Theta = \frac{nv_+}{nv_+ + nv_-} . \quad (3.7)$$

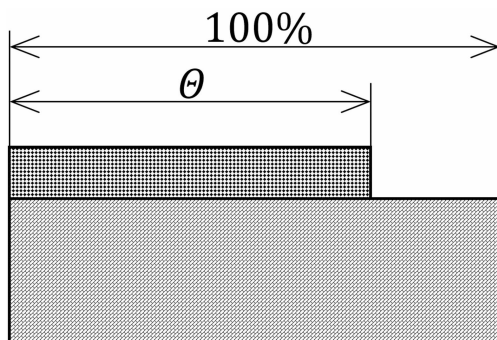


Рис. 3.8. Степень заполнения поверхности образца продуктами распыления

Поток частиц распыления с поверхности определяется величиной Θ и плотностью потока ионов. При $\Theta = 0$ $lv_- = 0$, так как на поверхности нет частиц осадка, которые могут быть распылены ионами струи. При этом, однако, распыление матрицы происходит и является полным. По мере увеличения Θ часть ионов струи не достигает матрицы, а распыляет частицы осадка.

Так как коэффициент распыления осадка нам неизвестен, в первом приближении его можно принять равным коэффициенту распыления монолита, т.е. материала камеры. В нашем случае примем $S = 1$. По результатам расчетов можно построить графики зависимости степени заполнения Θ от угла с осью струи и угла падения струи на поверхность образца.

О корректности экспериментальных данных можно говорить лишь в том случае, если динамика процессов, происходящих на поверхности, позволяет иметь достаточно чистую от загрязнений мишень. Условие динамической очистки поверхности можно записать в виде: $\Theta \leq \Theta_{\text{пред}}$, где $\Theta_{\text{пред}}$ — некое предельное значение степени покрытия поверхности, превышение которого ведет к заметным искажениям экспериментальных данных ($\Theta_{\text{пред}} \approx 5\text{--}10\%$).

На рис. 3.9 приведены результаты расчета степени заполнения поверхности Θ в различных точках струи. Двигатель (СПД-100) и мишени (в виде шариков) помещены в вакуумную камеру диаметром 2 м и длиной 4 м. Стенки вакуумной камеры выполнены из нержавеющей стали. Продукты распыления стенок осаждаются на поверхности шари-

ков и повторно распыляются ионами струи. Параметр Θ характеризует равновесную степень заполнения, когда скорость осаждения равна скорости распыления.

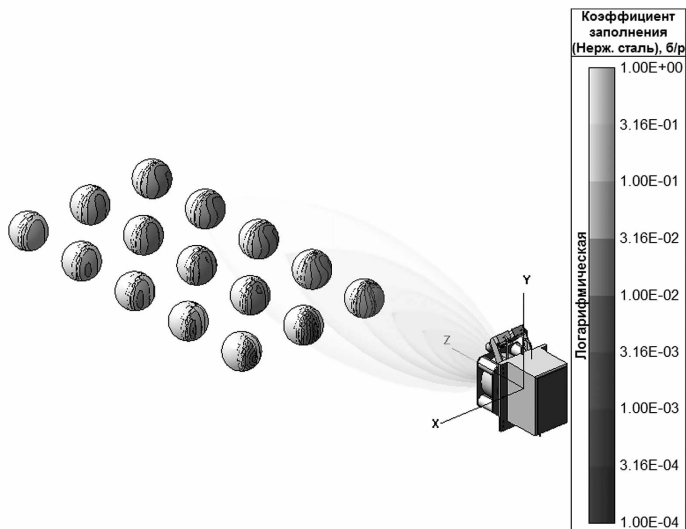


Рис. 3.9. Степень заполнения поверхности продуктами распыления стенок вакуумной камеры в различных точках струи (двигатель СПД-100, ближайший к источнику шарик расположен на расстоянии 500 мм, расстояние между шариками — 100 мм)

Из рис. 3.9 видно, что степень заполнения менее 10% (темная область на рис. 3.9) реализуется на расстоянии от двигателя не более 600–800 мм и при углах не более 50–60° от оси струи (только в данном конкретном случае).

Таким образом, загрязнение поверхности образцов продуктами распыления стенок вакуумной камеры может оказывать заметное влияние на результаты измерений и должно учитываться при выборе положения образцов в камере и последующей обработке экспериментальных данных.

Для получения наибольшей чистоты поверхности могут быть использованы специальные коллиматоры, исключающие попадание продуктов распыления стенок вакуумной камеры на поверхность образца. Однако разработка таких коллиматоров является довольно

сложной научно-технической задачей, требующей учета распространения потока плазмы внутри коллиматора, распыления входной апертуры и других процессов.

3.2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК РАСПЫЛЕНИЯ СЕТЧАТЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

Знание характеристик распыления сетеполотна (СП) необходимо для определения потоков продуктов распыления его нитей на функциональные поверхности КА. К этим характеристикам относятся зависимости от угла и энергии ионов пучка коэффициента распыления и индикатриса распыления.

Поскольку структура СП и характеристики распыления материалов нитей известны, то и характеристики распыления могут быть определены расчетным путем. Такой подход намного точнее и проще, чем экспериментальный, поскольку не требует проведения большого количества измерений и, что самое главное, позволяет получить качественно верную картину при скользких углах падения, где эксперимент может давать очень большие ошибки из-за малости измеряемых величин.

Так же как для гладких сплошных поверхностей, коэффициент распыления СП можно определить как отношение $S_a = \frac{N_a}{N_i}$, где N_a — количество атомов, распыленных с поверхности СП за единицу времени; $N_i = J_i \cos(\theta) / e$ — количество ионов, упавших на фронтальную поверхность СП; J_i — плотность ионного тока; θ — угол падения ионов; e — электрический заряд электрона. Однако в отличие от гладких поверхностей величина N_a СП должна вычисляться с учетом потоков распыленных частиц $n\nu_s$ с поверхности нитей. Для расчета $n\nu_s$ используют трехмерную расчетную модель СП. Расчет проводится с учетом взаимного экранирования нитей.

В качестве примера на рис. 3.10 приведено расчетное поле потоков распыленных частиц с поверхности нитей СП типа «гладь».

Как видно из рисунка, картина распыления довольно сложная. Потоки ионов, падающих на поверхность нитей, частично экранируются соседними нитями. В результате возникают «затененные» области, в которых распыления не происходит. Продукты распыления тоже

разлетаются не во все стороны, как с гладкой поверхности, а могут частично попадать на поверхность соседних нитей и оседать на них. Частицы струи попадают на поверхность нитей под разными углами (реализуется весь диапазон углов падения ионов), что приводит к большим градиентам скорости распыления по поверхности нитей. Значительная часть ионов может проходить сквозь сетеполотно без взаимодействия с нитями. Эти ионы могут попадать на элементы конструкции КА, находящиеся за сетеполотном, поэтому для проведения расчетов воздействия струй ЭРД на КА надо знать коэффициент пропускания СП при падении ионов под различными углами.

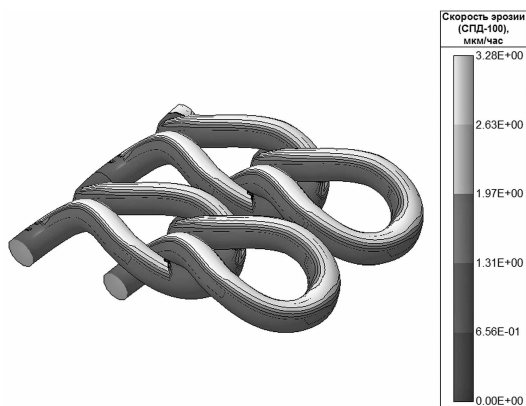


Рис. 3.10. Скорость распыления сетеполотна при воздействии потока ионов

Но для нас важно не сколько вещества было распылено, а сколько вышло за пределы СП. Та часть вещества, что осаждается на поверхности нитей, нас не интересует, поскольку она не может осаждаться на поверхностях КА.

Таким образом, под N_a будем понимать не то количество частиц, которые были распылены с поверхности нитей, а то, что вылетели за условную границу сетеполотна, — т.е. через его фронтальную поверхность.

В некотором смысле это аналогично процессам распыления в твердом теле, когда ион выбивает атом кристаллической решетки из равновесия, но не все атомы покидают поверхность твердого тела. Часть из них после некоторого количества соударений остается в твердом теле. Поэтому для определения N_a необходимо не просто проинтегрировать

потоки частиц распыления по поверхности нитей, а собрать только те частицы, которые покинули СП, исключив те, которые осели на поверхность нитей. Это можно сделать путем вычисления потоков частиц на поверхности сферы (коллектора частиц), окружающей распыляемый участок СП.

На рис. 3.11 приведены трехмерные геометрические модели СП типа «гладь» трех различных плотностей плетения.

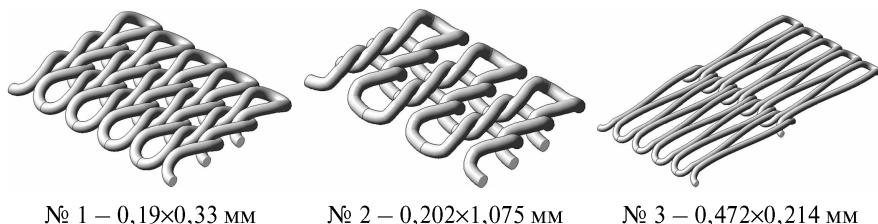


Рис. 3.11. Геометрические модели сетеполотна типа «гладь» с различной плотностью плетения

Геометрическая модель СП строилась с применением аналитических соотношений, описывающих траектории центральных линий нитей и позволяющих варьировать плотность плетения в продольном и поперечном направлениях. Материал поверхности нитей — золото, бомбардирующие ионы — ксенон, 300 эВ, угол падения ионов — 30° .

На рис. 3.12 представлена расчетная зависимость коэффициентов пропускания и распыления сетеполотна от угла падения ионов.

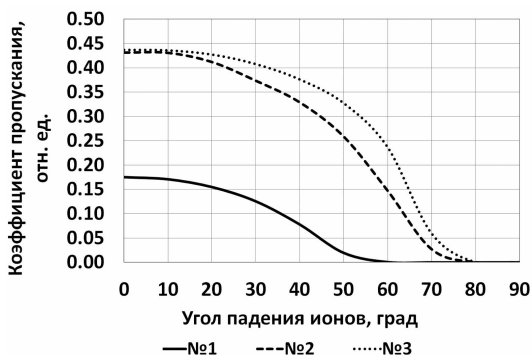
Как можно видеть из рис. 3.12, угловая зависимость коэффициента распыления СП существенно отличается от угловой зависимости сплошной поверхности. При $\theta < 60...80^\circ$ поток ионов N_i , падающих на фронтальную поверхность СП, уменьшается пропорционально $\cos(\theta)$, в то время как N_a меняется слабо, поскольку суммарное сечение нитей, взаимодействующих с потоком, остается почти неизменным. При $\theta > 60...80^\circ$ геометрический коэффициент пропускания сетеполотна стремится к нулю, и практически все частицы струи попадают на поверхность нитей. Поэтому здесь наблюдается быстрый рост S . При $\theta = 90^\circ$ $N_i = 0$ и, соответственно, $S = 0$.

Отметим, что коэффициент распыления сетеполотна S при $\theta = 0^\circ$ (нормальное падение) соответствует коэффициенту распыления

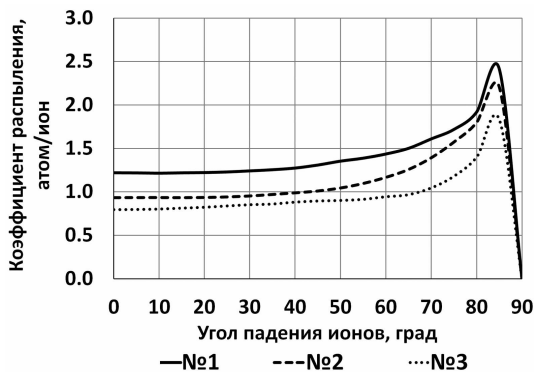
сплошного материала S_0 с поправкой на геометрический коэффициент пропускания сетеполотна T :

$$S(0) \approx S_0 \cdot (1 - T(0)) . \quad (3.8)$$

Теперь рассчитаем потоки продуктов распыления от фрагментов СП, показанных на рис. 3.11, и определим параметры индикатрисы распыления для этих видов СП.



а)



б)

Рис. 3.12. Зависимость коэффициента пропускания (а) и распыления (б) сетеполотна разной плотности плетения от угла падения ионов

Фрагмент СП образуем путем соединения 10×10 ячеек и поместим в центр глобальной системы координат. На расстоянии 1 м от фрагмента поместим источник ионов, направив его на фрагмент, как показано

на рис. 3.13. Поскольку размер фрагмента много меньше расстояния до источника ионов, можно считать, что источник находится на бесконечно большом расстоянии от фрагмента и все ионы падают на образующую поверхность СП под прямым углом.

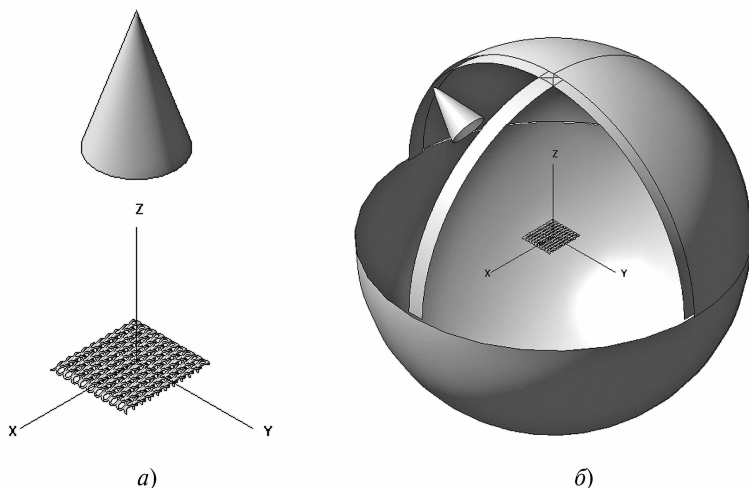


Рис. 3.13. Схема расчета потоков продуктов распыления: взаимное положение двигателя и фрагмента сетеполотна (а); передняя (сверху) и задняя (снизу) полусферы с цилиндрическими сегментами (б)

Над и под фрагментом расположены коллекторы продуктов распыления, представляющие собой полусферы, предназначенные для визуализации потоков продуктов распыления и определения интегрального потока частиц.

Также в модель включены два цилиндрических сегмента, предназначенные для получения числовых значений потока продуктов распыления в продольном и поперечном сечении, необходимые для построения индикатрисы.

На рис. 3.14 приведены рассчитанные потоки частиц распыления (индикатрисы) в переднюю и заднюю полусферы, реализуемые при различных углах падения ионов.

Из рисунка видно, что при скользящих углах падения большая часть потока частиц распыления направлена в сторону источника ионов, в то время как у гладких поверхностей она направлена от источника. Это связано с тем, что при наклонном падении ионов распыляются

те участки нитей, которые обращены к источнику, соответственно и эмиссия частиц происходит в том же направлении. Поток в заднюю полусферу относительно невелики.

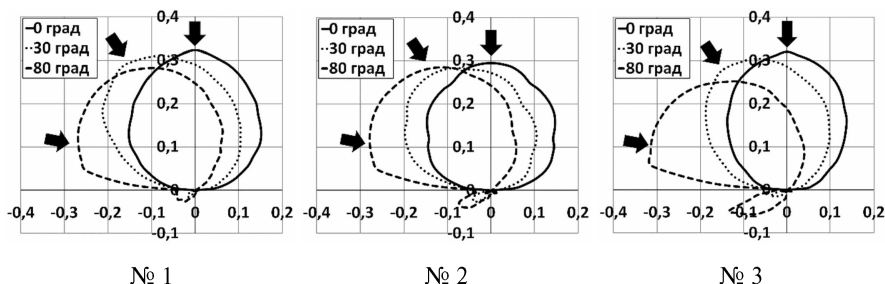


Рис. 3.14. Индикатрисы распыления сетеполотна типа «гладь» при различных углах падения ионов

Особенностью распыления СП является наличие потоков частиц с тыльной стороны сетеполотна.

Влияние плотности плетения (структуры) СП на индикатрису распыления иллюстрирует рис. 3.15.

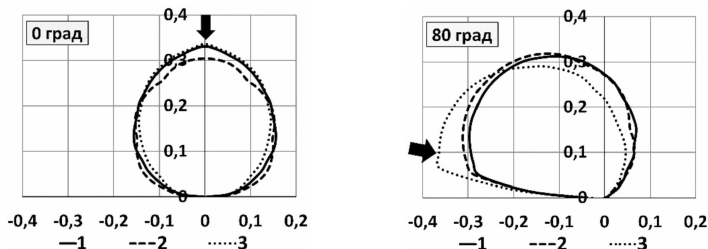


Рис. 3.15. Влияние плотности плетения на индикатрису распыления сетеполотна типа «гладь»:

1 — № 1; 2 — № 2; 3 — № 3

Из рисунка видно, что максимальные вариации плотности потока частиц в зависимости от плотности плетения реализуются при скользких углах падения ионов и достигают 15–20%. Это связано с тем, что коэффициент пропускания сетеполотна при скользких углах падения изменяется существенно сильнее, чем при нормальном падении. По этой же причине при нормальном падении частиц влияние плотности плетения на индикатрису распыления оказывается незначительным.

Для рассмотренных случаев вариации плотности потока частиц не превышают 5%.

На рис. 3.16 приведены индикатрисы распыления, реализуемые при различных азимутальных углах падения ионов.

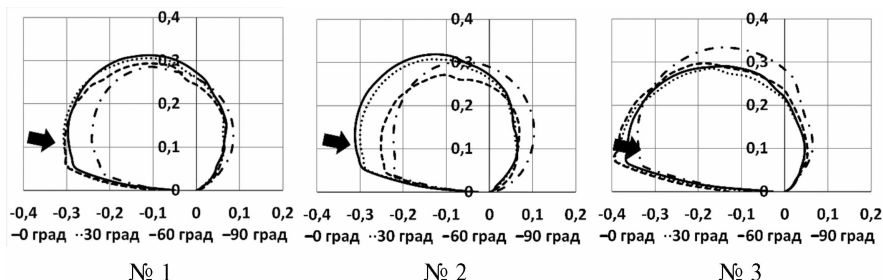


Рис. 3.16. Индикатрисы распыления сетеполотна типа «гладь» при различных азимутальных углах падения ионов, угол падения бомбардирующих ионов — 80°

Из рис. 3.16 следует, что азимутальный угол падения ионов оказывает заметное влияние на индикатрису распыления. Особенно сильно это проявляется при скользящих углах падения. Вариации плотности потока распыленных частиц достигают при этих углах 15–20%. Для СП различной плотности плетения влияние азимутального угла сказывается по-разному.

Таким образом, проведенные расчеты показывают, что на индикатрису распыления СП заметное влияние оказывают структура и плотность плетения нитей, а также азимутальный угол падения ионов. Вариации плотности потока распыленных частиц за счет влияния этих факторов достигают 20% при скользящих углах падения (это справедливо только для данного типа плетения). Это означает, что, если требуется получить высокую точность расчетов, необходимо учитывать структуру и ориентацию СП в каждой точке поверхности. Алгоритм расчета в этом случае существенно усложняется. Кроме того, довольно сложно определить ориентацию СП в каждой точке поверхности. В связи с этим точность расчета потоков продуктов распыления на КА от СП будет ограничена погрешностями, возникающими из-за неучета ориентации СП в пространстве. Исходя из этого, при определении характеристик взаимодействия струй ЭРД с СП необходимо оценивать вариации этих характеристик в зависимости от азимутального угла падения ионов.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Квасников Л.А., Латышев Л.А., Пономарев-Степной Н.Н., Севрук Д.Д., Тихонов В.Б.* Теория и расчет энергосиловых установок космических летательных аппаратов. — 2-е изд., перераб. и доп. — М.: Изд-во МАИ, 2001.
2. *Ким В.П., Надирадзе А.Б., Попов Г.А., Ходненко В.П., Шишкин Г.Г.* Проблемы применения электроракетных двигателей на космических аппаратах: В кн. Модель космоса. 8-е изд. Т. 2. Воздействие космической среды на материалы и оборудование космических аппаратов / Под ред. проф. Л.С. Новикова. — М.: Книжный дом Университет, 2007. С. 615–659.
3. Распыление твердых тел ионной бомбардировкой: Физическое распыление одноэлементных твердых тел; пер. с англ. / Под ред. Р. Бериша. — М.: Мир, 1984. — 336 с.
4. *Плешивцев Н.В., Бажин А.И.* Физика воздействия ионных пучков на материалы. — М.: Вузовская книга, 1998. — 392 с.
5. *Behrisch R., Eckstein W.* Sputtering by Particle Bombardment, Experiments and Computer Calculations from Threshold to MeV Energies. — N.-Y.: Spriger, 2007.
6. *Экштайн В.* Компьютерное моделирование взаимодействия частиц с поверхностью твердого тела. — М.: Мир, 1995. — 319 с.
7. *Надирадзе А.Б., Хартов С.А.* Взаимодействие электроракетных двигательных установок с космическим аппаратом. Струи электроракетных двигателей: Учебное пособие. — М.: Изд-во МАИ, 2022. — 98 с.
8. *Надирадзе А.Б., Дудунов А.А.* Оценка критических границ компоновочных схем космических аппаратов по уровню теплового и эрозионного воздействий плазменных струй электроракетных двигателей // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Машиностроение. 2023. № 1 (144). С. 38–51.
9. *Absalamov S.K. et al.* Measurement of plasma parameters in the stationary plasma thruster (SPT-100) plume and its effects on spacecraft components. Proceedings of the 28th Joint Propulsion Conference and Exhibit, July 6–8, 1992, Nashville, TN, AIAA-92–3156.
10. *Акишин А.И., Новиков Л.С.* Воздействие окружающей среды на материалы космических аппаратов. — М.: Знание, 1983. — 64 с.
11. *Свечкин В.П., Савельев А.А., Соколова С.П., Бороздина О.В.* Терморегулирующее покрытие К-208Ср. Технология получения, свойства и их изменения в процессе эксплуатации при воздействии факторов космического пространства // Космическая техника и технологии. 2017. № 2(17). С. 99–107.
12. *Туманов А.В., Зеленцов В.В., Щеглов Г.А.* Основы компоновки бортового оборудования космических аппаратов: Учебное пособие. — 3-е изд., испр. — М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2018. — 572 с.
13. *Раушенбах Г.* Справочник по проектированию солнечных батарей; пер. с англ. — М.: Энергоатомиздат, 1983. — 360 с.

14. *Слыщенко Е.В., Наумова А.А., Лебедев А.А. и др.* Обзор современных фотоэлектрических преобразователей космического назначения на основе соединений АПВВ // Сибирский журнал науки и технологий. 2018. Т. 19. № 2. С. 308–324.
15. *Надирадзе А.Б., Паршина Е.Б.* Определение изменения свойств оптических покрытий космических аппаратов в результате их загрязнения // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2006. № 10. С. 25–32.
16. *Надирадзе А.Б.* Загрязняющее воздействие плазменных струй электроракетных двигателей на функциональные поверхности малых космических аппаратов // Космическая техника и технологии. 2026. № 1(52). С. 5–16.
17. *Бабкова Е.С.* Разработка технологии изготовления отражающих поверхностей из металлотрикотажных сетеполотен с увеличенными размерами ячеек: Дисс. ... канд. техн. наук. — М., 2020. — 148 с.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Список сокращений	3
Введение	4
1. Эрозионное воздействие	7
1.1. Физико-математическая модель процесса распыления	9
1.2. Индикатриса распыления	32
1.3. Расчет параметров эрозионного воздействия струй ЭРД на КА	37
1.4. Область допустимого воздействия струи ЭРД на КА	40
1.5. Влияние компоновки КА на уровень эрозионного воздействия	47
2. Загрязняющее воздействие ЭРД на КА	50
2.1. Расчет уровня загрязнения	50
2.2. Влияние загрязнений на оптические свойства функциональных поверхностей КА	53
2.3. Модель оптической деградации поверхностей КА	62
2.4. Оценка допустимого уровня загрязнения	66
2.5. Влияние компоновки КА на уровень загрязнения	76
3. Определение характеристик эрозионного и загрязняющего воздействия ЭРД на КА	78
3.1. Экспериментальное определение коэффициентов распыления	80
3.1.1. Ограничения средств измерения	82
3.1.2. Ограничения по времени эксперимента	86
3.1.3. Ограничения по расстоянию от двигателя	86
3.1.4. Ограничения по температуре образца	86
3.1.5. Ограничения на линейные размеры образца	88
3.1.6. Влияние остаточного давления и распыления стенок вакуумной камеры на результаты измерений	89
3.2. Определение характеристик распыления сетчатых поверхностей	94
Библиографический список	101

Тем. план 2026, ч. 2, поз. 9

Надирадзе Андрей Борисович

**ЭРОЗИОННОЕ И ЗАГРЯЗНЯЮЩЕЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ
ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ ЭЛЕКТРОРАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ
НА КОСМИЧЕСКИЙ АППАРАТ**

Подготовка к печати *О.А. Пелипенко*

Сдано в набор 04.06.2026. Подписано в печать 18.06.2026.

Бумага офсетная. Формат 60×84 1/16. Печать цифровая.

Усл. печ. л. 6,04. Уч.-изд. л. 6,5. Тираж 100 экз.

Заказ 749/1485.

Издательство МАИ
(МАИ), Волоколамское ш., д. 4
Москва, А-80, ГСП-3 125993

Типография Издательства МАИ
(МАИ), Волоколамское ш., д. 4
Москва, А-80, ГСП-3 125993

