

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова

Научно-исследовательский институт ядерной физики
имени Д.В. Скобельцына

Л.С. Новиков

КОСМИЧЕСКОЕ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЕ

*Допущено УМО по классическому университетскому образованию РФ
в качестве учебного пособия для студентов высших учебных заведений,
обучающихся по направлению подготовки ВО 03.04.02 – Физика*

Москва
Макс Пресс
2014

УДК
ББК

Новиков Л.С. Космическое материаловедение. Учебное пособие. – М.: Макс Пресс, 2014. – 448 с.
ISBN

Пособие, обобщающее многолетний опыт преподавания автором данного предмета в МГУ и других вузах, написано на основе методических материалов нескольких курсов по различным разделам космического материаловедения, разработанных и читавшихся автором.

В предлагаемом учебном пособии приведены сведения об условиях функционирования космических аппаратов в разных областях космического пространства, описаны характеристики различных составляющих космической среды, проанализированы физические механизмы их воздействия на материалы и элементы оборудования, включая наноматериалы и создаваемые на их основе устройства, рассмотрены экспериментальные и расчетно-теоретические методы моделирования воздействия космической среды на материалы, а также методы защиты космических аппаратов от негативных эффектов, обусловленных таким воздействием, даны базовые сведения о техногенных воздействиях на околоземную космическую среду, сформулированы важнейшие задачи и направления дальнейших исследований.

Пособие предназначено для студентов и аспирантов высших учебных заведений, а также для использования при переподготовке кадров по новым перспективным направлениям науки и техники.

ISBN

© Л.С. Новиков, 2014
© НИИЯФ МГУ, 2014

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	6
1. КОСМИЧЕСКАЯ СРЕДА И ЕЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ НА МАТЕРИАЛЫ	13
1.1. Условия функционирования КА в околоземном и межпланетном пространстве	14
1.1.1. Околоземное пространство и магнитосфера Земли	14
1.1.2. Электромагнитное излучение Солнца	17
1.1.3. Вакуумные условия в космическом пространстве	20
1.1.4. Холодная плазма в ОКП и плазма солнечного ветра	25
1.1.5. Горячая магнитосферная плазма и авроральная радиация	27
1.1.6. Заряженные частицы высокой энергии в космическом пространстве	28
1.1.7. Метеорная материя и космический мусор	34
1.1.8. Условия полетов на Луну и к планетам Солнечной системы	39
1.2. Воздействие космической среды на материалы и оборудование КА	46
1.2.1. Классификация факторов космического пространства и эффектов их воздействия на КА	46
1.2.2. Комплексное воздействие внешних факторов в разных областях ОКП	52
1.3. Наиболее важные задачи современных и перспективных исследований	56
2. МАТЕРИАЛЫ КОСМИЧЕСКОЙ ТЕХНИКИ	61
2.1. Основные виды материалов КА	61
2.2. Конструкции КА	64
2.2.1. Схемы компоновки КА	64
2.2.2. Малые КА	65
3. ВОЗДЕЙСТВИЕ НА МАТЕРИАЛЫ КОСМИЧЕСКОГО ВАКУУМА, ЧАСТИЦ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ И СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ	70
3.1. Испарение материалов в вакууме и формирование СВА	70
3.2. Распыление материалов частицами ионосферной плазмы	75
3.2.1. Процессы взаимодействия атомов и молекул с поверхностью	75
3.2.2. Эрозия поверхности материалов под действием атомарного кислорода	81
3.2.3. Методы защиты материалов от разрушения атомарным кислородом	84
3.3. Воздействие солнечного ультрафиолетового излучения на материалы	88
3.4. Газообмен внутренних полостей КА с окружающей средой	90
3.5. Методы исследования воздействия газовых потоков на материалы	96
3.5.1. Общие принципы создания высокоскоростных потоков нейтральных и заряженных частиц	96
3.5.2. Газодинамические источники высокоскоростных молекулярных пучков	99
3.5.3. Генерация пучков быстрых атомов и ионов электрофизическими методами	101
3.5.4. Магнитоплазмодинамический ускоритель НИИЯФ МГУ	103
4. ЭЛЕКТРИЗАЦИЯ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ПЛАЗМОЙ	109
4.1. Общие закономерности явления электризации	109
4.1.1. Общее и дифференциальное заряджение КА	109
4.1.2. Основные понятия физики плазмы	112
4.1.3. Характеристики горячей магнитосферной плазмы	116
4.1.4. Элементы теории плазменного зонда	122

4.2. Вторично-эмиссионные процессы на поверхности КА	127
4.2.1. Основные понятия и определения	127
4.2.2. Закономерности вторичной электронной эмиссии	128
4.2.3. Ионно-электронная эмиссия	133
4.2.4. Фотоэлектронная эмиссия	134
4.3. Вольт-амперные характеристики тела в космической плазме	137
4.3.1. Уравнение баланса токов	137
4.3.2. Особенности электризации КА в разных областях космического пространства	138
4.3.3. Пороговый эффект и эффект неоднозначности равновесного потенциала	141
4.3.4. Равновесный потенциал КА в горячей магнитосферной плазме	144
4.3.5. Специфика заряжения КА на низких полярных орбитах	148
4.4. Математическое моделирование электризации реальных КА	150
4.4.1. Общие принципы моделирования	150
4.4.2. Построение геометрической модели КА	151
4.4.3. Методика проведения расчетов	153
4.4.4. Структура вычислительного комплекса	156
4.4.5. Примеры результатов расчетов	159
4.4.6. Влияние СВА и бортового оборудования КА на процесс электризации	162
4.5. Экспериментальное исследование электризации КА	170
4.5.1. Исследование электризации КА в натурных условиях	170
4.5.2. Лабораторное моделирование процессов электризации	178
4.6. Методы защиты КА от влияния эффектов электризации	181
5. РАДИАЦИОННЫЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ НА МАТЕРИАЛЫ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ	184
5.1. Модели космической радиации	184
5.1.1. Начальные этапы исследований космической радиации	184
5.1.2. Модели РПЗ	187
5.1.3. Модели СКЛ	192
5.1.4. Модели ГКЛ	195
5.2. Взаимодействие излучений с веществом	198
5.2.1. Основные термины и определения	198
5.2.2. Прохождение ионизирующего излучения через вещество	200
5.3. Расчет поглощенных доз	212
5.3.1. Общие принципы расчета доз за защитными экранами простой конфигурации	212
5.3.2. Дозы на околоземных орбитах	216
5.3.3. Лучевые модели для расчета радиационных нагрузок на КА	222
5.3.4. Расчет распределения поглощенных доз в элементах КА методом Монте-Карло	226
5.4. Воздействие ионизирующего излучения на материалы КА	231
5.4.1. Специфика механизмов радиационного воздействия	231
5.4.2. Воздействие космической радиации на солнечные батареи КА	234
5.4.3. Радиационная деградация терморегулирующих покрытий	240
5.4.4. Радиационное воздействие на оптические и полимерные материалы	243
5.4.5. Радиационная электризация диэлектриков	248
5.4.6. Радиационные эффекты в элементах микроэлектроники	261
5.4.7. Новые материалы радиационной защиты	270

5.5. Методы изучения радиационных воздействий на материалы	277
5.5.1. Общая схема организации исследований	277
5.5.2. Лабораторное оборудование для проведения радиационных испытаний	282
6. ВОЗДЕЙСТВИЕ ТВЕРДЫХ ЧАСТИЦ ЕСТЕСТВЕННОГО И ИСКУССТВЕННОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ НА КОСМИЧЕСКИЕ АППАРАТЫ	298
6.1. Модели и стандарты потоков твердых частиц в космическом пространстве	298
6.2. Методы исследования метеорной материи и космического мусора	308
6.3. Методы ускорения твердых частиц	312
6.3.1. Основные типы ускорителей	312
6.3.2. Электростатический метод ускорения твердых частиц	315
6.3.3. Испытательные стенды на базе баллистических газовых установок	322
6.4. Физические явления при высокоскоростном ударе	324
6.4.1. Преобразование энергии и состояние вещества в области соударения твердых тел	324
6.4.2. Образование кратеров в мишени	328
6.4.3. Эмиссия заряженных частиц и электромагнитное излучение из области высокоскоростного удара	336
6.4.4. Инициирование ударами твердых микрочастиц электрических разрядов в вакууме и в диэлектриках	341
6.5. Приборы для регистрации и измерения параметров быстрых микрочастиц	346
6.5.1. Детекторы твердых микрочастиц	346
6.5.2. Приборы для измерений в космосе	350
6.6. Методы защиты КА от воздействия метеорных и техногенных тел	355
6.6.1. Применение защитных экранов	355
6.6.2. Активные методы предотвращения столкновений и меры организационно-правового характера	362
6.6.3. Специфика защиты лунных аппаратов	364
7. НАНОМАТЕРИАЛЫ И НАНОТЕХНОЛОГИИ В КОСМИЧЕСКОЙ ТЕХНИКЕ	367
7.1. Физические основы нанотехнологий и свойства наноматериалов	367
7.1.1. Размерные эффекты	367
7.1.2. Влияние размерных эффектов на свойства наноматериалов и наноразмерных структур	375
7.1.3. Углеродные наноструктуры	388
7.2. Наноматериалы и наноустройства для космической техники	399
7.2.1. Нанокompозиты и биоподобные наноматериалы	399
7.2.2. Элементы бортового оборудования КА	403
7.3. Особенности экспериментального и математического моделирования воздействия космической среды на наноструктуры	416
7.3.1. Общие принципы моделирования	416
7.3.2. Примеры результатов исследования воздействия космических излучений на наноструктуры и нанокompозиты	423
7.4. Перспективы применения наноматериалов и нанотехнологий в космонавтике	432
7.4.1. Программы разработки нанотехнологий для космической техники	432
7.4.2. Применение наноматериалов в перспективных космических проектах	437
СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ	446
РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА	447

ВВЕДЕНИЕ

Развитие современного общества немислимо без широкомасштабного использования космической техники. Радиосвязь и телевидение, навигация и картография, разведка полезных ископаемых, метеорология, контроль состояния биосферы – вот далеко не полный перечень областей, в которых находит применение космическая техника и используется получаемая с ее помощью информация. В последние годы все более широкие возможности открываются для индивидуального доступа к различным космическим системам. Мобильные спутниковые телефоны, индивидуальные системы спутникового телевидения и спутниковые системы навигации прочно вошли в нашу жизнь.

Космическая техника играет огромную роль и в фундаментальных научных исследованиях. Измерения параметров космической среды приборами, устанавливаемыми на космических аппаратах (КА), позволили получить сведения, кардинально изменившие наши представления о свойствах околоземного и межпланетного пространства. Астрономические обсерватории в космосе – космические телескопы, работающие в различных диапазонах длин волн, дают уникальную информацию о строении и эволюции Вселенной.

В первой половине XXI столетия мировому сообществу предстоит реализовать ряд крупных космических проектов, в числе которых пилотируемый полет на Марс, полет группы автоматических КА к Юпитеру с посадкой на некоторые его спутники, строитель-

ство долговременных обитаемых баз на Луне. Последние должны сыграть важную роль не только в проведении фундаментальных исследований, но и в освоении минеральных ресурсов Луны. Планируется также создание крупных энергетических и производственных комплексов на околоземных орбитах.

Успех выполнения текущих космических программ и реализации перспективных проектов в значительной степени зависит от надежности и срока службы КА. Многие разрабатываемые в настоящее время аппараты должны безотказно функционировать 15–20 лет, а для некоторых перспективных изделий космической техники, таких, например, как солнечные космические электростанции, срок службы для обеспечения их рентабельности должен составлять 25–30 лет.

Важнейшую роль в обеспечении длительной безотказной работы КА играет стойкость используемых при их создании материалов и элементов оборудования к воздействию окружающей космической среды. Согласно имеющимся экспертным оценкам, более половины отказов и сбоев в работе КА обусловлено неблагоприятным воздействием окружающей космической среды.

На КА в полете воздействует обширный комплекс различных по физической природе и происхождению факторов космического пространства (ФКП): потоки электронов и ионов высокой энергии, космическая плазма, солнечное электромагнитное излучение, метеорная материя, твердые частицы искусственного происхождения и т.п. В результате такого воздействия в материалах и элементах бортового оборудования КА протекают разнообразные физико-химические процессы, приводящие к ухудшению их эксплуатационных параметров. В зависимости от характера процессов, инициируемых воздействием космической среды, происходящие изменения свойств материалов и элементов оборудования могут иметь разный временной масштаб, быть обратимыми или необратимыми, представлять различную опасность для бортовых систем.

Некоторые из воздействующих факторов, например, космическая плазма и солнечное ультрафиолетовое излучение, оказывают влияние лишь на приповерхностные слои материалов. Другие, та-

кие как заряженные частицы высокой энергии вместе с создаваемыми ими в элементах конструкции КА вторичными частицами и квантами, способны проникать глубоко в толщу материалов, а также во внутренние отсеки КА. При этом воздействие ФКП может приводить как к постепенному ухудшению свойств материалов и характеристик бортовых систем и, как следствие, – к отказам в работе КА по истечении некоторого периода эксплуатации, так и к возникновению внезапных отказов в работе бортовой аппаратуры, непосредственно сопровождающих воздействие. В качестве типичного примера, иллюстрирующего первый случай, можно указать постепенное снижение эффективности солнечных батарей КА в результате накопления поглощенной дозы космической радиации, а для иллюстрации второго случая – сбои в микросхемах с высокой степенью интеграции под действием одиночных протонов или тяжелых ионов высокой энергии.

Многообразие факторов, действующих на КА, сложные энергетические спектры космических корпускулярных и электромагнитных излучений, возможность воздействия ФКП в различных сочетаниях и в разной временной последовательности – все это значительно затрудняет изучение и прогнозирование изменений свойств материалов и характеристик бортового оборудования КА в условиях космической среды.

Интенсивные работы в этой области, стимулированные практическими запросами космической отрасли, привели к созданию нового научного направления – *космического материаловедения*, в задачи которого входят экспериментальные и теоретические исследования процессов, протекающих в материалах и элементах оборудования КА под действием ФКП, изучение вызываемых воздействием ФКП изменений свойств материалов и характеристик бортовых систем, создание новых материалов, разработка методов и технических средств защиты КА от неблагоприятного воздействия космической среды.

Начало исследований воздействия ФКП на материалы относится к периоду создания в середине 1950-х гг. первых искусственных спутников Земли (ИСЗ). На этом этапе инженерам и конструкторам

при решении вопросов, связанных с обеспечением работоспособности бортовых систем ИСЗ в условиях космической среды, приходилось руководствоваться весьма ограниченными сведениями о ее свойствах. Новая информация, получаемая с помощью научной бортовой аппаратуры ИСЗ, позволяла существенно продвинуться в решении указанных вопросов. Особенно актуальными рассматриваемые исследования стали после открытия в 1957–1958 гг. советскими и американскими учеными *радиационных поясов Земли* (РПЗ). Необходимость значительного увеличения радиационной стойкости материалов и оборудования ИСЗ, в частности терморегулирующих покрытий и фотопреобразователей солнечных батарей, явилась мощным толчком к началу широкомасштабных исследований различных проявлений воздействия ФКП на КА.

Огромную роль в становлении и развитии космического материаловедения сыграли ученые Московского государственного университета имени М.В.Ломоносова. В начале 1960-х годов на базе ускорителей Научно-исследовательского института ядерной физики имени Д.В. Скобельцына МГУ (НИИЯФ МГУ) были развернуты работы по систематическому изучению воздействия космической радиации на материалы и оборудование КА, которые в дальнейшем были дополнены исследованиями воздействия многих других ФКП. Эти исследования были организованы под руководством академика С.Н. Вернова (1910–1982), являвшегося в тот период директором НИИЯФ МГУ, а их основные направления и задачи определялись С.Н. Верновым в непосредственном сотрудничестве с С.П. Королевым (1907–1966) и другими выдающимися конструкторами отечественной ракетно-космической техники. Результаты исследований и разрабатываемые на их основе практические рекомендации оперативно внедрялись на предприятиях космической отрасли.

Позднее сформировался еще один крупный раздел космического материаловедения, связанный с изучением влияния невесомости на протекание физико-химических процессов в материалах в разных агрегатных состояниях, созданием технологий получения материалов в условиях невесомости и исследованием возможностей прове-

дения различных технологических операций в космосе. Такие исследования получили интенсивное развитие в середине 1970-х гг. при осуществлении длительных полетов в пилотируемом режиме советских орбитальных станций серии «Салют» и американской станции Skylab, а затем были продолжены на орбитальном космическом комплексе «Мир» и на Международной космической станции (МКС). В данном учебном пособии это направление исследований, для обозначения которого, возможно, было бы правильное использовать термин «космические технологии», не затрагивается в силу специфики его задач.

Несмотря на достигнутые к настоящему времени значительные успехи в обеспечении стойкости материалов и оборудования КА к воздействию окружающей космической среды, исследования в этой области остаются чрезвычайно актуальными, поскольку, как было отмечено выше, весьма значительная часть аномалий в работе КА является следствием такого воздействия.

Имеется также ряд объективных причин, вызывающих необходимость непрерывного обновления и расширения наших знаний о процессах воздействия ФКП на материалы и оборудование КА, а также необходимость регулярного пересмотра используемых и создания новых методов защиты КА от воздействия ФКП.

В числе наиболее важных из этих причин следует указать:

- ◆ требования увеличения сроков активного существования КА и надежности бортовых систем;
- ◆ появление новых тенденций в конструировании КА (создание негерметизированных конструкций, малых КА, унифицированных космических платформ и т. д.);
- ◆ использование при создании КА новых материалов, включая наноматериалы;
- ◆ оснащение КА новым оборудованием, усложнение аппаратных комплексов, применение в их составе новой элементной базы;
- ◆ повышение чувствительности исследовательской бортовой аппаратуры;
- ◆ освоение новых орбит и методов выведения КА;

- ♦ создание комплексных спутниковых систем и решение с их помощью новых целевых задач.

Необходимость пересмотра многих ранее полученных результатов и установленных нормативных требований и стандартов, используемых при конструировании и эксплуатации КА, определяется также интенсивно развивающимся международным сотрудничеством, реализуемым, в частности, при проведении исследований на МКС, и в целом ряде других международных космических проектов.

В соответствии с обсуждавшимися выше задачами космического материаловедения данное учебное пособие посвящено главным образом анализу воздействия ФКП на КА. Вместе с тем необходимо отметить, что уже к середине 1970-х гг. стали очевидными различные проявления воздействия ракетно-космической техники на околоземную среду. Возникшая в связи с этим новая область исследований, часто называемая экологией околоземного космического пространства (ОКП), в значительной степени связана с космическим материаловедением.

Наиболее опасным глобальным проявлением влияния ракетно-космической техники на состояние ОКП является накопление на околоземных орбитах тел искусственного происхождения, не выполняющих полезных функций, – *космического мусора* (в англоязычной литературе – *space debris*), к которому относят прекратившие работу КА, остающиеся на орбитах последние ступени ракет-носителей, монтажные элементы, сбрасываемые защитные крышки и т. п., а также фрагменты разрушившихся изделий и образующиеся при разрушении и эксплуатации КА мелкие частицы. Общая масса космического мусора оценивается в настоящее время приблизительно в 7 000 тонн.

Помимо этого, при запусках КА и работе их оборудования в окружающей среду выбрасываются в большом количестве газообразные продукты сгорания ракетного топлива и другие химические вещества, состав которых часто не характерен для нее. Подобные выбросы вызывают локальные возмущения околоземной космической среды, но их масштабы могут быть весьма значительными.

В непосредственной же близости от КА наблюдаются самые разнообразные возмущения окружающей космической среды: газодинамические эффекты, сопровождающие полет КА в области низких орбит, изменение состояния окружающей плазмы электрическим полем КА при образовании на нем заряда, формирование вокруг КА газовой оболочки, которую принято называть *собственной внешней атмосферой* (СВА) аппарата, и т. д. Таким образом, в общем случае правильнее говорить о *взаимодействии* КА с окружающей космической средой (*spacecraft–environment interaction*). Этот термин более точно отражает и физическую сущность многих процессов, протекающих на аппарате и в его окрестности.

В предлагаемом учебном пособии приведены сведения об условиях функционирования КА в разных областях космического пространства, описаны характеристики различных составляющих космической среды, проанализированы физические механизмы их воздействия на материалы и элементы оборудования КА, включая наноматериалы и создаваемые на их основе устройства, рассмотрены экспериментальные и расчетно-теоретические методы моделирования воздействия космической среды на КА, а также методы защиты КА от негативных эффектов, обусловленных таким воздействием, даны базовые сведения о техногенных воздействиях на околоземную космическую среду, сформулированы важнейшие задачи и направления дальнейших исследований.

Пособие предназначено для студентов и аспирантов высших учебных заведений, а также для использования при переподготовке кадров по новым перспективным направлениям науки и техники.

1. КОСМИЧЕСКАЯ СРЕДА И ЕЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ НА МАТЕРИАЛЫ

В этом разделе приведены сведения о строении ОКП, описаны физические условия в различных областях околоземного и межпланетного пространства, рассмотрена совокупность явлений, обусловленных воздействием космической среды на материалы и оборудование КА, сформулированы наиболее важные задачи современных и будущих исследований. В соответствии с тематической направленностью данного учебного пособия при рассмотрении условий функционирования КА основное внимание уделено анализу наиболее важных с точки зрения воздействия на КА характеристик различных составляющих космической среды. Вопросы же формирования тех или иных областей ОКП, переноса плазмы и излучений в космической среде и т. п., подробно изучаемые в разных разделах физики космоса, затрагиваются в значительно меньшей степени.

Для оценки возможного влияния космической среды на свойства материалов и характеристики оборудования КА весьма важно определить сочетания наиболее значимых ФКП в различных областях космического пространства. При этом следует рассматривать как эффекты, вызываемые воздействием отдельных составляющих космической среды, так и их совокупным воздействием.

1.1. Условия функционирования КА в околоземном и межпланетном пространстве

1.1.1. Околоземное пространство и магнитосфера Земли

Основная часть КА, используемых для решения разнообразных прикладных и научных задач, сосредоточена в околоземном пространстве, которое определяют как пространство, ограниченное сферой с радиусом, равным среднему расстоянию от Земли до Луны (380 тыс. км). Нижняя граница ОКП с точки зрения международного права определяется высотой 100 км, однако с физической точки зрения в качестве такой границы иногда указывают высоту 200 км, на которой ИСЗ из-за торможения в атмосфере может сделать только один виток вокруг Земли.

Однако часто с понятием ОКП отождествляют пространство внутри *магнитосферы* Земли – области локализации геомагнитного поля, поскольку физические условия в магнитосфере значительно отличаются от условий за ее пределами. Поперечные размеры магнитосферы в меридиональной плоскости составляют 200–250 тыс. км, а в направлении на Солнце – около 60 тыс. км.

Современные представления о строении магнитосферы Земли, многие детали которых продолжают уточняться, основываются на огромных массивах экспериментальных данных, полученных с помощью КА. Только благодаря прямым измерениям приборами, установленными на КА, параметров магнитных и электрических полей, потоков плазмы и заряженных частиц высоких энергий в разных областях околоземного пространства стало возможным понимание сложной картины строения магнитосферы.

Общая структура магнитосферы Земли показана на рис. 1.1, где по горизонтальной оси отложено геоцентрическое расстояние в земных радиусах $R_3 = 6370$ км.

Геомагнитное поле, создаваемое внутриземными источниками, приближенно аппроксимируется с помощью диполя, ось которого

наклонена относительно оси вращения Земли на $11,5^\circ$, а его центр смещен приблизительно на 500 км в сторону Тихого океана. В результате геомагнитные координаты не совпадают с географическими. Магнитный момент диполя $M_3 = 8,1 \cdot 10^{15}$ Тл·м³.

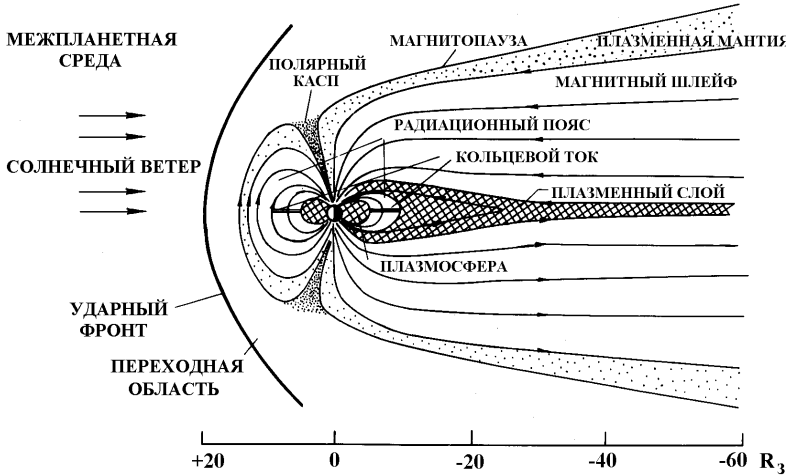


Рис. 1.1. Структура магнитосферы Земли

Дипольный характер геомагнитного поля сохраняется до высот $\sim 3-4 R_3$. На больших удалениях от Земли поле искажается и может претерпевать значительные изменения за счет общей асимметрии магнитосферы и создания дополнительных магнитных полей совокупностью токов, которые текут в плазме, присутствующей внутри магнитосферы. Деформация геомагнитного поля обусловлена воздействием на него *солнечного ветра* (СВ) – потока плазмы, непрерывно вытекающего в межпланетное пространство из внешней полностью ионизованной газовой оболочки Солнца – короны.

Плазма СВ, состоящая в основном из протонов и электронов с концентрацией $(7-8) \cdot 10^6 \text{ м}^{-3}$, имеет температуру $\sim 10^5$ К и движется в окрестности Земли со скоростью $400-500 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Параметры СВ зависят от уровня солнечной активности. Во время вспышек на Солнце скорость потока СВ может возрастать до $\sim 1000 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ при

1. Космическая среда и ее воздействие на материалы

одновременном увеличении концентрации частиц плазмы и обогащении ее ядрами гелия.

Поток плазмы СВ, взаимодействуя с геомагнитным полем, прижимает силовые линии к Земле на освещенной (дневной) стороне и вытягивает их в антисолнечном направлении.

На освещенной стороне граница магнитного поля выражена резко – это поверхность, на которой давление СВ уравнивается давлением магнитного поля Земли, в результате чего поток СВ не проникает дальше в глубь магнитосферы, а начинает обтекать ее в направлении на ночную сторону. Указанная граница магнитосферы, расположенная на дневной стороне на геоцентрическом расстоянии $\sim 10 R_3$, называется *магнитопаузой*. Перед магнитопаузой на расстоянии $3-4 R_3$ от нее находится фронт ударной волны, создаваемой сверхзвуковым потоком СВ. Между фронтом ударной волны и магнитопаузой располагается *переходная область*, в которой параметры СВ меняются и плазменный поток начинает обтекать магнитосферу, образуя на ее внешней поверхности *плазменную мантию*.

Геомагнитные силовые линии, вытянутые на ночной стороне очень далеко в антисолнечном направлении, формируют *магнитный шлейф (хвост)* магнитосферы, простирающийся на расстояние до $\sim 1000 R_3$.

Все пространство внутри магнитосферы заполнено заряженными частицами, которые, в зависимости от их вида, энергии, пространственного распределения и характера движения, относят к тем или иным структурным областям, которые будут обсуждаться ниже при рассмотрении различных составляющих космической среды.

Здесь лишь отметим, что в динамике магнитосферы важную роль играет *кольцевой ток* – плазменное тороидальное образование, формирующееся в области геомагнитного экватора на высотах $3-5 R_3$ в процессе развития магнитной бури. Плазма кольцевого тока, текущего с востока на запад, содержит ионы солнечного и ионосферного происхождения (H^+ , O^+ и др.) с энергиями $\sim 10-100$ кэВ. Кольцевой ток создает магнитное поле, которое при наложении на исход-

ное геомагнитное поле ослабляет его – это так называемая « D_{st} -вариация».

По амплитуде D_{st} -вариации, регистрируемой на земной поверхности, судят о силе магнитной бури: слабыми считаются бури с $D_{st} < 50$ нТл, а сильными – с $D_{st} > 100$ нТл. По сравнению с магнитной индукцией у поверхности Земли, величина которой составляет $\sim 5 \cdot 10^{-5}$ Тл (0,5 Гс), амплитуда D_{st} -вариаций мала (0,1–1%), но она сопоставима с величиной магнитного поля во внешних областях магнитосферы.

1.1.2. Электромагнитное излучение Солнца

Солнечное электромагнитное излучение является главным фактором, обеспечивающим температурный режим и частичную ионизацию атмосферы Земли, а также оказывающим непосредственное влияние на КА. Плотность потока энергии солнечного излучения составляет $1,4 \text{ Дж} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ (эта величина называется *солнечной постоянной*). Около 9% энергии в солнечном спектре приходится на ультрафиолетовое (УФ) излучение с длинами волн от 10 до 400 нм. Остальная энергия разделена приблизительно поровну между видимой (400–760 нм) и инфракрасной (760–5 000 нм) областями спектра. Плотность потока излучения Солнца в рентгеновской области (0,1–10 нм) весьма мала ($\sim 5 \cdot 10^{-4} \text{ Дж} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$) и сильно меняется с изменением уровня солнечной активности.

Спектр солнечного излучения показан на рис. 1.2. В видимой и инфракрасной областях он близок к спектру излучения абсолютно черного тела с температурой 6000 К. Эта температура соответствует температуре видимой поверхности Солнца – фотосферы. В ультрафиолетовой и рентгеновской областях спектр солнечного излучения описывается другими закономерностями, поскольку излучение этих областей исходит из хромосферы ($T \sim 10^4$ К), расположенной над фотосферой, и упоминавшейся уже короны ($T \sim 10^6$ К) – внешней оболочки Солнца. В коротковолновой части солнечного спектра на непрерывный спектр наложен целый ряд

1. Космическая среда и ее воздействие на материалы

отдельных линий, наиболее интенсивной из которых является водородная линия L_α ($\lambda = 121,6$ нм). При ширине этой линии около 0,1 нм ей соответствует плотность потока излучения $\sim 5 \cdot 10^{-3}$ Дж·м⁻²·с⁻¹. Интенсивность излучения в линии L_β ($\lambda = 102,6$ нм) приблизительно в 100 раз меньше.

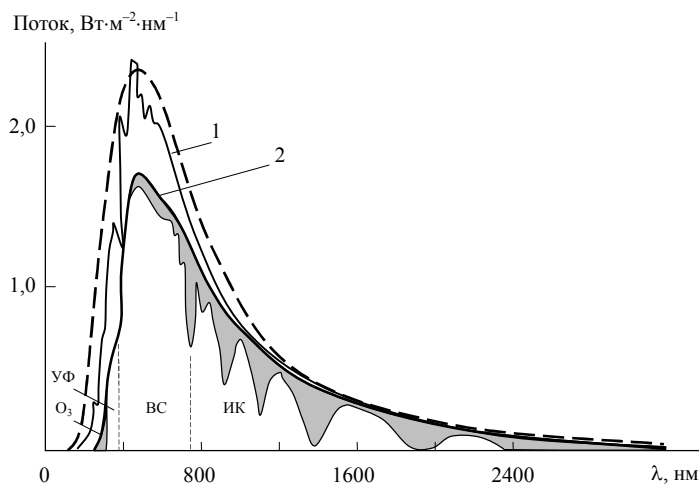


Рис. 1.2. Спектр солнечного излучения в ультрафиолетовой (УФ), видимой (ВС) и инфракрасной (ИК) областях: 1 — за пределами атмосферы Земли; 2 — на уровне моря; пунктир — излучение абсолютно черного тела при температуре 6000 К

Сплошными кривыми 1 и 2 на рис. 1.2 изображены соответственно спектр солнечного излучения за пределами атмосферы Земли и на уровне моря. Во втором случае интенсивность излучения снижена за счет его поглощения в атмосфере, причем в видимой и инфракрасной областях спектра ослабление излучения происходит неравномерно в результате селективного поглощения (заштрихованные участки) отдельными атмосферными составляющими — главным образом O_2 , H_2O , CO_2 .

Следует, однако, отметить, что при проникновении солнечного излучения в атмосферу Земли вплоть до высот 200 км оно испыты-

вает очень малое поглощение, т. е. выше указанного уровня спектр излучения можно считать неискаженным.

Данные о распределении энергии в солнечном спектре представлены в табл. 1.1. Здесь для разных спектральных интервалов приведены абсолютные и относительные значения плотности потока энергии, а также значения энергии квантов излучения, определяемые соотношением $\varepsilon[\text{эВ}] = 1240 / \lambda [\text{нм}]$ ($1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$).

Таблица 1.1. Распределение плотности потока энергии в спектре солнечного излучения

Интервал длин волн, нм	Плотность потока энергии, $\text{Дж} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	Доля от общего потока, %	Энергия квантов, эВ
Ультрафиолетовое излучение			
10–400	126	9,0	124–3,1
10–225	0,4	0,03	124–5,5
225–300	16	1,2	5,5–4,1
300–400	109	7,8	4,1–3,1
Видимое излучение			
400–760	644	46,1	3,1–1,6
400–500	201	14,4	3,1–2,5
500–600	193	13,8	2,5–2,1
600–760	250	17,9	2,1–1,6
Инфракрасное излучение			
760–5 000	619	44,4	1,6–0,2
760–1 000	241	17,3	1,6–1,2
1 000–3 000	357	25,6	1,2–0,4
3 000–5 000	21	1,5	0,4–0,2

С точки зрения повреждающего воздействия солнечного излучения на материалы особый интерес представляет УФ-излучение с длинами волн короче 200 нм – *вакуумное ультрафиолетовое излучение* (ВУФ), название которого связано с тем, что такое излучение очень интенсивно поглощается воздушной средой и может рас-

1. Космическая среда и ее воздействие на материалы

пространяться только в вакууме. Энергия квантов ВУФ достаточна для разрыва молекулярных связей в материалах, например, полимерных.

1.1.3. Вакуумные условия в космическом пространстве

Характеризуя космическую среду, следует, прежде всего, указать на ее крайнюю разреженность. Воздействие всех внешних факторов на КА происходит в вакууме. Кроме того, вакуум космического пространства сам является фактором, оказывающим существенное влияние на материалы и оборудование КА.

Вакуумом в науке и технике называется состояние газа при давлении ниже атмосферного. Степень вакуума или разрежения газа принято характеризовать соотношением длины свободного пробега атомов или молекул газа и характерных размеров тела, с которым взаимодействуют газовые частицы. В лабораторных установках такими характерными размерами являются линейные размеры вакуумных камер, расстояния между электродами приборов и т.п., в условиях космоса – это размеры КА или отдельных его частей. При низком вакууме длина свободного пробега частиц много меньше характерных размеров тела, при среднем вакууме сопоставима с ними, а при высоком – значительно превышает характерные размеры тела.

В системе СИ единицей давления является паскаль: $1 \text{ Па} = 1 \text{ Н} \cdot \text{м}^{-2}$. При решении технических задач часто используется внесистемная единица $1 \text{ мм. рт. ст. (торр)} = 133,3 \text{ Па}$. При характерных размерах тела от десятков сантиметров до метров, которые являются типичными для лабораторных имитационных вакуумных установок и КА, к низкому вакууму относится область давлений 10^4 – 10^3 Па , к среднему вакууму – 10^2 – 10^1 Па , к высокому вакууму – 10^{-2} – 10^{-5} Па . Вакуум при давлениях 10^{-6} – 10^{-9} Па принято называть очень высоким, ниже 10^{-10} Па – сверхвысоким.

В окрестности Земли вакуумные условия определяются характеристиками верхней атмосферы. В интервале высот 200–1000 км

значения давления в атмосфере лежат в диапазоне $\sim 10^{-4}$ – 10^{-8} Па. На больших удалениях от Земли и других планет давление близко к 10^{-12} – 10^{-13} Па. Такой вакуум практически недостижим в наземных экспериментальных установках.

Следует, однако, напомнить, что в полете КА окружен уже упоминавшимся газовым облаком СВА, которое образуется за счет процессов газовой выделенности с поверхности и из объема материалов. В состав СВА входят также твердые частицы, отрывающиеся от поверхности КА, продукты выхлопа двигателей, газы и твердые частицы, попадающие в космическое пространство из внутренних отсеков КА за счет утечек, при шлюзовании и т.д. Из-за наличия СВА давление в непосредственной близости от КА может значительно (иногда на несколько порядков) превышать давление в окружающем космическом пространстве. Плотность СВА непостоянна во времени. В первые дни и даже недели после вывода КА на орбиту идет его интенсивное обезгаживание, вследствие чего плотность СВА высока. По окончании периода послезапускового обезгаживания плотность СВА обычно стабилизируется на некотором уровне, определяемом состоянием динамического равновесия между процессами поступления частиц в газовое облако, возврата их на поверхность аппарата и рассеяния в окружающее пространство. СВА из-за ее высокой плотности и резко отличающегося от естественной космической среды химического состава обычно рассматривается как самостоятельный фактор, воздействующий на КА.

В атмосфере Земли с увеличением высоты давление убывает по закону, близкому к экспоненциальному, и описывается хорошо известной барометрической формулой Больцмана:

$$P = P_0 \exp\left(-\frac{mgh}{kT}\right), \text{ или}$$

$$P = P_0 \exp\left(-\frac{h}{H}\right),$$

где P – давление на рассматриваемой высоте h в атмосфере, P_0 – давление на произвольно выбранном начальном уровне, в частном

1. Космическая среда и ее воздействие на материалы

случае – у поверхности Земли; m – масса молекул газа; g – ускорение силы тяжести; $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж} \cdot \text{К}^{-1}$ – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура газа; $H = kT/mg$ – так называемая *высота однородной атмосферы*.

При подъеме в атмосфере Земли на высоту H давление падает в e раз (e – основание натурального логарифма). Высота однородной атмосферы H имеет и другой смысл, весьма важный с точки зрения анализа воздействия различных космических излучений на КА. Путем интегрирования барометрической формулы нетрудно показать, что если бы выше некоторого уровня h_0 давление не убывало, а сохранялось равным P_0 , вся атмосфера выше этого уровня уместилась бы в столбе высотой H .

Величина H не постоянна для разных высот, поскольку с высотой изменяются значения T и m , а при достаточно больших удалениях от поверхности Земли необходимо учитывать и изменение ускорения силы тяжести g в соответствии с зависимостью

$$g = g_0 \left(\frac{R_3}{R_3 + h} \right)^2,$$

где g_0 – ускорение силы тяжести вблизи поверхности Земли, R_3 – радиус Земли. У поверхности Земли высота однородной атмосферы $H \approx 8,5$ км, на высоте 200 км $H \approx 47$ км, а на высоте 500 км $H \approx 97$ км. Очевидно, что барометрической формулой описываются также высотные зависимости плотности атмосферы и концентрации частиц n в атмосфере.

Распределение температуры в атмосфере Земли на высотах до 100 км является немонотонным и определяется различиями условий и механизмов нагрева и охлаждения разных слоев атмосферы. Выше 100 км температура монотонно возрастает, достигая некоторого значения, постоянного в интервале высот ~ 500 – 2000 км (так называемая *экзосферная температура*). Далее температура постепенно увеличивается.

Средняя масса газовых частиц m меняется с высотой из-за изменения состава атмосферы. Воздух является многокомпонентной

газовой смесью, поэтому m определяется как средняя масса молекул

$$m = \sum_i m_i n_i / \sum_i n_i.$$

До высоты ~ 100 км состав атмосферы мало изменяется, и значение m остается приблизительно постоянным $m = 4,83 \cdot 10^{-26}$ кг ($M = 28,97$). Выше указанного уровня существенным становится процесс диссоциации молекул кислорода, т.е. происходит увеличение содержания атомарного кислорода, обогащение атмосферы легкими газами – гелием и водородом за счет диффузионного разделения газов в гравитационном поле Земли. В интервале высот приблизительно от 200 до 800 км атомарный кислород является основной атмосферной составляющей, выше 1000 км в составе атмосферы начинает преобладать гелий, на высотах в несколько тысяч километров атмосфера состоит преимущественно из атомов водорода, причем выше 20000 км атмосфера практически полностью ионизована.

Вопрос о газовом составе верхней атмосферы Земли является важным для нашего рассмотрения, так как на низких околоземных орбитах одним из главных механизмов повреждения материалов, находящихся на поверхности КА, является их эрозия под действием химически активного атомарного кислорода. В наибольшей степени чувствительны к такому воздействию различные полимерные материалы, широко используемые в составе конструкции современных КА.

Для нашего рассмотрения основной интерес представляют параметры атмосферы на тех высотах, где КА могут функционировать в течение длительного времени. В табл. 1.2 приведены средние значения давления, плотности, температуры и концентрации газовых частиц в атмосфере Земли, начиная с высоты 200 км, которая обычно принимается за нижнюю границу орбитальных полетов, до 10000 км. Отметим, что температура, приведенная в табл. 1.2, характеризует лишь кинетическую энергию частиц газа и не оказывает прямого влияния на температуру поверхности КА из-за крайней разреженности среды.

1. Космическая среда и ее воздействие на материалы

Значения параметров верхней атмосферы, представленные в табл. 1.2, являются результатом усреднения с учетом времени суток, гелиогеофизических условий и координат точки наблюдения. Вариации параметров верхней атмосферы описываются с помощью различных эмпирических и теоретических моделей верхней атмосферы Земли. Модели позволяют рассчитать высотные распределения параметров атмосферы при задании конкретных условий, характеризующих солнечную и геомагнитную активность. Характер зависимостей параметров атмосферы от высоты определяется главным образом вертикальным распределением температуры T , которое положено в основу классификации областей верхней атмосферы и играет основополагающую роль при построении моделей атмосферы.

Таблица 1.2. Усредненные значения параметров атмосферы Земли в диапазоне высот 200–10 000 км

Высота, км	Давление, Па	Плотность, кг·м ⁻³	Температура, К	Концентрация частиц, м ⁻³
200	$1,9 \cdot 10^{-4}$	$4,3 \cdot 10^{-10}$	1 290	$1,0 \cdot 10^{16}$
300	$3,5 \cdot 10^{-5}$	$5,5 \cdot 10^{-11}$	1 650	$1,5 \cdot 10^{15}$
400	$9,6 \cdot 10^{-6}$	$1,3 \cdot 10^{-11}$	1 730	$4,0 \cdot 10^{14}$
500	$3,2 \cdot 10^{-6}$	$3,9 \cdot 10^{-12}$	1 750	$1,3 \cdot 10^{14}$
600	$1,2 \cdot 10^{-6}$	$1,4 \cdot 10^{-12}$	1 760	$4,9 \cdot 10^{13}$
800	$2,1 \cdot 10^{-7}$	$2,2 \cdot 10^{-13}$	1 770	$8,6 \cdot 10^{12}$
1000	$4,9 \cdot 10^{-8}$	$4,3 \cdot 10^{-14}$	1 770	$2,0 \cdot 10^{12}$
1500	$5,7 \cdot 10^{-9}$	$2,2 \cdot 10^{-15}$	1 770	$2,3 \cdot 10^{11}$
2000	$2,2 \cdot 10^{-9}$	$6,0 \cdot 10^{-16}$	1 770	$8,9 \cdot 10^{10}$
3000	$4,9 \cdot 10^{-10}$	$1,9 \cdot 10^{-16}$	1 900	$1,9 \cdot 10^{10}$
5000	$3,0 \cdot 10^{-10}$	$4,5 \cdot 10^{-17}$	3 000	$4,6 \cdot 10^9$
10000	$2,1 \cdot 10^{-10}$	$1,0 \cdot 10^{-17}$	15 000	$1,0 \cdot 10^9$

1.1.4. Холодная плазма в ОКП и плазма солнечного ветра

Холодной плазмой в магнитосфере Земли называется плазма со средней кинетической энергией частиц менее 10 эВ. Такая плазма присутствует в *ионосфере* Земли, которая определяется как область атмосферы на высотах 30–1 000 км, содержащая частично ионизованную холодную плазму. Ионосфера образуется в результате ионизации нейтральных атомов и молекул верхней атмосферы коротковолновым солнечным излучением (ультрафиолетовым и рентгеновским) и вторгающимися в верхнюю атмосферу потоками заряженных частиц. Температура ионосферной плазмы составляет около 10^3 К (этой температуре соответствует энергия теплового движения частиц $\sim 0,1$ эВ), а концентрация электронов и ионов меняется в диапазоне $\sim 10^6$ – 10^{12} м $^{-3}$. Отметим, что температуры электронной и ионной составляющих ионосферной плазмы могут не совпадать.

Указанная верхняя граница ионосферы введена условно, поскольку вблизи нее параметры ионосферной плазмы не претерпевают каких-либо резких изменений, и ионосфера плавно переходит в *плазмосферу*. В плазмосфере происходит постепенное уменьшение концентрации частиц и увеличение температуры плазмы. Верхняя граница плазмосферы – *плазмопауза* – находится на высоте около 20 000 км от поверхности Земли. На плазмопаузе наблюдается скачкообразное уменьшение концентрации частиц от величины $\sim 10^9$ до $\sim 10^7$ м $^{-3}$ и увеличение температуры заряженных частиц от $\sim 10^4$ К в плазмосфере до $\sim 10^5$ К за ее пределами, что соответствует изменению кинетической энергии частиц от ~ 1 до ~ 10 эВ. Положение плазмопаузы зависит от геофизических условий: при повышении солнечной и соответственно геомагнитной активности плазмопауза приближается к Земле, при понижении активности – удаляется. Наличие отчетливо выраженного скачка электронной концентрации на плазмопаузе обусловлено отличиями характера движения заряженных частиц в плазмосфере и за ее пределами. Внутри плазмосферы плазма совершает вращательное

1. Космическая среда и ее воздействие на материалы

движение вместе с Землей, а за плазмопаузой конвективное движение плазмы контролируется электрическими и магнитными полями внешней магнитосферы.

За пределами магнитосферы Земли на КА воздействует уже упоминавшийся поток плазмы СВ. При температуре плазмы СВ $\sim 10^5$ К энергия теплового движения частиц составляет порядка 10 эВ, но кинетическая энергия протонов СВ, определяемая скоростью направленного движения плазмы в окрестности Земли (~ 500 км·с $^{-1}$), близка к 1 кэВ. Это важно учитывать при анализе воздействия СВ на КА, поскольку для ряда материалов коэффициент распыления под действием протонов максимален как раз при указанной энергии.

В табл. 1.3 приведены усредненные значения концентрации электронов и ионов n_e , n_i в ионосфере, плазмосфере и СВ, а также температуры электронной и ионной составляющих плазмы T_e и T_i . Как и для нейтральной верхней атмосферы, уточнение приведенных в табл. 1.3 параметров плазмы, в частности ионосферной, применительно к конкретным условиям производится с помощью соответствующих моделей.

Таблица 1.3. Средние значения концентраций и температур электронов и ионов в холодной плазме ОКП

Высота, км	$n_e, n_i, \text{м}^{-3}$	$T_e, \text{К}$	$T_i, \text{К}$
Ионосфера			
200	$4,0 \cdot 10^{11}$	1 350	880
300	$4,9 \cdot 10^{11}$	1 280	980
500	$1,7 \cdot 10^{11}$	2 130	1 220
800	$4,0 \cdot 10^{10}$	3 050	1 900
1 000	$2,2 \cdot 10^{10}$	3 200	2 000
Плазмосфера			
2 000	$1,0 \cdot 10^{10}$	3 400	2 100
6 000	$5,0 \cdot 10^9$	5 000	3 000
20 000	$5,0 \cdot 10^8$	$1,0 \cdot 10^5$	$1,0 \cdot 10^4$
Солнечный ветер (вне магнитосферы)	$7,0 \cdot 10^6$	$1,5 \cdot 10^5$	$9 \cdot 10^4$

1.1.5. Горячая магнитосферная плазма и авроральная радиация

Горячей плазмой в магнитосфере Земли называется плазма со средней кинетической энергией частиц более 100 эВ. Воздействию такой плазмы подвергаются главным образом КА, функционирующие на орбитах с высотой в десятки тысяч километров, например, на геостационарной орбите (ГСО), расположенной в экваториальной плоскости на высоте $\sim 36\,000$ км.

Горячая плазма содержится в показанном на рис. 1.1 плазменном слое, который занимает обширную область внутри хвоста магнитосферы и как бы охватывает плазмосферу на некотором удалении от плазмопаузы. Средние энергии электронов и протонов в плазменном слое составляют 0,5–1 кэВ и 5 кэВ соответственно при концентрации частиц $(0,5\text{--}1) \cdot 10^6 \text{ м}^{-3}$. Плазменный слой играет весьма существенную роль в протекании магнитосферных процессов, являясь, в частности, одним из источников частиц упоминавшегося выше кольцевого тока, а также источником электронов и протонов, вторгающихся в верхнюю атмосферу в высокоширотных областях и вызывающих полярные сияния.

Потоки таких частиц, называемые *авроральной радиацией*, могут проникать вдоль геомагнитных силовых линий на низкие орбиты. Однако зоны высыпания авроральных электронов и протонов часто разнесены в пространстве, поэтому их потоки можно рассматривать раздельно.

Характерные энергии частиц горячей плазмы в разных областях магнитосферы, в частности в области ГСО, лежат в диапазоне 1–100 кэВ, а значения концентрации частиц составляют $10^5\text{--}10^7 \text{ м}^{-3}$. Параметры потоков авроральных электронов близки к соответствующим параметрам горячей плазмы в области ГСО.

Наиболее опасным следствием взаимодействия КА с магнитосферной плазмой является *электризация* аппарата – накопление на его поверхности электрического заряда и, соответственно, возникновение потенциала относительно невозмущенной плазмы.

1.1.6. Заряженные частицы высокой энергии в космическом пространстве

В данном рассмотрении под частицами высокой энергии будем понимать электроны и ионы с энергией выше $\sim 10^6$ эВ, способные проникать в материалы КА на глубину более нескольких десятков микрометров, вызывая в объеме вещества ионизацию атомов, формирование локальных электрических зарядов, образование дефектов, ядерные превращения и другие процессы.

За пределами магнитосферы главными факторами, оказывающими радиационное воздействие на КА, являются *галактические космические лучи* (ГКЛ) и *солнечные космические лучи* (СКЛ). ГКЛ – это изотропный поток протонов и более тяжелых ядер, приходящий из удаленных областей нашей Галактики или из-за ее пределов. Энергия частиц ГКЛ заключена в диапазоне $\sim 10^8$ – 10^{20} эВ. Под СКЛ принято понимать потоки заряженных частиц (в основном протонов) с энергиями $\sim 10^6$ – 10^{10} эВ, которые испускаются Солнцем во время интенсивных вспышек. Проникновение частиц ГКЛ и СКЛ внутрь магнитосферы ограничивается экранирующим действием геомагнитного поля. Тем не менее эти частицы могут вносить заметный вклад в суммарное радиационное воздействие на КА внутри магнитосферы, особенно в полярных областях. Кроме того, в результате взаимодействия ГКЛ и СКЛ с атомами верхней атмосферы образуется *вторичная радиация*. Направленный вверх поток вторичных частиц (*альbedo*), в составе которого в значительном количестве присутствуют нейтроны, следует учитывать при оценке радиационных условий на низких околоземных орбитах (ниже 1 000 км).

Внутри магнитосферы основным фактором, оказывающим радиационное воздействие на КА, являются частицы РПЗ – захваченные геомагнитным полем электроны, протоны и более тяжелые ионы, первичными источниками которых являются плазма СВ, ионизованные частицы верхней атмосферы (ионосферы) и упоминавшиеся нейтроны альbedo. Характерные значения энергии электронов и протонов РПЗ лежат в диапазоне $\sim 10^5$ – 10^8 эВ. С момента от-

крытия РПЗ их принято разделять на внутренний, центр которого в экваториальной плоскости находится на высоте около 3 000 км, и внешний с центром на высоте 15–20 тыс. км. В настоящее время такое разделение часто не производится, а для обозначения РПЗ используется также термин *область захваченной радиации*.

Среднее удаление внутренней границы РПЗ от земной поверхности составляет 1000–1500 км. Однако вблизи восточного побережья Южной Америки существует область, в которой геомагнитное поле значительно ослаблено, из-за чего внутренняя граница РПЗ опускается до высоты ~300 км. Эта область, называемая Южно-Атлантической магнитной аномалией (ЮАА), в значительной степени определяет радиационные условия на низких околоземных орбитах, в частности на орбите полета МКС.

В связи с тем, что в перечень первичных источников, поставляющих электроны и ионы в РПЗ, входят СВ и ионосферная плазма, энергии частиц которых весьма малы по сравнению с энергиями частиц РПЗ, следует указать на действие внутри магнитосферы эффективных механизмов ускорения заряженных частиц в неоднородных электрических и магнитных полях. Для поддержания в магнитосфере равновесной концентрации заряженных частиц, в том числе частиц РПЗ, чрезвычайно важны также процессы проникновения в магнитосферу плазмы СВ. Такое проникновение может происходить через показанные на рис. 1.1 щелеобразные воронки в магнитном поле Земли (*полярные каспы*), которые образуются между силовыми линиями, замыкающимися на дневной стороне и уходящими на ночную сторону в хвост магнитосферы. Другим возможным механизмом проникновения СВ внутрь магнитосферы является диффузия через неустойчивую границу плазменной мантии. И, наконец, СВ может проникать в магнитосферу через удаленные области магнитосферного хвоста. По мере продвижения частиц в глубь магнитосферы их энергия увеличивается.

Усредненные параметры частиц ГКЛ, СКЛ, РПЗ, а также горячей магнитосферной плазмы, частицы которой могут оказывать существенное радиационное воздействие на тонкие приповерхностные

1. Космическая среда и ее воздействие на материалы

слои материалов и покрытий, находящихся на внешней оболочке КА, приведены в табл.1.4.

Таблица 1.4. Усредненные параметры потоков частиц космических лучей, радиационных поясов Земли и горячей магнитосферной плазмы

Вид корпускулярного излучения	Состав излучения	Энергия частиц, МэВ	Плотность потока, $\text{м}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$
Галактические космические лучи (ГКЛ)	протоны	$10^2\text{--}10^{15}$	$1,5\cdot 10^4$
	ядра гелия	(для всех групп ядер)	$1,0\cdot 10^3$
	более тяжелые ядра		$1,2\cdot 10^1$
Солнечные космические лучи (СКЛ)	протоны	$1\text{--}10^4$	$10^7\text{--}10^8$
Радиационные пояса Земли (РПЗ)	протоны	$1\text{--}30$	$3\cdot 10^{11}$
		> 30	$2\cdot 10^8$
	электроны	$0,1\text{--}1,0$	$1\cdot 10^{12}$
		$> 1,0$	$1\cdot 10^{10}$
Горячая магнитосферная плазма	протоны	$10^{-3}\text{--}10^{-1}$	$10^{11}\text{--}10^{14}$
	электроны		

Помимо параметров, представленных в табл. 1.4, важной характеристикой космического ионизирующего излучения, используемой как при его описании, так и при анализе радиационных воздействий на материалы и оборудование КА, является зависимость плотности потока частиц Φ от их энергии E , называемая *энергетическим спектром*. Рассматриваются энергетические спектры двух видов: дифференциальные спектры, в которых задается плотность потока частиц в энергетических интервалах ΔE при различных значениях энергии E , и интегральные спектры, определяющие плотность суммарного потока частиц при их энергии, превышающей некоторое текущее значение (больше E). При построении энергетических спектров может производиться нормировка потока на телесный угол прихода частиц, а в качестве единицы площади используют как $[\text{м}^2]$, так и $[\text{см}^2]$.

Обычно энергетические спектры электронов и ионов космического корпускулярного излучения аппроксимируются с помощью экспоненциальных или степенных функций:

$$F(E) = F_0 \exp(-E/E_0),$$

$$F(E) = F_0 (E/E_0)^{-n},$$

где F_0 , E_0 , n – параметры аппроксимации.

Угловые распределения частиц космического излучения в большинстве случаев близки к изотропным.

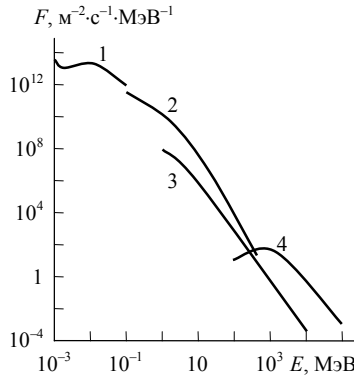


Рис. 1.3. Обобщенный дифференциальный энергетический спектр протонов космического излучения: 1 – горячая магнитосферная плазма; 2 – РПЗ; 3 – СКЛ; 4 – ГКЛ

На рис. 1.3 показан обобщенный дифференциальный энергетический спектр протонов космической радиации, дающий наглядное представление о соотношении различных ее составляющих.

Указанные в табл. 1.4 значения энергии и плотности потока частиц позволяют произвести лишь ориентировочную оценку возможных радиационных воздействий на КА. Для достаточно точных расчетов, которые реально необходимы при анализе радиационных эффектов в материалах и элементах оборудования КА, следует использовать модели, описывающие пространственно-временные вариации параметров и энергетических спектров различных составляющих космической радиации. Такие модели

1. Космическая среда и ее воздействие на материалы

строятся преимущественно на основании экспериментальных данных, т. е. являются эмпирическими, причем требования, предъявляемые к моделям, могут быть различными в зависимости от их назначения.

Помимо представленных в табл. 1.4 четырех составляющих космической радиации, вызывающих повреждение материалов и элементов оборудования КА, можно упомянуть еще открытые в начале 1970-х годов так называемые *аномальные космические лучи* (АКЛ) – захваченные геомагнитным полем однократно ионизованные атомы He, N, O, Ne и некоторых других элементов с характерными энергиями ~10–15 МэВ/нуклон. Первичным источником АКЛ являются, как предполагается, нейтральные атомы соответствующих элементов, проникающие в окрестность Солнца из межзвездной среды. Частицы АКЛ образуют в окрестности Земли дополнительный радиационный пояс с максимумом в экваториальной плоскости на высотах ~6–9 тыс. км. Плотность потока частиц АКЛ в этом поясе на несколько порядков ниже плотности потока электронов и протонов в РПЗ, но она может быть сопоставима с плотностью потока ядер ГКЛ. Из-за специфики зарядовых и энергетических параметров частиц АКЛ и их достаточно узкой локализации в околоземном пространстве эти частицы не создают существенной радиационной опасности для КА, хотя, возможно, они могут давать небольшой вклад в возникновение упоминавшихся выше одиночных сбоев в элементах микроэлектроники.

Основные закономерности наблюдаемых вариаций радиационных условий в ОКП, а также характеристик верхней атмосферы Земли, ионосферы и плазмосферы определяются изменениями уровня солнечной активности и связанными с этим изменениями межпланетной среды и геомагнитного поля. Для обозначения совокупности факторов, определяющих состояние околоземной космической среды и происходящие в ней изменения, в мировой научной литературе достаточно прочно утвердился термин *космическая погода* (*space weather*). Задачей различных моделей космической среды и является возможно более точное описание и прогнозирование космической погоды.

Завершая рассмотрение радиационных условий в космическом пространстве, отметим, что огромный вклад в их изучение внесли ученые МГУ. Выдающиеся работы академика С.Н. Вернова, 100-летие со дня рождения которого было отмечено научной общественностью в 2010 году, и коллектива ученых НИИЯФ МГУ, возглавлявшегося С.Н. Верновым более двадцати лет, позволили получить уникальные данные о строении РПЗ, составе и энергетических характеристиках ГКЛ, закономерностях возникновения СКЛ и многие другие основополагающие результаты, сформировавшие систему знаний в данной области и определившие направления дальнейших исследований.

Первые приборы, предназначенные для радиационных измерений в космическом пространстве, были установлены на 2-м советском ИСЗ, который был запущен 3 ноября 1957 г. Именно эти приборы, разработанные и изготовленные в НИИЯФ МГУ под руководством С.Н. Вернова, впервые зарегистрировали заряженные частицы внешнего радиационного пояса Земли. Определенные трудности с получением телеметрической информации с этого ИСЗ не позволили исследовать радиационные условия на всех участках его орбиты, что существенно затруднило интерпретацию результатов измерений. Группе американских исследователей под руководством Дж. Ван Аллена удалось получить более полную информацию о радиационных условиях в околоземном космическом пространстве в результате полетов американских ИСЗ *Explorer-1* и *Explorer-3* в феврале-марте 1958 г., однако орбиты этих ИСЗ проходили только через внутренний радиационный пояс. С помощью аппаратуры 3-го советского ИСЗ, запущенного 15 мая 1958 г., исследовались потоки заряженных частиц как во внутреннем, так и во внешнем РПЗ.

Таким образом, честь открытия РПЗ, которое может быть отнесено к величайшим открытиям XX века, принадлежит российским и американским ученым. В дальнейшем изучение РПЗ, а также частиц СКЛ и ГКЛ проводилось на многих отечественных и зарубежных КА.

1.1.7. Метеорная материя и космический мусор

С точки зрения воздействия на КА все космические тела естественного происхождения, входящие в состав метеорной материи, и объекты искусственного происхождения можно разделить на две группы: способные вызвать катастрофическое разрушение КА, например, его разгерметизацию, и создающие локальные повреждения поверхности. К первой группе относят тела с поперечными размерами свыше 0,5–1 см, а ко второй – более мелкие.

Частицы диаметром меньше 0,1–1 мм рассматриваются как регулярный фактор, характеризуемый плотностью их потока, которая для самых мелких частиц может достигать 10^3 – 10^4 м⁻²·год⁻¹, а опасность для КА крупных частиц оценивается на основании вычисления вероятности столкновения с ними.

К метеорным телам (их называют также *метеороидами*) относятся движущиеся в Солнечной системе тела с поперечными размерами от нескольких десятков метров до долей микрометра. Скорости метеорных тел относительно Земли лежат в интервале ~10–70 км·с⁻¹ в зависимости от направления прихода. При определении скорости столкновения КА с метеорным телом необходимо принимать во внимание также собственную орбитальную скорость КА (~8 км·с⁻¹) и угол между векторами скорости сталкивающихся объектов. С учетом распределения метеорных тел по скоростям и данных об их пространственном распределении в ОКП рекомендовано использовать при оценке опасности столкновения КА с метеорными телами среднее значение относительной скорости 20 км·с⁻¹.

Различают каменные метеороиды, плотность вещества которых близка к 3 г·см⁻³, и железные с плотностью ~7,8 г·см⁻³. В некоторых классификациях вводят также метеороиды с промежуточными значениями плотности. Для микрометеорных частиц (микрометеороидов), под которыми понимаются частицы диаметром менее 1 мм, в оценочных расчетах рекомендовано принимать значение плотности 1 г·см⁻³.

При входе в атмосферу Земли большая часть метеорных тел сгорает в интервале высот $\sim 60\text{--}110$ км, образуя светящийся след, который называют *метеором*. Остатки метеорных тел, достигающие поверхности Земли, называют *метеоритами*.

В некоторых уникальных космических экспериментах приходится встречаться с существенно иными условиями бомбардировки поверхности КА твердыми частицами. Например, при проведении в 1986 г. международного эксперимента по исследованию кометы Галлея созданные в нашей стране космические станции «Вега-1» и «Вега-2» прошли через газопылевую оболочку ядра кометы на расстояниях 8–9 тыс. км от него. При этом скорость станций относительно кометы, т. е. скорость соударений с пылевыми частицами, была близка к $80 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$, а плотность потока частиц достигала $10^2\text{--}10^3 \text{ м}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$.

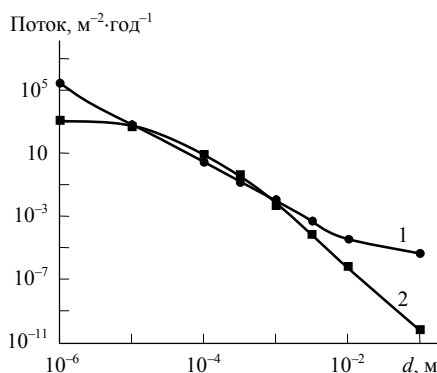


Рис. 1.4. Соотношение потоков техногенных объектов (1) и метеороидов (2) различных размеров в области низких околоземных орбит

Плотность потока метеороидов и тел искусственного происхождения в ОКП быстро убывает с ростом их размеров (рис. 1.4). Из рисунка видно, что в области низких орбит плотность потока техногенных тел с размерами меньше 10 мкм и больше 1 мм уже заметно превышает плотность потока метеороидов соответствующих размеров.

1. Космическая среда и ее воздействие на материалы

На околоземных орбитах в настоящее время находится около 16 тысяч техногенных объектов с поперечными размерами более ~10 см. Такие объекты, регулярно отслеживаемые с помощью наземных радиолокационных и оптических средств, вносятся в специальные каталоги. Общая картина распределения каталогизированных объектов в ОКП представлена на рис. 1.5, где отчетливо видны зоны их повышенного содержания на низких околоземных орбитах и в области ГСО.

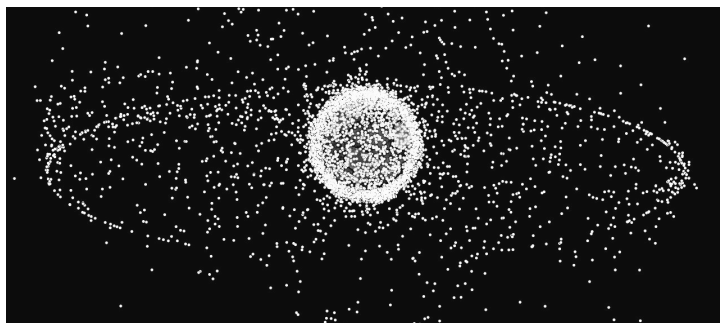


Рис. 1.5. Техногенные объекты в околоземном пространстве

Помимо этого, на околоземных орбитах присутствуют в значительном количестве более мелкие осколки, образующиеся при срабатывании различных пиротехнических устройств, при случайных или преднамеренных взрывах КА, а также при столкновениях техногенных объектов между собой или с метеорными телами. Считается, что сейчас в ОКП находится приблизительно 200 тысяч осколков размером 1–10 см, способных пробить герметичный корпус КА и привести к более серьезным повреждениям аппарата, а количество миллиметровых частиц космического мусора измеряется десятками миллионов.

В процессе эксплуатации космической техники происходит также засорение ОКП твердыми частицами малых размеров. Частицы диаметром ~1–10 мкм образуются в большом количестве

при работе твердотопливных ракетных двигателей. Более крупные частицы (чешуйки красок, эмалей) отделяются от поверхности КА, подвергающейся воздействию разнообразных факторов космического пространства (вакуум, плазма, солнечное излучение, потоки электронов и ионов высоких энергий). Существуют и некоторые другие источники подобных частиц. Данные, характеризующие состав космического мусора в области низких околоземных орбит по состоянию на начало 2000-х годов, приведены на рис. 1.6, который демонстрирует распределение по размерам суммарного числа техногенных объектов с указанием состава и происхождения этих объектов и плотности их потока на разных высотах.

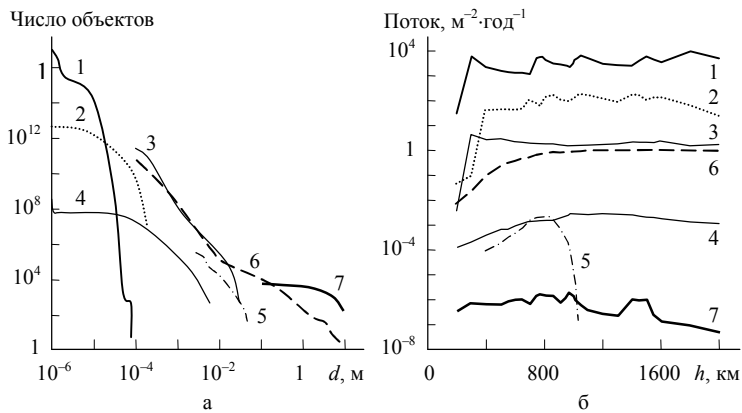


Рис. 1.6. Распределение по размерам суммарного числа техногенных объектов в области низких околоземных орбит (а) и зависимость плотности их потока от высоты (б): 1 – частицы Al_2O_3 , выбрасываемые при работе твердотопливных ракетных двигателей; 2 – чешуйки краски, отделяющиеся от поверхности КА; 3 – шлак, выбрасываемый твердотопливными ракетными двигателями после окончания горения; 4 – частицы, выбиваемые с поверхности КА ударами окружающих тел; 5 – капельки Na и K, образовавшиеся при разрушении КА с ядерным энергетическим источником; 6 – фрагменты разрушившихся космических объектов; 7 – каталогизированные объекты

1. Космическая среда и ее воздействие на материалы

Поскольку на околоземных орбитах все искусственные объекты движутся с близкими скоростями ($\sim 8 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$), скорости столкновения объектов могут лежать в диапазоне $\sim 0,1\text{--}16 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, в зависимости от взаимной ориентации их орбит. Для моделирования и оценки опасности столкновений КА с телами, входящими в состав космического мусора, рекомендовано использовать значение средней относительной скорости $10 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, при этом средняя плотность техногенных частиц принимается равной $4,0 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$.

Одним из механизмов увеличения популяции космического мусора в ОКП являются взаимные столкновения техногенных объектов. Дальнейшее накопление таких объектов на околоземных орбитах очень опасно тем, что после достижения некоторого критического уровня может начаться лавинообразный рост их числа вследствие фрагментации при взаимных столкновениях. Это сделает через какое-то время деятельность в космосе практически невозможной. Оценки условий, сроков начала и скорости такого процесса сильно расходятся, однако необходимость безотлагательного принятия технических и организационных мер по ограничению засорения ОКП не вызывает сомнений у специалистов.

Используемые в расчетах модели потоков твердых частиц, как и модели других составляющих космической среды (плазмы, потоков электронов и ионов высоких энергий и др.), представляют собой совокупность некоторых физических положений и математических средств, позволяющих описывать наиболее важные характеристики рассматриваемых составляющих и закономерности пространственно-временных вариаций этих характеристик. Применительно к потокам твердых частиц как естественного, так и искусственного происхождения модели должны описывать прежде всего распределение частиц по массам (размерам), зависимость плотности потока от высоты, изменения плотности потока на коротких и длительных временных интервалах. Все модели основываются на экспериментальных данных о потоках метеорных тел и искусственных объектов в ОКП и обновляются по мере поступления дополнительных данных.

1.1.8. Условия полетов на Луну и к планетам Солнечной системы

В настоящее время большое внимание уделяется изучению особенностей воздействия космической среды на материалы, оборудование и экипажи КА при осуществлении крупнейших космических проектов первой половины XXI века, в число которых входят, как уже указывалось, строительство обитаемых баз на Луне, пилотируемый полет на Марс и полет автоматических КА к Юпитеру с посадкой на некоторые его спутники. Во всех трех случаях большую опасность представляют радиационные воздействия, имеющие ряд специфических особенностей, а при реализации лунной и марсианской программ еще и воздействие твердых частиц.

Согласно программам, объявленным рядом космических держав, создание долговременных обитаемых баз на Луне планируется в 2025–2030 гг.

Луна, в отличие от Земли, практически лишена атмосферы и магнитного поля, вследствие чего ее поверхность подвергается воздействию неослабленных потоков ГКЛ и СКЛ. Для их описания применимы те же модели, с помощью которых обычно описываются характеристики этих излучений за пределами магнитосферы Земли. Однако в результате воздействия первичных частиц ГКЛ и СКЛ на лунный грунт – *реголит* – образуется значительное количество нейтронов, которые могут давать заметный дополнительный вклад в величину поглощенной дозы вблизи лунной поверхности.

На рис. 1.7а показан энергетический спектр нейтронов, образующихся при бомбардировке лунного грунта первичными частицами ГКЛ и СКЛ, а на рис. 1.7б представлены результаты расчета зависимости поглощенной дозы от толщины защиты, в качестве материала которой рассматривается реголит. Видно, что вторичные нейтроны дают существенный вклад в величину поглощенной дозы. Здесь приведена эквивалентная доза, которая определяется с учетом биологических эффектов, вызываемых воздействием ионизирующих излучений, и измеряется в зивертах (Зв). Величина эквивалентной дозы получается умножением поглощенной дозы, изме-

1. Космическая среда и ее воздействие на материалы

ренной в единицах системы СИ – греях ($1 \text{ Гр} = 1 \text{ Дж} \cdot \text{кг}^{-1}$), на коэффициент качества излучения, который зависит от вида излучения и в некоторой степени – от энергии частиц, входящих в его состав. Например, для электронов коэффициент качества равен 1, а для протонов с энергией меньше 10 МэВ – 10. Для космического излучения, имеющего сложный состав и широкие энергетические спектры различных компонентов излучения, среднее значение коэффициента качества для условий полета на низких околоземных орбитах составляет 2–3.

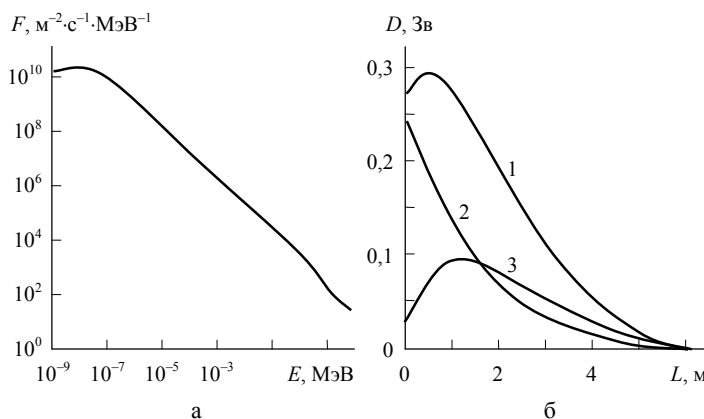


Рис. 1.7 а – энергетический спектр нейтронов, образующихся при бомбардировке реголита частицами ГКЛ и СКЛ; б – зависимость эквивалентной дозы D от толщины защитного слоя реголита: 1 – суммарная доза; 2 – от частиц ГКЛ и СКЛ; 3 – от вторичных нейтронов

При осуществлении пилотируемого полета на Марс наибольшую радиационную опасность для оборудования и экипажей создают потоки частиц ГКЛ и СКЛ. На рис. 1.8 показаны зависимости эквивалентной дозы внутри КА на поверхности Марса от толщины стенок аппарата (Al), рассчитанные для ГКЛ и СКЛ с учетом дополнительной защиты, которая создается марсианской атмосферой – $16 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$ (CO_2). При оценке радиационных условий на поверхности Марса также принимаются во внимание вторичные нейтроны, возникающие в марсианском грунте.

Следует отметить, что проблема дополнительного радиационного воздействия, обусловленного вторичными нейтронами, существует и для тяжелых КА, таких, например, как МКС, функционирующих на низких околоземных орбитах.

Юпитер обладает значительно более мощными и протяженными радиационными поясами по сравнению с Землей. На рис. 1.9а при-

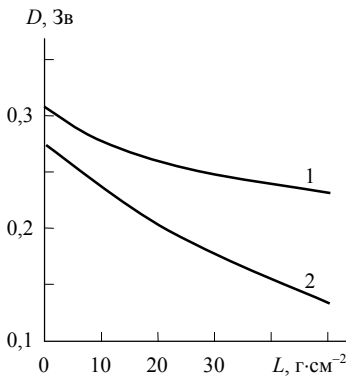


Рис. 1.8. Зависимость эквивалентной дозы от толщины стенок КА на поверхности Марса: 1 – годовая доза от ГКЛ; 2 – доза от солнечной вспышки

ведены значения поглощенной дозы, создаваемой за защитным экраном толщиной 8 мм (Al) частицами радиационных поясов Юпитера на разном расстоянии от него, которое выражено в радиусах планеты ($R_{Ю} = 71,5$ тыс. км), там же указаны положения орбит трех спутников Юпитера: Ио, Европы и Ганимеда, исследованию которых отводится значительное место в программе планируемого на период 2015–2030 гг. полета нескольких КА к Юпитеру. Рис. 1.9б показывает зависимость мощности поглощенной дозы от толщины за-

щитной оболочки КА для орбит Европы и Ганимеда, а также еще одного спутника – Каллисто, удаленного от Юпитера на расстояние $\sim 26,8 R_{Ю}$.

Поскольку Луна, как уже указывалось, не имеет атмосферы, ее поверхность подвергается непосредственному воздействию метеороидов. Распределение метеороидов по скоростям и массам в окрестности Луны в целом подобно аналогичным распределениям, используемым для оценки опасности столкновений с метеороидами КА, функционирующих на околоземных орбитах. Удары метеороидов о лунную поверхность создают вторичные частицы, разлетающиеся из области удара по баллистическим траекториям со скоростями $0,1\text{--}1 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$. Такие частицы следует рассматривать как до-

1. Космическая среда и ее воздействие на материалы

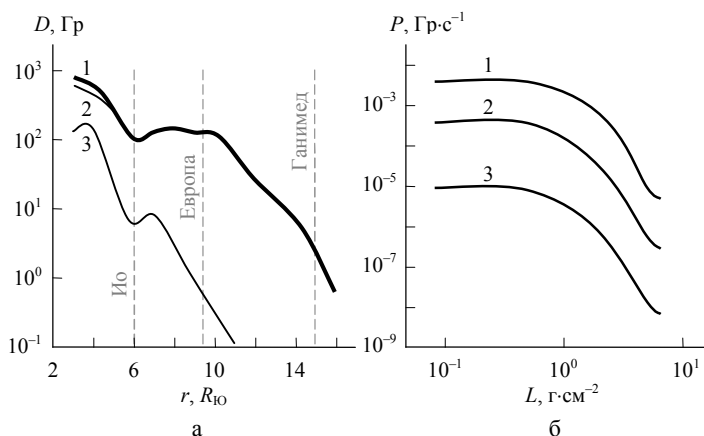


Рис. 1.9. а – величина поглощенной дозы за защитным экраном толщиной 8 мм (Al) в магнитосфере Юпитера на разных расстояниях от него: 1 – суммарная доза; 2 – от электронов; 3 – от протонов; б – зависимость мощности поглощенной дозы от толщины защитного экрана (Al) для орбит трех спутников Юпитера: 1 – Европа; 2 – Ганимед; 3 – Каллисто

полнительный фактор, существующий в окрестности Луны. Интегральный массовый спектр вторичных частиц, выбрасываемых из области удара, показан на рис. 1.10.

Кроме того, весьма специфическим фактором является находящаяся на лунной поверхности пыль, частицы которой диаметром $\sim 0,1\text{--}100$ мкм, как было показано экспериментально и теоретически, могут подниматься на достаточно большие высоты над поверхностью, создавая низкоскоростные ($v < 0,1$ км·с $^{-1}$) пылевые потоки. Причиной формирования таких потоков является электризация поверхности Луны под действием плазмы солнечного ветра и солнечного электромагнитного излучения, физические механизмы которой в целом подобны механизмам упоминавшейся выше электризации КА. Освещенная поверхность Луны приобретает положительный потенциал порядка 5–100 В, а неосвещенная заряжается до отрицательного потенциала 50–200 В.

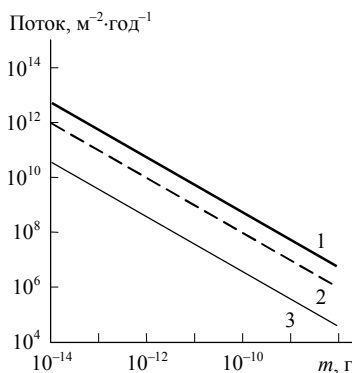


Рис. 1.10. Интегральный массовый спектр вторичных частиц при их скоростях, $[км·с^{-1}]$: 1 – 0,1; 2 – 0,25; 3 – 1,0

В результате электризации в окрестности Луны образуется электрическое поле сложной конфигурации, имеющее ярко выраженные вертикальные составляющие над освещенной и неосвещенной частями поверхности, а в области терминатора (границы «свет–тень») – сильную горизонтальную составляющую.

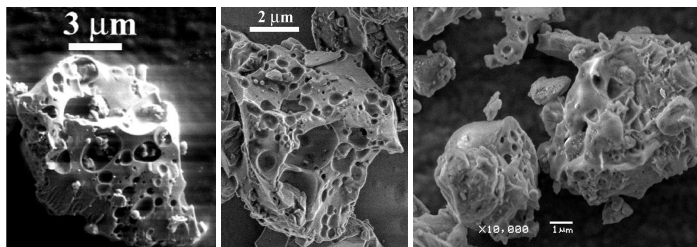


Рис. 1.11. Микрофотографии частиц лунной пыли

Частицы лунной пыли, находящиеся на поверхности, приобретают электрический заряд того же знака, что и поверхность в целом, вследствие чего под действием вертикальной составляющей электрического поля они поднимаются над поверхностью, а в области терминатора образуют интенсивные горизонтальные пылевые потоки. На рис. 1.11 приведены изображения отдельных частиц

1. Космическая среда и ее воздействие на материалы

лунной пыли (реголита). Пылинки могут иметь разнообразную форму, достаточно острые грани и пористую структуру. Плотность частиц реголита оценивается в $1,5\text{--}3,1\text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$. На данном рисунке представлены достаточно мелкие частицы. Средний размер частиц лунной пыли составляет около 70 мкм, при этом количество частиц размером менее 20 мкм оценивается в 20%, а менее 10 мкм – в 10%.

Поднимающиеся над лунной поверхностью частицы принято разделять на два вида: «левитирующие» (*levitating dust*) и «взлетевшие» (*lofted dust*). К первым относят частицы с размерами 10–20 мкм, поднимающиеся на высоту до 1 м, а ко вторым – частицы с размерами 0,01–0,1 мкм, достигающие высоты 100 км. Максимальная высота подъема частиц разных размеров в электрическом поле Луны при различных углах относительно подсолнечной точки показана на рис. 1.12.

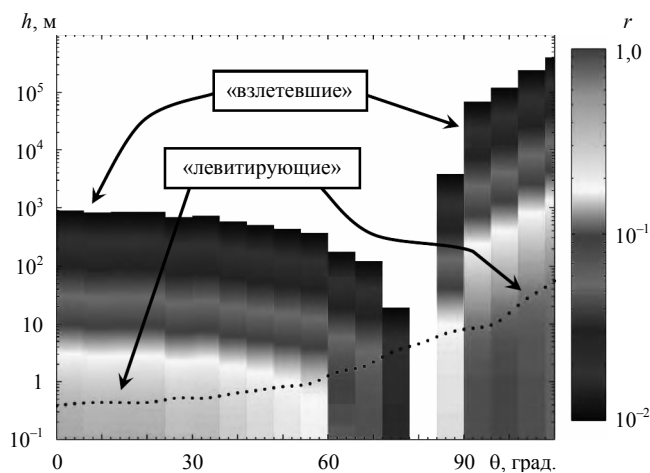


Рис. 1.12. Максимальная высота h подъема частиц лунной пыли разных размеров при различных углах θ относительно подсолнечной точки. Справа указан радиус частиц лунной пыли r , [мкм]

При таком подъеме концентрация частиц на высотах до 10–50 м может достигать $10^4\text{--}10^6\text{ м}^{-3}$ в зависимости от угла относительно подсолнечной точки. В интервале высот 10–100 км концентрация

наиболее мелких частиц составляет $10^1\text{--}10^4\text{ м}^{-3}$ и достаточно резко снижается на высотах более 100 км.

Отметим, что низкоскоростные пылевые потоки наблюдаются и на Марсе. Однако там они формируются за счет ветровых движений в марсианской атмосфере, вызывающих *пылевые бури*, во время которых с поверхности Марса поднимаются и переносятся частицы грунта размером 1–10 мкм. Скорость частиц достигает $100\text{--}150\text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$, а плотность потока переносимой массы вещества – $10^{-5}\text{ кг}\cdot\text{м}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$.

Приведенные в разд. 1.1 данные о строении и свойствах космической среды достаточны, чтобы перейти к рассмотрению совокупности процессов, протекающих в материалах и элементах оборудования КА под действием ФКП. Необходимые дополнительные сведения о характеристиках ФКП приводятся в разделах, посвященных детальному анализу воздействия конкретных факторов на КА.

1. Космическая среда и ее воздействие на материалы

1.2. Воздействие космической среды на материалы и оборудование КА

1.2.1. Классификация факторов космического пространства и эффектов их воздействия на КА

Сведения об эффектах, возникающих при воздействии космической среды на КА, представлены в табл. 1.5 вместе с рассмотренными выше данными, характеризующими ФКП. В левом столбце таблицы даны названия воздействующих факторов и их основные параметры. В среднем столбце указаны области локализации этих факторов в космическом пространстве или их происхождение, а в правом – возникающие эффекты.

В нижней части таблицы выделены *вторичные (индуцированные) факторы*. Особенность факторов этой группы заключается в том, что они возникают в результате воздействия первичных ФКП на КА, но каждый из них имеет собственные характеристики и физические механизмы воздействия на материалы и оборудование. К вторичным факторам иногда относят также температурный режим КА, характерной особенностью которого может являться *термоциклирование* – периодическое изменение температуры участков поверхности КА и элементов оборудования в диапазоне приблизительно от -70 до $+100^{\circ}\text{C}$ вследствие изменения условий освещения КА Солнцем, например, при вращении аппарата.

Совокупное рассмотрение ФКП вместе с вызываемыми ими эффектами позволяет производить классификацию ФКП и наблюдаемых эффектов по различным признакам. Так, по расположению зоны оказываемого воздействия ФКП могут быть разделены на два класса.

1. *Факторы поверхностного воздействия*, представляющие опасность для открытых элементов аппаратуры и приповерхностных слоев (толщиной до нескольких сотен микрометров) материалов КА:

- ♦ космический вакуум;
- ♦ поток атомарного кислорода верхней атмосферы Земли;

- ♦ собственная атмосфера КА;
- ♦ заряженные частицы низкой энергии (частицы холодной и горячей магнитосферной плазмы и плазмы СВ);
- ♦ солнечное УФ-излучение;
- ♦ микрочастицы метеорной материи и космического мусора.

2. *Проникающие факторы*, оказывающие воздействие на глубокие слои материалов и элементы оборудования, находящиеся во внутренних отсеках КА:

- ♦ электроны и ионы РПЗ, СКЛ и ГКЛ;
- ♦ крупные частицы метеорной материи и космического мусора.

В вакууме любой материал выделяет газы и пары, адсорбированные на поверхности и находящиеся в объеме материала (абсорбированные). В последнем случае процессу газовыделения предшествует диффузия атомов и молекул к поверхности. Аналогичным образом происходит испарение из материалов различных примесей и добавок. И наконец с поверхности происходит испарение основного материала. Для вакуумных условий характерен переход вещества из твердой фазы в газообразную, минуя жидкую фазу, – сублимация. Процессы газовыделения и сублимации существенно изменяют состояние поверхности и приповерхностных слоев материалов, что приводит к изменению их механических, оптических и электрофизических характеристик. От этих процессов в значительной степени зависит и формирование газового облака СВА в окрестности аппарата.

Существует также понятие *собственная внутренняя атмосфера* КА. Этим термином принято обозначать не только атмосферу внутренних отсеков КА, но в большей степени газовую среду внутри герметичных или полугерметичных кожухов электронной и другой аппаратуры. Установлено, что эта газовая среда может содержать химические активные компоненты, образующиеся в результате воздействия космической радиации на материалы и элементы находящейся внутри кожухов аппаратуры. В свою очередь, эти активные компоненты могут вызывать различные физико-химические процессы, ухудшающие параметры элементов аппаратуры.

1. Космическая среда и ее воздействие на материалы

Таблица 1.5. Факторы космического пространства и вызываемые ими эффекты

Факторы космического пространства	Области локализации и происхождения	Вызываемые эффекты
Поток нейтральных атомов (O): $F \sim 10^{18} - 10^{20} \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ Вакуум $P \sim 10^{-4} - 10^{-11} \text{ Па}$	Верхняя атмосфера Земли, межпланетное пространство	♦ Сублимация материалов. ♦ Эрозия и потеря массы полимерных материалов
Электромагнитное солнечное излучение: $F = 1,4 \cdot 10^3 \text{ Дж} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	Межпланетное и околоземное пространство	♦ Усиление потерь массы. ♦ Изменение механических, оптических и электрофизических свойств материалов. ♦ Фотоэлектронная эмиссия. ♦ Нагрев, термодуцирование
Холодная плазма: $T \sim 10^3 - 10^5 \text{ К}$ $n \sim 10^6 - 10^{12} \text{ м}^{-3}$	Ионосфера и плазмосфера Земли	♦ Заряжение материалов: $\phi \sim 0,1 - 10 \text{ В}$. ♦ Токи утечки. ♦ Свечение в окрестности КА
Плазма межпланетного пространства: $T \sim 10^5 \text{ К}, n \sim 10^7 \text{ м}^{-3}$ $v \sim 5 \cdot 10^5 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$	Солнечный ветер	♦ То же, что холодная плазма, а также радиационное воздействие на приповерхностные слои материалов
Горячая магнитосферная плазма: $T \sim 10^3 - 10^5 \text{ эВ}$ $n \sim 10^6 \text{ м}^{-3}$	Магнитосфера Земли: область ГСО, плазменный слой, авроральные области	♦ Заряжение материалов: $\phi \sim 1 - 30 \text{ кВ}$. ♦ Радиационные эффекты
Электроны и ионы РПЗ: $E \sim 0,1 - 30 \text{ МэВ}$ $F \sim 10^8 - 10^{12} \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	Область захваченной радиации внутри магнитосферы Земли	♦ Радиационные эффекты (эффекты дозы и мощности дозы): изменение электрофизических, оптических и механических свойств
Протоны солнечных вспышек: $E \sim 1 - 10^4 \text{ МэВ}$ $F \sim 10^7 - 10^8 \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	СКЛ	♦ Радиационные эффекты

Таблица 1.5. Факторы космического пространства и вызываемые ими эффекты. Продолжение

Факторы космического пространства	Области локализации и происхождения	Вызываемые эффекты
Потоки ядер высоких энергий: $E \sim 10^3\text{--}10^{14}\text{ МэВ}$ $F \sim 10^2\text{--}10^4\text{ м}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$	ГКЛ	♦ Локальные радиационные повреждения. ♦ Сбои в элементах микроэлектроники. ♦ Световые вспышки
Потоки твердых частиц и тел: $F \sim 10^{-4}\text{--}10^{-2}\text{ м}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$ $v \sim 10^3\text{--}10^5\text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$	Метеороиды, газопылевые оболочки ядра комет, космический мусор в ОКП	♦ Образование кратеров, эрозия поверхности, сквозной пробой стенок. ♦ Образование вторичных продуктов, эмиссионные явления, инициирование электрических разрядов
Вторичные (индуцированные) факторы: ♦ электризация КА $\varphi \sim 0,1\text{--}10^4\text{ В}$; ♦ объемное заряджение диэлектриков; ♦ собственная внешняя атмосфера КА	Область пространства в окрестности КА, поверхность КА и его внутренние отсеки	♦ Электрические разряды: электромагнитные помехи, паразитные сигналы в кабелях, разрушение элементов оборудования и конструкции. ♦ Загрязнение поверхности, рассеяние света в окрестности КА, снижение электрической прочности оборудования. ♦ Окисление и коррозия элементов электронного оборудования

Для негерметизированных конструкций указанные газовые образования часто рассматривают как компоненты единой собственной атмосферы КА. Эта атмосфера, как и верхняя атмосфера Земли, может быть частично ионизована. Поэтому иногда употребляют термин *собственная ионосфера КА*.

Атомарный кислород, являющийся, как уже указывалось, доминирующим компонентом атмосферы Земли на высотах $\sim 200\text{--}800\text{ км}$, обладает высокой окислительной способностью, которая усилена за счет дополнительной кинетической энергии

сталкивающихся с поверхностью атомов (~ 5 эВ), обусловленной орбитальной скоростью КА. При взаимодействии атомов кислорода с материалами происходит образование летучих окислов, уходящих в окружающее пространство, что вызывает эрозию поверхности материалов и потерю ими массы. Такой механизм повреждения материалов, часто называемый *химическим распылением*, следует отличать от физического распыления, в основе которого лежит процесс упругого взаимодействия налетающих атомов с атомами вещества мишени. В наибольшей степени подвержены разрушающему воздействию атомарного кислорода полимерные материалы. Для них толщина уносимого с поверхности слоя может достигать нескольких десятков и даже сотен микрон за год пребывания КА на низкой околоземной орбите.

Продукты распыления полимеров могут сильно загрязнять поверхность КА, поскольку оседающие на нее тяжелые фрагменты полимерных цепей достаточно прочно закрепляются. Процесс образования пленок загрязнений на поверхности может интенсифицироваться солнечным УФ-излучением за счет фоторадиационного сшивания полимеров. Однако УФ-излучение, в особенности с длинами волн $\lambda < 200$ нм, может вызывать и разрушение полимерных пленок. Преобладание того или иного процесса зависит от состава пленок, свойств подстилающей поверхности и окружающей газовой среды.

Во всех областях космического пространства КА подвергаются воздействию плазмы с различными характеристиками, что вызывает упоминавшуюся уже электризацию поверхности КА, т.е. накопление на ней электрического заряда, и соответственно возникновение некоторого потенциала относительно невозмущенной плазмы. Величина потенциала непосредственно связана с температурой плазмы. Поэтому явление электризации наиболее опасно для высокоорбитальных КА (в частности, геостационарных), для которых потенциал достигает 10–20 кВ. В результате на КА могут возникать электрические разряды, создающие интенсивные электромагнитные помехи работе бортового оборудования и приводящие в некоторых случаях к его необратимым повреждениям.

Помимо поверхностной электризации диэлектрических материалов КА, при которой электроны горячей плазмы проникают в диэлектрик на глубину $\sim 20\text{--}30$ мкм, возможна их объемная электризация, вызываемая электронами РПЗ с энергией $\sim 1\text{--}10$ МэВ, для которых глубина проникновения составляет $0,5\text{--}2$ см.

Следствием объемной электризации диэлектриков также является возникновение электрических разрядов с образованием внутри диэлектриков разветвленных каналов. Разряды происходят спонтанно, если напряженность электрического поля, создаваемого в объеме диэлектрика внедренным зарядом, превысит электрическую прочность материала, либо могут быть инициированы каким-то внешним воздействием, приводящим к локальному увеличению напряженности поля или проводимости диэлектрика, например высокоскоростным ударом твердой микрочастицы.

Заряженные частицы высокой энергии, входящие в состав ГКЛ, СКЛ и РПЗ, вызывают в материалах КА различные радиационные эффекты, приводящие к ухудшению параметров материалов и элементов оборудования. Происходящие обратимые и необратимые изменения материалов зависят от полной поглощенной дозы космической радиации и мощности дозы. Наименее стойки к радиационным воздействиям полупроводниковые материалы и приборы.

Весьма критичны для бортового электронного оборудования КА обратимые сбои, вызываемые отдельными заряженными частицами ГКЛ, СКЛ и РПЗ. Появление этой проблемы явилось, как ни парадоксально, следствием технологического прогресса в микроэлектронике. В современных полупроводниковых микросхемах с высокой степенью интеграции электрические заряды, управляющие их работой ($10^{-13}\text{--}10^{-12}$ Кл), оказались сопоставимыми с зарядами, образующимися в материале микросхемы при прохождении тяжелых ядер ГКЛ или высокоэнергетических протонов РПЗ и СКЛ. Эти внесенные электрические заряды при перемещении их в электрических полях внутри микросхемы и приводят к сбоям, например, к изменению состояния полупроводниковых ячеек памяти бортовых компьютеров.

1. Космическая среда и ее воздействие на материалы

Возникновение обратимых сбоев связано с двумя механизмами образования заряда в веществе микросхемы. Первый обусловлен прямым процессом ионизации атомов тяжелыми ионами ($Z > 10$) ГКЛ, а второй – ионизацией продуктами ядерных взаимодействий протонов с веществом микросхемы, которые эффективно происходят при их энергии выше 30–50 МэВ.

1.2.2. Комплексное воздействие внешних факторов в разных областях ОКП

При одновременном или последовательном воздействии на материалы КА нескольких ФКП может наблюдаться *неаддитивность воздействия*, когда конечный эффект не равен сумме эффектов от воздействия отдельных факторов, причем комплексное воздействие ФКП может как усиливать, так и ослаблять повреждение материалов. Подобные неоднозначные проявления неаддитивности наблюдаются, например, при воздействии в различных сочетаниях электронов, протонов, солнечного УФ-излучения, атомарного кислорода верхней атмосферы на терморегулирующие покрытия, наносимые на поверхность КА для стабилизации его температурного режима. Воздействие атомарного кислорода способно замедлять потемнение покрытий, вызываемое другими ФКП, и даже в определенной степени восстанавливать их исходные параметры (эффект плазмоотбеливания). Последний эффект обусловлен двумя механизмами: физико-химическим воздействием атомарного кислорода на покрытие и удалением пленки загрязнения с поверхности.

Эффекты неаддитивности, которые называют также *синергетическими эффектами*, применительно к воздействию ФКП на материалы изучены пока недостаточно. Например, нет единого мнения о возможности возникновения синергетических эффектов при одновременном воздействии атомарного кислорода и УФ-излучения на полимеры. Не существует даже строгой классификации подобных эффектов. Так, усиление загрязнения поверхности КА продуктами СВА при одновременном воздействии электронов горячей космической плазмы или солнечного УФ-излучения (*радиационная*

прививка) может быть отнесено к их числу. А такие явления, как снижение отрицательного потенциала КА и дополнительное загрязнение его поверхности в условиях электризации за счет собирания ионизованных продуктов СВА, упоминавшееся выше инициирование электрических разрядов в заряженных диэлектрических материалах ударами микрометеорных частиц или частиц космического мусора, усиление эрозии поверхности под действием атомарного кислорода в областях, поврежденных ударами твердых частиц, следует скорее рассматривать как *эффекты взаимных связей* между механизмами воздействия ФКП на КА.

Для разных орбит КА можно указать характерные сочетания ФКП, которые необходимо принимать во внимание при анализе воздействия космической среды на материалы. Параметры нескольких практически важных орбит приведены в табл. 1.6.

Полеты пилотируемых КА, в частности МКС, проходят на высотах около 350–400 км при сравнительно малом наклонении орбит. Одним из важнейших критериев при выборе орбит пилотируемых КА является требование минимизации радиационных воздействий на экипажи.

Солнечно-синхронная орбита (ССО) обеспечивает в каждый момент времени одинаковые условия освещения участков земной поверхности, наблюдаемых приборами КА, что делает ее очень удобной для проведения фотосъемки с целью изучения состояния почв, лесов и водных объектов.

Таблица 1.6. Примеры характерных орбит с различными параметрами

Орбита	Высота, км	Наклонение, град.
Орбита МКС	350–400	51,6
Солнечно-синхронная орбита (ССО)	800–1000	98–100
Геостационарная орбита (ГСО)	35 790	0
Орбита спутников системы ГЛОНАСС	19 100	64,8
Высокоэллиптическая орбита спутника типа «Молния» (ВЭО)	500 / 39 660	65

1. Космическая среда и ее воздействие на материалы

Геостационарная орбита (ГСО) замечательна тем, что выведенный на нее КА имеет одинаковую угловую скорость с расположенной под ним точкой земной поверхности и, следовательно, он постоянно находится над этой точкой (отсюда название орбиты), создавая тем самым очень удобные условия для ретрансляции через него радиосигналов. Поэтому геостационарные КА работают преимущественно в космических системах радиосвязи и телевидения, хотя некоторые из них используются для решения геофизических и метеорологических задач.

Орбита глобальной навигационной спутниковой системы ГЛОНАСС, в составе которой должны работать 24 КА, выбрана из соображений обеспечения высокой точности измерения координат объектов на земной поверхности и в околоземном пространстве.

На базе спутников «Молния» с высокоэллиптической орбитой (ВЭО) была создана в конце 1960-х гг. первая в нашей стране космическая система связи. Ее недостатком по сравнению с системами, базирующимися на геостационарных КА, является необходимость непрерывного изменения ориентации наземных антенн в соответствии с перемещением спутника по высокоэллиптической орбите.

Для некоторых научных КА выбираются эллиптические орбиты со значительно *большой* высотой апогея. Так, апогей орбиты астрофизической обсерватории «Спектр-Р», разработанной российскими специалистами в рамках международного проекта «Радио-Астрон», лежит на высоте около 330 000 км, а перигей – на высоте 600 км.

Особую категорию составляют траектории полета межпланетных КА, параметры которых определяются задачами выполняемых исследований.

На основании параметров орбит анализируются условия эксплуатации КА и оцениваются возможные воздействия космической среды на материалы и элементы оборудования. При таких оценках рассматриваются характерные для различных орбит или областей космического пространства сочетания ФКП, воздействующих на КА.

На низких околоземных орбитах, к которым относятся орбита МКС и ССО, космическая среда представлена широким набором факторов естественного происхождения, в числе которых следует особо отметить атомарный кислород, а кроме того, именно на этих орбитах наиболее высока опасность повреждения КА частицами космического мусора. Воздействию авроральной радиации подвергаются КА, функционирующие на ССО, проходящей через полярные области, для МКС, орбита которой имеет относительно низкое наклонение, этот фактор значительно менее опасен.

Для геостационарных КА серьезную опасность представляет электризация поверхности, обусловленная воздействием горячей магнитосферной плазмы. Электроны внешнего РПЗ, на периферии которого лежит ГСО, создают опасность радиационных повреждений и внутренней электризации. В области ГСО из-за весьма строгой локализации этой орбиты велика концентрация крупных искусственных объектов, что создает предпосылки для их столкновений, однако засоренность ГСО мелкими техногенными частицами значительно ниже по сравнению с низкими орбитами.

Подобным образом на основании данных, приведенных в разд. 1.1, можно составить перечень наиболее опасных воздействующих факторов и для других орбит и областей ОКП. Так, для круговой орбиты спутников ГЛОНАСС, лежащей вблизи центра внешнего РПЗ, весьма критичным для КА воздействующим фактором являются частицы РПЗ в сочетании с горячей магнитосферной плазмой, а аппараты, функционирующие на высокоэллиптической орбите, подвергаются на разных ее участках воздействию различных сочетаний ФКП.

Можно отметить, что протоны СКЛ, несмотря на отклонение их геомагнитным полем, могут создавать во время солнечных вспышек значительную дополнительную дозовую нагрузку на материалы и оборудование низкоорбитальных КА, включая МКС, применительно к которой весьма важным является также вопрос радиационных воздействий на экипажи.

1.3. Наиболее важные задачи современных и перспективных исследований

В процессе развития космических систем необходимо постоянное обновление и дополнение имеющихся данных практически по всем видам взаимодействия КА с окружающей космической средой. Когда какие-то задачи успешно решаются, их острота на некоторое время снижается, но появляются другие задачи, требующие их серьезного изучения и решения.

В качестве главных задач текущего периода при изучении взаимодействия КА с окружающей средой можно рассматривать:

- ◆ точное определение и прогнозирование поглощенных доз космической радиации в материалах и оборудовании КА с детализацией его структуры вплоть до отдельных элементов микроэлектроники (задача микродозиметрии);
- ◆ изучение механизмов возникновения одиночных сбоев в элементах микроэлектроники и создание эффективных методов защиты от них;
- ◆ исследование объемного заряжения диэлектриков в космической среде, характеристик вызываемых им разрядов, возможных методов предотвращения разрядов;
- ◆ проведение лабораторных и натурных экспериментов по изучению потери массы полимерных материалов под действием потока атомарного кислорода, разработка теории процессов, совершенствование методов защиты материалов;
- ◆ изучение синергических эффектов (неаддитивности воздействий);
- ◆ исследование состава собственной внутренней атмосферы КА и ее влияния на материалы и оборудование;
- ◆ комплекс работ по проблеме космического мусора;
- ◆ разработку системы критериев оценки и определение предельно допустимых уровней техногенных воздействий на ОКП.

Порядок перечисления этих задач не следует связывать со степенью их важности. Все они весьма актуальны на современном этапе исследований и рассматриваются в соответствующих главах данного тома. Здесь прокомментируем лишь некоторые из них.

Необходимость точного определения и прогнозирования поглощенных доз космической радиации в отдельных элементах бортового оборудования КА с учетом их взаимного экранирования связана, в первую очередь, с требованием увеличения сроков активного существования КА до 15–20 лет, а также с широким использованием негерметизированных конструкций КА, лишенных достаточно толстой внешней оболочки. Радиационная стойкость современной элементной базы, используемой в бортовой электронной аппаратуре КА, в ряде случаев оказывается недостаточной для работы в таких условиях, если требования к ней определять на основании расчетных оценок с использованием моделей защитных экранов простой конфигурации и больших коэффициентов запаса.

В этой связи сейчас большое внимание уделяется также разработке способов локальной радиационной защиты наиболее критичных элементов бортовой электронной аппаратуры, в том числе с применением специально создаваемых композиционных материалов.

Для крупногабаритных космических объектов, к которым относится, например, МКС, при точном определении локальных поглощенных доз важно учитывать вторичные излучения, рождающиеся в материалах конструкции, в частности нейтроны.

Новые задачи, связанные с определением дозовых нагрузок на КА, возникают и при освоении новых орбит и траекторий выведения КА. Например, в последние годы активно разрабатываются различные схемы выведения КА на ГСО методом малой тяги с помощью электроракетных двигателей. В подобных схемах предполагается выводить КА ракетой-носителем на исходную высокоэллиптическую орбиту, а затем в течение приблизительно полугода с помощью электроракетных двигателей трансформировать исходную орбиту в геостационарную, постепенно изменяя высоты перигея и апогея, а также наклонение орбиты.

1. Космическая среда и ее воздействие на материалы

Поскольку КА при таком способе выведения многократно проходит через область РПЗ, естественно возникает вопрос о величине дозы, поглощаемой за время выведения. Расчеты, проводившиеся в НИИЯФ МГУ, показали, что при достаточно удачном выборе параметров траектории выведения величина дозы, набираемой за время выведения, не превышает 10–12% от дозы, соответствующей 10-летнему сроку пребывания КА на ГСО.

Актуальность проблемы сбоев в элементах микроэлектроники под действием одиночных заряженных частиц обусловлена увеличением числа используемых на КА бортовых компьютеров и другого электронного оборудования, а также трудностью защиты от таких сбоев. В этом случае необходимый уровень защиты во многих случаях не может быть обеспечен за счет увеличения толщины защитных экранов. Поэтому применяют другие методы, основанные на логическом отборе случайных сигналов, дублировании элементов запоминающих устройств и периодической перезаписи содержащейся в них информации.

Проблема потери массы полимерных материалов и изменения их свойств под действием набегающего потока атомарного кислорода при полете КА на высотах ~200–800 км по-прежнему остается актуальной, в особенности для КА с длительным сроком активного существования.

Синергические эффекты при комплексном воздействии ФКП на материалы до настоящего времени остаются плохо изученными. Сейчас исследованиям в этом направлении уделяется большое внимание.

В числе проблем, связанных с воздействием космических систем на околоземную космическую среду, главной на сегодняшний день безусловно является проблема космического мусора. Другие виды воздействий ракетно-космической техники на космическую среду пока изучены меньше, и оценки степени их опасности часто противоречивы. Поэтому сейчас очень важно на основании объективных научных данных определить предельно допустимые уровни различных воздействий на космическую среду подобно тому, как такие уровни установлены в наземной хозяйственной деятельности.

Формулируя задачи перспективных исследований, необходимо отметить, что решение многих из этих задач ведется и в настоящее время, а некоторые из них частично уже решены. Однако здесь важно подчеркнуть, что от решения именно этих задач зависят в ближайшем будущем успехи в исследованиях взаимодействия КА с окружающей средой.

В числе таких ключевых задач укажем:

- ♦ разработку обновленных моделей космической среды, включая динамические модели;
- ♦ разработку инженерных математических моделей и программного обеспечения для компьютерного моделирования процессов взаимодействия;
- ♦ создание экспертных систем для прогнозирования и анализа функционирования КА, в том числе систем, работающих в режиме реального времени;
- ♦ создание лабораторных испытательных установок нового поколения;
- ♦ проведение комплексных натурных экспериментов по изучению условий в космической среде, воздействия ФКП на КА, а также обратного воздействия КА на окружающую космическую среду;
- ♦ разработку международных стандартов по моделям космической среды и методам испытаний КА под эгидой Международной организации по стандартизации (ISO);
- ♦ мониторинг ОКП и правовое регулирование техногенных воздействий на околоземную среду.

Отдельно необходимо остановиться на той огромной роли, которую может сыграть в недалеком будущем применение в космической технике наноматериалов и изделий на их основе. В настоящее время уже ведутся поисковые исследования возможностей создания наноструктурированных защитных и ТРП КА, применения наноматериалов в узлах трения, работающих в условиях открытого космоса, изготовления различных наносенсоров и других элементов оборудования КА. Реализация некоторых обсуждаемых уни-

1. Космическая среда и ее воздействие на материалы

кальных проектов может привести к кардинальным изменениям методов конструирования космической техники.

Однако внедрение наноматериалов и наноструктур в изделия ракетно-космической техники сопряжено с необходимостью пересмотра многих физических представлений о процессах воздействия ФКП на материалы и создания новых методов исследования этих процессов. Например, при радиационных воздействиях на наноматериалы и наноструктуры уход продуктов ядерных взаимодействий, в частности ядер отдачи, из области взаимодействия существенно меняет количество вещества в рассматриваемой структуре и пространство выделения энергии первичного излучения. Следовательно, в данном случае отчасти утрачивает физический смысл понятие «поглощенная доза» в традиционной его трактовке, и требуется на основании исследования специфики протекающих процессов разработать новые физические понятия и термины, которые могут быть использованы в *нанодозиметрии*.

Аналогичные замечания можно сделать в отношении ионного распыления наноматериалов, их распыления нейтральным атомарным кислородом верхней атмосферы Земли, ударного воздействия частиц космической пыли и других процессов.

С учетом важности и новизны проблемы применения наноматериалов в космической технике, ее рассмотрению будет посвящен специальный раздел.

2. МАТЕРИАЛЫ КОСМИЧЕСКОЙ ТЕХНИКИ

2.1. Основные виды материалов КА

Прежде чем перейти к более подробному анализу процессов воздействия космической среды на материалы и оборудование КА, необходимо рассмотреть отличительные особенности материалов разных видов и специфику их применения в составе конструкции КА.

По назначению все материалы принято разделять на две группы: *конструкционные и функциональные.*

Конструкционные материалы предназначены для изготовления элементов изделия, воспринимающих механические нагрузки. Такие элементы обеспечивают необходимую прочность изделия и сохранение его конфигурации в условиях эксплуатации и служат для установки на них других элементов и узлов, вследствие чего их часто называют несущими, или силовыми элементами конструкции. В качестве конструкционных материалов чаще всего используются металлы, сплавы и различные композиционные материалы, которые подробнее будут описаны ниже.

С помощью функциональных материалов, обладающих определенными физико-химическими свойствами, изделиям придаются необходимые эксплуатационные характеристики и решаются разнообразные технические и технологические задачи. Круг функцио-

2. Материалы космической техники

нальных материалов очень широк. К ним относят электротехнические материалы, материалы микроэлектроники и сенсорной техники, оптические материалы, компаунды и герметики, лакокрасочные материалы, специальные покрытия, наносимые на поверхность конструкционных материалов, и т.д.

Разновидностью функциональных материалов являются так называемые «интеллектуальные» материалы (*smart materials*), способные изменять свои свойства в соответствии с изменениями условий эксплуатации. Например, интеллектуальные оптические материалы могут изменять свою прозрачность в зависимости от освещенности, а электротехнические материалы – проводимость и магнитные свойства при изменении внешних электрических и магнитных полей. С помощью интеллектуальных материалов принципиально возможно создание целых интеллектуальных систем, обладающих функциями диагностики, адаптации и управления, благодаря чему может обеспечиваться сохранение или программируемое изменение характеристик изделия при изменении внешних условий.

Очевидно, что в ряде случаев одни и те же материалы могут использоваться как в качестве конструкционных, так и в качестве функциональных. Кроме того, некоторые интеллектуальные материалы в определенных приложениях следует, по-видимому, рассматривать как конструкционные. Примером может служить применение сплавов с эффектом памяти формы для разворачивания антенн КА.

В качестве конструкционных материалов для изготовления корпусов и несущих ферм КА, а также элементов ракетных двигателей находят применение легкие металлы (Al, Mg, Ti) и сплавы на их основе. Тугоплавкие металлы Nb, Ta, Mo, W, значения температуры плавления которых лежат в диапазоне 2500–3400°C, и их сплавы необходимы для изготовления деталей и узлов, работающих при очень высоких температурах, например, сопел ракетных двигателей. Привлекательными с точки зрения использования в космической технике свойствами обладает Be. Хотя его температура плавления не очень высока (1300°C), он легкий, прочный и имеет высокую

теплоемкость, причем его характеристики остаются практически неизменными в широком интервале температур.

Композиционные материалы (композиты) состоят из нескольких материалов разных видов, при этом в объеме композиции сохраняются границы разделов материалов. Свойства композитов определяются химическим составом их компонентов, распределением в объеме и взаимной ориентацией компонентов, их размерами. При этом композиция всегда приобретает новые свойства, не присущие каждой из ее составляющих в отдельности.

По структуре композиты делятся на три группы:

- ♦ матричные, в которых один из компонентов является матрицей (металлической или неметаллической), а другие – включениями в эту матрицу, которые называют также наполнителями;
- ♦ каркасные (взаимопроникающие), все компоненты которых представляют собой жесткие монолиты;
- ♦ однокомпонентные поликристаллы, состоящие из анизотропных структурных элементов одинакового состава с различной ориентацией главных осей анизотропии.

Керамика относится к поликристаллическим материалам, ее получают спеканием неметаллических порошков (Al_2O_3 , SiO_2 , Si_3N_4 , SiC , TiCN и др.). Различные виды керамики можно использовать как в качестве матрицы, так и в качестве наполнителя композитов.

При создании матричных композитов роль материалов матрицы могут играть полимеры (эпоксидные смолы, нейлон, полиимид и др.), металлы и сплавы, углеродные материалы и различные керамики. Путем варьирования сочетаний матриц и наполнителей композитам можно придавать самые различные свойства, что делает их пригодными для применения в качестве как конструкционных, так и функциональных материалов. То же можно сказать о керамиках. Значительно улучшить эксплуатационные свойства композитов и керамик можно путем использования при их создании наноразмерных исходных компонентов.

2.2. Конструкции КА

2.2.1. Схемы компоновки КА

В составе конструкции КА принято выделять ряд основных элементов, аппаратурных комплексов и систем, способ компоновки которых определяет облик КА и в значительной степени – его габаритно-весовые характеристики.

На протяжении длительного времени, начиная с разработки первых КА, использовалась главным образом *моноблочная* конструктивно-компоновочная схема, предусматривающая наличие у КА прочного герметичного корпуса, который выполняет роль несущей (силовой) конструкции. Внутри корпуса устанавливается *большая* часть аппаратуры, а на его внешней поверхности размещаются солнечные батареи, антенны, различные датчики и т.п. На рис. 2.1 показан выполненный по такой схеме КА «Горизонт», максимальные габаритные размеры которого составляют около 10 м, а масса ~2 000 кг. Этот аппарат, созданный для ретрансляции телевизионных программ и обеспечения радиосвязи, имеет несколько антенн и солнечные батареи большой площади с системой их ориентации на Солнце. Недостатком моноблочной схемы является большая масса конструкции и необходимость герметизации внутренних отсеков с поддержанием в них требуемых параметров атмосферы.

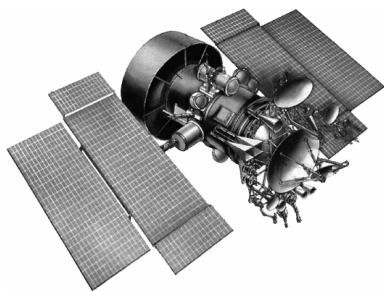


Рис. 2.1. Конструкция геостационарного КА «Горизонт»

В последние годы все шире используется *свободнонесущая* компоновка КА, при которой силовой конструкцией является жесткая рама (ферма), служащая для закрепления на ней блоков аппаратуры, агрегатов и систем КА. Применение

такой схемы позволяет снизить массу КА и его стоимость, однако в этом случае из-за отсутствия защитного герметичного корпуса материалы и элементы оборудования КА должны обладать более высокой стойкостью к воздействию космической среды. Тем не менее построение негерметизированных КА по свободнонесущей схеме является перспективным и экономически оправданным.

Каждый конкретный КА создается для решения определенных задач с помощью устанавливаемой на нем *целевой аппаратуры*, которую называют также целевой (полезной) нагрузкой. В состав целевой аппаратуры научных КА, предназначенных для исследования космического пространства, входят приборы, регистрирующие различные компоненты космического корпускулярного и электромагнитного излучения, метеорные частицы, потоки плазмы и т.д. Аппараты прикладного назначения, используемые для метеорологических наблюдений, изучения природных ресурсов, обеспечения радиосвязи и телевизионного вещания, решения геодезических, навигационных и многих других задач, имеют в составе целевой аппаратуры оптические и радиолокационные средства наблюдения, необходимые радиотехнические комплексы, средства записи и предварительной обработки информации.

Функционирование КА обеспечивается с помощью ряда *служебных систем*, главными из которых являются системы энергоснабжения, терморегулирования, ориентации и стабилизации, радиотелеметрии, а для пилотируемых КА к этому перечню добавляется чрезвычайно важная система обеспечения жизнедеятельности космонавтов.

2.2.2. Малые КА

В широком смысле почти все КА работают в тех или иных информационных системах. С их помощью собирается обширная информация (о состоянии космической среды, метеорологической обстановке, характеристиках земной поверхности и т.д.), либо передаются большие массивы данных. В подтверждение этого можно

2. Материалы космической техники

привести сведения о соотношении секторов мирового рынка космических услуг по состоянию на начало 2000-х гг. (рис. 2.2).

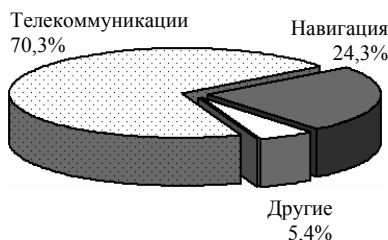


Рис. 2.2. Структура рынка космических услуг в 2002 г

В связи с начавшимся в 1990-х гг. быстрым ростом объемов информации, используемой в различных сферах человеческой деятельности, появилась новая концепция создания спутниковых систем. Согласно этой концепции, для охвата одновременными наблюдениями обширных областей космического пространства и практически всей земной поверхности предполагается создавать многоспутниковые «кластерные» системы («созвездия» спутников), в которых десятки аппаратов, находящихся на разных орбитах, будут работать по согласованным программам и обмениваться информацией не только с наземными пунктами слежения, но и между собой. Необходимость создания таких систем продиктована современными требованиями к спутниковым измерениям, для обозначения которых в научно-технической литературе даже появился специальный термин – «ГНОТ-факторы» (глобальность, непрерывность, оперативность, тотальность).

Кластерные системы должны состоять из малогабаритных легких КА, которые, тем не менее, обладают высокими функциональными возможностями, приближающимися к возможностям современных тяжелых КА. Совершенно очевидно, что успех создания подобных КА всецело определяется уровнем используемых технологий, наличием в распоряжении конструкторов новых материалов с требуемыми эксплуатационными характеристиками и степенью миниатюризации элементной базы, применяемой в бортовой аппа-

ратуре. Поэтому реализация и дальнейшее развитие обсуждаемой концепции тесно связаны с прогрессом в области нанотехнологий.

В настоящее время работы по созданию малых КА, удовлетворяющих указанным требованиям, уже широко ведутся. Предложена классификация таких КА по их массе, представленная на рис. 2.3. Правда, в данном случае понятия «микро», «нано» и «пико» используются чисто условно, они не связаны с абсолютной величиной массы и не отражают соотношений масс КА, отнесенных к разным группам.

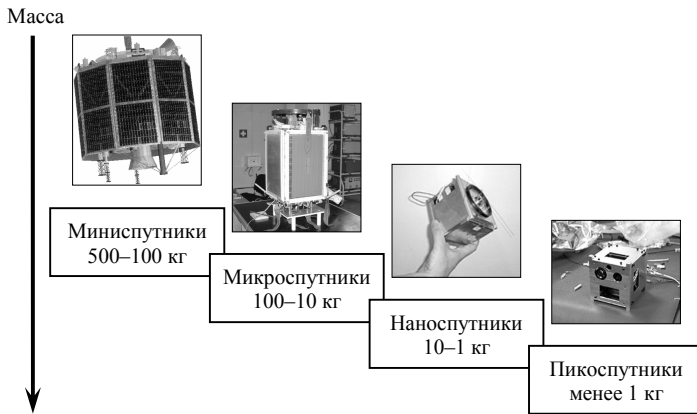


Рис. 2.3. Классификация малых спутников по массе

Сравнительная простота конструкции, невысокая стоимость и достаточно короткие сроки создания малых КА (1–2 года) сделали их доступными для разработки образовательными учреждениями и использования в учебных целях. К отмечаемому в январе 2005 г. 250-летию Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова был запущен созданный сотрудниками НИИЯФ и других подразделений МГУ с активным участием студентов и аспирантов научно-учебный спутник «Университетский–Татьяна», успешно проработавший на круговой орбите с высотой около 1000 км более 2 лет. Масса этого спутника составила 31,6 кг, поэтому согласно представленной классификации он относится к

2. Материалы космической техники

микроспутникам, и его изображение приведено на рис. 2.3 в качестве примера конструкции КА данной группы. Исследования были продолжены на запущенном в сентябре 2009 г. втором подобном ИСЗ, оснащенный более совершенной научной аппаратурой. В настоящее время готовятся запуски еще ряда научно-образовательных спутников.

Следует отметить, что малые КА неоднократно создавались и в прошлом. Первый советский искусственный спутник Земли, запуск которого 4 октября 1957 г. ознаменовал начало космической эры, имел массу 83,6 кг, т.е. он по современной классификации являлся микроспутником. Масса первого американского спутника Explorer-1, запущенного 1 февраля 1958 г., составляла 8,3 кг, а следующего американского спутника Vanguard-1 (17 марта 1958 г.) – всего лишь 1,5 кг. Таким образом, оба эти аппарата попадают в группу наноспутников. Но в те годы подобной классификации не существовало, а ограничения массы и габаритов спутников были обусловлены трудностями создания и вывода на орбиты тяжелых крупногабаритных аппаратов. Однако достаточно быстро эти трудности были преодолены, и масса КА стала стремительно расти. Так, уже в середине 1960-х гг. в нашей стране было запущено четыре исследовательских КА «Протон», масса которых составляла от 12,2 до 17 тонн. С помощью этих КА, большая часть научной аппаратуры которых была создана в НИИЯФ МГУ, выполнены уникальные эксперименты по изучению ГКЛ.

Возвращаясь к малым КА, можно констатировать, что сейчас они кардинально отличаются от упоминавшихся КА начала космической эры. Если основной полезной нагрузкой первых спутников были радиопередатчики и в очень небольшом количестве – научные приборы, то современное поколение малых КА обладает, как уже указывалось, весьма широкими функциональными возможностями. К тому же, сейчас в значительной степени решены проблемы с запуском малых КА. Они могут выводиться на орбиту в качестве попутной нагрузки или с помощью легких ракет, причем одновременно может запускаться несколько КА, что важно при создании кластерных систем.

Продвижение концепции создания многоспутниковых систем, состоящих из малых КА, не означает отрицания тяжелых КА предыдущих поколений и вновь разрабатываемых КА этого класса. Такие КА будут продолжать работать в течение длительного времени, срок их активного существования по современным требованиям должен составлять 15 – 20 лет. Кроме того, решение многих задач, к которым относятся прежде всего осуществление пилотируемых полетов, включая межпланетные полеты, создание энергетических и производственных комплексов на околоземных орбитах, космических обсерваторий и т.п., возможно только с помощью тяжелых КА. Таким образом, развитие космонавтики будет идти по пути гармоничного сочетания применения крупногабаритных тяжелых КА с созданием систем малых КА.

3. ВОЗДЕЙСТВИЕ НА МАТЕРИАЛЫ КОСМИЧЕСКОГО ВАКУУМА, ЧАСТИЦ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ И СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

3.1. Испарение материалов в вакууме и формирование СВА

Как уже указывалось выше, в вакууме происходит испарение (сублимация) материалов. Скорость сублимации характеризуется массой вещества, испаряющегося в единицу времени с поверхности материала. Эта скорость возрастает при увеличении температуры поверхности материала, она зависит также от условий отвода паров от поверхности: чем ниже давление паров над поверхностью по отношению к давлению насыщенного пара испаряющегося вещества, тем выше скорость испарения. Очевидно, что для использования на открытых поверхностях КА нужно выбирать материалы с низкой скоростью испарения при той температуре, до которой они могут нагреваться в условиях космического пространства.

При выборе материала для эксплуатации в космическом вакууме используются, в частности, такие критерии: при выдерживании в вакууме в течении 24 часов при температуре 125°C испытуемый образец материала не должен терять более 1% исходной массы, а на охлажденных до 0°C поверхностях испытательной камеры не должно конденсироваться более 0,1% массы образца. Для длитель-

ной эксплуатации на КА, например на МКС, к материалам предъявляются еще более жесткие требования: скорость конденсации не должна превышать 10^{-14} г·см⁻²·с⁻¹, что значительно меньше указанных выше обычных требований.

Для практически используемых конструкционных материалов потери массы за счет испарения в космическом вакууме обычно столь незначительны, что не возникает необходимости учитывать уменьшение толщины слоев материалов, за исключением случаев применения очень тонких пленок и покрытий, а также случаев эксплуатации материалов при высоких температурах.

В результате протекания процессов газовой выделения и сублимации изменяется состояние поверхности и приповерхностных слоев материалов за счет удаления с поверхности и из объема поглощенных газов, разрушения окисных пленок на поверхности, удаления примесей, образования на поверхности микронеровностей в результате неравномерного испарения и т.д. Все это может вызывать значительное ухудшение эксплуатационных характеристик материалов.

На наружных поверхностях КА используются различные металлы (Au, Ag, Al, Ni, Cu,) в качестве электропроводящих и светоотражающих материалов, в составе антенных узлов, в солнечных батареях, кабелях и разъемах, в зеркальных элементах, а также в силовых элементах (нержавеющая сталь) и т.п. Тугоплавкие металлы (W, Mo, Ta, Nb, Hf, Zr) применяются в высокотемпературных радиаторах бортовых энергетических установок. В числе металлов наименьшей стойкостью к испарению обладают Cd, Zn и Mg. Например, для Cd и Zn уменьшение толщины за счет испарения составляет приблизительно 0,1 мм в год уже при температуре 100–150°C, которая вполне реальна на поверхности КА за счет нагрева солнечным излучением. Для Al, Cu и Ni такая же скорость испарения может быть достигнута лишь при температурах 750–1000°C, а при 100–150°C скорость испарения этих материалов пренебрежимо мала.

На поверхности металлов может образовываться окисная пленка толщиной в несколько десятков нанометров, тормозящая дальнейшее окисление. На Al, Ni, Cr, Mo, W эта пленка обладает достаточной плотностью и не отслаивается от металла. Окисные пленки,

3. Воздействие на материалы вакуума, плазмы и солнечного излучения

образующиеся на поверхности Ag и Cu, характеризуются большими внутренними напряжениями из-за различия параметров решеток металлов и оксидов, что часто приводит к их отслаиванию и отделению от поверхности (шелушению).

В составе конструкции КА используются различные неорганические соединения, свойства которых остаются достаточно стабильными при длительном пребывании в вакууме. Широко используются, в частности, оксиды и нитриды металлов, бора и кремния, входящие в состав стекол оптических элементов, стеклотканей, керамических изоляторов, пигментов покрытий, в том числе терморегулирующих, защитных оксидных и нитридных покрытий на металлах и полимерах. К этому классу материалов относятся дисульфиды вольфрама и молибдена, используемые в узлах трения, работающих в вакууме.

При пребывании в вакууме поверхность материалов очищается в результате удаления адсорбированных газов, разрушения пленок загрязнений и т.п. При контакте очищенных поверхностей усиливается действие молекулярных сил, приводящих к взаимному прилипанию поверхностей – *адгезии*. Частным случаем адгезии является *когезия*, когда находящиеся в контакте материалы одинаковы. За счет адгезии коэффициент трения сильно возрастает. В предельном случае усиление адгезионных связей может привести к холодной сварке соприкасающихся материалов.

Из-за специфики взаимодействия трущихся поверхностей в вакууме, возникало, в частности, немало проблем при бурении грунта на Луне, Венере и Марсе механизмами автоматических станций с целью взятия проб грунта.

В условиях космического вакуума обычные смазочные масла быстро испаряются из узлов трения. Поэтому в космической технике нашли широкое применение так называемые сухие, или твердые смазки, типичным представителем которых является дисульфид молибдена (MoS_2), называемый также молибденитом. При использовании молибденита и других сухих смазок образуются гладкие трущиеся поверхности, механические характеристики которых практически не изменяются в вакууме.

На поверхности современных КА в значительном количестве присутствуют различные полимеры. Они применяются в виде пленок и волокон при создании покрытий различного назначения и специальных тканей, используются в качестве матрицы композиционных материалов, входят в состав эмалей и клеев.

Скорость испарения полимеров в вакууме как правило достаточно высока, она зависит от их состава и технологии производства. Значительное влияние на скорость испарения полимеров в вакууме оказывает также температура, при которой они эксплуатируются. Для многих полимеров потеря массы может составлять порядка 10% за год эксплуатации на поверхности КА при температурах до 100°C.

Процессы газовой выделения и сублимации материалов в вакууме, а также процессы распыления материалов, обсуждаемые ниже, играют большую роль в формировании в окрестности КА облака СВА.

Воздействие СВА на материалы и элементы аппаратуры КА сводится в основном к следующим эффектам:

- ♦ загрязнению поверхности осаждающимися продуктами СВА;
- ♦ увеличению светового фона в окрестности КА за счет рассеяния света на частицах СВА и люминесцентного свечения;
- ♦ возрастанию токов утечки в открытых высоковольтных устройствах и снижению их электрической прочности за счет ухудшения вакуума.

Выше отмечалось, что СВА рассматривается как вторичный (индуцированный) воздействующий фактор, поскольку обладает собственными физико-химическими характеристиками и механизмами воздействия на материалы и оборудование КА.

Из указанных эффектов, связанных с воздействием СВА, наиболее важным обычно является загрязнение поверхности КА. Наиболее чувствительны к влиянию загрязнения продуктами СВА различные оптические элементы: зеркала, линзы, призмы, фотодатчики. Сюда относятся также защитные покровные стекла солнечных батарей, устанавливаемые для снижения воздействия космической радиации на фотопреобразователи, и терморегулирующие покрытия.

При образовании на поверхности указанных элементов пленок загрязнений происходят изменения исходных оптических характе-

3. Воздействие на материалы вакуума, плазмы и солнечного излучения

ристик этих элементов, что ведет к различным нарушениям в работе бортовых систем КА и аппарата в целом.

Установлено, что наибольший вклад в образование загрязняющих пленок на поверхности КА дают высокомолекулярные соединения, образующиеся за счет сублимации и распыления полимерных материалов, эпоксидных смол и т.п., а также входящие в состав топлива ракетных двигателей. Определенное воздействие пленки загрязнений оказывают также на работу электротехнического оборудования и различных коммутационных элементов в результате загрязнения электродов и контактов. Широкое применение полиорганосилоксановых клеев, лаков, эластомеров в поверхностных узлах современных КА приводит к росту загрязнения поверхностей продуктами их деструкции, содержащих Si. Анализ материалов, экспонированных на внешних поверхностях орбитальных станций «Салют» и «Мир», показал, что Si является одним из самых распространенных компонентов пленок загрязнений.

Помехи работе оптического оборудования КА, создаваемые СВА, делятся на два вида: возникновение светового фона за счет молекулярного и комбинационного рассеяния солнечного света газовыми частицами СВА и свечение отдельных твердых частиц, находящихся в окрестности КА. Механизм возникновения и воздействия светового фона достаточно понятен. В отношении же свечения дискретных частиц следует пояснить, что в данном случае речь идет о микрочастицах, отделяющихся от поверхности КА и медленно перемещающихся в его окрестности. Отражение такими частицами солнечного излучения может быть столь интенсивным, что они воспринимаются как ложные ориентиры устройствами, входящими в состав астронавигационной аппаратуры. Из-за наличия СВА возможно повышение давления в окрестности КА до значений, при которых происходит возникновение газовых форм электрического разряда при снижении напряжения зажигания разряда в соответствии с кривой Пашена. Это и приводит к росту токов утечки в узлах открытого электротехнического и радиотехнического оборудования КА и к снижению электрической прочности оборудования.

3.2. Распыление материалов частицами ионосферной плазмы

3.2.1. Процессы взаимодействия атомов и молекул с поверхностью

В верхней атмосфере и ионосфере Земли при температуре $T \sim 10^3$ К средняя тепловая энергия атомов и молекул составляет около 0,1 эВ. Однако по отношению к ИСЗ, движущемуся со скоростью $\sim 8 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, кинетическая энергия частиц набегающего потока достигает 5–10 эВ, в зависимости от массы частицы.

Экспериментально установлено, что в ионосферной плазме поверхность ИСЗ приобретает отрицательный потенциал величиной 0,1–5 В (подробнее это явление будет рассмотрено далее). Кинетическая энергия бомбардирующих поверхность положительных ионов возрастает на величину, соответствующую отрицательному потенциалу поверхности.

Кроме того, необходимо учитывать, что ионизованные компоненты верхней атмосферы обладают потенциальной энергией, равной энергии, затраченной на ионизацию. Некоторая часть нейтральных и заряженных частиц может находиться в возбужденном состоянии, т.е. обладать потенциальной энергией возбуждения.

В результате энергия, передаваемая поверхности ИСЗ в одном акте взаимодействия с частицей, может достигать 10–25 эВ. Поскольку пороговые энергии таких процессов, как химические реакции, хемосорбция – адсорбция частиц с образованием химических связей, диссоциация, рекомбинация и т.д., лежат в интервале 0,5–10 эВ, то на внешней поверхности ИСЗ под действием набегающего потока нейтральных и заряженных частиц верхней атмосферы протекают различные физико-химические процессы.

Потери массы материалов, подвергающихся воздействию набегающего потока частиц ионосферной плазмы, могут происходить за счет процессов физического и химического распыления материалов. Второй процесс, обусловленный воздействием на материалы

3. Воздействие на материалы вакуума, плазмы и солнечного излучения

атомарного кислорода верхней атмосферы Земли, приводит к существенно *большим* потерям массы из-за достаточно значительной плотности набегающего потока атомов кислорода и высокой эффективности их взаимодействия с материалами.

Концентрация атомарного кислорода в верхней атмосфере сильно зависит от высоты и уровня солнечной активности, что иллюстрируется рис. 3.1.

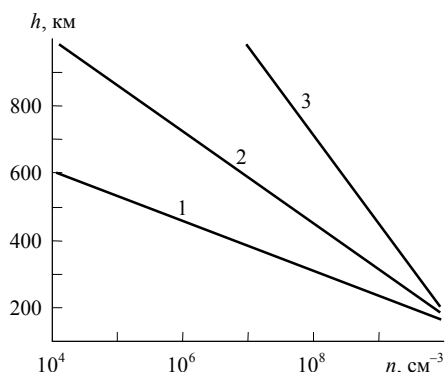


Рис. 3.1. Зависимость концентрации атомарного кислорода от высоты h для различных уровней солнечной активности: 1 – минимальный; 2 – средний; 3 – максимальный

Из рисунка видно, что при среднем уровне солнечной активности концентрация атомов кислорода на высотах $\sim 350\text{--}400$ км, где происходят полеты орбитальных станций, концентрация атомов кислорода составляет порядка 10^9 см^{-3} , что приблизительно на три порядка выше концентрации положительных ионосферных ионов O^+ на этих высотах. Поэтому при рассмотрении химического распыления материалов принимаются во внимание главным образом нейтральные атомы кислорода. Заметим в этой связи, что ионосферная плазма классифицируется как слабо ионизованная плазма, для которой степень ионизации (отношение концентрации заряженных частиц к полной концентрации) измеряется долями процента.

Физическое распыление происходит за счет непосредственной передачи кинетической энергии (импульса) налетающей частицы

3.2. Распыление материалов частицами ионосферной плазмы

атому материала поверхности. Этот процесс характеризуется коэффициентом распыления, который определяется как среднее число выбитых с поверхности атомов вещества одной частицей, т. е. коэффициент распыления соответствует вероятности выбивания атома вещества в одном акте взаимодействия частицы с поверхностью.

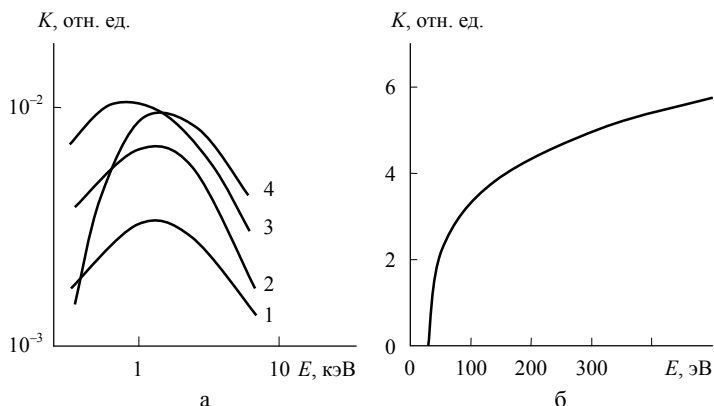


Рис. 3.2. а – зависимость коэффициента физического распыления материалов K от энергии бомбардирующих протонов: 1 – Ti; 2 – SiC; 3 – B_4C ; 4 – нержавеющая сталь; б – типичная зависимость коэффициента K от энергии ионов E

Наиболее интенсивно физическое распыление проявляется при энергиях падающих частиц $\sim 0,5\text{--}10$ кэВ. На рис. 3.2а показана энергетическая зависимость коэффициента распыления ряда материалов под действием протонов. Видно, что при энергии протонов ~ 1 кэВ, которая, как отмечалось выше, соответствует кинетической энергии протонов солнечного ветра, наблюдаются максимальные значения коэффициента распыления. Особенностью физического распыления является наличие энергетического порога, ниже которого разрушение материалов практически отсутствует (рис. 3.2б). Величина пороговой энергии для большинства материалов составляет 20–30 эВ. При меньших энергиях бомбардирующих ионов коэффициент распыления составляет $10^{-4}\text{--}10^{-5}$ атом/ион.

3. Воздействие на материалы вакуума, плазмы и солнечного излучения

Химическое распыление происходит при энергиях налетающих атомов, лежащих ниже порога физического распыления.

Для количественной характеристики потерь массы материалов за счет химического распыления обычно используют массовый R_m и объемный R_V коэффициенты распыления (эрозии), равные соответственно отношению удельных потерь массы или объема к флюенсу атомов кислорода с размерностями г/атом О или см³/атом О. Использование таких коэффициентов особенно удобно при изучении процессов воздействия атомарного кислорода на полимерные и композиционные материалы, для которых часто бывает трудно определить массу и состав отдельных фрагментов, удаляемых с поверхности. Часто оба коэффициента эрозии обозначаются через R без подстрочных индексов с указанием соответствующей размерности.

К настоящему времени накоплен большой объем экспериментальных данных по воздействию атомарного кислорода на различные материалы, в особенности на полимеры, которые, как уже отмечалось, в наибольшей степени подвержены химическому распылению. Несмотря на это, пока не разработаны общепринятые модели механизмов разрушения полимеров атомами кислорода с энергиями ~5–10 эВ.

Согласно современным представлениям взаимодействие быстрого атома кислорода с поверхностью идет по трем каналам. Часть атомов с вероятностью 0,1–0,5 проникает внутрь материала и химически взаимодействует с ним, другая часть образует молекулы О₂, покидающие поверхность, а третья часть претерпевает неупругое рассеяние. Два последних процесса не приводят к уносу массы материала.

Рассматриваются две основные схемы, по которым происходит химическое распыление полимера быстрыми атомами кислорода.

- ♦ Многостадийный процесс, включающий несколько последовательных и параллельных стадий: прилипание атома к поверхности, его термализацию, диффузию в объем материала и реакции с молекулами полимера в термализованном состоянии. В этой схеме цепи реакций для быстрых и тепловых ато-

мов кислорода не отличаются, а возрастание скорости разрушения полимера при росте энергии атомов обусловлено увеличением коэффициента прилипания атомов к поверхности.

- ♦ Прямые реакции быстрых атомов О с молекулами полимера при первичном соударении с поверхностью. Продукты таких реакций затем вступают во вторичные реакции с образованием на конечной стадии простых газообразных окислов углерода и водорода. При этом увеличение энергии бомбардирующих поверхность атомов О приводит как к возрастанию сечений реакций, так и к возникновению дополнительных цепей реакций.

Первичное химическое взаимодействие атома кислорода с молекулами углеводов происходит путем различных реакций:

- ♦ захвата атома Н атомом О с образованием ОН и углеводородного радикала (эта реакция имеет низкий энергетический порог и может идти при тепловых энергиях атомов О);
- ♦ отщепления атома Н с присоединением атома О к углеводородной цепи;
- ♦ разрыва углеродных связей $C = C$.

Две последние реакции имеют высокий энергетический порог (~2 эВ) и могут идти только при взаимодействии с быстрыми атомами О. Для них суммарное сечение реакции при энергии атомов кислорода 5 эВ выше, чем сечение реакции образования ОН.

Таким образом, повышение энергии атомов кислорода открывает в дополнение к обычным для тепловых атомов реакциям отрыва атомов Н с образованием ОН новые каналы реакций с более высокими энергетическими порогами.

Рассмотренные схемы взаимодействия атомарного кислорода с полимерами были в определенной степени подтверждены результатами численного моделирования процессов взаимодействия атомарного кислорода с поверхностью, проводившегося с использованием методов классической и квантовой механики.

Результаты моделирования показали, что в потоке частиц, идущих от поверхности полимера, содержатся неупруго рассеянные атомы О (около 35%), продукты разрыва $C-H$ связей (40%) и про-

3. Воздействие на материалы вакуума, плазмы и солнечного излучения

дукты разрыва С–С связей (2–3%). Процентное содержание продуктов взаимодействия атомарного кислорода с полимером в значительной степени зависит от энергии разрыва связей в полимерных звеньях, значения которой для различных связей приведены в табл. 3.1. В этой таблице также даны значения длин волн солнечного излучения, соответствующие указанным энергиям разрыва связей.

Таблица 3.1. Энергия и характеристическая длина волны разрыва полимерных связей

Вид связи	C–H	CF ₂ –F	C = C	C = O	Si–O
Энергия связи, эВ	3,3–4,3	5,2	6	7,5	8,5
Характеристическая длина волны, мкм	0,28–0,36	0,23	0,2	0,15	0,14

Следует отметить, что фторированные полимеры, т. е. содержащие в своем составе атомы фтора F, обладают достаточно сильными C–F-связями. Кроме того, им присуща специфическая конструкция полимерной цепи, экранирующая атомы C от непосредственного воздействия атомов кислорода. В результате, как показали исследования, скорость их эрозии под действием атомарного кислорода более чем в 50 раз меньше, чем для ряда других полимеров.

Прежде чем перейти к рассмотрению количественных параметров, характеризующих распыление атомарным кислородом различных материалов, укажем на еще один интересный эффект, возникающий при взаимодействии КА с ионосферной плазмой, – свечение вблизи поверхности КА. Такое свечение, неоднократно наблюдавшееся экипажами пилотируемых аппаратов и регистрировавшееся приборами ряда низкоорбитальных КА, также связано с плазмохимическими процессами, протекающими на поверхности КА.

Физические механизмы, привлекаемые для объяснения этого явления, можно разделить на две основные группы:

- ♦ излучение возбужденных молекул, образующихся при бомбардировке поверхности КА частицами набегающего газового потока;

3.2. Распыление материалов частицами ионосферной плазмы

- ♦ излучение, связанное с коллективными взаимодействиями в окружающей плазме, в частности – с возникновением пучковой неустойчивости.

В последнем случае появляющееся в результате развития неустойчивости электрическое поле ускоряет электроны плазмы до энергий в несколько десятков электронвольт, что обеспечивает ионизацию и возбуждение частиц окружающей среды в различные состояния с последующим их высвечиванием.

Реально наблюдаемое свечение обусловлено, по-видимому, одновременным действием нескольких механизмов. При этом пространственное распределение свечения определяется местом возбуждения молекул и расстоянием, которое они пролетают за время существования в возбужденном состоянии. В некоторых случаях свечение, вызываемое указанными физическими механизмами, может создавать заметные помехи для оптических приборов КА.

3.2.2. Эрозия поверхности материалов под действием атомарного кислорода

Значения объемного коэффициента эрозии R_V для некоторых полимеров и графита, полученные в натурных и лабораторных экспериментах, представлены в табл. 3.2. Во втором столбце таблицы приведен состав повторяющихся полимерных звеньев (ППЗ) рассматриваемых материалов.

Данные натурных экспериментов получены при небольших флюенсах атомов кислорода (10^{20} – 10^{21} см⁻²), соответствующих продолжительности полета на орбите МКС менее года, и их значения могут изменяться с повышением флюенса во время полета. С увеличением флюенса атомов кислорода происходит ускорение эрозии, связанное с развитием шероховатости поверхности, что приводит к более эффективному взаимодействию атомов кислорода с материалом поверхности из-за возможности многократных соударений. Однако в длительных натурных экспериментах при высоких флюенсах атомов кислорода ($1,0 \cdot 10^{23}$ см⁻²) в некоторых случаях было зарегистрировано замедление процесса эрозии фторо-

3. Воздействие на материалы вакуума, плазмы и солнечного излучения

Таблица 3.2. Объемный коэффициент эрозии полимерных и углеродных материалов

Материал	ППЗ	$R_V, 10^{-24} \text{ см}^3/\text{атом О}$	
		натурные	лабораторные
Полиэтилентерефталат (ПЭТФ), майлар	$\text{C}_{10}\text{H}_8\text{O}_4$	3,2	4,5
Нейлон	$\text{C}_9\text{H}_{11}\text{ON}$	4,2	–
Полипропилен	C_3H_6	4,4	–
Полиэтилен	C_2H_4	3,5	2,3–4,1
Политетрафторэтилен (ПТФЭ), тефлон	C_2F_4	0,1–0,37	0,06–3,8
Полиимид, «Каптон»	$\text{C}_{22}\text{H}_{10}\text{O}_5\text{N}_2$	3,3	1,7–6
Полиуретан	$\text{C}_{15}\text{H}_{12}\text{O}_3\text{N}_2$	5,8	–
Полиметилметакрилат (ПММА)	$\text{C}_5\text{H}_8\text{O}_2$	3,1	–
Поликарбонат	$\text{C}_{16}\text{H}_{16}\text{O}_3$	2,8	–
Полистирол	C_8H_8	1,4	–
Эпоксид	$\text{C}_{10}\text{H}_{10}\text{O}_2$	1,7	2,4
Тедлар	$\text{C}_2\text{H}_3\text{F}$	3,2	4,2
Графит	C	1,0	1,5

пластовых и полиимидных пленок, которое объясняется процессом образования на поверхности пленки загрязнений из продуктов СВА.

Металлы, как и в случае испарения в вакууме, значительно более стойки к воздействию атомарного кислорода, чем полимеры. Полученные в полетных экспериментах данные показали, что для большинства металлов, кроме Ag, Cu и Os, коэффициент распыления набегающим потоком атомов кислорода на 2–3 порядка ниже по сравнению с полимерами. Значения объемного коэффициента распыления R_V для некоторых металлов в табл. 3.3. Следует обратить внимание на сильную зависимость коэффициента эрозии Ag от технологии изготовления исследовавшихся образцов. Это объясняется тем, что различия структуры и величины внутренних напря-

3.2. Распыление материалов частицами ионосферной плазмы

Таблица 3.3. Объемный коэффициент распыления металлов R_v , $10^{-26} \text{ см}^3/\text{атом О}$

Металл	Cu	Mo	W	Nb	Ta	Ti	Ag-диск	Ag-фольга
R_v	0,87	0,14	0,04	0,14	0,6	0,39	2,9	27,5

жений в образцах изменяют вероятность отслаивания формирующегося на поверхности слоя оксида.

Эрозия полимеров при воздействии атомарного кислорода приводит к изменению их физико-химических свойств, определяемых поверхностным слоем. Воздействие кислорода увеличивает шероховатость поверхности, при этом возникает характерная структура, напоминающая ковровый ворс. В зарубежной литературе такая морфология поверхности получила название (*carpet-like*). Образование подобных структур наблюдалось в натуральных и лабораторных экспериментах.

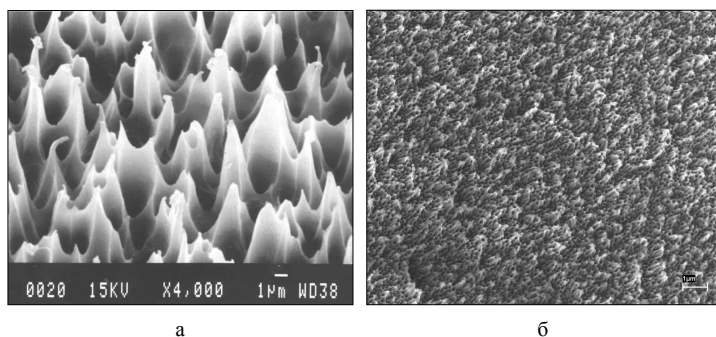


Рис. 3.3. Структура поверхности полимеров после воздействия атомарного кислорода в натуральных (а) и лабораторных (б) условиях

На рис. 3.3а представлена электронная микрофотография поверхности политетрафторэтилена после экспозиции на поверхности низкоорбитального КА, а на рис. 3.3б – микрофотография поверхности полиимида после экспозиции в потоке атомарного кислорода на имитационной установке НИИЯФ МГУ, описание которой будет приведено ниже.

3. Воздействие на материалы вакуума, плазмы и солнечного излучения

Воздействие кислорода приводит к ухудшению механических свойств полимеров и к их частичному разрушению, что наиболее заметно проявляется в тонких структурах, – таких, как, например, синтетические волокна и ткани. Результаты экспериментов, проведенных на орбитальной станции «Мир», показали, что прочность арамидной нити, образованной полиимидными волокнами, снизилась почти в 7 раз после 3,5 лет пребывания на поверхности станции. При более длительной эксплуатации в условиях воздействия атомарного кислорода может происходить существенное разрушение арамидных нитей и изготовленных из них тканей (рис. 3.4).

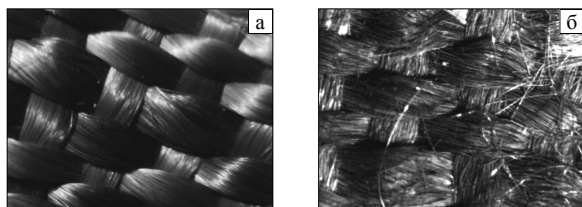


Рис. 3.4. Изменение структуры арамидной ткани, экспонировавшейся на поверхности станции «Мир»: а – исходное состояние; б – после 10 лет экспонирования

3.2.3. Методы защиты материалов от разрушения атомарным кислородом

В связи с увеличением длительности эксплуатации современных и перспективных КА активно развиваются физико-химические способы и технологии защиты материалов от повреждающего воздействия атомарного кислорода. Ведутся также работы по синтезу и исследованию материалов, устойчивых к окислению.

Защита металлических оптических отражателей от окисления осуществляется тонкопленочными покрытиями из оксидов Al, Si, смеси оксидов In и Sn (покрытие ИТО, обладающее высокой электропроводностью), фторида Mg, а также путем нанесения алмазной пленки. Натурные испытания в эксперименте на американском космическом корабле *Space Shuttle* алмазных покрытий толщиной

4 нм показали отсутствие изменений их оптических свойств при воздействии атомарного кислорода с флюенсом $\sim 10^{20} \text{ см}^{-2}$, что позволяет считать алмазные покрытия наиболее инертными из углеродных покрытий к атомарному кислороду. Для защиты серебряных проводников солнечных батарей используются слои оксидов Al и Si, нитридов B и Si. Испытания таких покрытий как в натуральных условиях, так и на имитационной установке, показали отсутствие окисления защищаемого слоя Ag при флюенсах до 10^{20} см^{-2} .

Защита полимерных материалов проводится по двум направлениям: нанесением, как и в случае металлов, стойких к атомарному кислороду тонкопленочных покрытий и путем модификации материала или его поверхностного слоя для придания устойчивости к внешним воздействиям. В последнем случае за счет введения в приповерхностный слой некоторых химических элементов материал приобретает способность под действием атомов кислорода образовывать на поверхности защитную пленку из нелетучих окислов. Аналогичный эффект лежит в основе применения и некоторых защитных покрытий, например, кремнийорганических лаков.

Используются следующие основные методы формирования тонкопленочных защитных покрытий:

- ♦ физическое осаждение в вакууме паров Al, Si, Ge, Ni, Cr, SiO_x , Al_2O_3 , SiO_2 , ИТО с применением термического испарения, электронных пучков, магнетронного и ионного напыления;
- ♦ плазмохимическое осаждение паров SiO_x , SiO_2 , SiN, SiON;
- ♦ плазменное напыление Al, Al/In/Zr.

В некоторых случаях защитный слой наносится по технологии лакокрасочных покрытий. Высокой стойкостью обладают покрытия на основе кремния. При их взаимодействии с атомарным кислородом в материале покрытия образуется оксид кремния, из которого формируется защитная пленка, препятствующая диффузии атомов кислорода к поверхности защищаемого материала. При этом потери массы материалов снижаются обычно более чем на два порядка.

Эффективность различных защитных покрытий на основе кремния иллюстрируется рис. 3.5, на котором приведены полученные на имитационном стенде НИИЯФ МГУ зависимости потерь массы

3. Воздействие на материалы вакуума, плазмы и солнечного излучения

образцов полиимидной пленки, покрытых SiO_2 и силиконовым лаком, от флюенса атомов кислорода. Благодаря использованию защитных покрытий скорость эрозии пленки снижается в 200–800 раз.

Недостатком тонкопленочных покрытий является их низкая надежность. Из-за малой толщины они легко повреждаются при производстве и эксплуатации, а из-за резкого отличия их свойств от свойств подложки наблюдается образование трещин и отслаивание при термоциклировании – периодическом изменении температуры участков поверхности КА в диапазоне приблизительно от -70° до $+100^\circ\text{C}$ вследствие изменения условий освещения КА Солнцем, например, при вращении аппарата. На рис. 3.6 показаны фрагменты полиимидной пленки с покрытием SiO_2 после испытаний на плазменной установке НИИЯФ МГУ при эквивалентном флюенсе атомов кислорода $2,2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$. Наблюдается сквозное травление плен-

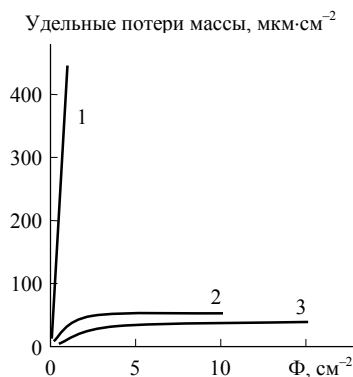


Рис. 3.5. Зависимости потерь массы образцов полиимидной пленки от флюенса атомов кислорода: 1 – без защиты; 2, 3 – с защитным покрытием из лака и SiO_2

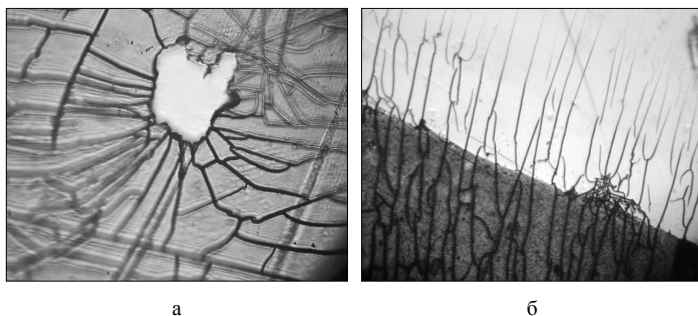


Рис. 3.6. Дефекты покрытия SiO_2 : а – точечный дефект (размер поля 350 мкм); б – трещины (размер поля 750 мкм)

ки под точечным дефектом (а) и возникновение трещин (б) на границе экспонированной части (темная половина изображения) с необлученной зоной.

Модификация поверхностного слоя полимера осуществляется путем имплантации ионов Al и B с энергией 10–30 кэВ или путем химического насыщения атомами Si, P и F на глубину в несколько микрометров.

При первом способе в полимерах создается обогащенный указанными элементами слой толщиной 10–50 нм. При имплантации атомов Si эффективность защиты, определяемая по снижению скорости эрозии материала, составляет ~100. Стойкость майларовой пленки после ее модификации путем ионной имплантации Al + Si и Al + Si + B возросла более чем на два порядка по сравнению с немодифицированным образцом.

При использовании второго способа модификации кремнийсодержащие химические группы вводятся в слой полимерной структуры на глубину до 1 мкм. Процесс состоит из трех стадий: фотоактивации поверхности ультрафиолетовым излучением, насыщения приповерхностного слоя кремнием путем нанесения кремнийсодержащей жидкости на поверхность полимера, стабилизации слоя под действием ультрафиолетового излучения. Процесс использовался для модификации целого ряда материалов КА: полиимида, полиамида, поливинилхлорида, полиэтилентерефталата, полиэтилена, углепластика, полиуретановых красок. После модификации коэффициент эрозии при действии атомов кислорода снижался до 10^{-26} г/атом O, т. е. приблизительно на два порядка.

Синтез новых полимерных материалов направлен на включение в их структуру химических элементов (Si, P), способных при реакции с атомарным кислородом образовывать защитный слой из твердых соединений. Значительные перспективы в создании полимерных композитов, устойчивых к воздействию атомарного кислорода, открывает применение в качестве наполнителей, вводимых в полимерные матрицы, различных наноразмерных элементов. Подробнее об этом будет рассказано в разделе, посвященном рассмотрению применения наноматериалов и нанотехнологий в космической технике.

3.3. Воздействие солнечного ультрафиолетового излучения на материалы

При оценке воздействия солнечного излучения на материалы КА необходимо принимать во внимание энергию квантов и интенсивность излучения в рассматриваемом спектральном интервале. В инфракрасной и видимой областях спектра энергия отдельных квантов слишком мала для того, чтобы излучение могло оказывать непосредственное физико-химическое воздействие на вещество. Излучение этих спектральных областей влияет на материалы и элементы аппаратуры КА через посредство нагрева.

При переходе в УФ-область солнечного спектра энергия квантов увеличивается и становится достаточной для деструкции вещества – разрыва молекулярных связей. Наиболее подвержены такому воздействию органические вещества. Собственное поглощение ряда полимеров лежит в области вакуумного ультрафиолета, а оптическое поглощение в более длинноволновом диапазоне обусловлено примесями и дефектами структуры. Увеличение энергии квантов усиливает их деструктирующее воздействие на материалы, однако с уменьшением длины волны в солнечном спектре резко падает интенсивность излучения. Хотя энергия солнечного излучения в ВУФ-диапазоне составляет всего лишь около 0,003% от общей энергии в солнечном спектре, это излучение может вносить заметный вклад в интегральное воздействие солнечного излучения на материалы.

Физико-химические эффекты воздействия УФ-излучения проявляются и в неорганических материалах. Например, при воздействии УФ-излучения на терморегулирующие покрытия, содержащие окись цинка, наблюдается деградация оптических характеристик, объясняемая следующей упрощенной моделью. Фотоны, поглощаемые в поверхностном слое покрытия, через ряд промежуточных процессов вызывают улетучивание кислорода из окиси цинка. Постепенно происходит обеднение приповерхностного слоя кислородом и обогащение свободными атомами цинка. Избыточный цинк

диффундирует в более глубокие слои, в результате в покрытии увеличивается концентрация электронов, что приводит к росту коэффициента поглощения солнечного излучения. Изменения происходят и в связующих веществах терморегулирующих покрытий. В результате описанных процессов белые покрытия постепенно темнеют, приобретая желтый или коричневый цвет различных оттенков. Такой эффект, называемый фотоокрашиванием покрытий, наблюдался на многих КА.

Интересно отметить, что фторированные полимеры, обладающие высокой устойчивостью к воздействию атомарного кислорода, чувствительны к УФ и ВУФ-фотонам, облучение которыми приводит к фотолизу макромолекул и десорбции низкомолекулярных продуктов. В лабораторных экспериментах было показано, что воздействие ВУФ может приводить к заметному ухудшению механических характеристик таких полимеров.

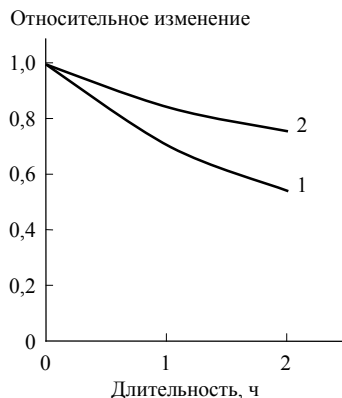


Рис. 3.7. Относительное изменение разрывной нагрузки (1) и удлинения (2) тефлона FEP при облучении ВУФ

Рис. 3.7 демонстрирует относительное уменьшение разрывного усилия и удлинения при разрыве образцов пленки фторопласта, подвергнутого облучению ВУФ-фотонами в лабораторных условиях.

Значительный интерес представляет изучение роли УФ-излучения в различных синергетических эффектах. Достаточно надежно установлен факт ускорения образования пленок загрязнений на поверхности материалов при облучении их УФ-фотонами, что объясняется упоминавшимся эффектом прививки к поверхности конденсирующихся продуктов СВА фотонами. В то же время проявление синергетических эффектов при одновременном воздействии на материалы атомарного кислорода и УФ-излучения неоднозначно и зависит от энергии фотонов и плотности их потока.

3.4. Газообмен внутренних полостей КА с окружающей средой

Создание негерметизированных КА сопряжено с необходимостью анализа истечения газа из внутренних полужакрытых полостей и проникновения газовых потоков в такие полости из внешней среды. Эти процессы требуется рассматривать как при исследовании формирования СВА, так и при оценке влияния внешней газовой среды на материалы и элементы оборудования, находящиеся внутри полостей. Вопросы газообмена полужакрытых полостей с внешней средой чрезвычайно важны также при проведении измерений параметров окружающей газовой среды с помощью манометров и масс-спектрометров, устанавливаемых на КА.

В реальных конструкциях КА каналы, соединяющие внутренние полости с внешней средой, могут иметь достаточно сложную конфигурацию (изогнутые цилиндрические трубки переменного сечения с диафрагмами и экранами, щели различного профиля и т. п.). Поэтому при анализе газообмена внутренних полостей с окружающей средой требуется иметь данные о проводимости каналов соответствующей конфигурации. Следует учитывать, что проводимость канала по отношению к внешнему газовому потоку и величина потока, проникающего во внутреннюю полость, сильно зависят от ориентации входного отверстия канала относительно вектора скорости КА. В некоторых случаях, как показали исследования, входящий в полость газовый поток может не претерпевать полной термализации. Тогда ориентационные эффекты приходится учитывать и при определении проводимости каналов для выходящего из полости потока. На проводимость каналов существенное влияние оказывает характер отражения газовых частиц от стенок. В общем случае отражение является зеркально-диффузным. Степень приближения к предельным случаям зеркального или диффузного рассеяния зависит от структуры рассеивающей поверхности, ее температуры, вида и температуры рассеиваемого газового потока и некоторых других факторов.

3.4. Газообмен внутренних полостей КА с окружающей средой

Прежде рассмотрим методику аналитического расчета проводимости каналов на примере изображенной на рис. 3.8 полости объема V , сообщающейся с внешней газовой средой трубкой. Прямую цилиндрическую трубку, показанную на рис. 3.8, будем характеризовать параметром $D = 2r/l$, где r и l – внутренний радиус и длина трубки соответственно. Пусть изображенный на рис. 3.8 объект, под которым можно понимать негерметизированный КА или какой-либо его элемент, в том числе установленный на аппарате измерительный прибор, движется относительно газа со скоростью $\mathbf{u}$. Угол ξ между вектором $\mathbf{u}$ и нормалью к плоскости входного отверстия $\mathbf{n}_0$ называется углом атаки. Стенки полости имеют температуру T_n , отличную от температуры внешней газовой среды (атмосферы) T_a .

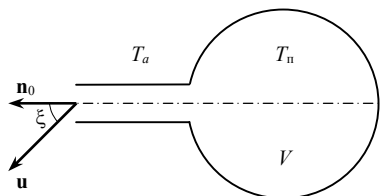


Рис. 3.8. Модель негерметизированной полости КА

Задача о взаимодействии рассматриваемого объекта с внешней газовой средой сводится фактически к вычислению двух потоков частиц: потока Q_1 , входящего из внешнего пространства в полость объекта, и потока Q_2 , выходящего из полости. Будем рассматривать эти потоки для свободномолекулярного течения газа, при котором отношение длины свободного пробега молекул к характерному размеру объекта (число Кнудсена) велико. Такой режим течения газа реализуется при полете КА в верхней атмосфере Земли на высотах более 150–200 км. Функциональная связь давления газа внутри полости P_n с давлением в окружающем пространстве P_a находится для установившегося состояния из условия $Q_1 = Q_2$.

Сравнительно просто задача решается для полости, сообщающейся с атмосферой отверстием, т. е. при $l = 0$, $D = \infty$. В предположении, что распределение молекул по скоростям в атмосфере и внутри полости является максвелловским, отражение частиц от стенок имеет диффузный характер, коэффициент аккомодации равен единице, а указанные выше фоновые потоки, обусловленные

3. Воздействие на материалы вакуума, плазмы и солнечного излучения

отражением частиц от поверхности объекта и процессами десорбции, отсутствуют, получены следующие выражения для прямого и обратного потоков при единичной площади входного отверстия:

$$Q_1 = \frac{n_a v_a}{2\sqrt{\pi}} \chi(\beta), \quad Q_2 = \frac{n_n v_n}{2\sqrt{\pi}},$$

где n_a , v_a – концентрация и наиболее вероятная скорость газовых частиц в атмосфере при температуре T_a ; n_n , v_n – те же параметры газовой среды внутри полости при температуре T_n .

Из приведенных выражений следует:

$$\frac{P_n}{P_a} = \left(\frac{T_n}{T_a} \right)^{1/2} \chi(\beta),$$

где $\beta = S \cos \xi$; $S = u / v_a$;

$$\chi(\beta) = \exp(-\beta^2) + \beta \sqrt{\pi} (1 + \operatorname{erf}(\beta));$$

$$\operatorname{erf}(\beta) = 2\sqrt{\pi} \int_0^\beta \exp(-x^2) dx \text{ – интеграл ошибок.}$$

Параметр S , называемый обычно скоростным отношением, характеризует направленное макроскопическое движение газа.

При наличии трубки не все частицы, попадающие в ее входное отверстие, достигают выходного отверстия. Усредненная по параметрам частиц и поперечному сечению трубки вероятность сквозного прохождения частицей трубки после ряда столкновений со стенками характеризуется коэффициентом Клаузинга (коэффициентом проводимости), который равен отношению выходящего из трубки в прямом направлении потока частиц к потоку, падающему на ее входное отверстие. С учетом этого параметра решение задачи для полости, имеющей входную трубку, получено в виде:

$$\frac{P_n}{P_a} = \left(\frac{T_n}{T_a} \right)^{1/2} \chi(\beta) \frac{K(S, D, \xi)}{K(0, D)},$$

где $K(S, D, \xi)$ – коэффициент Клаузинга для потока, падающего на входное отверстие трубки из атмосферы; $K(0, D)$ – коэффициент Клаузинга для потока, выходящего из полости ($S = 0$).

3.4. Газообмен внутренних полостей КА с окружающей средой

Для удобства последующего рассмотрения будем использовать также функции:

$$\Psi(S, D, \xi) = \frac{K(S, D, \xi)}{K(0, D)},$$

$$R(S, D, \xi) = \chi(\beta) \Psi(S, D, \xi).$$

Расчет коэффициентов Клаузинга представляет одну из основных трудностей при анализе взаимодействия негерметизированной полости с молекулярным потоком и обычно выделяется в самостоятельную задачу.

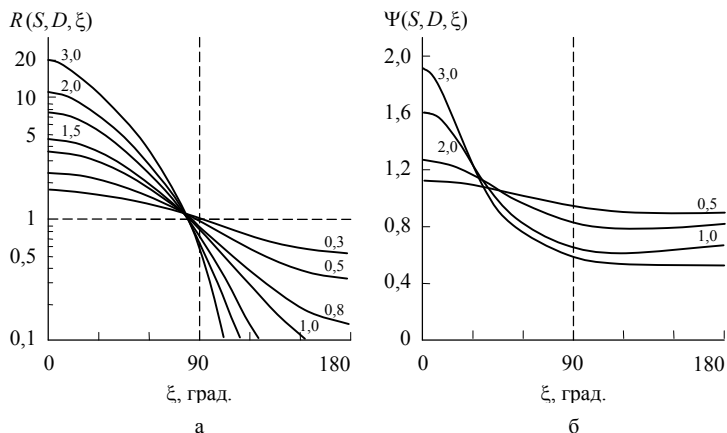


Рис. 3.9. Зависимость функций $R(S, D, \xi)$ (а) и $\Psi(S, D, \xi)$ (б) от угла атаки ξ

Методика, позволяющая производить аналитический расчет коэффициентов проводимости цилиндрических трубок для любых значений угла атаки, основывается на том, что сначала задача решается для моноскоростного газового потока, в котором все частицы движутся с одинаковой скоростью под некоторым углом к оси трубки, а затем на полученное решение накладывается истинная функция распределения частиц по скоростям. На рис. 3.9 приведены некоторые результаты расчета функций $R(S, D, \xi)$ и $\Psi(S, D, \xi)$ для цилиндрической трубки с $D = 0,4$ в диапазонах значений угла

3. Воздействие на материалы вакуума, плазмы и солнечного излучения

атаки $\xi = 0-180^\circ$ и скоростного отношения $S = 0,3-3$. Выбранные значения S (указаны цифрами у кривых) соответствуют условиям полете геофизических ракет, для КА этот параметр составляет около 10.

Расчет коэффициентов проводимости сложных каналов обычно производится с помощью метода Монте-Карло. Достоинствами метода, наряду с возможностью вычисления коэффициентов Клаузинга для каналов практически любой конфигурации, являются также простота вычислительного алгоритма, возможность моделирования потока при произвольно задаваемых законах взаимодействия частиц со стенкой, возможность получения разнообразной информации о характеристиках потока внутри канала.

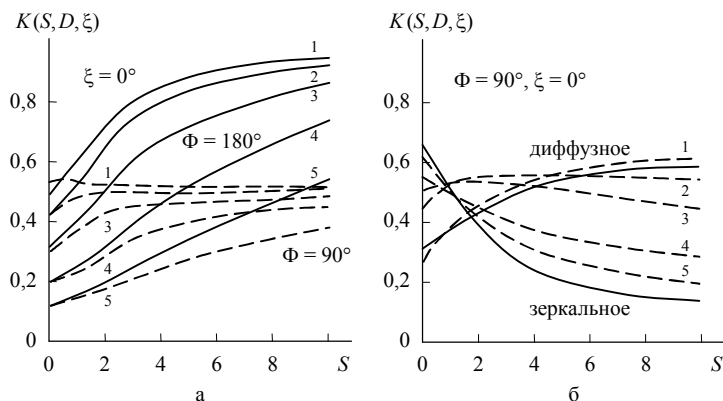


Рис. 3.10. Результаты расчета методом Монте-Карло коэффициентов Клаузинга для каналов сложной конфигурации

Некоторые результаты расчета методом Монте-Карло коэффициентов Клаузинга для цилиндрической трубки, изогнутой под углом Φ , для диапазона значений скоростного отношения $S = 0-10$ приведены на рис. 3.10. При расчете имелась возможность варьирования закона отражения газовых частиц от стенок канала от зеркального до диффузного, включая промежуточные режимы зеркально-диффузного отражения. Рис. 3.10а демонстрирует различие зависимостей коэффициента Клаузинга от скоростного отношения

3.4. Газообмен внутренних полостей КА с окружающей средой

S для прямой трубки ($\Phi = 180^\circ$) и для трубки, изогнутой под прямым углом ($\Phi = 90^\circ$), при одинаковой длине трубок в случае движения молекулярного потока вдоль оси входного участка трубки ($\xi = 0$) и диффузного отражения частиц от стенок. Номера кривых соответствуют следующим значениям D : 1 – 1,0; 2 – 0,66; 3 – 0,4; 4 – 0,2; 5 – 0,1. Рис. 3.10б иллюстрирует влияние на коэффициент Клаузинга характера отражения частиц от стенок канала. Расчет выполнен для изогнутой трубки при $\Phi = 90^\circ$ и $D = 0,4$. В данном случае номера около пунктирных кривых характеризуют индикатрису рассеяния частиц, которая описывается некоторой аппроксимирующей функцией. Кривая 1 соответствует аппроксимации индикатрисы для диффузного рассеяния, а кривая 5 – для зеркального. Кривые 2, 3 и 4 относятся к промежуточным случаям зеркально-диффузного отражения частиц от стенок.

Описанная методика позволяет отслеживать движение частиц в полости вплоть до их обратного вылета через входную трубку в атмосферу, что дает возможность рассчитать истинные значения коэффициента Клаузинга для обратного потока, выходящего из полости, при разных условиях падения первичного потока. Результаты таких расчетов используются при оценке степени термализации частиц первичного потока в полости.

3.5. Методы исследования воздействия газовых потоков на материалы

3.5.1. Общие принципы создания высокоскоростных потоков нейтральных и заряженных частиц

В лабораторных условиях для изучения воздействия на материалы атомарного кислорода и других атомов или молекул используют методы молекулярных пучков (обобщенное название направленных свободномолекулярных, т. е. бесстолкновительных, потоков атомов, молекул, кластеров) и методы ионных и плазменных потоков. Для их получения применяются специальные ускорители, действие которых основано на газодинамических или электрофизических методах ускорения частиц.

В газодинамических ускорителях используется эффект преобразования тепловой энергии, запасенной в газе, в кинетическую энергию сверхзвукового потока при расширении газа в сопле определенной формы. В этих устройствах обычно получают пучки атомов и молекул с большой интенсивностью, но малой энергией, не превышающей 10–20 эВ/нуклон.

Электрофизическими методами ускоряются ионизованные частицы за счет воздействия на них электромагнитных полей. Электрофизический принцип ускорения лежит в основе работы ускорителей заряженных частиц и плазменных ускорителей.

В ускорителях заряженных частиц присутствуют частицы только одного знака. В эту категорию входят устройства разных типов: от ионных источников до линейных и циклических ускорителей. В интересующем нас диапазоне энергий ионов 1–200 эВ применяются ионные источники. Хотя с помощью электрических полей заряженным частицам можно сообщить значительно большие энергии, однако плотность частиц в потоке невелика из-за ее ограничения объемным зарядом.

Плазменными ускорителями называют устройства, формирующие квазинейтральные плазменные потоки с энергией ионов

больше 10 эВ/нуклон. В потоках, создаваемых плазменными ускорителями, энергия и концентрация частиц могут достигать весьма больших значений, поскольку струя плазмы квазинейтральна.

Промежуточное положение занимают плазмотроны, в которых формируются потоки нагретого газа и плазмы с энергиями, не превышающими нескольких электронвольт на нуклон. В области высоких плотностей потоков (при давлениях порядка атмосферного и выше) в плазмотронах реализуется газодинамический режим ускорения газа, нагреваемого в плазме (электродуговой нагрев) до температур в несколько тысяч градусов. В менее плотных потоках ускорение плазмы осуществляется как газодинамическими силами, так и электрическими полями, возникающими в плазме при ее расширении в вакуум.

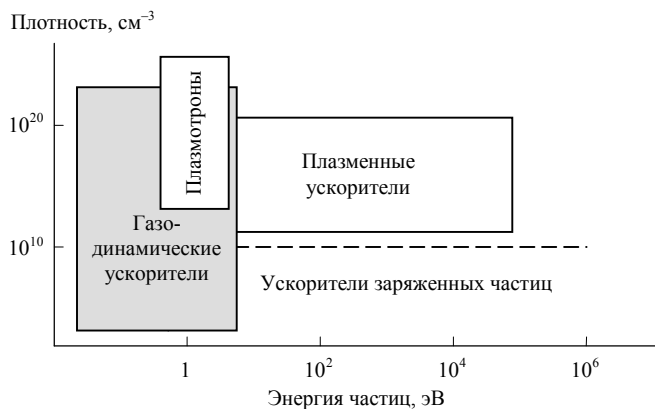


Рис. 3.11. Рабочие области ускорителей частиц

Общее представление о характерных параметрах ускорителей различных классов дает рис. 3.11. Для имитации в лабораторных условиях воздействия атомарного кислорода верхней атмосферы Земли на материалы ускорители должны формировать достаточно интенсивные потоки (10^{15} – 10^{17} см⁻²·с⁻¹) атомов кислорода с энергией 1–20 эВ, при этом требуемые флюенсы атомов кислорода могут достигать 10^{22} – 10^{23} см⁻².

3. Воздействие на материалы вакуума, плазмы и солнечного излучения

В последние годы появился новый класс ускорителей – так называемые ускорители с лазерным кильватерным полем, которые в ряде публикаций также относят к плазменным ускорителям. В таких ускорителях мощный лазерный импульс вызывает ионизацию сверхзвукового потока газа и выталкивает электроны образовавшейся плазмы от оси потока на периферию, оставляя за собой область положительного заряда. Возникающее при этом интенсивное электрическое поле обеспечивает ускорение попадающих в него частиц.

Следует отметить, что независимо от метода ускорения необходимой стадией процесса получения высокоскоростного пучка с энергией больше 1 эВ/нуклон как заряженных, так и нейтральных частиц является образование плазменной среды. Плазма обычно формируется с помощью электрического разряда в газе и используется как среда, в которой осуществляется увеличение кинетической энергии частиц путем нагрева ансамбля нейтральных частиц для газодинамического ускорения либо за счет создания электромагнитных полей, разгоняющих заряженные частицы при электрофизическом ускорении.

В имитационных лабораторных экспериментах обычно проводятся ускоренные испытания образцов материалов при повышенной по сравнению с натурными условиями интенсивностью плазменных пучков. Кроме того, лабораторные условия отличаются от натуральных энергетическими и массовыми спектрами частиц плазмы, наличием в экспериментальных установках дополнительной подсветки УФ-излучением, вакуумными и температурными условиями. В состав пучков, создаваемых в установках, могут входить дополнительно молекулы кислорода и ионы.

Поэтому проблеме соответствия результатов имитационных испытаний данным, получаемым в натуральных условиях, уделяется большое внимание. Выбор имитационных режимов производится с учетом свойств конкретных материалов, а сравнение результатов натуральных и имитационных исследований позволяет корректировать и оптимизировать режимы лабораторных испытаний.

3.5.2. Газодинамические источники высокоскоростных молекулярных пучков

Принцип получения высокоскоростного молекулярного пучка газодинамическим методом иллюстрируется рис. 3.12, на котором изображены основные элементы газодинамического ускорителя. Газ, нагретый в сосуде (ресивере) 1, энергией, подводимой системой возбуждения разряда 2, расширяется через сопло 3 в вакуумный объем 4, непрерывно откачиваемый насосами. Таким образом создается сверхзвуковая струя 5 разреженного газа. С помощью конического скиммера (отсекателя) 6 из приосевой части струи формируется молекулярный пучок 7.

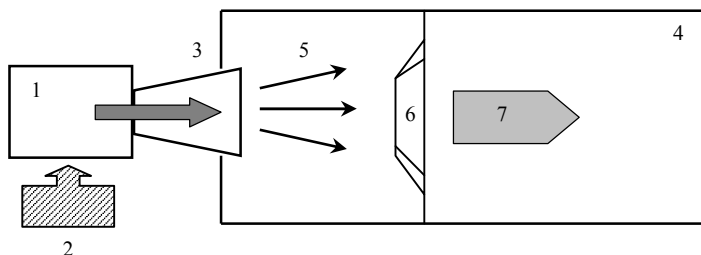


Рис. 3.12. Схема газодинамического ускорителя: 1 – ресивер; 2 – система возбуждения разряда; 3 – сопло; 4 – вакуумный объем; 5 – сверхзвуковая струя газа; 6 – скиммер; 7 – молекулярный пучок

К основным преимуществам газодинамических ускорителей относятся:

- ♦ высокая интенсивность пучка, достигающая $10^{23} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$;
- ♦ широкий диапазон кинетических энергий от тепловых до нескольких электронвольт;
- ♦ узкое распределение частиц по скоростям, позволяющее получить практически моноэнергетический пучок без использования селекторов скоростей.

Недостатком газодинамических ускорителей является ограничение скорости молекулярного пучка величиной в несколько тысяч метров в секунду. Конечные достижимые энергии пучка определя-

ются температурой газа в ресивере. Так, при температуре газа в ресивере 2000 К скорость пучка молекул водорода или атомов гелия может достигать $8 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Для более тяжелых молекул азота и кислорода эта скорость будет ниже. Для азота при исходной температуре газа в ресивере $(6-7) \cdot 10^3 \text{ К}$ скорость пучка не превышает $3-4 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$.

Для сообщения тяжелым газам более высоких скоростей используют технику бинарных смесей. В легкий газ-носитель (водород или гелий) вводят небольшую примесь ускоряемого тяжелого газа (доли процента). При расширении смеси оба компонента будут иметь одинаковые скорости.

Недостатком этого метода является наличие в пучке частиц газа-носителя, концентрация которых во много раз превышает концентрацию молекул тяжелого газа. Присутствие газа-носителя может искажать исследуемый процесс на поверхности материала, а также приводить к возникновению помех в системе диагностики пучка.

Проблема получения пучков атомарного кислорода осложняется необходимостью проведения диссоциации молекул и нагрева химически активного газа до высоких температур. Для ионизации и нагрева газа в современных устройствах используют электрическое и оптическое возбуждение плазмы. Электрическое возбуждение реализуется с помощью газового разряда на постоянном токе или на токе высокой или сверхвысокой частоты в форме безэлектродных разрядов.

Наиболее высокие энергии частиц для газодинамических источников атомарного кислорода в непрерывном режиме достигнуты при использовании для диссоциации и нагрева кислорода оптического разряда. Такой разряд в смеси аргона и кислорода при атмосферном давлении поддерживается в области сопла путем фокусировки с помощью линзы излучения CO_2 -лазера мощностью 500 Вт. В устройстве достигается высокая степень диссоциации молекул O_2 и разогрев атомов O до 8000 К. В результате получена скорость атомов O в пучке около $4 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ (энергия атомов 2,5 эВ) при интенсивности $10^{16}-10^{17} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Увеличение мощности лазера до 1,5 кВт позволяет повысить скорости атомов до $6 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$.

Существенным недостатком любого газодинамического метода является необходимость обеспечения мощной вакуумной откачки газа, выходящего из ресивера, даже в случае малых сопел. При использовании бинарных смесей, содержащих большое количество балластного газа, требуется еще более значительное увеличение производительности вакуумной системы, а, следовательно, и габаритов экспериментальной установки. Линейные размеры вакуумных камер в подобных установках составляют 1–5 м.

Снижение требуемой скорости откачки и, следовательно, габаритов и стоимости установки достигается использованием импульсных молекулярных пучков. Импульсный режим позволяет осуществить диссоциацию и нагрев кислорода в ударной волне, возбуждаемой импульсным разрядом. Для генерации ударной волны может использоваться оптический разряд, возбуждаемый импульсом излучения CO_2 -лазера. При расширении образовавшейся плазмы высокого давления возникает ударная волна, которая при своем распространении в сопле разогревает газ, истекающий в вакуум и формирующий сверхзвуковую струю.

Для образования ударной волны применяется также искровой разряд. С помощью такого источника получены импульсные пучки атомов кислорода длительностью 50–200 мкс при кинетической энергии до 5 эВ с интенсивностью в импульсе $10^{18} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Доля атомарного кислорода в пучке составляла 98%.

3.5.3. Генерация пучков быстрых атомов и ионов электрофизическими методами

Схема реализации электрофизического метода ускорения частиц показана на рис. 3.13. Внутри разрядной камеры 1 подается плазмообразующий газ при давлении порядка $1\text{--}10^{-2}$ Па. С помощью системы возбуждения разряда 2 образуется газоразрядная плазма, содержащая требующиеся ионы. Как и в предыдущем случае здесь могут использоваться разряды на постоянном токе и в виде безэлектродных высокочастотных и сверхвысокочастотных форм. В

3. Воздействие на материалы вакуума, плазмы и солнечного излучения

ускоряющей системе 3 ионы разгоняются и фокусируются в пучок электрическим полем. Ускоряющие системы источников разных типов существенно отличаются.

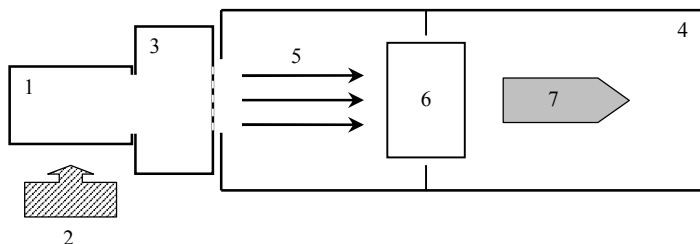


Рис. 3.13. Схема ускорения частиц электрофизическим методом: 1 – разрядная камера; 2 – система возбуждения разряда; 3 – ускоряющая система; 4 – вакуумный объем; 5 – пучок ионов или плазмы; 6 – камера перезарядки; 7 – молекулярный пучок

В ионных источниках, действие которых основано на электростатическом ускорении, в ускоряющей системе производится разделение зарядов, вытягивание из плазмы ионов, их ускорение и формирование ионного пучка. Конструкция представляет собой набор электродов определенной формы, находящихся под разными потенциалами.

В плазменных ускорителях разделение зарядов не производится, ионы ускоряются объемным электрическим полем в плазменной среде в присутствии электронов. Ускоряющая система является безэлектродной, а для фокусировки ускоренного пучка плазмы в ней формируются магнитные поля особой конфигурации, создаваемые системой электромагнитов.

Для получения нейтрального пучка в камере перезарядки 6 производится нейтрализация ионов, после чего из нейтральных атомов формируется высокоскоростной пучок 7, выходящий в вакуумный объем 4.

В противоположность газодинамическому методу, для электрофизических методов отсутствуют жесткие ограничения максимальной скорости частиц. Наоборот, сложность заключается в получении пучков с низкой скоростью. Это связано с тем, что при ускоре-

нии ионов увеличение их объемного положительного заряда по мере увеличения плотности потока приводит к расталкиванию ионов в пучке и к прекращению прохождения пучка по рабочему каналу ускорителя. Этот эффект ограничения ионного тока объемным зарядом усиливается при уменьшении энергии частиц.

Современные ионные источники позволяют получать пучки низкоэнергетических (~ 10 эВ) ионов и кислорода с интенсивностью менее $10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Повышение концентрации ионов малых энергий может быть достигнуто при использовании ускоренных потоков плазмы, в которых объемный заряд ионов компенсируется зарядом электронов, т. е. в плазменных ускорителях.

3.5.4. Магнитоплазодинамический ускоритель НИИЯФ МГУ

Для проведения испытаний материалов в НИИЯФ МГУ создан магнитоплазодинамический ускоритель кислородной плазмы, схема которого показана на рис. 3.14. Анод 1, промежуточный электрод 2, полый катод 3 установлены внутри соленоида 4. Плазмообразующий газ (кислород) подается в полость анода, а инертный газ (аргон или ксенон) пропускается через полый катод. Полость промежуточного электрода откачивается через патрубок 5. Такая схема позволяет повысить долговечность катода и всего источника, а за счет контрагирования разряда снизить содержание примесей материалов электродов в потоке плазмы до $4 \cdot 10^{-6}$. Это достигнуто благодаря введению ферромагнитного промежуточного электрода и дополнительного тракта откачки его полости. Кроме того, применен полый катод, через который пропускается инертный газ. В ускорителе реализовано геометрическое и магнитное сжатие разряда, что позволяет создать градиент потенциала, ускоряющий и фокусирующий электроны. Благодаря этому эффекту двойного сжатия (контрагирования) разряда повышается плотность плазмы.

Кислородная плазма, образующаяся в разрядном промежутке, ускоряется при истечении в вакуум электрическим полем, возни-

3. Воздействие на материалы вакуума, плазмы и солнечного излучения

кающим в расходящемся магнитном поле соленоида. Средняя энергия ионов в потоке регулируется в диапазоне 20–80 эВ путем изменения режимов электрического и газового питания. При этом плотность потока ионов и нейтральных частиц кислорода на поверхности образца площадью 10 см^2 составляет $(1-5) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, что соответствует эффективной (приведенной к энергии 5 эВ по полиимидному эквиваленту) плотности потока атомов кислорода – $(0,6-8) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

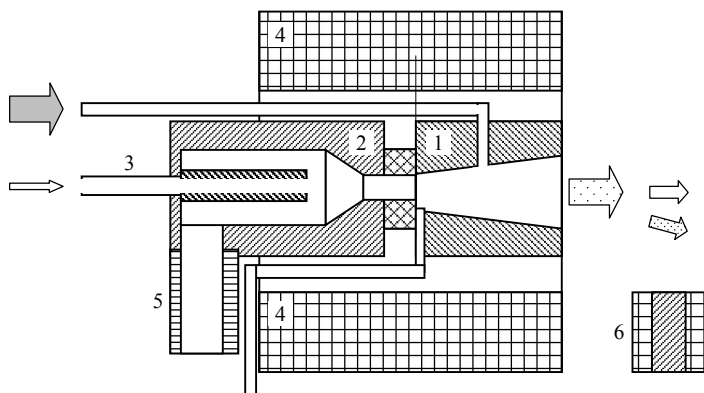


Рис. 3.14. Магнитоплазмодинамический ускоритель кислородной плазмы НИИЯФ МГУ: 1 – анод; 2 – ферромагнитный промежуточный электрод; 3 – полый термокатоде; 4 – соленоид; 5 – патрубок дополнительной вакуумной откачки; 6 – отклоняющий электромагнит

Для формирования нейтрального пучка атомов и молекул кислорода ионы выводятся из потока плазмы вдоль силовых линий магнитного поля соленоида, искривленных отклоняющим электромагнитом 6. Энергия нейтральных частиц в образованном таким образом молекулярном пучке уменьшается до 5–10 эВ при плотности потока $10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

На основе описанного ускорителя построен лабораторный испытательный стенд, схема которого приведена на рис. 3.15. Стенд содержит вакуумную камеру 1, разделенную перегородкой 2 на две части: секцию 3 источника плазмы и измерительную секцию 4.

Плазменный пучок 5 формируется в ускорителе 6 и поступает на образец 7 через сепаратор заряженных частиц 8 и отверстие в перегородке, охлаждаемой водой. Образец материала крепится на держателе 9, при этом его температура поддерживается в диапазоне 10–200°C.

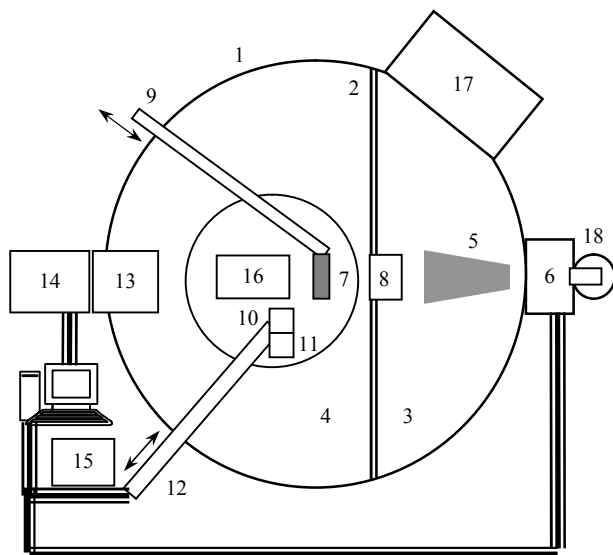


Рис. 3.15. Схема плазменно-пучкового стенда НИИЯФ МГУ: 1 – вакуумная камера; 2 – перегородка; 3 – секция источника плазмы; 4 – измерительная секция; 5 – поток плазмы; 6 – ускоритель; 7 – образец; 8 – сепаратор заряженных частиц; 9 – держатель образца; 10 – датчик ионов; 11 – датчик нейтралов; 12 – манипулятор датчиков; 13 – квадрупольный анализатор; 14 – электронный блок масс-спектрометра; 15 – компьютерная система регистрации; 16, 17, 18 – крионасосы

Диагностика пучка осуществляется датчиками 10, 11 ионной и нейтральной составляющих, размещенными на манипуляторе 12, который позволяет помещать их на место образца. Энергетическое распределение ионов измеряется трехсеточным анализатором тормозящего поля. Среднемассовые параметры молекулярного пучка определяются по величинам потоков энергии и импульса термистор-

3. Воздействие на материалы вакуума, плазмы и солнечного излучения

ным болометром и крутильными весами. Массовый состав ионной составляющей регистрируется квадрупольным масс-спектрометром, анализатор 13 которого установлен на фланце камеры, а электронный блок 14 соединен с компьютерной системой 15 сбора, регистрации и обработки информации. Вакуумная система стенда выполнена с дифференциальной откачкой обеих секций и ускорителя криогенными насосами. В камере без ее прогрева достигается вакуум $(3-5) \cdot 10^{-5}$ Па. При работе установки давление газа в секции 3 составляет $(1-1,5) \cdot 10^{-2}$ Па, а в секции 4 – $(3-5) \cdot 10^{-3}$ Па при типовых расходах плазмообразующего газа (кислорода) $0,2-0,5 \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ и рабочих газов полого катода (аргона или ксенона) $0,1-0,2 \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$.

Для исследования характеристик создаваемых в имитационных стендах разреженных газовых и плазменных потоков в настоящее время применяется большое число разнообразных физических методов, детальное рассмотрение которых выходит за рамки данного пособия. Здесь ограничимся ознакомлением с наиболее простыми методами определения параметров потоков.

При измерениях усредненных параметров часто используются динамометрический и калориметрический методы. В этих методах определяют с помощью чувствительных весов силу взаимодействия

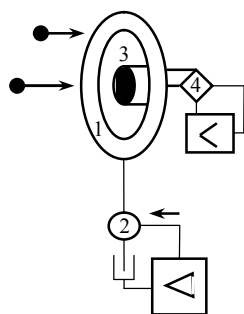


Рис. 3.16. Схема диагностики нейтрального пучка: 1 – силовозмерительная пластина; 2 – крутильные весы; 3 – тепловой приемник; 4 – мост болометра

потока с телом определенной формы и энергию, передаваемую частицами пучка калориметру. Хотя этим методам свойственна не очень высокая точность из-за неопределенности коэффициентов аккомодации энергии и импульса на поверхности датчика, все же благодаря своей простоте они достаточно широко применяются для оценки усредненных параметров пучков нейтральных частиц.

Схема измерения этим методом параметров пучка нейтральных частиц показана на рис. 3.16. В пучок вводятся кольцевая пластина 1, уста-

новленная на коромысле крутильных весов 2, и термисторный тепловой приемник 3, включенный в измерительный мост 4. С помощью кольцевой пластины измеряется усредненная величина давления, создаваемого ударами частиц о ее поверхность, а с помощью теплового приемника – энергия, переносимая потоком частиц. На основании результатов таких измерений можно определить среднемассовую скорость и плотность потока частиц.

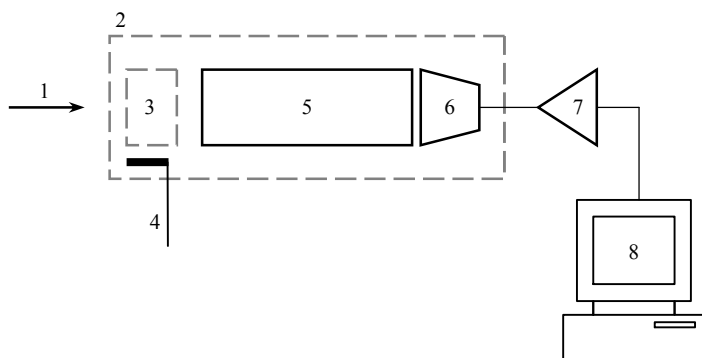


Рис. 3.17. Схема масс-спектрометрии потока: 1 – молекулярный пучок; 2 – анализатор; 3 – камера источника ионов; 4 – катод источника ионов; 5 – система селекции; 6 – детектор ионов; 7 – электронный блок; 8 – компьютер системы сбора информации

Определение массового состава потока производится методами масс-спектрометрии, позволяющими производить анализ частиц по величине отношения массы M к заряду q . Схема масс-спектрометра показана на рис. 3.17. Поток частиц 1 поступает на вход анализатора масс-спектрометра 2. При пролете через камеру 3 источника ионов, молекулы или атомы газа ионизуются электронами, испускаемыми накалившимся катодом 4 и ускоряемыми положительным потенциалом камеры. Образовавшиеся ионы направляются в систему селекции 5, где они разделяются в пространстве или времени по величине M/q . При анализе ионной составляющей потока ионизация частиц не нужна, поэтому катод выключается и ионный пучок поступает непосредственно в систему селекции. Выделенные сис-

3. Воздействие на материалы вакуума, плазмы и солнечного излучения

темой ионы с заданной величиной M/q регистрируются детектором 6, электрический сигнал которого поступает на электронный блок 7 для усиления и первичной обработки. Последующий анализ проводится компьютерной системой 8.

Используются масс-спектрометры разных типов, отличающиеся способом селекции ионов: магнитные, времяпролетные, радиочастотные, квадрупольные и пр. Наибольшее распространение получили квадрупольные масс-спектрометры (фильтры масс), в которых ионы движутся в комбинированном электрическом поле, имеющим постоянную и высокочастотную составляющие. При установленном соотношении этих составляющих на детектор попадают ионы только определенного сорта.

На рис. 3.18 изображен спектр ионной составляющей потока кислородной плазмы, зарегистрированный квадрупольным масс-спектрометром.

Для измерения флюенса атомов кислорода в лабораторных и натурных экспериментах широко применяется метод образца-свидетеля. В этом случае флюенс определяется по потере массы образца эталонного материала, который облучается в тех же условиях, что и исследуемый материал, обычно одновременно с ним. В качестве

эталонного материала в мировой практике применяется полиимид («Каптон»), для которого принято значение коэффициента эрозии $R = 3 \cdot 10^{-24}$ см³/атом О, определенное по результатам натурных космических экспериментов. При проведении лабораторных экспериментов, в которых энергия атомов кислорода отлична от 5 эВ, метод образца-свидетеля дает значение эквивалентного (эффективного) флюенса, под которым понимается флюенс атомов кислорода с энергией 5 эВ, приводящий к тем же потерям массы полиимидного образца-свидетеля.

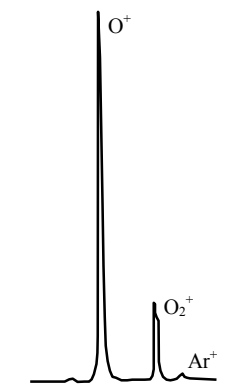


Рис. 3.18. Спектр масс ионов в потоке кислородной плазмы

4. ЭЛЕКТРИЗАЦИЯ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ПЛАЗМОЙ

4.1. Общие закономерности явления электризации

4.1.1. Общее и дифференциальное заряджение КА

При взаимодействии КА с плазмой, окружающей его в полете, возникают разнообразные физические явления, специфика которых зависит как от параметров плазмы, так и от характеристик КА, в первую очередь – от свойств материалов, находящихся на его поверхности, и от конфигурации аппарата. К таким явлениям относятся: образование электрического заряда на поверхности КА, распыление материалов, свечение на поверхности и вблизи нее, возбуждение колебаний в плазме и некоторые другие. Эти явления упоминались выше и некоторые из них были описаны в предыдущих разделах. Здесь рассмотрим явление образования электрического заряда на поверхности КА, которое может оказывать очень значительное влияние на функционирование бортового оборудования аппаратов.

Данное явление принято называть *электризацией*, или *заряджением КА* (в англоязычной литературе используется последний термин – *spacecraft charging*).

Знак и величина образующегося на поверхности КА электрического заряда зависят от соотношения интенсивностей процессов,

4. Электризация космических аппаратов

обеспечивающих поступление на поверхность и удаление с нее положительно и отрицательно заряженных частиц, т.е. от соотношения различных составляющих суммарного электрического тока, текущего через поверхность КА. Основными составляющими этого тока являются электронный и ионный токи окружающей плазмы, вторично-эмиссионные токи, обусловленные первичными плазменными токами, и фотоэлектронный ток, возникающий под действием коротковолнового излучения Солнца. Дополнительные составляющие могут создаваться некоторыми видами бортового оборудования КА: электроракетными двигателями, испускающими при работе плазменные струи, электронными и ионными пушками, используемыми в научных экспериментах и т.п.

При электризации КА между его поверхностью и окружающей плазмой возникает разность потенциалов. Установившийся потенциал поверхности, отсчитываемый относительно потенциала невозмущенной плазмы, определяется условием динамического равновесия, при котором суммарный ток, текущий через поверхность КА, равен нулю. Из энергетических соотношений следует, что равновесный потенциал зависит от средней энергии частиц плазмы, т.е. от ее температуры: чем выше температура плазмы, тем больший потенциал может приобрести поверхность тела. В многокомпонентной космической плазме характерное значение максимального потенциала определяется энергией заряженных частиц, преобладающих в токовом балансе.

Реальный КА представляет собой сложную конструкцию с неоднородной структурой и большим количеством диэлектрических материалов на внешней поверхности. В связи с этим потенциалы отдельных участков поверхности и элементов конструкции могут быть различными из-за отличия условий попадания потоков первичных частиц на эти участки и условий их освещения, а также из-за отличия эмиссионных свойств материалов поверхности. Происходит так называемое *дифференциальное заряджение* КА, при котором между отдельными участками непроводящей поверхности возникают разности потенциалов.

Обсуждавшийся выше процесс заряжения КА как единого проводящего тела принято называть *общим заряджением*. Данное понятие применимо и по отношению к реальному КА, однако в этом случае оно относится к среднему потенциалу КА, определяемому совокупностью всех электрических зарядов, находящихся на его поверхности и элементах конструкции.

Очевидно, что собственное электрическое поле заряженного КА является возмущающим фактором, который необходимо учитывать во многих случаях при проведении измерений параметров космической среды с помощью приборов, установленных на КА. С этой точки зрения явление электризации КА в космической плазме анализировалось еще в середине 1950-х гг. при разработке научных приборов для первых искусственных спутников Земли. Тогда принимались во внимание потенциалы с характерными величинами от долей до единиц вольт, что, как мы увидим далее, характерно для случая заряжения КА на низких околоземных орбитах – в ионосфере.

Однако наибольшее воздействие на бортовое оборудование КА оказывают электростатические разряды (ЭСР), которые могут возникать между отдельными участками поверхности и элементами конструкции дифференциально заряженного КА, а также между его поверхностью и окружающей плазмой. Локальные токи и электромагнитные излучения, порождаемые ЭСР, создают значительные помехи работе бортового оборудования КА.

Как фактор, оказывающий серьезное неблагоприятное влияние на работу бортовых систем КА, явление электризации стало систематически изучаться в начале 1970-х гг. при запусках КА на ГСО, где, как выяснилось позже, параметры плазмы таковы, что значения потенциалов на КА достигают 10–20 кВ.

На первых геостационарных КА, спроектированных без учета возможного воздействия эффектов электризации, наблюдалось большое количество неполадок в работе бортового оборудования: происходили самопроизвольные включения и выключения различных устройств, изменялась ориентация антенн, прекращалась подача электроэнергии от солнечных батарей и т.д., причем аномалии наблюдались преимущественно в ночные и ранние

4. Электризация космических аппаратов

утренние часы. Не сразу удалось понять, что все эти эффекты связаны с электризацией КА.

Постепенно при статистическом анализе происходящих отказов и сбоев в работе аппаратуры КА была выявлена корреляционная связь между наблюдаемыми аномалиями и появлением интенсивных потоков горячей плазмы в области ГСО. На геостационарных КА были установлены приборы для измерения параметров окружающей плазмы и специальные датчики для регистрации электромагнитных помех и измерения напряженности электрического поля у поверхности КА. Данные, полученные с помощью этих приборов, убедительно подтвердили факт возникновения ЭСР на борту КА при электризации под действием горячей плазмы. При характерных значениях потенциалов на геостационарных КА, измеряемых единицами и даже десятками киловольт, уровень помех, создаваемых ЭСР, весьма высок, а в некоторых случаях ЭСР могут приводить к разрушению компонентов аппаратуры и элементов конструкции.

Предпринятые теоретические и лабораторные исследования явления электризации КА позволили понять основные его закономерности и предложить методы снижения влияния эффектов электризации на функционирование бортовых систем КА. Однако проблема далеко не исчерпана. Создание новых конструкций КА, повышение требований к их надежности и продолжительности функционирования, оснащение КА новыми видами оборудования и высокочувствительной научной аппаратурой – все это требует дальнейшего детального изучения особенностей электризации КА в различных условиях и совершенствования методов их защиты.

4.1.2. Основные понятия физики плазмы

Физика плазмы играет очень важную роль в космофизических и астрофизических исследованиях, поскольку плазма является основным состоянием вещества во Вселенной. Вообще говоря, не всякий ионизованный газ может быть назван плазмой. Термин *плазма* ис-

пользуется по отношению к ионизованным газам, в которых возможное самопроизвольное разделение зарядов за счет хаотического движения частиц мало по сравнению с макроскопической плотностью зарядов. Это обусловлено тем, что поведение большого числа заряженных частиц в плазме контролируется дальнodelствующими кулоновскими силами, по сравнению с которыми силы взаимодействия с близлежащими заряженными и нейтральными частицами (короткодeйствующие взаимодействия) пренебрежимо малы. Таким образом, плазма должна содержать достаточно большое число заряженных частиц – электронов и ионов, но вместе с тем плотность ионизованного газа должна быть мала. Из данного определения следует, что в макроскопическом отношении плазма электрически нейтральна.

В общем случае плазма состоит из смеси заряженных и нейтральных частиц. Отношение концентрации заряженных частиц в газе к полной концентрации частиц называется *степенью ионизации*. В зависимости от этого параметра различают *слабо ионизованную плазму* (степень ионизации порядка долей процента), *умеренно ионизованную* (несколько процентов) и *полностью ионизованную*.

В космическом пространстве встречаются все указанные виды плазмы. Например, ионосферная плазма является слабо ионизованной, а плазма в области ГСО – практически полностью ионизованной.

Дальнodelствующие кулоновские силы в значительной степени определяют электрические и статистические характеристики плазмы.

Электрическое поле, создаваемое пробным зарядом q , внесенным в плазму, окажется на некотором расстоянии экранированным, так как такой заряд притягивает заряженные частицы плазмы противоположного знака и отталкивает одноименно заряженные частицы, т.е. в окрестности пробного заряда происходит изменение пространственного распределения электронов и ионов плазмы.

Распределение потенциала электрического поля ϕ в окрестности пробного заряда может быть найдено с помощью уравнения Пуассона:

4. Электризация космических аппаратов

$$\Delta\varphi = -4\pi\rho,$$

где $\rho = e(n_i - n_e)$ – плотность объемного заряда в плазме; n_i – концентрация ионов; n_e – концентрация электронов; e – элементарный электрический заряд.

Здесь использована запись уравнения в системе СГСЭ для среды с относительной диэлектрической проницаемостью, равной единице.

Для точки пространства с координатой $\mathbf{r}$ можно записать

$$\Delta\varphi = -4\pi e(n_i(\mathbf{r}) - n_e(\mathbf{r})).$$

Концентрации частиц плазмы изменяются в электрическом поле положительного пробного заряда согласно формуле Больцмана

$$n_i(\mathbf{r}) = n \exp\left(-\frac{e\varphi(\mathbf{r})}{kT_i}\right), \quad n_e(\mathbf{r}) = n \exp\left(\frac{e\varphi(\mathbf{r})}{kT_e}\right),$$

где n – концентрация заряженных частиц в невозмущенной области плазмы, т.е. в области, где электрическое поле пробного заряда отсутствует; T_i , T_e – температура ионной и электронной составляющих плазмы; k – постоянная Больцмана.

Решая уравнение Пуассона с учетом распределений $n_i(\mathbf{r})$ и $n_e(\mathbf{r})$ применительно к точечному пробному заряду q и полагая, что $T_i = T_e = T$, найдем выражение для потенциала на расстоянии r от заряда

$$\varphi(r) \approx \frac{q}{r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right),$$

где $\lambda_D \approx (kT/8\pi n e^2)^{1/2}$ – дебаевский радиус экранирования (радиус Дебая). Можно записать также $\lambda_D \approx 4,9 (T/n)^{1/2}$ [см], где T в кельвинах, n в см^{-3} .

Если $T_i \neq T_e$, радиус Дебая дается выражением

$$\lambda_D = \left(\frac{k}{4\pi n e^2} \frac{T_i T_e}{T_i + T_e} \right)^{1/2}.$$

Аналогичным выражением можно пользоваться при анализе энергетически многокомпонентной плазмы с учетом концентраций отдельных составляющих.

4.1. Общие закономерности явления электризации

Дебаевский радиус экранирования λ_D определяет характерные размеры сферы, в пределах которой в плазме проявляется действие электрического поля пробного заряда.

Состояние плазмы описывается некоторыми функциями распределения электронов и ионов $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ в фазовом пространстве $(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ в момент времени t . Для фиксированного момента времени t и заданной координаты $\mathbf{r}$ можно записать число частиц в единице объема dn , скорости которых лежат в элементе объема скоростей $d\mathbf{v}$:

$$dn = n f(\mathbf{v}) d\mathbf{v}.$$

При термодинамическом равновесии в плазме устанавливается распределение частиц по скоростям, подчиняющееся закону Максвелла

$$f(\mathbf{v}) = \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{mv^2}{2kT} \right),$$

Для максвелловского распределения частиц по скоростям наиболее вероятная скорость частиц

$$v_B = \left(\frac{2kT}{m} \right)^{1/2} \approx 1,41 \left(\frac{kT}{m} \right)^{1/2},$$

средняя арифметическая скорость движения частиц

$$v_A = \left(\frac{8kT}{\pi m} \right)^{1/2} \approx 1,6 \left(\frac{kT}{m} \right)^{1/2}$$

и средняя квадратичная скорость.

$$v_{KB} = \left(\frac{3kT}{m} \right)^{1/2} \approx 1,73 \left(\frac{kT}{m} \right)^{1/2},$$

Из приведенных соотношений получаем следующее соотношение скоростей:

$$v_B : v_A : v_{KB} = 1 : 1,13 : 1,23.$$

Если в плазме присутствует стороннее электрическое поле, описываемое потенциалом $\phi(\mathbf{r})$, например, в плазме внутри дебаевской сферы, то распределение частиц по скоростям описывается формулой Максвелла – Больцмана:

4. Электризация космических аппаратов

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp \left(\frac{e\varphi(\mathbf{r})}{kT} - \frac{mv^2}{2kT} \right),$$

которую можно считать произведением вероятностей двух независимых условий: наличия у частицы заданной скорости и нахождения ее в определенной точке пространства. Первая из этих вероятностей описывается законом Максвелла, а вторая – формулой Больцмана.

4.1.3. Характеристики горячей магнитосферной плазмы

Поскольку, как уже указывалось, наибольшую опасность для КА представляет электризация в горячей космической плазме, рассмотрим характеристики такой плазмы более подробно. В магнитосфере Земли горячая плазма присутствует преимущественно на высотах, измеряемых тысячами и десятками тысяч километров – в плазменном слое и в области авроральной радиации, которая проецируется вдоль геомагнитных силовых линий на ионосферные высоты, образуя авроральные овалы, внутри которых электроны с энергиями ~1–50 кэВ проникают в атмосферу до высот ~100 км, вызывая полярные сияния.

Экваториальная граница аврорального овала лежит на широте ~68° на ночной стороне и на широте ~75° – на дневной стороне. Ширина зоны высыпаний составляет 2–3°. Оба указанных параметра зависят от уровня геомагнитной активности: с увеличением активности происходит расширение овала и смещение его внешней границы к экватору. В условиях сильных геомагнитных возмущений внешняя граница овала может располагаться на широте 55°, а внутренняя – на широте 80°. Воздействие на КА авроральных электронов имеет спорадический характер.

Таким образом, в высокоширотных областях низкоорбитальные КА могут подвергаться одновременному воздействию холодной ионосферной плазмы и потоков авроральных электронов. В таких

условиях потенциал КА достигает $\sim 1\text{--}5$ кВ. Сразу же отметим, что этот случай электризации наиболее труден для анализа.

К настоящему времени характеристики горячей магнитосферной плазмы достаточно хорошо изучены, чему в немалой степени способствовали исследования электризации геостационарных КА. Энергетические спектры электронов и ионов горячей магнитосферной плазмы, в частности в области ГСО, занимают диапазон энергий от 0,05 до 100 кэВ. Проведенные исследования показали, что функция распределения частиц горячей магнитосферной плазмы весьма точно аппроксимируется суперпозицией двух максвелловских распределений с характерными энергиями $kT_1 \approx 0,2\text{--}0,4$ кэВ и $kT_2 \approx 5\text{--}10$ кэВ:

$$f_j(v_j) = n_{1j} \left(\frac{m_j}{2\pi kT_{1j}} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{m_j v_j^2}{2kT_{1j}} \right) + n_{2j} \left(\frac{m_j}{2\pi kT_{2j}} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{m_j v_j^2}{2kT_{2j}} \right),$$

где n_j – концентрация частиц j -го сорта (электроны, протоны или другие ионы) соответственно для составляющих с температурами T_1 и T_2 ; m_j , v_j – масса и скорость частиц.

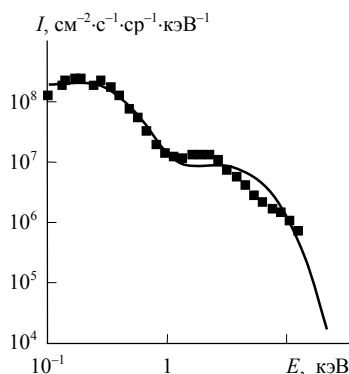


Рис. 4.1. Аппроксимация двухтемпературной максвелловской функцией (линия) энергетического спектра электронов, зарегистрированного на ГСО (точки)

В качестве примера на рис. 4.1 показан дифференциальный энергетический спектр электронов, зарегистрированный в измерениях

4. Электризация космических аппаратов

на геостационарном КА «Горизонт», в сопоставлении с аппроксимирующей двухтемпературной максвелловской функцией. Видно, что такая аппроксимация является достаточно корректной.

Физические характеристики изотропного потока частиц плазмы определяются первыми четырьмя моментами функции распределения:

- 1) концентрация частиц

$$n_j = 4\pi \int_0^{\infty} f_j(v_j) v_j^2 dv,$$

- 2) плотность потока частиц

$$J_j = 4\pi \int_0^{\infty} v f_j(v_j) v^2 dv = \frac{n_j}{2\pi} \left(\frac{2kT_j}{\pi m_j} \right)^{1/2},$$

- 3) давление

$$P_j = 4\pi \left(\frac{1}{3} m_j \right) \int_0^{\infty} v^2 f_j(v_j) v^2 dv = n_j k T_j,$$

- 4) плотность потока энергии

$$F_j = \frac{1}{2} m_j \int_0^{\infty} v^3 f_j(v_j) v^2 dv = \frac{m_j n_j}{2} \left(\frac{2kT_j}{\pi m_j} \right)^{3/2}.$$

На основании результатов измерений потоков частиц плазмы с различными энергиями находят значения моментов функции распределения, на основании которых рассчитываются ее параметры T_1 , T_2 , n_{1j} , n_{2j} .

Характеристики горячей магнитосферной плазмы в области ГСО измерялись с помощью аппаратуры многих КА. Типичные дифференциальные энергетические спектры электронов и протонов горячей магнитосферной плазмы, построенные на основании усреднения результатов ряда измерений, показаны на рис. 4.2, а в табл. 4.1 приведены параметры двухтемпературных максвелловских функций распределения для электронов и протонов на ГСО, которые предложено рассматривать в качестве «наихудших условий» функционирования КА с точки зрения его электризации. Реально параметры плазмы могут изменяться в достаточно широких пределах в зависимости от уровня солнечной и геомагнитной активности.

4.1. Общие закономерности явления электризации

Таблица 4.1. Параметры двухтемпературных максвелловских функций распределения для электронов и протонов на ГСО «для наихудшего случая»

Параметр	Электроны	Протоны
$n_1, \text{см}^{-3}$	0,2	0,6
$kT_1, \text{кэВ}$	0,4	0,2
$n_2, \text{см}^{-3}$	1,2	1,3
$kT_2, \text{кэВ}$	27,5	28,0

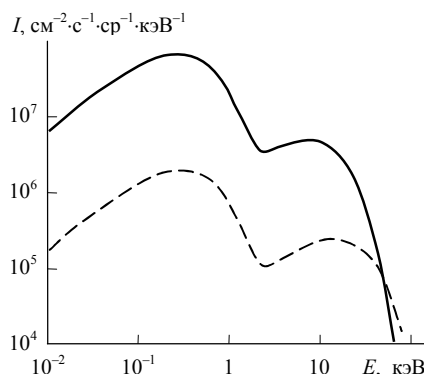


Рис. 4.2. Типичные дифференциальные энергетические спектры электронов (сплошная кривая) и протонов (пунктир) в области ГСО

Экспериментально установлено, что в области ГСО помимо ионов H^+ , являющихся обычно основным ионным компонентом плазмы, могут присутствовать ионы He^+ , O^+ , He^{2+} , O^{2+} ионосферного происхождения. Содержание эти ионов в плазме обычно растет с повышением уровня геомагнитной активности, а при очень высокой возмущенности концентрация ионов O^+ может в некоторых случаях превышать концентрацию ионов H^+ . Поэтому ионный состав плазмы желательно учитывать в модели электризации геостационарных КА. Однако пока в большинстве случаев при анализе электризации рассматривают электронно-протонную плазму.

При анализе изменения характеристик горячей плазмы, воздействующей на геостационарный КА в течение суток, необходимо

4. Электризация космических аппаратов

располагать данными о регулярном суточном ходе параметров плазмы и вариациях этих параметров, обусловленных геомагнитными возмущениями.

Поскольку на высоте ГСО магнитосфера Земли не обладает осевой симметрией, геостационарный КА при движении по орбите пересекает различные структурные области магнитосферы, характеризующиеся определенными параметрами магнитосферной плазмы и физическими механизмами ее движения в магнитосфере. Вследствие этого, перемещение КА по орбите синхронно с вращением Земли определяет суточные вариации параметров плазмы, воздействующей на КА.

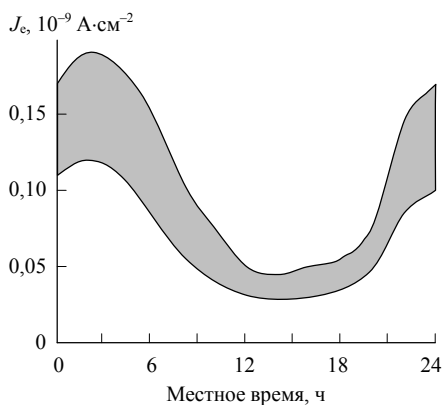


Рис. 4.3. Зависимость плотности тока электронов горячей плазмы от местного времени

Наиболее важная при анализе электризации КА закономерность регулярного суточного хода состоит в увеличении концентрации электронов обеих плазменных составляющих в утренние и вечерние часы и снижении ее в дневные часы. Зависимость от местного времени температур T_1 и T_2 носит более сложный характер. Тем не менее поток (ток) электронов горячей плазмы имеет отчетливо выраженные максимумы в утренние и вечерние часы. Такая зависимость потока электронов от местного времени иллюстрируется рис. 4.3, на котором представлены совокупные данные измерений на нескольких геостационарных КА.

4.1. Общие закономерности явления электризации

С повышением уровня геомагнитной активности значения всех четырех параметров плазмы в среднем увеличиваются, при этом перепад значений параметров на протяжении суток обычно возрастает. Для потока электронов горячей плазмы зависимость от уровня геомагнитной активности, характеризуемого индексом K_p , выражена достаточно отчетливо (рис. 4.4).

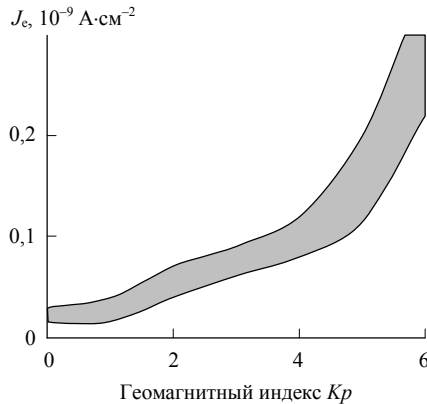


Рис. 4.4. Зависимость электронного тока горячей плазмы от индекса K_p

Планетарный геомагнитный индекс K_p определяется на основании усреднения по трехчасовым интервалам результатов измерения вариаций геомагнитного поля на ряде наземных магнитных обсерваторий. Значение этого индекса изменяется в пределах от 0 до 9, причем его шкала является квазилогарифмической. Низкому уровню геомагнитной активности соответствуют значения $K_p \sim 1-2$, а максимальные значения K_p характеризуют очень высокий уровень возмущенности геомагнитного поля во время сильных магнитных бурь.

Из-за сильной изменчивости положения границ магнитосферных областей (плазмосферы, плазменного слоя) и параметров плазмы внутри выделяемых структур, обусловленной магнитосферными возмущениями, т.е. в конечном счете изменениями уровня солнечной активности и параметров межпланетной среды, на регулярные суточные вариации параметров плазмы накладываются различные хаотические вариации.

4. Электризация космических аппаратов

Описанные закономерности вариаций параметров плазмы в области ГСО при различных уровнях геомагнитной активности подтверждаются результатами длительных измерений, выполненных с помощью аппаратуры НИИЯФ МГУ на ряде геостационарных КА. Такие измерения проводились с помощью спектрометров электронов и ионов плазмы, в которых селекция частиц по энергии осуществлялась с помощью электростатических анализаторов.

4.1.4. Элементы теории плазменного зонда

На поверхность тела, внесенного в плазму, поступают потоки электронов и ионов, обусловленные тепловым движением частиц. При одинаковой энергии электронов и ионов, определяемой температурой плазмы, электроны имеют значительно более высокую скорость по сравнению с ионами из-за различия масс частиц. Поэтому вначале, пока внесенное в плазму тело не заряжено, поток электронов, падающий на поверхность, превышает поток положительных ионов, и тело заряжается отрицательно. Далее поступление заряженных частиц на поверхность происходит в условиях действия на них электрического поля, которое по отношению к электронам является тормозящим, а по отношению к положительным ионам – ускоряющим. Это в конечном итоге приводит к равенству потоков электронов и ионов при некотором отрицательном потенциале поверхности.

Такой простейший случай заряжения тела в двухкомпонентной плазме рассматривается в теории плазменного зонда, известного в физике как зонд Ленгмюра. Как уже указывалось, если внесенное в плазму тело не заряжено, т.е. находится при потенциале плазмы, токи, текущие на поверхность, обусловлены только тепловым движением частиц. В этом случае плотность тока частиц плазмы одного вида с концентрацией n определяется выражением

$$j = -en \int (\mathbf{s}\mathbf{v}) f(\mathbf{v}) d\mathbf{v},$$

где $\mathbf{s}$ – нормаль к рассматриваемой поверхности, а произведение $(\mathbf{s}\mathbf{v})$ – нормальная составляющая скорости. Интегрирование ведется

по внешней относительно поверхности полусфере. Для незаряженной поверхности при максвелловском распределении частиц по скоростям получим

$$j_0 = en \left(\frac{kT}{2\pi m} \right)^{1/2}.$$

В изотермической электронно-протонной плазме с одинаковой концентрацией частиц ($T_e = T_p$, $n_e = n_p$) отношение плотности электронного тока на незаряженной поверхности к плотности протонного тока определяется выражением

$$j_{e0}/j_{p0} = (m_p/m_e)^{1/2} = \sqrt{1836} \approx 43.$$

Расчет плазменных токов на поверхности заряженного тела значительно сложнее предыдущего, и его выполнение представляет, по существу, основную задачу зондовой теории. Для расчета токов частиц плазмы, текущих на тело, находящееся под некоторым потенциалом относительно плазмы, нужно знать распределение потенциала и концентрации частиц в возмущенной зоне вблизи тела. Строгое решение этой задачи весьма сложно, поэтому обычно используются различные предположения, упрощающие формулировку задачи.

Равновесное распределение концентрации заряженных частиц, описываемое формулой Больцмана, нарушается в возмущенной зоне из-за поглощающего действия тела. Искажается и распределение потенциала внутри дебаевской сферы. Эти эффекты существенно зависят от соотношения размеров тела, радиуса Дебая и длины свободного пробега частиц. Последний параметр, как и в динамике нейтрального разреженного газа, определяет условие установления термодинамического равновесия и пределы применимости кинетической теории.

Длина свободного пробега нейтральных и заряженных частиц в ионосфере на высоте 200 км составляет около 100 м, на высоте 300 км – уже несколько километров и далее быстро растет с увеличением высоты в соответствии с разрежением среды. Таким образом, по отношению к характерным размерам КА $R \sim 10$ м длина

4. Электризация космических аппаратов

свободного пробега частиц значительно больше на всех орбитах, и для описания взаимодействия КА с космической плазмой практически всегда применима кинетическая теория.

При расчете плазменных токов выделяют два случая: *случай тонкого экранирующего слоя*, $R \gg \lambda_D$, и *случай толстого экранирующего слоя*, $R \ll \lambda_D$. В условиях космического пространства первый случай реализуется в ионосфере ($\lambda_D \sim 0,5$ см), а второй характерен для ГСО ($\lambda_D \sim 0,5$ км). Вначале рассмотрим случай $R \ll \lambda_D$ применительно к анализу электризации КА на ГСО.

По отношению к заряженному телу частицы плазмы разделяются на отталкивающиеся (заряженные одноименно с телом) и притягивающиеся (противоположно заряженные).

Для отталкивающихся частиц функция распределения в окрестности заряженного тела и ток, текущий на тело, не зависят от распределения потенциала в возмущенной зоне. Величина тока определяется только потенциалом тела. Ток в этом случае не зависит и от формы поверхности тела. Последнее, правда, справедливо только для выпуклых поверхностей, поскольку на вогнутых участках возможно частичное «затенение» поверхности. При расчете тока отталкивающихся частиц нет каких-либо ограничений по скоростям. Плотность тока этих частиц находят интегрированием функции распределения Максвелла-Больцмана по всему пространству скоростей и геометрическому пространству вокруг рассматриваемого тела. В результате получаем

$$j_- = j_0 \exp(-e|\phi|/kT),$$

где j_0 – плотность тока, текущего на незаряженную поверхность. Подстрочный индекс «минус» в этой записи означает, что частицы отталкивающиеся (в нашем случае – электроны).

Расчет тока притягивающихся частиц (положительных ионов) существенно сложнее, поскольку ток зависит от пространственного распределения потенциала в возмущенной зоне вблизи заряженного тела. Определенные ограничения накладываются и на скорости частиц при интегрировании. В этом случае используется представление о некоторой эффективной поверхности вокруг заряженного

тела, оказавшись на которой частицы затем попадут на тело. Площадь этой эффективной поверхности зависит от потенциала тела, причем такие зависимости для тел разной формы неодинаковы. Соответственно отличаются и выражения для токов притягивающихся частиц.

Для геометрически простых тел (плоскость, цилиндр, сфера) при некоторых упрощающих расчет предположениях, в частности при достаточно плавном изменении потенциала внутри экранирующего слоя, могут быть получены следующие выражения, описывающие плотность тока притягивающихся частиц:

- ♦ плоскость – $j_+ = j_0$,
- ♦ цилиндр – $j_+ = j_0 (1 + e\varphi/kT)^{1/2}$,
- ♦ сфера – $j_+ = j_0 (1 + e\varphi/kT)$.

Отсутствие зависимости величины j_+ от потенциала в случае плоскости объясняется неизменностью площади собирающей поверхности при разных потенциалах. Для цилиндра и сферы такие зависимости существуют, причем они различны.

При точном расчете токов притягивающихся частиц, учитывающем конечную толщину экранирующего слоя, распределение потенциала внутри него и особенности изменения функции распределения частиц, выражения для токов в случае цилиндра и сферы усложняются.

В случае тонкого экранирующего слоя ($R \gg \lambda_D$) для расчета плотности тока отталкивающихся частиц можно использовать приведенную выше формулу, расчет плотности тока притягивающихся частиц еще более усложняется. В этом случае расчет также основывается на концепции эффективной собирающей поверхности, радиус которой при условии

$$|\varphi| \geq \frac{kT_e}{e} (R/\lambda_D)^{4/3},$$

т.е. при достаточно больших потенциалах может быть описан приближенным выражением

$$R_c = 0,803R \left[\frac{e|\varphi|}{kT} (\lambda_D/R)^{4/3} \right]^{3/7}.$$

4. Электризация космических аппаратов

Отметим, что указанное условие и приведенное выражение для R_c соответствуют важному случаю заряжения КА в ионосферной плазме при воздействии на него потока авроральных электронов.

Зависимость тока, текущего на зонд, от потенциала зонда относительно окружающей плазмы называется вольт-амперной характеристикой зонда, или просто зондовой характеристикой. Полный ток J , текущий на зонд, равен разности электронного J_e и ионного J_i токов

$$J = J_e - J_i, \text{ или } J = S(j_e - j_i),$$

где S – площадь поверхности зонда.

Применительно к проблеме электризации КА особый интерес представляет потенциал ϕ_f , при котором суммарный ток, текущий на зонд, обращается в нуль, т.е. потоки электронов и ионов, попадающие на зонд из плазмы, равны.

Именно до такого потенциала зарядится зонд в плазме, если к нему не прикладывать напряжение из внешней электрической цепи. Потенциал ϕ_f называется *потенциалом свободного зонда*, или *плавающим потенциалом*. Плавающий потенциал отрицателен относительно потенциала плазмы из-за более высокой скорости электронов по сравнению с ионами при одинаковой температуре. Это обстоятельство уже отмечалось выше.

При отрицательном потенциале для плоского зонда имеем

$$j_{i0} = j_{e0} \exp\left(-\frac{e|\phi_f|}{kT_e}\right), \text{ откуда } |\phi_f| = \frac{kT_e}{e} \ln\left(\frac{m_i}{m_e}\right)^{1/2}.$$

Задача определения потенциала КА в космической плазме тождественна задаче расчета плавающего потенциала зонда, однако она значительно усложнена многокомпонентностью космической плазмы по температуре и ионному составу, в некоторых случаях – анизотропией плазмы по отношению к движущемуся КА, а также вторично-эмиссионными процессами на поверхности КА, к рассмотрению которых мы перейдем.

4.2. Вторично-эмиссионные процессы на поверхности КА

4.2.1. Основные понятия и определения

При бомбардировке поверхности КА электронами и ионами разных энергий, присутствующими в космическом пространстве, из приповерхностных слоев материалов внешней оболочки могут выбиваться так называемые *вторичные электроны и ионы*, которые покидают поверхность. Частицы, бомбардирующие поверхность, называют *первичными*.

Явление испускания поверхностью твердого тела вторичных частиц при бомбардировке ее первичными частицами называется *вторичной эмиссией*. В зависимости от конкретных сочетаний первичных и вторичных частиц различают разные виды вторичной эмиссии.

Процесс испускания электронов поверхностью под действием пучка электронов называется *вторичной электронной эмиссией*.

Если вторичные электроны выбиваются падающими на поверхность ионами, происходит *ионно-электронная эмиссия*.

При облучении поверхности ионным пучком происходит также выбивание вторичных ионов. Это явление называется *ионно-ионной*, или *вторичной ионной, эмиссией*.

И, наконец, падающие на поверхность электроны могут выбивать из нее в некотором количестве ионы – это *электронно-ионная эмиссия*.

Выход вторичных частиц во всех перечисленных вторично-эмиссионных процессах принято характеризовать *коэффициентом вторичной эмиссии*, который определяется как отношение потока частиц рассматриваемого вида, идущих от мишени, к потоку частиц, падающих на мишень. Иными словами, коэффициент вторичной эмиссии равен среднему числу вторичных частиц, возникающих при взаимодействии с поверхностью одной первичной частицы.

4. Электризация космических аппаратов

Коэффициент вторичной электронной эмиссии обозначают обычно буквой σ , он равен отношению тока вторичных электронов к току пучка первичных электронов

$$\sigma = J_2^e / J_1^e.$$

Коэффициент вторичной эмиссии, обусловленный воздействием на поверхность ионов, принято обозначать буквой γ (иногда с разными индексами). Например, коэффициент ионно-электронной эмиссии определяется как отношение тока вторичных электронов к току падающего на поверхность ионного пучка

$$\gamma = J_2^e / J_1^i.$$

Электроны могут испускаться твердым телом под действием квантов света, если энергия квантов достаточно велика. Это явление называется *фотоэлектронной эмиссией*, или *внешним фотоэффектом*.

Фотоэлектронная эмиссия характеризуется *квантовым выходом*, который равен отношению числа электронов, покидающих поверхность за некоторое время, к числу квантов, падающих на поверхность за то же время, т.е. как и в эмиссионных явлениях типа «частица-частица», квантовый выход показывает среднее число эмитированных электронов, но теперь уже приходящееся на один фотон.

Величины коэффициентов вторичной эмиссии зависят от вида и энергии первичных частиц, от рода материала, степени чистоты его поверхности, угла падения первичных частиц и от некоторых других менее существенных факторов.

4.2.2. Закономерности вторичной электронной эмиссии

При бомбардировке твердого тела электронами в потоке электронов, идущих от мишени, можно выделить электроны трех групп: истинно вторичные электроны, неупруго отраженные электроны и упруго отраженные электроны.

Истинно вторичными электронами называют электроны, принадлежавшие изначально веществу мишени и получившие в результате взаимодействия с первичными электронами дополнитель-

4.2. Вторично-эмиссионные процессы на поверхности КА

ную энергию, величина которой превышает работу выхода вещества мишени.

Неупруго отраженные электроны – это первичные электроны, передавшие часть своей исходной энергии электронам вещества мишени на сравнительно небольшой глубине, а упруго отраженные электроны отражаются от приповерхностных атомных слоев мишени практически без потерь энергии.

В соответствии с этим полный коэффициент вторичной электронной эмиссии может быть представлен в виде

$$\sigma = \delta + \eta + r,$$

где δ – коэффициент истинной вторичной электронной эмиссии; η – коэффициент неупругого отражения первичных электронов; r – коэффициент упругого отражения первичных электронов.

Указанные коэффициенты определяются как отношения вторичных токов, создаваемых электронами каждой из рассмотренных групп, к току первичных электронов.

Разделение вторичных электронов на три указанные группы производится на основании анализа их распределения по энергиям. Наибольшее число в потоке вторичных электронов обычно составляют истинно вторичные электроны, энергии которых составляют $\sim 1\text{--}10$ эВ.

Зависимость коэффициента истинной вторичной электронной эмиссии δ от энергии первичных электронов E_p представлена на рис. 4.5. Максимальное значение коэффициента истинной вторичной эмиссии δ_m достигается при энергии первичных электронов E_{pm} . Если величина $\delta_m > 1$, как на рис. 4.5, то можно указать еще две характерные энергии первичных электронов E_{p1} и E_{p2} , при которых $\delta_m = 1$.

Зависимость коэффициента неупругого отражения электронов от энергии электронов выражена весьма слабо, причем для многих материалов наблюдается незначительный максимум приблизительно при тех же энергиях, которым соответствует δ_m .

Коэффициент упругого отражения электронов r существен лишь при малых энергиях падающих электронов $E \sim (1\text{--}20)$ эВ. При этих

4. Электризация космических аппаратов

энергиях наблюдаются значения $r = 0,1-0,35$. В области средних энергий падающих электронов $E_p = (0,1-10)$ кэВ величина коэффициента r составляет лишь (2–3)%, поэтому процесс упругого отражения электронов не дает существенного вклада в величину полного коэффициента вторичной электронной эмиссии и не влияет на его зависимость от E_p .

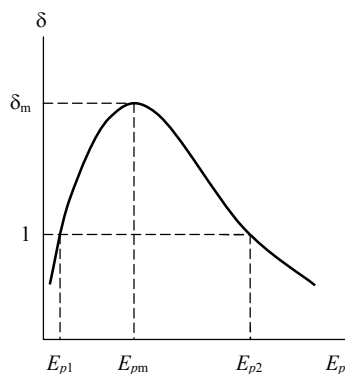


Рис. 4.5. Зависимость коэффициента истинной вторичной эмиссии от энергии первичных электронов

Зависимость полного коэффициента вторичной электронной эмиссии σ от энергии падающих электронов E_p определяется суммой зависимостей $\delta(E_p)$ и $\eta(E_p)$, она подобна зависимости $\delta(E_p)$, но имеет обычно несколько более широкий максимум, смещенный в сторону больших значений E_p . Для металлов значения $\sigma_m = 0,5-1,8$; они достигаются при $E_{pm} = (0,2-0,9)$ кэВ. Для большинства полупроводников $\sigma_m = 1-1,5$, $E_{pm} = (0,3-0,8)$ кэВ, а для диэлектриков (слода, стекло, кварц, полимеры и т.д.) значения σ_m обычно выше, чем для металлов и полупроводников — $\sigma_m = 2-5$ при $E_{pm} = (0,2-0,5)$ кэВ.

Более высокое значение σ_m диэлектриков объясняется тем, что в этом случае электроны вещества мишени, получившие дополнительную энергию в результате взаимодействия с первичными электронами, теряют меньше энергии при движении к поверхности из-за отсутствия электронов в зоне проводимости, т.е. вероятность выхода электронов из мишени в вакуум увеличивается.

4.2. Вторично-эмиссионные процессы на поверхности КА

На рис. 4.6 в качестве примера приведены зависимости коэффициента σ от энергии первичных электронов для трех полимерных материалов, часто используемых на внешней поверхности КА.

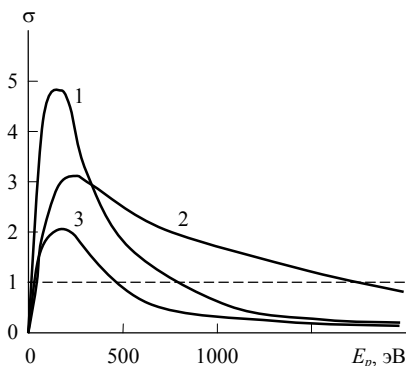


Рис. 4.6. Зависимость полного коэффициента вторичной электронной эмиссии от энергии первичных электронов E_p для полимерных материалов: 1 – майлар; 2 – фторопласт; 3 – полиамид

Для аналитического описания зависимости коэффициента вторичной электронной эмиссии от энергии первичных электронов ее удобно представить в нормированном виде $\sigma/\sigma_m = f(E/E_m)$. Здесь и далее для упрощения записи вместо обозначения E_{pm} будем использовать E_m .

При исследовании электризации КА такие аналитические зависимости требуется получать индивидуально для каждого материала, причем они должны быть достаточно корректными вплоть до энергии первичных электронов $\sim 10\text{--}20$ кэВ. Поэтому для их описания целесообразно использовать известную в эмиссионной электронике формулу Стернгласса, модифицировав ее введением дополнительного подгоночного параметра α .

$$\frac{\sigma}{\sigma_m} = (E/E_m)^\alpha \exp\left(1 - 2\sqrt{(E/E_m)\alpha}\right).$$

Результаты расчетов по этой формуле при разных значениях подгоночного параметра α приведены на рис. 4.7. Видно, что путем

4. Электризация космических аппаратов

варьирования параметра α можно значительно изменять ход кривых, что позволяет добиваться наилучшего согласия расчетных кривых с экспериментальными данными.

Учет угловой зависимости $\sigma(\theta)$ для изотропного потока космической плазмы может заметно увеличить значения σ , используемые при анализе электризации КА (рис. 4.8).

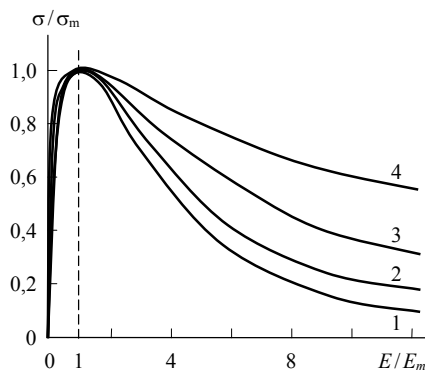


Рис. 4.7. Расчетные зависимости $\sigma/\sigma_m = f(E/E_m)$ при разных значениях подгоночного параметра α : 1 – 1,0; 2 – 0,75; 3 – 0,5; 4 – 0,25

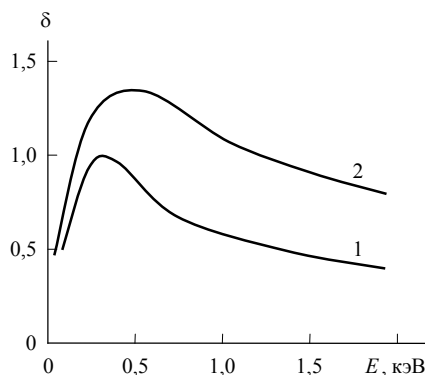


Рис. 4.8. Зависимость коэффициента истинной вторичной электронной эмиссии δ для алюминия от энергии первичных электронов: 1 – при нормальном падении первичных электронов; 2 – при изотропном пространственном распределении потока первичных электронов

4.2.3. Ионно-электронная эмиссия

При выбивании электронов из вещества ионами возбуждение электронов происходит не только за счет кинетической энергии падающих ионов, но и за счет их потенциальной энергии ионов, т.е. энергии, затраченной на ионизацию нейтральных атомов. Ионы, находящиеся в метастабильном состоянии, обладают дополнительной потенциальной энергией возбужденного состояния. Потенциальную энергию имеют и метастабильные нейтральные атомы, поэтому они также могут выбивать электроны из мишени за счет действия потенциального механизма.

Соответственно принято различать два вида ионно-электронной эмиссии: *кинетическую* и *потенциальную*. Полный коэффициент ионно-электронной эмиссии может быть представлен в виде

$$\gamma = \gamma_k + \gamma_p,$$

где γ_k – коэффициент кинетической ионно-электронной эмиссии; γ_p – коэффициент потенциальной ионно-электронной эмиссии.

При кинетической ионно-электронной эмиссии возбуждение электронов вещества происходит подобно тому, как это имеет место при вторичной электронной эмиссии, но с некоторыми отличиями, обусловленными особенностями торможения тяжелых частиц в веществе и спецификой взаимодействия их с электронами вещества. Тормозящийся ион, в отличие от электрона, движется в веществе практически прямолинейно, теряя энергию в столкновениях очень малыми порциями, что объясняется сильным различием масс иона и электрона.

Кинетический механизм ионно-электронной эмиссии имеет энергетический порог, ниже которого действие механизма прекращается. Пороговая энергия зависит от природы иона и материала мишени и составляет приблизительно 1–2 кэВ, а соответствующие пороговые скорости иона 10^4 – 10^5 м·с⁻¹.

Зависимость коэффициента кинетической ионно-электронной эмиссии от энергии первичных ионов $\gamma = f(E)$ подобна рассматривавшейся выше зависимости для коэффициента σ . Однако, в отли-

4. Электризация космических аппаратов

чие от вторичной электронной эмиссии, энергия ионов E_m , соответствующая максимальному значению коэффициента ионно-электронной эмиссии γ_m , лежит для большинства материалов при бомбардировке их протонами в области энергий 40–100 кэВ и возрастает с увеличением массы ионов.

Для аналитического описания нормированной энергетической зависимости коэффициента γ удобно использовать следующее выражение:

$$\frac{\gamma}{\gamma_m} = 2(E/E_m)^{1/2} (1 + E/E_m)^{-1}.$$

Результаты расчета по этой формуле в сопоставлении с экспериментальными данными, полученными при бомбардировке протонами различных материалов, приведены на рис. 4.9.

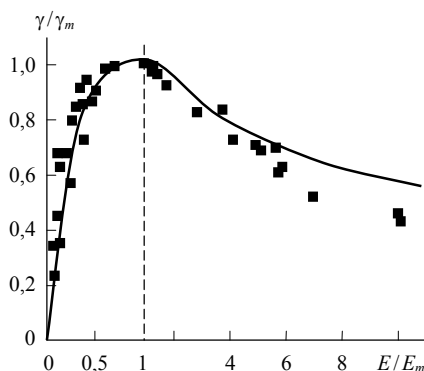


Рис. 4.9. Нормированная энергетическая зависимость коэффициента γ : кривая – расчет, точки – эксперимент

4.2.4. Фотоэлектронная эмиссия

Процесс выбивания фотоэлектронов из материала по аналогии с процессом вторичной электронной эмиссии может рассматриваться как состоящий из двух стадий: возбуждения электронов вещества падающими фотонами и движения возбужденных электронов к поверхности с последующим преодолением потенциального барьера.

Отличие состоит в том, что в соответствии с законами сохранения энергии и импульса фотон не может поглощаться свободными электронами проводимости. Обязательным условием передачи энергии фотона электрону является наличие связанного состояния электрона - на поверхности, в кристаллической решетке или атоме, что снижает вероятность поглощения фотона. Вторая стадия процесса идентична для обоих случаев.

Фотоэлектронная эмиссия подчиняется следующим законам.

1. Фотоэлектронный ток пропорционален интенсивности светового потока (*закон Столетова*).
2. Кинетическая энергия фотоэлектронов не зависит от интенсивности светового потока, при этом максимальное значение энергии фотоэлектронов определяется *законом Эйнштейна*

$$E_{km} = h\nu - e\varphi,$$

где $e\varphi$ – работа выхода вещества.

Из закона Эйнштейна следует наличие *длинноволновой (красной) границы* фотоэлектронной эмиссии, которая определяется условием:

$$h\nu_0 = e\varphi.$$

Здесь $h\nu_0$ – минимальная энергия кванта, при которой происходит вырывание фотоэлектронов из материала; соответствующая этой энергии максимальная длина волны

$$\lambda_0 \text{ [нм]} = 1,24 \cdot 10^3 / e\varphi \text{ [эВ]}.$$

Строго говоря, это соотношение справедливо только при температуре абсолютного нуля. При более высоких температурах энергетическая граница фотоэффекта становится нерезкой из-за размытия уровня Ферми.

Температурная зависимость фотоэлектронного тока вблизи λ_0 описывается *законом Фаулера*. Однако в большинстве прикладных задач этот фактор можно не учитывать.

3. При интенсивных световых потоках (создаваемых, например, с помощью лазеров) линейная зависимость фотоэлектронного тока от интенсивности светового потока может нарушаться, т.е. нарушается закон Столетова. Возможно также нарушение закона

4. Электризация космических аппаратов

Эйнштейна из-за возникновения *многофотонной фотоэлектронной эмиссии*, обусловленной поглощением одним электроном нескольких фотонов. При освещении материалов солнечным излучением такие процессы имеют малую вероятность.

Основной характеристикой внешнего фотоэффекта является *спектральная зависимость квантового выхода* – зависимость числа эмитируемых фотоэлектронов, приходящихся на один фотон, от энергии фотонов (или от длины волны).

В задачах анализа электризации КА удобнее использовать интегральный параметр: плотность тока фотоэлектронной эмиссии J_{ph} , которая определяется с учетом распределения энергии в спектре солнечного излучения. Для большинства материалов, используемых на внешней поверхности КА, этот параметр лежит в пределах $(1-5) \cdot 10^{-9} \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$.

Энергетические спектры фотоэлектронов обычно имеют максимум в области 1–2 эВ и верхнюю границу около 10–15 эВ. С увеличением энергии падающих фотонов для некоторых материалов наблюдается расширение пика в энергетическом спектре и смещение его в область более высоких энергий. Данные по эмиссионным параметрам некоторых материалов, используемых в конструкциях современных КА, представлены в табл. 4.2.

Таблица 4.2. Эмиссионные характеристики материалов

Материал	электроны			протоны		J_{ph} , $10^{-9} \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$
	δ_m	E_m , кэВ	η	γ	E_m , кэВ	
стекло	2,4	0,3	0,12	5,0	70,0	2,0
полиамид	2,1	0,15	0,07	5,8	80,0	2,0
лавсан	2,3	0,4	0,11	5,0	100,0	2,0
фторопласт	3,0	0,3	0,09	5,0	70,0	2,0
углерод	0,75	0,35	0,08	5,0	70,0	2,1
алюминий	0,97	0,3	0,17	4,0	80,0	4,0
серебро	1,5	0,8	0,4	2,0	300,0	3,0
In_2O_3	2,35	0,35	0,2	4,2	45,0	3,2

4.3. Вольт-амперные характеристики тела в космической плазме

4.3.1. Уравнение баланса токов

Физический механизм заряжения КА в космической плазме можно наглядно проиллюстрировать, записав уравнение для полного тока, текущего через поверхность КА, в следующем виде:

$$J = J_e - J_i - (\delta J_e + \eta J_e + \gamma J_i + J_{ph}),$$

где J_e и J_i – электронный и ионный токи плазмы; δ , η , γ – рассматривавшиеся выше вторично-эмиссионные коэффициенты; J_{ph} – ток фотоэлектронной эмиссии.

Величины первичных и вторичных токов, входящих в уравнение баланса, зависят от потенциала КА относительно окружающей космической плазмы, причем для вторичных токов эта зависимость проявляется и через изменение значений вторично-эмиссионных коэффициентов, обусловленное изменением энергии первичных электронов и ионов. Равновесное значение потенциала КА определяется из решения уравнения при условии $J = 0$, т.е. при условии баланса токов на поверхности.

Как уже указывалось, если рассматривать протекание через поверхность КА только первичных плазменных токов, то при одинаковых значениях температуры и плотности электронной и ионной составляющих плазмы равновесный потенциал будет отрицательным вследствие более высокой тепловой скорости электронов. Вторично-эмиссионные токи могут значительно снизить абсолютную величину отрицательного потенциала и даже поменять его знак. Обычно положительный потенциал возникает при условии $J_{ph} > J_e$.

При рассмотрении дифференциального заряжения КА приведенное уравнение баланса токов можно записать для любого участка поверхности, характеризуемого определенными значениями вторично-эмиссионных коэффициентов, условиями попадания элект-

4. Электризация космических аппаратов

ронов и ионов окружающей плазмы на этот участок и условиями его освещения. С помощью этого уравнения, описывающего локальный суммарный ток для выбранного элемента поверхности, определяется равновесный потенциал данного элемента.

В общем случае в уравнение должны быть включены дополнительные члены, описывающие токи утечки между заряженной поверхностью диэлектрических покрытий и металлическим корпусом КА и между соседними участками поверхности, имеющими разные потенциалы. Величины указанных токов определяются собственной объемной и поверхностной проводимостью диэлектрических покрытий и радиационной проводимостью, возникающей при облучении диэлектриков.

В уравнение баланса могут войти также дополнительные токи, которые возникают за счет работы бортового оборудования КА (электроракетных двигателей, инжекторов электронов и ионов и т.п.), а также за счет ионизации собственной внешней атмосферы КА и некоторых других факторов.

4.3.2. Особенности электризации КА в разных областях космического пространства

Рассматривая уравнение баланса токов с учетом параметров плазмы и специфики протекания вторично-эмиссионных процессов на поверхности КА в разных областях околоземного космического пространства, можно сформулировать характерные особенности электризации КА в этих областях.

При заряджении КА в *горячей магнитосферной плазме*, в частности в области ГСО, скорости теплового движения первичных электронов и ионов много больше орбитальной скорости КА, в силу чего воздействующие на него потоки частиц являются изотропными. На процесс заряджения большое влияние оказывают вторично-эмиссионные токи, в том числе ток фотоэлектронной эмиссии, который обычно больше первичного электронного тока, т.е. в уравнении баланса $J_{ph} > J_e$.

На *низких околоземных орбитах* (в ионосфере) энергия частиц плазмы невелика, а концентрация частиц такова, что электронный ток плазмы превышает ток фотоэлектронной эмиссии ($J_e > J_{ph}$). В то же время вторично-эмиссионными токами можно пренебречь в силу весьма низкой энергии первичных частиц, за исключением в некоторых случаях токов, обусловленных потенциальной ионно-электронной эмиссией. В ионосфере поверхность КА обычно приобретает отрицательный потенциал $\sim 0,1\text{--}5$ В.

При заряджении КА в ионосфере важную роль играет анизотропия воздействующего на него потока положительных ионов, обусловленная существенно более высокой орбитальной скоростью КА ($V_0 \sim 8 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$) по сравнению со средней тепловой скоростью ионов ($v_e \sim 1 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$). При этом средняя тепловая скорость электронов ($v_e \sim 200 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$) значительно превышает орбитальную скорость КА, что обеспечивает изотропный поток электронов на него.

Как сочетание двух представленных случаев электризации КА можно рассматривать электризацию низкоорбитальных КА в *авроральных областях*. При пересечении зон выпадения авроральных частиц, энергии которых лежат в диапазоне $1\text{--}50$ кэВ, формирование электрических зарядов на КА происходит в результате воздействия этих частиц и одновременного воздействия холодной ионосферной плазмы.

Такой случай электризации КА наиболее труден для анализа из-за сложности протекающих физических процессов. Точный расчет первичных плазменных токов сильно осложнен их зависимостью от многих факторов, включая магнитогидродинамические явления, обусловленные движением тела через плазму, влиянием магнитного поля Земли на движение электронов и ионов и др.

Кроме того, в этом случае воздействие потока авроральных частиц на КА может быть кратковременным ($\sim 1\text{--}10$ с) из-за быстрого пересечения аппаратом узких зон выпадения авроральных частиц. Вследствие этого равновесное значение потенциала может не достигаться.

4. Электризация космических аппаратов

Основные параметры, характеризующие процессы электризации КА в разных областях космического пространства, представлены в табл. 4.3.

Таблица 4.3. Параметры процессов электризации КА в разных областях космического пространства

Тип орбиты	Высота, км / наклонение, град.	Характерные потенциалы, В	Основные факторы, определяющие потенциал	Угловое распределение потоков частиц	Роль вторично-эмиссионных процессов
ГСО, апогейные участки высокоэллиптических орбит	36000 / $\pm 1,5$ 40000 / 65	$-(10^3-10^4)$	горячая плазма, солнечное УФ-излучение	изотропное	велика
Низкие орбиты	200–2000 / 0–70	$-(0,1-5)$	холодная плазма	анизотропное	пренебрежимо мала
Низкие полярные орбиты	200–2000 / >70	$-(10^2-10^3)$	холодная плазма, авроральные электроны, солнечное УФ-излучение	анизотропное	заметна
За пределами магнитосферы	>60–120 тыс.	$+(5-20)$	солнечное УФ-излучение, плазма солнечного ветра	анизотропное	определяющая роль фотоэлектронной эмиссии

За пределами магнитосферы Земли электризация КА обусловлена одновременным воздействием на поверхность аппарата ультрафиолетового излучения Солнца и плазмы солнечного ветра. Ток фотоэлектронной эмиссии в этих условиях является преобладающей составляющей, поэтому поверхность КА вне магнитосферы обычно заряжается положительно. Максимальная величина положительного потенциала ограничена условием возврата фотоэлектронов к поверхности и может достигать нескольких десятков вольт. Этот случай электризации также отражен в табл. 4.3.

4.3.3. Пороговый эффект и эффект неоднозначности равновесного потенциала

Рассмотренные выше выражения для первичных плазменных токов и вторично-эмиссионных токов позволяют рассчитать зависимости всех составляющих, входящих в уравнение баланса, от потенциала тела. Такие зависимости будем называть *вольт-амперными характеристиками* для первичных и вторичных токов.

Построение вольт-амперных характеристик позволяет исследовать роль различных процессов в электризации КА и зависимость равновесного потенциала как от параметров плазмы, так и от вторично-эмиссионных характеристик поверхности объекта.

Вольт-амперные характеристики дают, в частности, наглядное представление о физической природе и влиянии на процесс заряжения *порогового эффекта* и *эффекта неоднозначности равновесного потенциала*. Для понимания физических причин возникновения этих эффектов рассмотрим прежде с помощью рис. 4.10 процесс заряжения материалов моноэнергетическим электронным пучком.

Знак и величина потенциала поверхности облучаемого материала зависят от энергии падающих электронов E_p и вторично-эмиссионных свойств материала.

Если для облучаемого материала $\sigma_m < 1$, то материал заряжается отрицательно при любой исходной энергии падающих электронов E_p до потенциала, соответствующего энергии E_p , при котором первичные электроны перестают попадать на поверхность.

Для материалов с $\sigma_m > 1$ картина заряжения сложнее, и равновесный потенциал мишени зависит от исходной энергии электронов пучка E_p , при этом возможны три случая (рис. 4.10):

$$E_p < E_{p1}; \quad E_{p1} < E_p < E_{p2}; \quad E_p > E_{p2}.$$

При $E_p < E_{p1}$ (область I на рис. 4.10) коэффициент вторичной электронной эмиссии $\sigma < 1$ и процесс заряжения идет, как в рассмотренном выше случае. При попадании на мишень каждой последующей порции электронов из мишени выбивается меньше

4. Электризация космических аппаратов

электронов, чем приходит, т.е. на мишени накапливается отрицательный заряд и соответственно растет отрицательный потенциал, тормозящий падающие электроны. В результате энергия падающих электронов, с которой они достигают поверхности, уменьшается. Этот процесс показан на рис. 4.10 стрелкой, направленной влево в области I. Накопление отрицательного заряда прекращается, когда первичные электроны перестают попадать на поверхность, т.е. отбрасываются от нее тормозящим электрическим полем. Если облучение производится электронами с исходной энергией $E^I < E_{p1}$, равновесному состоянию соответствует отрицательный потенциал $-\varphi^I = E^I/e$.

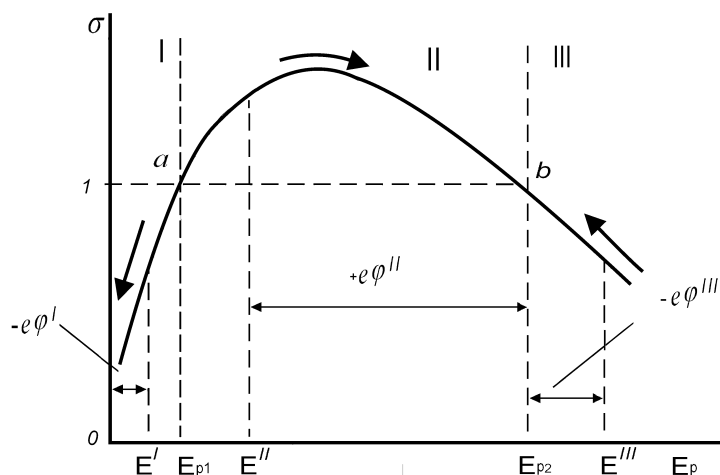


Рис. 4.10. Схема процесса зарядки материалов моноэнергетическим электронным пучком

Далее рассмотрим процесс облучения поверхности электронами с энергией $E_{p1} < E^{II} < E_{p2}$ (область II). В этом случае $\sigma > 1$, т.е. из мишени выбивается больше электронов, чем на нее падает. На мишени накапливается положительный заряд, обусловленный недостатком электронов, и соответственно возникает положительный потенциал, ускоряющий попадающие на мишень первичные электроны.

Энергия бомбардирующих поверхность электронов растет, что показано стрелкой, направленной вправо в области II рис. 4.10. Когда энергия бомбардирующих поверхность электронов станет равной E_{p2} , рост положительного потенциала поверхности прекратится, поскольку при $E_p > E_{p2}$ мы вновь придем к случаю $\sigma < 1$, и мишень будет заряжаться отрицательно, тормозя падающие электроны. Понятно, что если исходная энергия бомбардирующих электронов $E^{III} > E_{p2}$, процесс заряжения должен уменьшать энергию бомбардирующих электронов, приближая ее к E_{p2} (стрелка, направленная влево в области III).

Таким образом, в случае $E_{p1} < E^{II} < E_{p2}$ поверхность зарядится положительно до потенциала $+\phi^{II} = (E_{p2} - E^{II})/e$, а в случае $E^{III} > E_{p2}$ – отрицательно до потенциала $-\phi^{III} = (E^{III} - E_{p2})/e$.

Точка **b** на кривой $\sigma(E_p)$ является устойчивой, а точка **a** – неустойчивой. Рассматривая заряджение на поверхности при энергиях $E_{p1} < E_p < E_{p2}$, мы предполагали, что все вторичные электроны уходят от поверхности, т. е. имеется некий коллектор вторичных электронов, положительный потенциал которого всегда выше потенциала поверхности мишени. В условиях космического пространства такой коллектор отсутствует, и вторичные электроны возвращаются на поверхность с положительным потенциалом. Поэтому величина этого потенциала не может превысить нескольких вольт. То есть можно считать, что в этом случае КА не заряжается, поскольку, например, для заряжения КА на ГСО характерны высокие отрицательные потенциалы, измеряемые киловольтами. Заряжение КА до таких потенциалов возможно только при выполнении условия, аналогичного условию $E^{III} > E_{p2}$. В этом и состоит пороговый эффект при электризации КА. Рассматриваемая кривая показывает также возможность установления равновесного состояния при двух различных значениях потенциала поверхности.

Однако применительно к космической плазме анализ порогового эффекта и эффекта неоднозначности равновесного потенциала более труден из-за распределений частиц по энергии и наличия ионной составляющей плазмы. Тем не менее и в этом случае, используя уравнение баланса токов и уравнения зондовой теории, можно

4. Электризация космических аппаратов

вычислить пороговое значение температуры космической плазмы T_{Π} , эквивалентное по физическому смыслу значению энергии E_{p2} на рис. 4.10.

Если температура плазмы превышает T_{Π} , КА может заряжаться до значительных отрицательных потенциалов. Для материалов, используемых на поверхности КА, величина T_{Π} составляет $\sim 1\text{--}7$ кэВ и определяется главным образом величиной вторично-эмиссионных коэффициентов: чем они больше, тем выше значение T_{Π} .

Это иллюстрируется рис. 4.11, на котором приведена зависимость величины отрицательного равновесного потенциала от параметра σ_m при разных значениях температуры плазмы. Точки пересечения кривых с осью абсцисс дают зависимость пороговой температуры плазмы от σ_m .

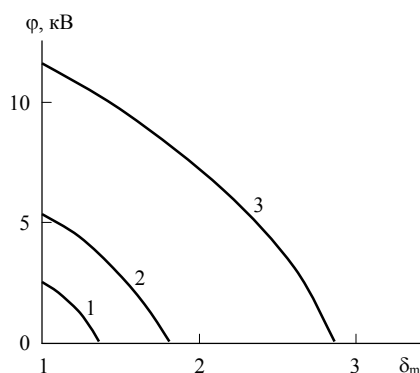


Рис. 4.11. Зависимость равновесного потенциала КА от параметра σ_m при разных значениях температуры плазмы: 1 – 3 кэВ; 2 – 5 кэВ; 3 – 10 кэВ

4.3.4. Равновесный потенциал КА в горячей магнитосферной плазме

Пример семейства вольт-амперных характеристик, рассчитанных для сферы с высокими значениями вторично-эмиссионных коэффициентов поверхности в отсутствие освещения ($J_{ph}=0$), приведен

4.3. Вольт-амперные характеристики тела в космической плазме

на рис. 4.12. Чтобы излишне не загромождать рисунок, здесь положено $\gamma = 0$. Это не меняет вида вольт-амперных характеристик, поскольку ток ионно-электронной эмиссии растет практически линейно с увеличением значения модуля потенциала, а его учет лишь незначительно изменяет начальную ординату и наклон линии суммарного протонного тока.

Кривая полного тока, как видно из рисунка, дважды пересекает ось абсцисс, т.е. условие баланса токов $J = 0$ выполняется при двух значениях потенциала. Таким образом, в данном случае наблюдается упоминавшийся выше эффект неоднозначности равновесного потенциала.

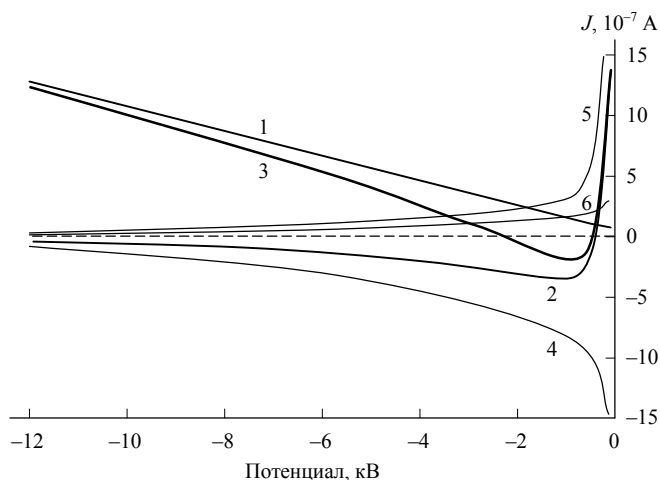


Рис. 4.12. Семейство вольт-амперных характеристик для сферы с высокими значениями вторично-эмиссионных коэффициентов поверхности: 1 — суммарный протонный ток, 2 — суммарный электронный ток, 3 — полный ток, 4 — ток первичных электронов, 5 — ток истинной вторичной электронной эмиссии, 6 — ток отраженных электронов

Для пояснения причин возникновения этого эффекта на рис. 4.13а показаны кривые полного тока, построенные отдельно для холодной составляющей плазмы J_1 в двухтемпературном максвелловском распределении и для горячей составляющей J_2 , а также сумма этих кривых, соответствующая полному току на рис. 4.12. Из рис. 4.13а

4. Электризация космических аппаратов

видно, что кривая J_1 не имеет пересечения с осью абсцисс, т.е. при воздействии только низкотемпературной составляющей плазмы отрицательный заряд на сфере не накапливается. Это объясняется возникновением значительного тока вторичной электронной эмиссии под действием электронов холодной плазменной компоненты. Именно эта составляющая тока определяет подъем вольт-амперной характеристики J_1 в области значений отрицательного потенциала поверхности менее 1 кВ. Равновесное состояние в данном случае наступает при небольшом положительном потенциале поверхности тела (3–10 В) в режиме торможения уходящих с поверхности вторичных электронов, энергетический спектр которых описывается максвелловской функцией с температурой $kT \sim 2\text{--}5$ эВ. Участок вольт-амперной характеристики, соответствующий этому режиму заряжения и представляющий собой очень быстро падающую экспоненту в области положительных значений потенциала, не показан на рис. 4.13а. Напомним, что такая же вольт-амперная характеристика в области положительных значений потенциала поверхности описывает заряжение освещенного Солнцем тела в случае преобладания тока фотоэлектронной эмиссии над первичным электронным током.

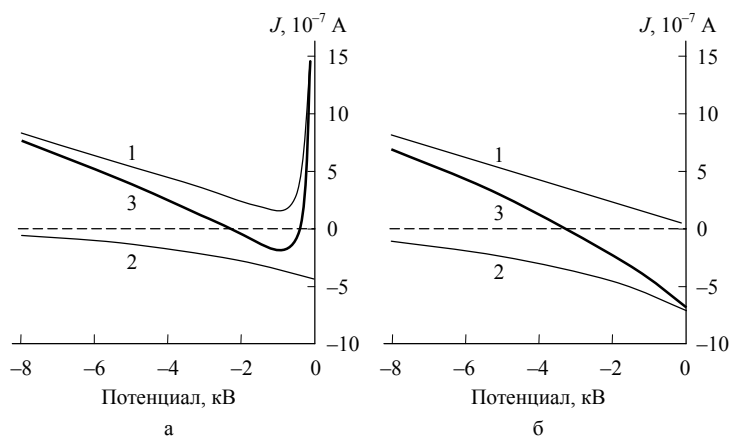


Рис. 4.13. Вольт-амперные характеристики для сферы с высокими (а) и низкими (б) значениями коэффициентов вторичной эмиссии: 1 – J_1 ; 2 – J_2 ; 3 – $J = J_1 + J_2$

4.3. Вольт-амперные характеристики тела в космической плазме

На рис. 4.13б приведены аналогичные вольт-амперные характеристики, рассчитанные для сферы с низкими значениями коэффициентов вторичной эмиссии. В этом случае кривая полного тока не имеет рассмотренной выше особенности. Кривая имеет только одно пересечение с осью абсцисс, соответствующее условию устойчивого равновесия.

Из сопоставления характеристик J_1 и J_2 на рис. 4.13 следует, что при заданных вторично-эмиссионных свойствах поверхности отрицательный потенциал на теле может возникать только в том случае, если температура окружающей плазмы превышает некоторое пороговое значение (пороговый эффект).

Явление неоднозначности равновесного потенциала и пороговый эффект необходимо учитывать при прогнозировании возможности зарядки КА в тех или иных условиях.

Таблица 4.4. Значения равновесного потенциала для ряда материалов при зарядке в плазме с различными значениями температуры

kT , кэВ	1,0	2,2	3,2	4,5	7,1	14,0
Материалы	Равновесный потенциал, кВ					
углерод	1,5	3,2	4,4	6,0	8,9	16,4
алюминий	1,2	2,8	3,9	5,4	8,2	15,9
стекло	0,0	0,0	0,0	0,7	4,6	11,9
покрытие In_2O_3	0,0	0,0	0,0	0,4	4,1	11,8
полиэтилен	0,0	0,0	0,0	0,5	4,7	12,3
лавсан	0,0	0,0	0,3	2,7	5,9	13,1
полиамид	0,0	2,4	3,7	5,2	8,1	15,0

Решение уравнения баланса токов позволяет найти равновесные значения потенциала для различных условий зарядки. Результаты таких расчетов при разных значениях температуры горячей составляющей окружающей плазмы для ряда материалов приведены в табл. 4.4. Эти данные наглядно иллюстрируют проявление порогового эффекта (нулевые значения потенциала до определенных

4. Электризация космических аппаратов

значений температуры плазмы для таких материалов как стекло, проводящие покрытие In_2O_3 , полиэтилен, лавсан, полиамид).

Обращение к приведенной выше табл. 4.2, в которой даны величины вторично-эмиссионных параметров материалов, показывает, что для всех материалов с нулевыми значениями потенциала в табл. 4.2 $\delta_m > 2$, а для материалов, не имеющих порогового эффекта, $\delta_m < 1$.

4.3.5. Специфика заряжения КА на низких полярных орбитах

Аналогичным образом выполняется расчет равновесных значений потенциала для случая заряжения тел в ионосферной плазме при одновременном воздействии потока авроральных электронов и солнечного света.

Результаты таких расчетов приведены в табл. 4.5. Для оценки возможных значений равновесного потенциала КА параметры ионосферной плазмы и авроральных электронов, использовавшиеся при проведении расчетов, варьировались в широких пределах. В левом столбце табл. 4.5 указаны значения концентрации ионосферных ионов, а в верхней строке – значения плотности тока авроральных электронов. Во втором столбце табл. 4.5 приведены значения плотности тока таранных ионов, т. е. тока, обусловленного набеганием ионного потока на лобовую поверхность движущегося КА. Эта величина рассчитывалась на основании заданных концентраций ионосферных ионов. Для каждого сочетания исходных параметров – концентрации ионосферных ионов и плотности тока авроральных электронов – рассчитывались значения потенциала в отсутствие освещения поверхности солнечным светом и при ее освещении для двух значений энергии авроральных электронов.

Значение потенциала, приведенные в правой части табл. 4.5 для каждого сочетания параметров ионного и электронного потоков рассчитаны для неосвещенного КА (верхняя строка) и для осве-

4.3. Вольт-амперные характеристики тела в космической плазме

щенного при $J_{ph} = 5 \cdot 10^{-9} \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$ (нижняя строка). При этом в левом столбце даны значения потенциала для энергии авроральных электронов 10 кэВ, а в правом – для 30 кэВ.

Таблица 4.5. Значения равновесного потенциала для различных случаев заряжения ИСЗ в ионосфере с учетом воздействия потока авроральных электронов

Параметры ионного потока		Плотность тока авроральных электронов, $\text{А} \cdot \text{см}^{-2}$			
Концентрация ионосферных ионов, см^{-3}	Плотность тока таранных ионов, $\text{А} \cdot \text{см}^{-2}$	$1,0 \cdot 10^{-10}$		$1,6 \cdot 10^{-8}$	
$3,5 \cdot 10^3$	$4,5 \cdot 10^{-10}$	–0,3	–0,4	–1 700	–1 920
		–0,1	–0,1	–950	–1 080
10^4	$1,25 \cdot 10^{-9}$	–0,3	–0,3	–1 090	–1 180
		–0,2	–0,2	–610	–660
10^5	$1,25 \cdot 10^{-8}$	–0,3	–0,3	–1,2	–1,3
		–0,3	–0,3	–0,4	–0,4
10^6	$1,25 \cdot 10^{-7}$	–0,3	–0,3	–0,3	–0,3
		–0,3	–0,3	–0,3	–0,3

Значения потенциалов определяются доминирующей ролью токов различных заряженных частиц в установлении баланса. Значения потенциала $|\phi| \leq 1 \text{ В}$ отвечают случаю, когда баланс токов устанавливается за счет токов таранных ионов и ионосферных электронов, т. е. роль авроральных электронов пренебрежимо мала. В этом случае влияние освещения КА на процесс заряжения незначительно.

Появление высоких отрицательных потенциалов на поверхности обусловлено преобладанием тока авроральных электронов в балансе, причем освещение поверхности, на которую воздействует поток авроральных электронов, может существенно снижать равновесный потенциал по сравнению со случаем отсутствия освещения.

4.4. Математическое моделирование электризации реальных КА

4.4.1. Общие принципы моделирования

Как уже отмечалось выше, реальный КА, имеющий сложную конфигурацию и неоднородную поверхность, значительная часть которой покрыта диэлектрическими материалами с разными электрофизическими свойствами, заряжается дифференциально. Для каждого элемента поверхности КА справедливы рассмотренные физические закономерности накопления электрического заряда, которые могут быть выражены в виде локальных уравнений баланса токов.

Однако процессы заряжения элементов поверхности реального КА являются взаимосвязанными. Такая связь проявляется через влияние потенциалов других элементов поверхности на процессы обмена заряженными частицами рассматриваемого элемента с окружающей плазмой и поверхностью КА и через токи проводимости, текущие между соседними элементами и на общий металлический корпус КА. Емкостные связи между элементами поверхности и корпусом оказывают значительное влияние на величины зарядов, накапливаемых на поверхности диэлектрических покрытий, и на временные характеристики процессов заряжения. Таким образом, уравнения баланса токов для каждого элемента образуют связанную систему, решение которой и позволяет определить заряды и потенциалы на каждом элементе поверхности КА.

Задачами математических моделей, предназначенных для анализа дифференциального заряжения реальных КА, являются:

- ♦ адекватное математическое описание конструкции КА, включая расположение и свойства конструкционных материалов;
- ♦ выполнение дискретизации поверхности расчетной геометрической модели КА и прилегающего пространства;
- ♦ построение системы уравнений, описывающей процессы электризации всех выделенных элементов поверхности;

- ♦ решение созданной системы уравнений;
- ♦ численное и графическое представление результатов расчетов.

В результате моделирования находятся распределения потенциала и напряженности электрического поля на поверхности КА и в прилегающем пространстве, анализ которых позволяет выявить области возможного возникновения электростатических разрядов и предложить пути снижения опасности их появления.

Математические модели дают возможность учесть при анализе электризации работу упоминавшегося выше бортового оборудования, создающего дополнительные токи в окрестности КА: плазменных электроракетных двигателей, инжекторов заряженных частиц и т.п.

Обычно модели включают процедуру расчета траекторий движения электронов и ионов в окрестности КА, которая используется как в вычислении локальных токов на элементах поверхности, так и при решении различных задач, связанных с анализом движения пучков частиц в собственном электрическом поле КА.

Для проведения расчетов создаются исходные базы данных по электрофизическим свойствам материалов КА и характеристикам космической среды в области функционирования аппарата. Ниже рассмотрим основные этапы компьютерного моделирования электризации реальных КА с помощью разработанной в НИИЯФ физико-математической модели COULOMB.

4.4.2. Построение геометрической модели КА

Для математического моделирования процессов электризации КА должна быть построена его расчетная геометрическая модель, учитывающая особенности конструкции КА, расположение и электрофизические свойства материалов, а при необходимости – расположение и характеристики упоминавшегося бортового оборудования, работа которого может повлиять на процессы электризации.

Модель геометрически сложного объекта создается в виде совокупности различных базовых элементов, которые математически

4. Электризация космических аппаратов

описываются как двумерные и трехмерные элементарные поверхности: плоскость, сфера, цилиндр, конус и т.д. Такое представление реального КА позволяет моделировать его форму, учитывать пропорции между различными фрагментами конструкции, а также расположение материалов на поверхности.

При построении геометрической модели элементарные математические поверхности задаются параметрическими переменными в собственной локальной системе координат. Для перехода в систему координат, связанную с общей моделью КА, используются трансляционные преобразования переноса и вращения на углы Эйлера. При этом достигается взаимно однозначное соответствие всех точек поверхности КА и модели и обеспечивается возможность изменения ориентации модели относительно воздействующих анизотропных факторов, что, как мы видели выше, очень важно при анализе электризации КА.

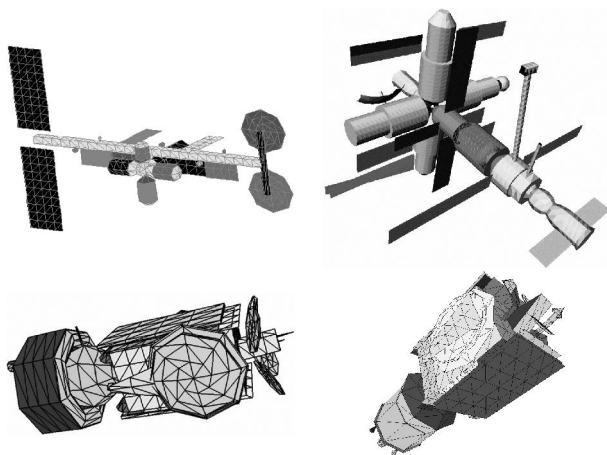


Рис. 4.14. Расчетные геометрические модели КА разной конфигурации

Для проведения расчетов выполняется дискретизация поверхности построенной модели, т.е. на поверхности строится сетка, для каждой ячейки которой будут рассчитываться локальные электрические токи и плотности электрического заряда. Обычно ячейки сетки являются прямоугольными, а затем они разделяются диаго-

налями на треугольники. Для каждого треугольника находится центр тяжести как точка пересечения медиан. Для этих точек и производятся вычисления всех необходимых параметров. Примеры построения геометрических моделей для ряда КА представлены на рис. 4.14.

Общее число базовых элементов, используемых при построении моделей, достигает 150–200, а число дискретных элементов (треугольников) на которые разбивается поверхность модели, – 3000–5000. Степень дискретизации поверхности определяет точность моделирования процесса электризации КА.

4.4.3. Методика проведения расчетов

При математическом моделировании электризации тел сложной формы практически невозможно получить аналитические выражения для описания токов первичных и вторичных частиц, подобные используемым в теории плазменного зонда (см. разд. 3). Токи первичных и вторичных частиц в этом случае должны определяться путем многократного решения уравнения движения отдельных частиц в электрическом поле вокруг тела, т.е. на основании расчета траекторий отдельных частиц. Обычно при таком подходе используется *метод обратных траекторий*, который состоит в том, что движение частицы прослеживается не из плазмы к поверхности, как это имеет место в действительности, а наоборот – от поверхности к невозмущенной плазме. Это позволяет исключить из рассмотрения частицы, пролетающие мимо тела, и тем самым сократить объем вычислений. Для определения траекторий вторичных частиц, покидающих поверхность, используется тот же метод, но для них получаемые траектории являются истинными.

В результате для каждого элемента поверхности тела, определяемого как ячейка сетки, с помощью которой произведена дискретизация поверхности геометрической модели, может быть решено уравнение баланса токов и вычислен потенциал элемента поверхности.

4. Электризация космических аппаратов

Распределение потенциала вокруг тела находится путем решения в трехмерном пространстве рассматривавшегося выше уравнения Пуассона. В случаях, когда пространственным зарядом можно пренебречь, что характерно для высоких орбит КА, в частности для геостационарной орбиты, используется уравнение Лапласа.

Для реализации такого решения пространство вокруг тела разбивается на отдельные элементы путем построения трехмерной сетки, ячейки которой согласуются с ячейками двумерной сетки, построенной на поверхности геометрической модели. Пространственная сетка используется также для расчета траекторий движения первичных и вторичных заряженных частиц в собственном электрическом поле КА.

Дискретизация пространства в окрестности тела позволяет вместо уравнения Пуассона записать систему линейных уравнений для потенциала. Число уравнений в системе соответствует числу пространственных элементов и может достигать $\sim 10^4$. Выбор этой величины определяется на основании компромиссных соображений с учетом требования достаточно детальной проработки структуры электрического поля и ограничений, накладываемых производительностью используемых компьютеров.

Таким образом, при проведении расчетов для тел сложной формы можно выделить две главные задачи:

- ♦ расчет плазменных токов, текущих на отдельные участки поверхности, и электрических зарядов на этих участках при заданном распределении потенциала в окрестности тела;
- ♦ расчет распределения потенциала вблизи тела при заданных электростатических зарядах на поверхности.

Полное решение задачи проводится методом временных итераций: после изменения электрических зарядов на поверхности тела (за счет протекания плазменных токов в течение некоторого интервала времени) рассчитывается новое распределение потенциала, а затем рассчитываются изменившиеся значения токов, соответствующие этому распределению, вновь рассчитываются заряды на поверхности тела и т.д. — до получения установившегося состояния. На каждом временном шаге состояние считается равновесным, т.е.

используется *квазистатическое приближение*. Число итераций при расчете может составлять 10–20.

Описанная расчетная методика позволяет анализировать дифференциальное заряджение КА, проследить развитие процесса заряджения во времени, исследовать особенности структуры электрического поля вокруг КА и т.п.

Важным моментом при проведении расчетов по изложенной методике является задание граничных условий на элементах поверхности КА. Типичный КА имеет общий металлический корпус, наружная поверхность которого покрыта слоями диэлектриков (краски, терморегулирующие покрытия, защитные стекла и т.д.), толщина которых много меньше характерных размеров КА. Металлические конструкции КА могут быть также частично или полностью открытыми и подвергаться воздействию частиц космической плазмы. Особо следует выделить элементы конструкции КА в виде тонких пластин, одна или обе стороны которых покрыты диэлектриком. В общем случае КА может состоять из нескольких металлических конструкций, соединенных между собой различными электрическими цепями (активные сопротивления, емкости, индуктивности) или электрически независимых. При проведении расчетов для перечисленных элементов конструкции КА необходимо записать граничные условия разных типов.

Для поверхности тонкого слоя диэлектрика на металлическом основании граничные условия записываются в приближении плоского конденсатора, образуемого слоем заряда на диэлектрике и металлической подложкой.

В случае открытой металлической поверхности граничное условие определяется из теоремы Гаусса, связывающей нормальную производную потенциала на поверхности с полным зарядом.

Для металлической пластины, покрытой с обеих сторон тонкими слоями диэлектрика, граничные условия формулируются в виде системы уравнений, описывающих эффективную плотность заряда одинарного электрического слоя и плотность дипольного момента двойного электрического слоя.

4. Электризация космических аппаратов

Для численного решения уравнений Лапласа или Пуассона применительно к анализу электризации КА могут быть использованы следующие известные методы: конечных разностей, конечных элементов и интегральных уравнений.

В настоящее время предпочтение отдается методу интегральных уравнений. В этом методе значение потенциала φ в точке пространства $\mathbf{r}$ определяется интегральным соотношением вида:

$$\varphi(\mathbf{r}) = \int_S \frac{\vartheta(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dS' + \int_S \frac{\mu(\mathbf{r}')((\mathbf{r} - \mathbf{r}') \cdot \mathbf{n}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} dS' + \int_V \frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dV',$$

где $\vartheta(\mathbf{r})$ – плотность заряда на элементе поверхности dS ; $\mu(\mathbf{r})$ – плотность дипольного момента двойного электрического слоя; $\rho(\mathbf{r})$ – плотность объемного заряда в элементе dV ; $\mathbf{n}$ – вектор нормали к элементу поверхности dS .

На основании этого выражения строится упоминавшаяся выше система линейных уравнений, численное решение которой позволяет получить распределение потенциала на поверхности КА и в прилегающем пространстве.

4.4.4. Структура вычислительного комплекса

Структурная схема программного вычислительного комплекса, используемого при анализе электризации КА, показана на рис. 4.15. Эта схема является общей для случаев электризации высокоорбитальных и низкоорбитальных КА. При ее конкретной реализации учитываются описанные выше особенности электризации КА в этих двух случаях.

Исходные данные для проведения расчетов формируются в интерактивном режиме с помощью пользовательского графического интерфейса. Входная информация, обрабатываемая соответствующими подпрограммами, включает в себя описание *расчетной модели КА*, задание электрофизических характеристик и свойств конструкционных материалов, используемых в данном расчете, из *базы данных конструкционных материалов КА*, геофизических условий в блоках задания *параметров космической плазмы*. При

4.4. Математическое моделирование электризации КА

построении расчетной геометрической модели производится описанная выше *дискретизация поверхности КА*. Для проведения расчетов значений потенциалов и электрических полей, а также траекторий движения частиц в окрестности КА по заданным размерам и числу разбиений *расчетной области пространства* проводится *дискретизация пространства* трехмерной сеткой. При этом определяются ячейки сетки, занятые элементами поверхности КА.



Рис. 4.15. Структурная схема вычислительного комплекса

4. Электризация космических аппаратов

Затем, используя полученные при дискретизации поверхности КА и пространства данные и методику расчета траекторий заряженных частиц, проводится расчет *геометрических углов видения элементов* поверхности КА и их *условий освещения Солнцем*. При расчете этих углов учитывается затенение рассматриваемых элементов поверхности фрагментами конструкции КА при различной его ориентации.

Для каждого элемента поверхности, исходя из характеристик космической плазмы и эмиссионных свойств материалов, с использованием полученных данных об условиях освещения Солнцем и геометрических углах видения элементов вычисляются *углы сбора частиц*.

Для расчетной модели строятся матрицы системы линейных уравнений, решение которой осуществляется путем итерационных вычислений. В итоге определяются потенциалы и их градиенты на поверхности КА и в прилегающем пространстве, что позволяет указать возможные области возникновения электростатических разрядов. На рис. 4.16 представлено изображение на экране компь-

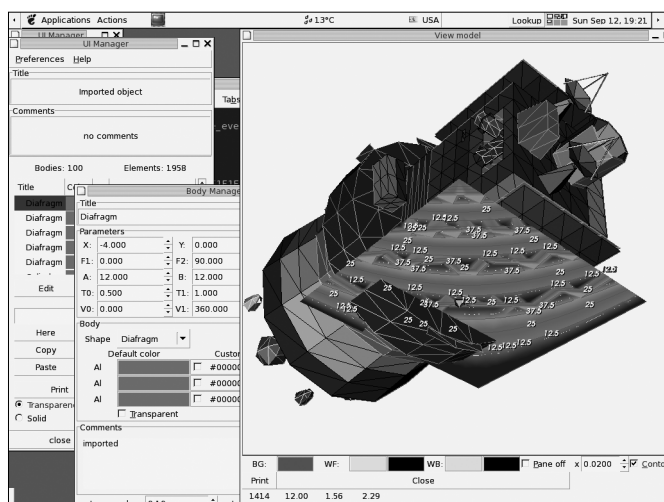


Рис. 4.16. Графический интерфейс

ютера графического интерфейса, используемого для задания исходных данных при проведении расчетов и визуализации получаемых результатов. В отдельном окне интерфейса демонстрируется трехмерная геометрическая модель исследуемого КА.

4.4.5. Примеры результатов расчетов

Как уже указывалось, при математическом моделировании электризации реальных КА важное значение имеет расчет траекторий движения электронов и ионов в собственном электрическом поле заряженного КА. Такие расчеты необходимы также при анализе экспериментальных данных, получаемых с помощью устанавливаемых на КА спектрометров заряженных частиц, при исследовании влияния на процесс электризации КА работы электроракетных двигателей и т.п. В некоторых случаях при немонокотонной структуре электрического поля в окрестности КА траектории заряженных частиц могут быть весьма сложными. Это иллюстрируется рис. 4.17, на котором представлена проекция на координатную плоскость траекторий движения положительных ионов в собственном электрическом поле дифференциально заряженного КА, средний потенциал которого является отрицательным.

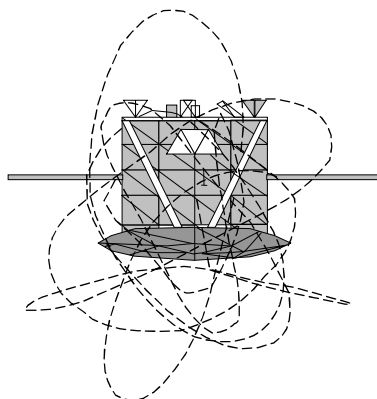


Рис. 4.17. Траектории движения положительных ионов в поле дифференциально заряженного КА

4. Электризация космических аппаратов

Одним из наиболее наглядных способов представления распределения потенциала в окрестности КА является изображение структуры эквипотенциалей в различных координатных плоскостях. Отметим, что в данном случае, в отличие от представления траекторий движения заряженных частиц, показываются сечения трехмерной структуры электрического поля координатными плоскостями.

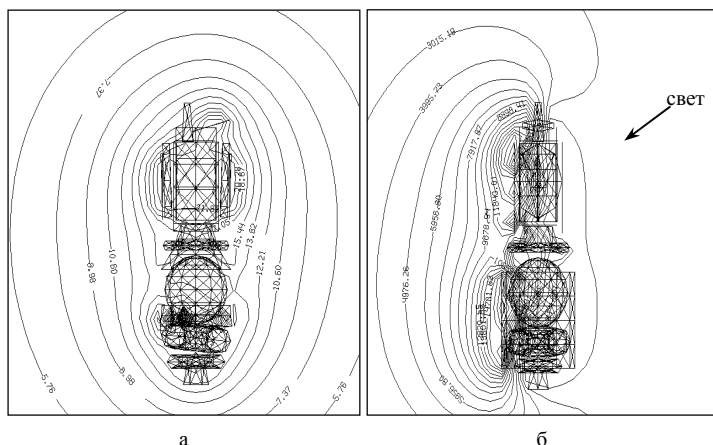


Рис. 4.18. Конфигурация эквипотенциалей электрического поля в окрестности КА: а – в отсутствие освещения; б – при освещении Солнцем с одной стороны

На рис. 4.18 приведены конфигурации эквипотенциалей электрического поля в окрестности КА при его зарядении в горячей магнитосферной плазме, для которой радиус дебаевского экранирования значительно превышает характерные размеры КА. В отсутствие освещения КА (рис. 4.18а) конфигурация эквипотенциалей вблизи поверхности в значительной степени определяется формой элементов конструкции аппарата, а на достаточном удалении от КА картина эквипотенциалей становится симметричной. При освещении одной стороны КА Солнцем (рис. 4.18б) картина эквипотенциалей имеет ярко выраженную асимметрию, что обусловлено значительным снижением потенциала на освещенной стороне за

счет тока фотоэлектронной эмиссии. Значения потенциалов (в вольтах) в окрестности КА указаны цифрами на эквипотенциалах.

При необходимости детального исследования структуры электрического поля в окрестности отдельных элементов конструкции КА для них могут быть построены геометрические модели с очень высокой степенью дискретизации поверхности. Пример результатов выполненного таким способом расчета структуры электрического поля вблизи остроконечных элементов конструкции приведен на рис. 4.19.

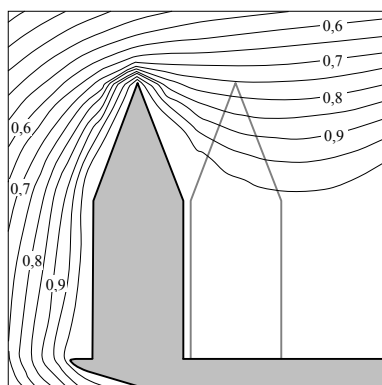


Рис. 4.19. Детальная картина электрического поля в окрестности элементов конструкции КА при зарядении в горячей магнитосферной плазме: левый элемент находится в плоскости сечения, а правый – позади нее

При зарядении КА на низких орбитах – в ионосфере дебаевский радиус много меньше характерных размеров КА. Поэтому эквипотенциали электрического поля сильно «прижаты» к поверхности, и более наглядное представление о зарядении КА дает построение картины распределения потенциала на поверхности, как это показано на рис. 4.20.

Величины потенциалов на поверхности обозначаются с помощью цветового кода (в черно-белом изображении – оттенками серого цвета). Светлые участки соответствуют более высоким значениям потенциала.

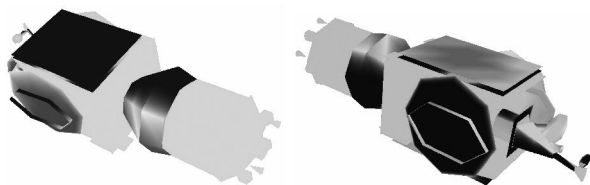


Рис. 4.20. Картина распределения электрического потенциала на поверхности КА в двух ракурсах

4.4.6. Влияние СВА и бортового оборудования КА на процесс электризации

Уже обсуждавшаяся нейтральная газовая оболочка КА – СВА – частично ионизуется коротковолновым электромагнитным излучением Солнца и потоками частиц окружающей КА плазмы. Заряженные частицы, образующиеся в окрестности КА в результате ионизации СВА, могут оказывать влияние на процесс электризации КА за счет собирания их поверхностью, т. е. за счет возникновения дополнительного ионного тока в уравнении баланса, и за счет изменения исходного электрического поля в окрестности КА пространственным зарядом образующихся частиц. Для оценки влияния этих факторов на процесс электризации необходимо рассчитать указанный дополнительный ионный ток и концентрацию образующихся положительных ионов в окрестности КА.

Решение этой задачи состоит из следующих этапов:

- ♦ расчет пространственного распределения нейтральных частиц в окрестности КА;
- ♦ анализ процессов ионизации нейтральных газовых частиц СВА;
- ♦ расчет концентрации ионов и создаваемых ими дополнительных токов.

Пространственное распределение нейтральных частиц СВА в окрестности КА может быть получено с помощью расчетной методики, используемой при анализе электризации КА. Для этого рассматривается совокупность прямолинейных траекторий нейтраль-

ных газовых частиц, испускаемых по заданным законам различными участками поверхности КА, и накапливается информация о прохождении частиц через ячейки пространственной сетки, окружающей КА. При рассмотрении траекторий могут быть учтены процессы поглощения испущенных частиц при попадании их на другие элементы поверхности и переизлучения частиц этими элементами, а также могут быть рассмотрены различного рода локальные источники частиц.

Результаты расчетов показывают, что на больших расстояниях от КА неравномерность диаграммы пространственного распределения частиц, связанная с конфигурацией КА и отличиями интенсивности локальных источников газовой выделения, становится незначительной. Поэтому при решении задачи об электризации КА при наличии СВА, для которой, как будет показано ниже, существенны процессы ионизации частиц СВА в дальней зоне, возможно использование сферически симметричной модели СВА.

Однако для точного определения мест попадания положительных ионов на различные участки поверхности дифференциально заряженного КА, а также при решении задач, связанных с анализом переноса молекул между различными поверхностями КА, с изучением условий возникновения газовых разрядов в высоковольтном оборудовании КА, и в некоторых других случаях необходимо знать распределение концентрации частиц СВА в ближней зоне.

В общем случае расчет дополнительных ионных токов на разных участках поверхности КА и распределения образующихся ионов в окрестности аппарата сопряжен с необходимостью решения уравнения Пуассона в трехмерной геометрии, что, как правило, требует использования численных методов, подобных рассмотренным выше.

Для упрощенной оценки влияния СВА на процесс электризации рассмотрим решение задачи для заряженного сферического тела, десорбция нейтральных частиц с поверхности которого характеризуется плотностью потока I_d . Будем полагать, что концентрация десорбируемых частиц убывает по мере удаления от тела как $(R/r)^2$, где R – радиус тела, r – расстояние, отсчитываемое от центра тела.

4. Электризация космических аппаратов

Нетрудно видеть, что при таком пространственном распределении частиц число ионов, образующихся в слоях СВА равной толщины Δr на разных расстояниях r , одинаково, если внешний поток ионизирующего излучения не претерпевает существенного поглощения в облаке частиц СВА. Можно показать, что последнее условие выполняется даже при весьма высокой интенсивности газовыделения: $I_d = 10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Запишем, с учетом сделанных замечаний, выражение для плотности дополнительного ионного тока, обусловленного ионизацией СВА коротковолновым солнечным излучением в виде:

$$J_i^{\text{ph}} = I_d \frac{R_c}{v_d} \int_{\lambda} \Phi_{\lambda} \sigma_i(\lambda) d\lambda,$$

где R_c – радиус собирания ионов; Φ_{λ} – спектральная плотность потока ионизирующих квантов; $\sigma_i(\lambda)$ – дифференциальное сечение фотоионизации частиц СВА.

Концентрация ионизованных частиц СВА для этого случая определяется выражением:

$$n_i^{\text{CBA}}(r) = \frac{I_d}{v_d^2} \frac{R_c}{r^2} \int_{\lambda} \Phi_{\lambda} \sigma_i(\lambda) d\lambda.$$

Интеграл в правой части приведенных уравнений характеризует вероятность фотоионизации частиц. При рассмотрении ионизации СВА заряженными частицами выражение для ионного тока имеет тот же вид, но интегрирование проводится по дифференциальному энергетическому спектру частиц.

На рис. 4.21 приведены зависимости от длины волны сечений фотоионизации типичных продуктов десорбции – молекул H_2O , CO_2 и N_2 . В виде гистограммы на рисунке показано распределение интенсивности излучения в коротковолновой области солнечного спектра.

На рис. 4.22 представлены усредненные данные о сечениях ионизации молекулярных составляющих СВА электронами и протонами различных энергий и дифференциальные энергетические спектры частиц двухтемпературной максвелловской плазмы, характерные для ГСО.

4.4. Математическое моделирование электризации КА

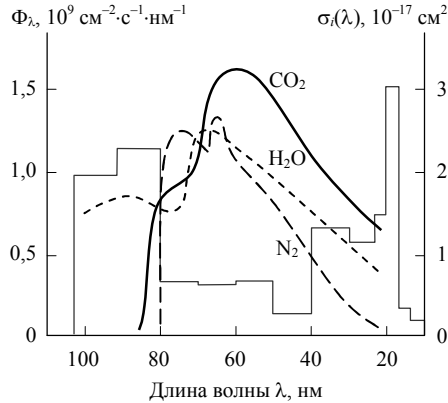


Рис. 4.21. Спектральное распределение плотности потока (гистограмма) и зависимости от длины волны сечений фотоионизации молекул СВА $\sigma_i(\lambda)$

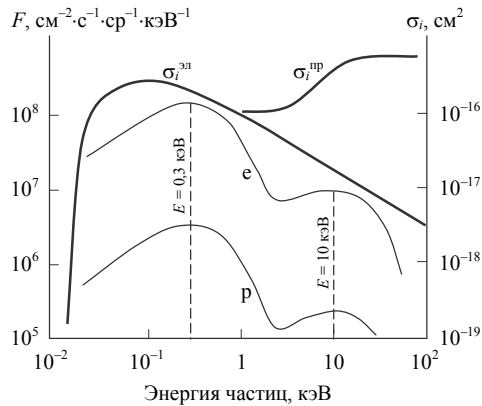


Рис. 4.22. Энергетические спектры частиц плазмы и зависимости от их энергии сечений ионизации молекул СВА $\sigma_i^{эл}$ и $\sigma_i^{пр}$

Результаты расчета вероятности ионизации газовых частиц различными излучениями приведены в табл. 4.6. Там же приведены данные, характеризующие процесс ионизации СВА вторичными электронами и фотоэлектронами, испускаемыми поверхностью тела.

4. Электризация космических аппаратов

Таблица 4.6. Вероятность ионизации газовых молекул

Излучение	Молекулы	Вероятность ионизации, 10^{-7} с^{-1}	
Солнечное УФ-излучение	H ₂ O		7,4
	CO ₂		6,2
	O ₂		5,8
	N ₂		2,8
Холодная составляющая $kT = 0,3 \text{ кэВ}$; $n = 1,5 \text{ см}^{-3}$	CO, O ₂ , N ₂ , Ar	электроны	2,4
		протоны	0,04
Горячая составляющая $kT = 10,0 \text{ кэВ}$; $n = 1,0 \text{ см}^{-3}$	CO, O ₂ , N ₂ , Ar	электроны	0,5
		протоны	0,4
Вторичная электронная эмиссия	CO, O ₂ , N ₂ , Ar	горячая плазма	0,06
		холодная плазма	0,13
Ионно-электронная эмиссия	CO, O ₂ , N ₂ , Ar	горячая плазма	0,11
		холодная плазма	0,01
Фотоэлектроны	CO, O ₂ , N ₂ , Ar	макс. поток	12,3
		мин. поток	2,0

Последний процесс существенно отличается от процессов ионизации СВА первичными излучениями. Энергия вторичных электронов, ускоряемых отрицательным потенциалом поверхности КА, быстро растет по мере удаления их от поверхности, в результате чего уменьшается величина сечения ионизации. С увеличением расстояния r падает также плотность потока вторичных электронов. Расчеты показывают, что реально ионизация СВА вторичными электронами происходит только на расстоянии менее 10 м от поверхности тела, где плотность их потока еще не слишком мала.

Радиус собирания ионов R_c , образующихся в результате ионизации СВА, определяется на основании трех критериев:

- ♦ соотношения потенциальной энергии иона в электрическом поле заряженного тела с энергией его теплового движения;
- ♦ соотношения напряженности электрического поля, создаваемого заряженным телом, с напряженностью естественного электрического поля в магнитосфере;
- ♦ влияния геомагнитного поля на процесс собирания ионов.

Результаты расчетов, выполненных на основании указанных критериев, показывают, что для области ГСО $R_c \sim 10^3$ м. Отметим, что за счет ионизации СВА первичными излучениями при указанном радиусе собирания ионов в окрестности КА на расстояниях до 10 м от него образуется лишь $\sim 1\%$ от общего числа собираемых поверхностью ионов. Таким образом, при анализе влияния нейтральной СВА на процесс электризации КА основное значение действительно имеет структура дальней зоны СВА, которая, как правило, может быть описана с высокой степенью точности сферически симметричной моделью.

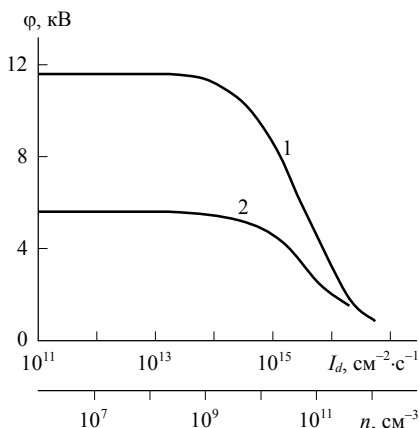


Рис. 4.23. Снижение отрицательного потенциала неосвещенного сферического КА за счет ионизации частиц СВА: 1 – в однокомпонентной горячей плазме, 2 – в двухкомпонентной плазме

Решение уравнения баланса токов с включением в него дополнительных ионных токов, возникающих за счет ионизации СВА, свидетельствует о начале снижения отрицательного равновесного потенциала за счет этих дополнительных токов при плотности потока десорбции $I_d > 10^{14} - 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, что соответствует значениям концентрации нейтральных частиц у поверхности $n_d \sim 10^9 - 10^{10} \text{ см}^{-3}$ (рис. 4.23).

При плотности потока десорбции $I_d > 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ происходит значительное (до порядка величины) снижение отрицательного

4. Электризация космических аппаратов

потенциала. Для КА такой уровень газовой выделения может наблюдаться в первые дни и даже недели после вывода на орбиту. При снижении плотности потока газовой выделения до $I_d \sim 10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, что возможно после завершения начального обезгаживания КА, влияние СВА на процесс электризации становится пренебрежимо малым.

Физически более сложен случай испускания с КА потоков квазинейтральной плазмы, который реализуется при работе плазменных электроракетных двигателей. Плазменная струя двигателя имеет неоднородную структуру: в ней выделяют область центрального ядра и периферийные области, характеризующиеся различными энергиями и концентрациями испускаемых ионов (чаще всего Xe^+). При удалении плазменной струи от сопла двигателя происходит процесс пространственного разделения электронов и ионов. Кроме того, в плазменной струе содержатся в значительном количестве нейтральные частицы, которые могут ионизоваться на некотором удалении от среза сопла.

В соответствии с этим при математическом моделировании заряжения КА в условиях работы электроракетных двигателей они включаются в расчетную модель, и для них задаются места расположения, диаграммы направленности струи, данные о концентрации частиц в струе и другие необходимые параметры.

Изменение общего потенциала КА и потенциального рельефа на его поверхности при работе электроракетного двигателя обусловлено двумя физическими механизмами: изменением соотношения положительных ионов и электронов в плазменной струе двигателя в условиях электризации КА и возвратом части положительных ионов на поверхность КА, имеющего отрицательный потенциал. Первый из этих механизмов приводит к быстрому изменению среднего потенциала при включении и выключении плазменных двигателей, а второй механизм – к медленному изменению среднего потенциала и потенциалов отдельных участков непроводящей поверхности и элементов конструкции КА.

На рис. 4.24а показана расчетная структура электрического поля в окрестности геостационарного КА до включения двигателя при

зарядении аппарата в горячей магнитосферной плазме, а на рис. 4.24б – структура поля после включения двигателя. Из сопоставления рисунков видно, что в рассматриваемом случае включение двигателя привело к сильному изменению структуры электрического поля в окрестности КА.

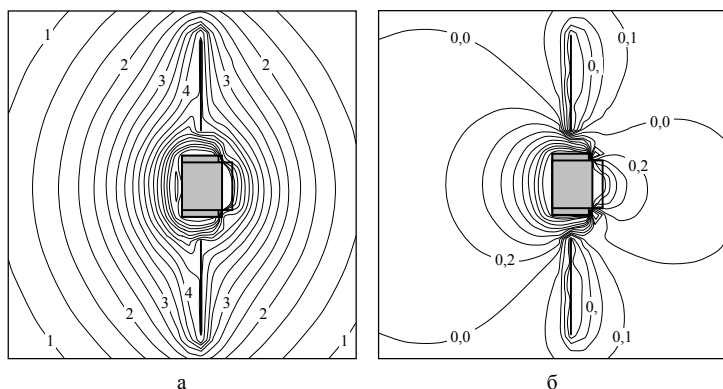


Рис. 4.24. Структура электрического поля в окрестности КА: а – до включения ЭРД; б – после включения

Как указывалось выше, для анализа влияния работы электроракетных двигателей на процессы зарядения КА необходимо ввести в уравнение баланса токов на поверхности составляющие, связанные с собиранием поверхностью заряженных частиц из области сопла двигателя. Вычисление этих дополнительных токов производится на основании результатов моделирования траекторий движения ионов и электронов в собственном электрическом поле заряженного КА. При моделировании используется та же пространственная сетка, что и при расчете распределения электрического потенциала в окрестности КА. Дополнительные локальные токи для отдельных участков поверхности определяются путем суммирования траекторий заряженных частиц, попадающих на рассматриваемые участки.

4. Электризация космических аппаратов

4.5. Экспериментальное исследование электризации космических аппаратов

4.5.1. Исследование электризации КА в натуральных условиях

В связи с большим количеством аномалий, наблюдавшихся в работе бортового оборудования геостационарных КА, были созданы аппаратные комплексы для исследования эффектов электризации непосредственно в процессе эксплуатации КА. Такие комплексы обычно включают приборы для измерения параметров окружающей плазмы, измерения потенциала КА и регистрации возникающих разрядов.

Национальным космическим агентством США в 1979 г. был даже запущен специальный научный спутник SCATHA (*Spacecraft Charging AT High Altitude*) для комплексного изучения процессов электризации КА в горячей магнитосферной плазме.

Аналогичные исследования были проведены также на ряде российских геостационарных КА. На основании анализа совокупности отказов, объясняемых электризацией КА, и данных о возникновении электрических разрядов на КА было установлено, что эти события происходят преимущественно в ночные и ранние утренние часы (рис. 4.25). Такое распределение событий в течение суток логично объяснялось прохождением КА через плазменный слой и инъекцией горячей плазмы на ГСО из области хвоста магнитосферы на ночной стороне с последующим дрейфом плазмы в утренний сектор. Это и приводит к увеличению в указанные часы плотности электронного тока горячей плазмы, как было показано ранее на рис. 4.3.

Справедливость такого объяснения возникновения аномалий в работе бортовых систем геостационарных КА подтверждается и данными рис. 4.26, на котором показаны зависимости от местного времени числа зарегистрированных случаев появления горячей плазмы в области ГСО и числа возникающих аномалий.

4.5. Экспериментальное исследование электризации КА

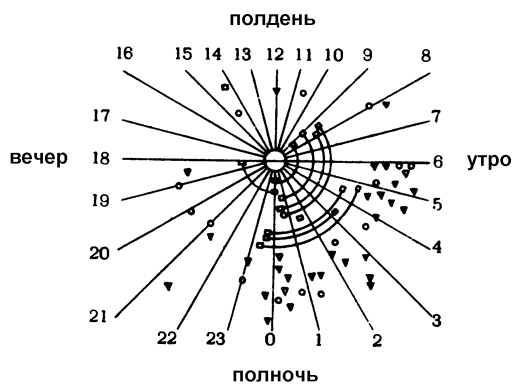


Рис. 4.25. Распределение по времени суток случаев возникновения сбоя (показаны значками) в работе оборудования геостационарных КА; дуги, соединяющие значки, означают, что момент сбоя не был точно определен

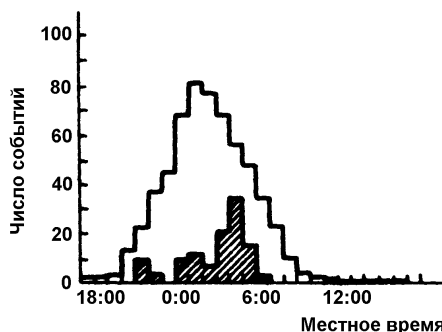


Рис. 4.26. Распределение по времени случаев появления горячей плазмы в области ГСО (верхняя кривая) и возникновения аномалий в работе оборудования КА (нижняя кривая)

По результатам многих измерений были получены зависимости потенциала геостационарных КА от обсуждавшегося выше геомагнитного индекса K_p и от температуры плазмы. Эти зависимости показаны на рис. 4.27.

Данные рис. 4.27а свидетельствуют о значительном разбросе значений потенциала, что объясняется отличиями характеристик плазмы в разных измерениях, конструктивными особенностями конкретных КА и параметрами их материалов, а рис. 4.27б, демон-

4. Электризация космических аппаратов

стрирующий характер зависимости отрицательного потенциала КА от температуры плазмы, наглядно показывает различие величин потенциалов на неосвещенных участках орбиты (при заходе КА в тень Земли) и на освещенных участках.

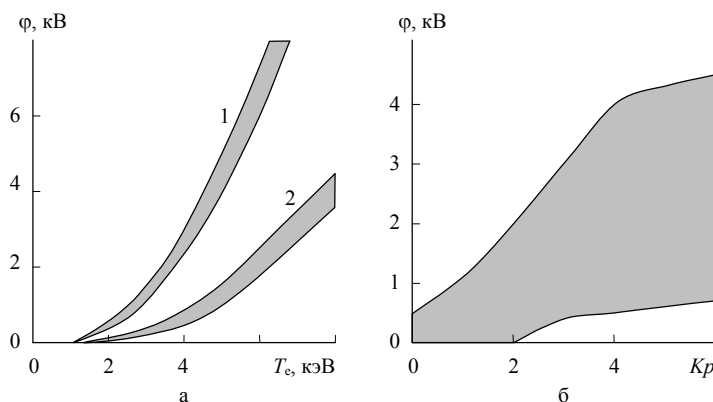


Рис. 4.27. Зависимость отрицательного потенциала геостационарного КА от геомагнитного индекса K_p (а) и зависимости потенциала КА от температуры плазмы: 1 – в тени Земли; 2 – на освещенных участках орбиты (б)

На отечественных геостационарных КА устанавливались, в частности, разработанные в НИИЯФ МГУ электростатические спектрометры, позволявшие регистрировать потоки электронов и протонов магнитосферной плазмы в дискретных энергетических каналах в диапазоне энергий $\sim 0,1$ – 15 кэВ. С помощью этих приборов исследовались не только характеристики горячей магнитосферной плазмы, но и процессы электризации КА. Определение потенциала КА относительно окружающей плазмы производилось на основании сопоставления исходных энергетических спектров частиц, регистрируемых до заряжения КА, со спектрами, регистрируемыми в условиях электризации аппарата.

На рис. 4.28 показано изменение в течение нескольких часов потоков электронов, регистрируемых в разных энергетических каналах спектрометра, который был установлен на одном из геостационарных КА серии «Горизонт». Интервал значений средних энергий

4.5. Экспериментальное исследование электризации КА

регистрируемых электронов в каналах спектрометра указан в правой части рис. 4.28 цифрами.

В показаниях спектрометра наблюдается характерный «провал» в интервале ~18:10–19:20 UT (всемирное время), соответствующий прохождению КА через тень Земли. Отметим, что продолжительность пребывания геостационарного КА в тени Земли максимальна (~1 часа) в периоды весеннего и осеннего равноденствия. Результаты, представленные на рис. 4.28, получены во время весеннего равноденствия.

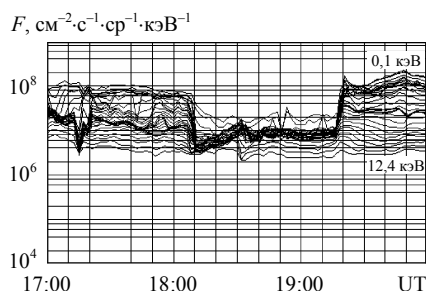


Рис. 4.28. Характерное изменение показаний спектрометра электронов при прохождении геостационарного КА через тень Земли

Возникновение «провала» в показаниях спектрометра объясняется тем, что при прекращении в тени Земли процесса фотоэлектронной эмиссии значительно увеличивается отрицательный потенциал КА.

В этом случае электрическое поле, возникающее в окрестности КА, тормозит электроны, движущиеся к его поверхности из окружающей плазмы, что непосредственно отражается на форме регистрируемых энергетических спектров электронов (рис. 4.29). Видно, что в тени Земли наблюдается значительное уменьшение регистрируемых потоков электронов (нижние кривые на рисунке) по сравнению с их исходными величинами (верхние кривые). При этом для энергий электронов выше 6–7 кэВ показания спектрометра практически не претерпевают изменений, т. е. на движение электронов с такими энергиями электрическое поле отрицательно заря-

4. Электризация космических аппаратов

женного КА не оказывает влияния, что сразу позволяет сделать ориентировочную оценку величины отрицательного потенциала КА, которая затем уточняется на основании результатов модельных расчетов.

Аналогичные оценки и расчеты могут быть сделаны и на основании показаний бортовых спектрометров, регистрирующих дифференциальные энергетические спектры протонов магнитосферной плазмы. В этом случае характер наблюдаемых изменений спектров иной, поскольку регистрируемые спектрометром положительные ионы приобретают дополнительную энергию в электрическом поле отрицательно заряженного КА.

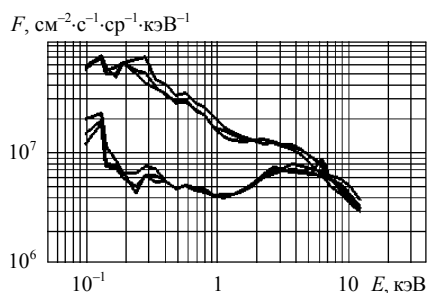


Рис. 4.29. Регистрируемые энергетические спектры электронов до входа КА в тень Земли (верхние кривые) и при пересечении тени (нижние кривые)

На рис. 4.30 приведены результаты спектрометрических исследований горячей магнитосферной плазмы, выполненных на геостационарном КА «Электро». В этом случае использовался электростатический спектрометр с меньшим числом энергетических каналов по сравнению с установленным на КА «Горизонт».

Рис. 4.30а показывает изменение потоков электронов в различных энергетических каналах в течение нескольких часов, включая период пересечения аппаратом тени Земли, который выделен вертикальными пунктирными линиями. Видно, что при пересечении тени, как и в случае измерений на КА «Горизонт» (рис. 4.28), в показаниях спектрометра формируется «провал», обусловленный появлением на КА отрицательного потенциала. Следует обратить

4.5. Экспериментальное исследование электризации КА

внимание на увеличение потока электронов в энергетическом канале 11,2 кэВ, а также средней энергии электронов $E_{\text{ср}}$ в спектре в часы, предшествующие входу КА в тень Земли. Энергетический спектр электронов, таким образом, к моменту входа КА в тень стал достаточно «жестким». Это полностью согласуется с рассмотренной выше физической моделью электризации КА.

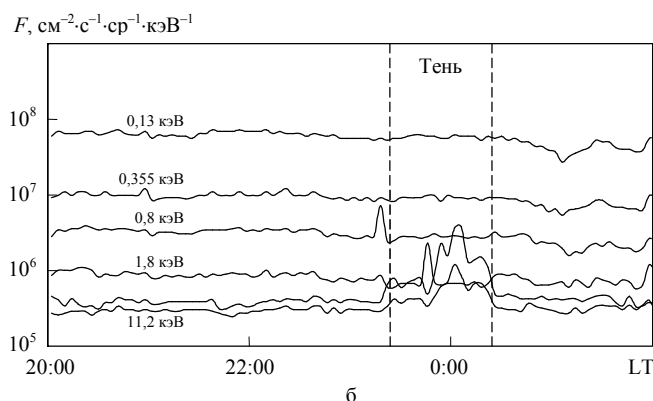
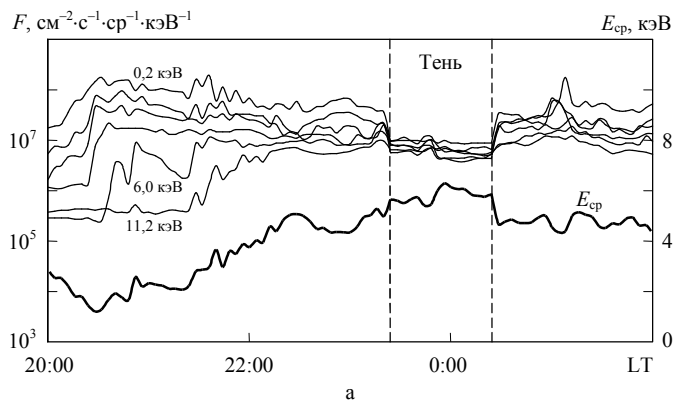


Рис. 4.30. Потоки электронов (а) и протонов (б), зарегистрированные в области ГСО с помощью спектрометров КА «Электрон»

На рис. 4.30б приведены аналогичные данные для протонного спектрометра. В этом случае в области тени Земли наблюдаются

4. Электризация космических аппаратов

возрастания потоков протонов, регистрируемых в различных энергетических каналах. Наблюдаемые искажения показаний протонного спектрометра обусловлены ускорением протонов отрицательным потенциалом КА.

На рис. 4.31 приведены результаты расчета энергетических спектров электронов (а) и протонов (б), регистрируемых при различных значениях отрицательного потенциала КА. Исходные спектры аппроксимируются двухтемпературной максвелловской функцией. Видно, что характер изменений электронных спектров с увеличением потенциала хорошо согласуется с экспериментальными данными, приведенными на рис. 4.29, а формирование узких пиков в протонных спектрах – подобно данным рис. 4.30б. Результаты таких расчетов позволяют более точно определить значения потенциала КА из экспериментальных данных.

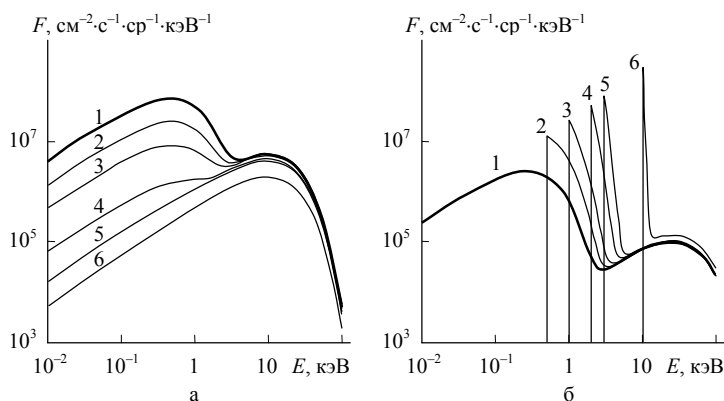


Рис. 4.31. Энергетические спектры регистрируемых электронов (а) и протонов (б), рассчитанные при различных значениях отрицательного потенциала КА ϕ , [кВ]: 1 – 0; 2 – 0,5; 3 – 1,0; 4 – 2,0; 5 – 3,0; 6 – 10,0

Спектрометры с электростатическими анализаторами были установлены также на КА «Метеор», орбита которого близка к круговой с высотой ~ 1000 км и наклоном $\sim 99^\circ$. При пересечении данным КА авроральных овалов и областей полярных шапок в обоих полушариях наблюдались характерные для этих областей пото-

4.5. Экспериментальное исследование электризации КА

ки частиц. При этом, несмотря на дискретность структуры областей высыпания потоков авроральных электронов, во многих случаях наблюдалось зарядение КА до отрицательных потенциалов $\sim 0,3\text{--}1,5$ кВ в течение всего времени пересечения авроральных овалов, составлявшего несколько минут.

На рис. 4.32 показан пример изменения регистрируемых потоков электронов в энергетических каналах спектрометра КА «Метеор» при пересечении аврорального овала в интервале времени 06:43:57–06:45:57 UT. Увеличению потоков, регистрируемых в высокоэнергетических каналах $\sim 5\text{--}11$ кэВ, соответствует снижение потоков в низкоэнергетических каналах $\sim 0,1\text{--}0,5$ кэВ. Таким образом, в данном случае в показаниях спектрометра также формируется «провал», подобный рассмотренному выше на примерах результатов измерений на геостационарных КА.

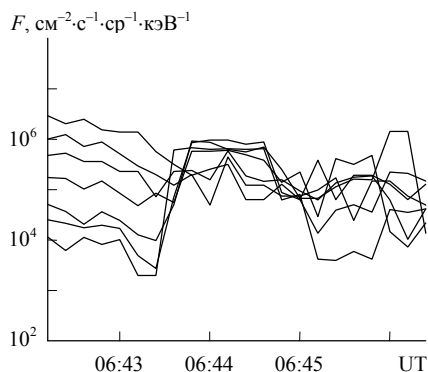


Рис. 4.32. Изменение показаний электронного спектрометра КА «Метеор» при пересечении аврорального овала

На рис. 4.33 показаны энергетические спектры электронов перед входом КА в авроральный овал (1) и внутри овала (2).

Аналогичное проявление эффектов электризации наблюдалось и на научно-образовательном спутнике «Университетский – Татьяна», который был запущен 20 января 2005 г. – в канун 250-летнего юбилея МГУ на круговую орбиту с высотой 970 км и наклоном 83° .

4. Электризация космических аппаратов

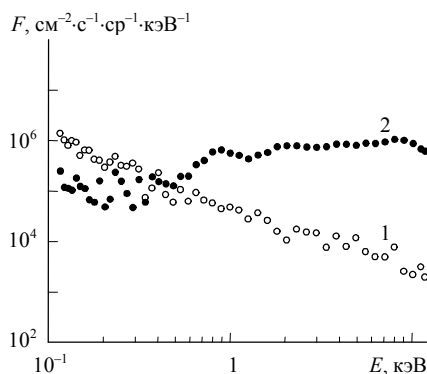


Рис. 4.33. Энергетические спектры электронов, зарегистрированные до входа КА в авроральный овал (1) и внутри овала (2)

На этом КА, относящемся к классу микроспутников, в связи с ограниченностью его габаритов и массы (~30 кг) в состав аппаратного комплекса был включен прибор, регистрировавший авроральные электроны только с одной энергией ~1 кэВ. Поэтому нельзя было получить столь подробную картину электризации, как на КА «Метеор». Тем не менее при пересечении спутником «Университетский – Татьяна» зон высыпания авроральных электронов в ряде случаев регистрировались характерные «провалы» в записи величины потока электронов с энергией 1 кэВ, что свидетельствует о зарядении спутника до значительных отрицательных потенциалов.

4.5.2. Лабораторное моделирование процессов электризации

Исследование процессов электризации КА в лабораторных условиях поводится на образцах материалов, используемых в конструкции КА, на уменьшенных макетах КА и даже на полноразмерных реальных КА, для чего их помещают в вакуумные камеры соответствующих размеров, оснащенные необходимыми источниками излучений и измерительной аппаратурой.

4.5. Экспериментальное исследование электризации КА

При испытаниях образцов материалов исследуются зависимости возникающих на их поверхности потенциалов от параметров воздействующих факторов, характеристики происходящих электрических разрядов, возможности снижения потенциалов путем варьирования электрофизических параметров материалов и т.д. На основании результатов испытаний даются рекомендации по применению материалов в составе конструкции КА.

На рис. 4.34 показана типичная для диэлектриков зависимость напряженности электрического поля вблизи поверхности образца, от времени облучения.

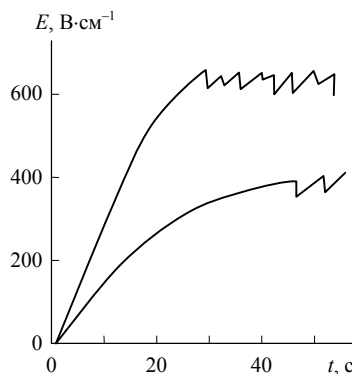


Рис. 4.34. Зависимость напряженности электрического поля вблизи поверхности образца от времени облучения при разных значениях плотности тока пучка электронов: 1 — $5 \cdot 10^{-11}$ А·см⁻²; 2 — $1 \cdot 10^{-10}$ А·см⁻²

После начала облучения напряженность электрического поля возрастает до величины, при которой начинаются электрические разряды, вызывающие скачкообразные изменения напряженности поля. Характер наблюдаемых изменений зависит от плотности тока пучка электронов.

Эксперименты с моделями, воспроизводящими основные элементы конструкции реальных КА и используемые на их поверхности материалы, позволяют получить более полную информацию о процессах электризации КА. Для проведения таких экспериментов используются лабораторные стенды, содержащие набор имитато-

4. Электризация космических аппаратов

ров факторов космического пространства и комплекс диагностической аппаратуры.

На рис. 4.35 показана схема лабораторного стенда, созданного в Институте лазерной физики СО РАН.

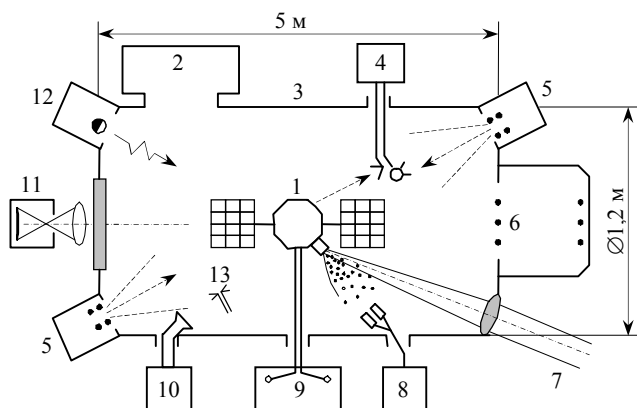


Рис. 4.35. Схема лабораторного стенда для исследования процессов электризации моделей КА

Испытуемая модель 1 помещается в центре вакуумной камеры 3, оснащенной электронными пушками 5, источниками холодной плазмы 6 и ультрафиолетового излучения 12, лазерным имитатором работы электроракетного двигателя 7, а также комплексом диагностической аппаратуры 4, 8–11, 13. В камере с помощью системы вакуумных насосов 2 поддерживается давление $\sim 10^{-6}$ – 10^{-7} торр.

4.6. Методы защиты КА от влияния эффектов электризации

На основании результатов математического моделирования процессов электризации КА, натурных экспериментов и лабораторных исследований выявлены следующие наиболее важные физические механизмы, приводящие к возникновению сбоев и отказов в работе бортового оборудования КА в условиях электризации:

- ♦ воздействие на аппаратуру импульсных электромагнитных излучений и токов при возникновении электрических разрядов;
- ♦ создание оптических и акустических помех работе аппаратуры при разрядах;
- ♦ разрушение или повреждение элементов конструкции и участков поверхности КА интенсивными импульсными токами.

Наиболее часто аномалии в работе бортовых систем КА возникают за счет первого из указанных механизмов – воздействия электромагнитных и токовых помех, создаваемых разрядами.

Данные многочисленных лабораторных и натурных экспериментов свидетельствуют о том, что разряды разных видов возникают при значениях потенциалов на типичных элементах конструкции ~5–10 кВ. При этом возможны следующие основные виды разрядов:

- ♦ по поверхности между элементами конструкции и участками непроводящей поверхности в условиях дифференциального заряжения КА;
- ♦ через тонкие диэлектрические покрытия на металлический корпус аппарата;
- ♦ с поверхности КА в окружающую плазму.

Возникновение разрядов может не совпадать по времени с началом заряжения КА до высоких потенциалов из-за длительности процесса перераспределения зарядов на аппарате при его дифференциальном заряжении. Это иллюстрируется рис. 4.36, в верхней части которого показано уменьшение регистрируемого потока

4. Электризация космических аппаратов

электронов низкой энергии при прохождении геостационарного КА через тень Земли, аналогичное рассмотренным выше случаям (рис. 4.28, 4.30), а в нижней части – частота возникновения разрядов. Видно, что в среднем разряды возникают с некоторым временным сдвигом относительно начала заряжения КА в тени Земли.

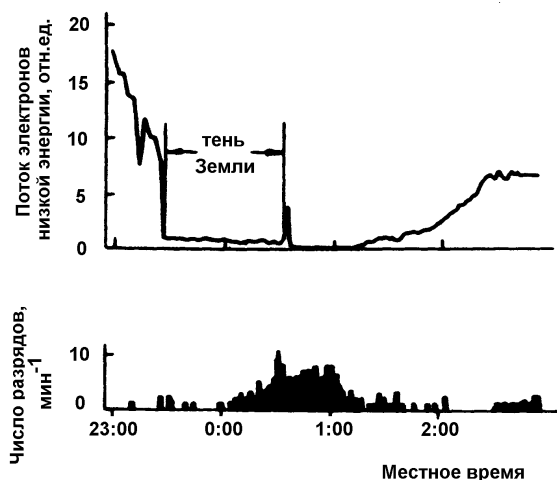


Рис. 4.36. Возникновение электрических разрядов на геостационарном КА после заряжения аппарата в тени Земли

При проведении оценок создаваемых электрическими разрядами паразитных сигналов используются следующие типичные параметры разрядных токов:

- ♦ разряд «металл–металл» – $j=10 \text{ А}\cdot\text{см}^{-2}$, $\tau=10^{-8} \text{ с}$;
- ♦ разряд «диэлектрик–металл» – $j=1 \text{ А}\cdot\text{см}^{-2}$, $\tau=10^{-7} \text{ с}$;
- ♦ разряд с крупногабаритных элементов конструкции на металлическую ферму – $J=100\text{--}500 \text{ А}$, $\tau=(1\text{--}2)\cdot 10^{-5} \text{ с}$.

Здесь j – плотность импульсного тока; J – полный ток в импульсе; τ – длительность разряда.

Известны следующие основные физические механизмы возникновения паразитных сигналов, обусловленных электрическими разрядами на КА: индукция паразитных сигналов через посредство электромагнитных полей, создаваемых разрядом; наведение токов

растекания в металлических элементах конструкции, прилегающих к области разряда; прямое попадание на токопроводящий элемент электронов, выбрасываемых из области разряда.

Методы защиты КА от влияния эффектов электризации делятся на *пассивные и активные*.

Пассивные методы направлены главным образом на исключение дифференциального заряжения КА и предусматривают создание конструкций КА, обеспечивающих равномерное распределение зарядов и потенциалов на поверхности за счет правильного выбора ее конфигурации и применения материалов с необходимыми электрофизическими характеристиками.

В основе активных методов регулирования электрического потенциала КА лежит использование для сброса избыточного заряда с КА различных электронных и ионных пушек. Однако применение активных методов сброса избыточного заряда с КА встречает ряд трудностей:

- ♦ заряд может быть эффективно удален лишь с проводящих поверхностей и элементов КА;
- ♦ недостаточно хорошо устраняется дифференциальное заряжение КА, а в некоторых случаях оно может быть даже усугублено;
- ♦ для питания инжекторов требуется дополнительная электрическая энергия, а для управления их работой и контроля – специальная аппаратура.

Тем не менее активные методы регулирования потенциала КА успешно развиваются. В частности, специальные устройства – *плазменные контакторы*, принцип действия которых основан на испускании плазменных струй, установлены на МКС. Их применение позволяет ограничивать потенциал станции на уровне нескольких десятков вольт.

5. РАДИАЦИОННЫЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ НА МАТЕРИАЛЫ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

5.1. Модели космической радиации

5.1.1. Начальные этапы исследований космической радиации

Воздействие космической радиации на материалы и элементы оборудования КА является одним из главных факторов, приводящих к возникновению отказов в работе бортовых систем КА и сокращению сроков службы аппаратов. Как уже указывалось, при проведении оценок влияния космической радиации на функционирование КА используются эмпирические модели, описывающие характеристики различных ее составляющих. Прежде чем перейти к описанию таких моделей, следует еще раз отметить важную роль ученых Московского университета в изучении космической радиации, включая открытие и детальное исследование РПЗ.

В табл. 5.1 приведены сведения о начальных этапах исследования космической радиации на отечественных ИСЗ. Для представленных в таблице ИСЗ указаны даты запуска, а также параметры орбит: высоты перигея и апогея и наклонение относительно экваториальной плоскости. Здесь, помимо уже упоминавшихся исследований на 2-м и 3-м ИСЗ, особо следует отметить исследования на

ИСЗ серии «Электрон», выполненные в 1964 г. Эти ИСЗ, запускавшиеся попарно («Электрон-1, 2» и «Электрон-3, 4») с помощью одной ракеты-носителя, имели существенно различные орбиты (см. табл. 5.1), что позволило детально изучить всю область РПЗ. Однако значение исследований, проведенных на ИСЗ этой серии, состояло не только в получении обширной информации о потоках частиц РПЗ, но и в том, что именно на этих ИСЗ впервые было получено убедительное свидетельство неблагоприятного воздействия космической радиации на бортовые системы и опробованы некоторые меры защиты оборудования от ее воздействия.

Таблица 5.1. Начальные этапы исследования космической радиации

Название ИСЗ	Дата запуска	Высота перигея, км	Высота апогея, км	Основные результаты
2 ИСЗ 3 ИСЗ	03.11.1957 15.05.1958	225 225	1 670 1 880	Открытие РПЗ
Космос-4,7,9, 15,17,41	1962–1964	180–300	370–780	Изучение РПЗ, ГКЛ и СКЛ
Электрон-1 Электрон-2	30.01.1964 30.01.1964	406 460	7 100 68 200	Радиационное повреждение солнечных батарей
Электрон-3 Электрон-4	11.07.1964 11.07.1964	405 460	7 040 66 230	Изучение РПЗ Защита солнечных батарей
Корабли-спутники «Космос», орбитальные станции	с 1960	180–300	250–400	Дозиметрические измерения

На ИСЗ «Электрон-1», большая часть орбиты которого лежала во внутреннем РПЗ, наблюдалось быстрое снижение эффективности кремниевых солнечных батарей (СБ) в результате воздействия протонов РПЗ. В итоге этот ИСЗ функционировал только 40 суток. ИСЗ «Электрон-2», имевший значительно более вытянутую эллиптическую орбиту, проработал 5 месяцев. На ИСЗ «Электрон-3» и «Электрон-4», запущенных через полгода после первой пары ИСЗ

5. Радиационные воздействия на материалы КА

этой серии, СБ были защищены тонкими прозрачными покрытиями, которые позволяли значительно ослабить радиационное воздействие потока протонов РПЗ на СБ. В результате принятых мер ИСЗ «Электрон-3,4» проработали значительно дольше по сравнению с первой парой.

Важно отметить, что с 1960 г. на различных КА проводились также дозиметрические измерения, позволившие получать прямую информацию о радиационных условиях на борту КА, крайне необходимую как для осуществления пилотируемых полетов, так и для прогнозирования сроков службы различной бортовой аппаратуры. В этих измерениях также использовались приборы, разработанные в НИИЯФ МГУ.

Очень интересные данные о радиационных условиях в космическом пространстве были получены в измерениях на ракетах и КА, направлявшихся к Луне, Венере и Марсу с 1959 г. Уникальные эксперименты по изучению космических лучей были осуществлены в 1965–1968 гг. на четырех тяжелых ИСЗ «Протон», вес научной аппаратуры которых, разработанной и изготовленной в НИИЯФ МГУ, составлял от 7 до 12,5 тонн. Многочисленные эксперименты по изучению радиационных условий космического полета были проведены на орбитальной станции «Мир», функционировавшей более 15 лет – с 1986 по 2001 гг., и продолжаются на МКС, сборка которой на орбите началась в 1998 г. с запуска российского функционального грузового блока «Заря» массой 20 т. Большой объем научных данных был получен также в измерениях на высокоорбитальных ИСЗ серий «Молния» и ГЛОНАСС, на геостационарных ИСЗ («Горизонт», «Экспресс») и ряде специализированных научных ИСЗ.

Специфика радиационных воздействий на материалы и оборудование КА определяется составом, энергией и количеством частиц, падающих на облучаемый объект. Для описания последнего фактора используются следующие параметры:

- ♦ *поток ионизирующих частиц* – отношение числа ионизирующих частиц dN , падающих на данную поверхность за интервал времени dt , к этому интервалу: $F = dN/dt$ [с^{-1}];

- ♦ *флюенс ионизирующих частиц* – отношение числа ионизирующих частиц dN , проникающих в объем элементарной сферы, к площади поперечного сечения dS этой сферы: $\Phi = dN/dS$ [м^{-2}];
- ♦ *плотность потока ионизирующих частиц* – отношение потока ионизирующих частиц, проникающих в объем элементарной сферы, к площади поперечного сечения dS этой сферы: $\phi = dF/dS$ [$\text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$].

На практике при определении указанных параметров применительно к космическому излучению часто рассматривают плоскую площадку.

Модели космической радиации позволяют, как правило, рассчитать энергетические спектры заряженных частиц в различных областях космического пространства для периодов минимума и максимума солнечной активности. В некоторых случаях возможна корректировка данных с использованием индексов солнечной и геомагнитной активности. При описании СКЛ применяются вероятностные модели, связывающие параметры ожидаемых потоков частиц с вероятностью возникновения таких событий.

5.1.2. Модели РПЗ

Для описания характеристик потоков частиц РПЗ в международной практике широко используются справочные модели АЕ-8 и АР-8, первая из которых дает информацию о потоках электронов РПЗ с энергиями $E = 0,04\text{--}7$ МэВ, а вторая – о потоках протонов с энергиями $E = 0,1\text{--}400$ МэВ. Пространственные распределения частиц РПЗ описываются с помощью системы LB -координат, в которых L – геоцентрическое расстояние до вершины силовой линии магнитного поля, выраженное в земных радиусах, а B – локальная индукция магнитного поля. В этой системе координат поверхности Земли приблизительно соответствует $L = 1$, а ГСО располагается на $L \sim 6,6$. У поверхности Земли $B \approx 0,5$ Гс, а области ГСО $\sim 10^{-3}$ Гс.

Обсуждаемые эмпирические модели основываются на массивах экспериментальных данных о потоках частиц РПЗ, полученных с

5. Радиационные воздействия на материалы КА

помощью приборов КА. На рис. 5.1 в качестве примера используемых первичных данных приведены радиальные профили плотности потока электронов и протонов РПЗ в экваториальной плоскости.

Более наглядное представление о расположении РПЗ в околоземном пространстве дает рис. 5.2, на котором изображено сечение меридиональной плоскостью области захваченной радиации. Там же показаны проекции на эту плоскость трех орбит из перечисленных в табл. 1.6 (разд. 1). В данном сечении ГСО отображается точкой, лежащей в экваториальной плоскости. Орбита МКС и ССО расположены ниже РПЗ.

При расчете с помощью моделей энергетических спектров электронов и протонов РПЗ для конкретных орбит, проходящих через области с различными LB -координатами, предусмотрена возможность усреднения расчетных данных по заданному количеству витков или интервалу времени.

На рис. 5.3 приведены дифференциальные энергетические спектры электронов и протонов РПЗ на орбите МКС, рассчитанные с помощью моделей АЕ-8, АР-8 для периодов минимума и максимума солнечной активности. Следует отметить, что при переходе от минимума солнечной активности к максимуму поток электронов возрастает, а поток протонов снижается. Это объясняется отличиями

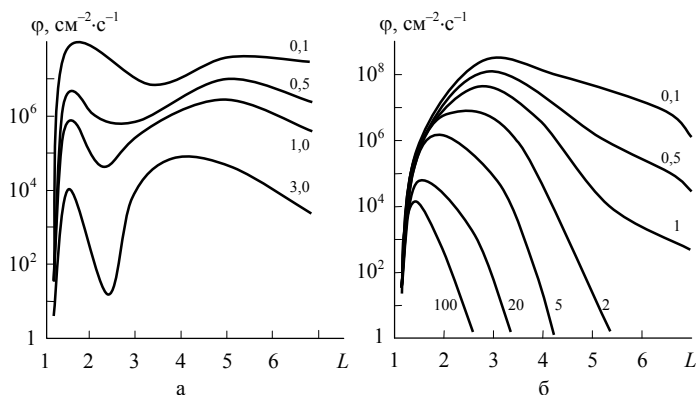


Рис. 5.1. Радиальные профили плотности потоков электронов (а) и протонов (б) в экваториальной плоскости при $E > E_0$ [МэВ] (значения E_0 указаны цифрами у кривых)

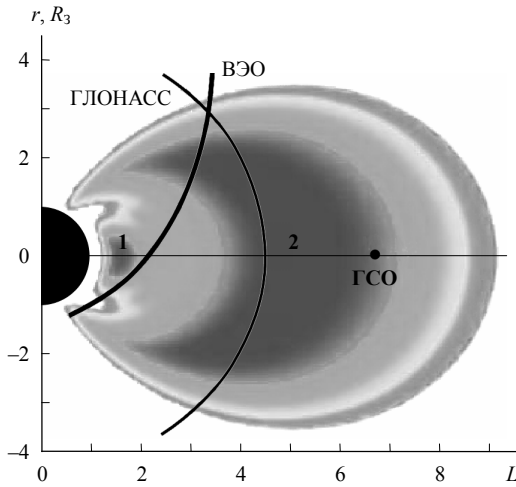


Рис. 5.2. Сечение области РПЗ меридиональной плоскостью с проекциями трех орбит (ВЭО, ГЛОНАСС, ГСО): 1 – внутренний РПЗ; 2 – внешний РПЗ

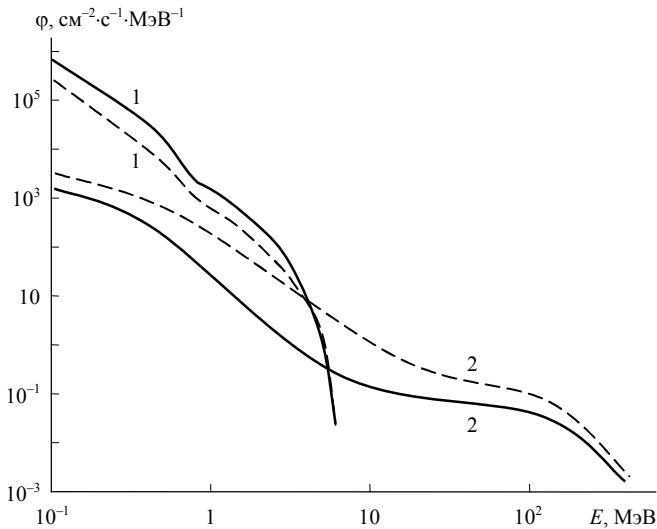


Рис. 5.3. Дифференциальные энергетические спектры электронов (1) и протонов (2) РПЗ на орбите МКС в годы максимума (сплошные линии) и минимума (штриховые линии) солнечной активности

5. Радиационные воздействия на материалы КА

пространственных распределений электронов и протонов РПЗ, характера их движения в геомагнитном поле и условий удержания в магнитной ловушке.

Наглядное представление о соотношении потоков электронов и протонов РПЗ на разных орбитах дает рис. 5.4, на котором представлены дифференциальные энергетические спектры частиц для следующих орбит: МКС, ССО, ГЛОНАСС и ГСО. Следует отметить, что на орбите ГЛОНАСС, проходящей, как видно из рис. 5.2, в центральной области внешнего РПЗ, наблюдаются значительные потоки как электронов, так и протонов. На ГСО, лежащей ближе к периферии внешнего РПЗ, преобладают потоки электронов, а поток протонов резко снижается при $E > 1$ МэВ. При сопоставлении энергетических спектров частиц РПЗ на орбите МКС и ССО следует принимать во внимание, что последняя расположена выше, а кроме того, из-за большого наклонения (см. табл. 1.6) она проходит через полярные области, где, как показано на рис. 5.2, к поверхности Земли приближаются «отроги» РПЗ. Поэтому потоки электронов и протонов РПЗ на ССО выше, чем на орбите МКС.

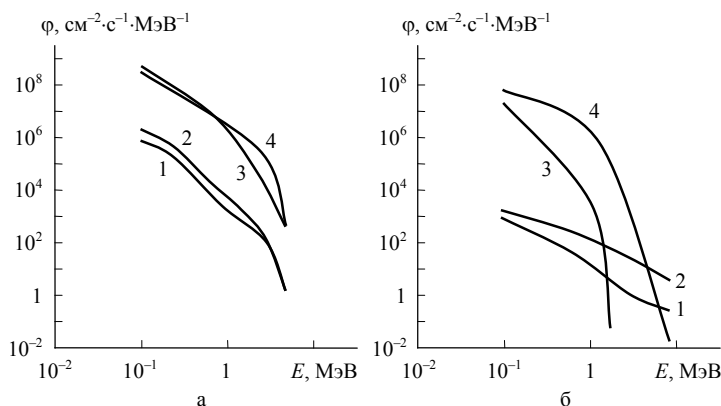


Рис. 5.4. Дифференциальные энергетические спектры электронов (а) и протонов (б) РПЗ на орбитах: 1 – МКС; 2 – ССО; 3 – ГСО; 4 – ГЛОНАСС

По мере накопления новых экспериментальных данных модели частиц РПЗ уточняются. В НИИЯФ МГУ была разработана модель РПЗ, позволяющая, в частности, более корректно описать потоки

частиц на малых высотах. Радиационные условия на низких околоземных орбитах в значительной степени определяются существованием упоминавшейся уже Южно–Атлантической магнитной аномалии (ЮАА), в которой из-за ослабления геомагнитного поля внутренняя граница РПЗ опускается до высот в несколько сотен километров. На рис. 5.5 показано географическое положение зоны регистрации потоков протонов РПЗ на высотах 400–500 км. В указанных границах интенсивность потоков снижается от центра к периферии приблизительно в 100–200 раз.

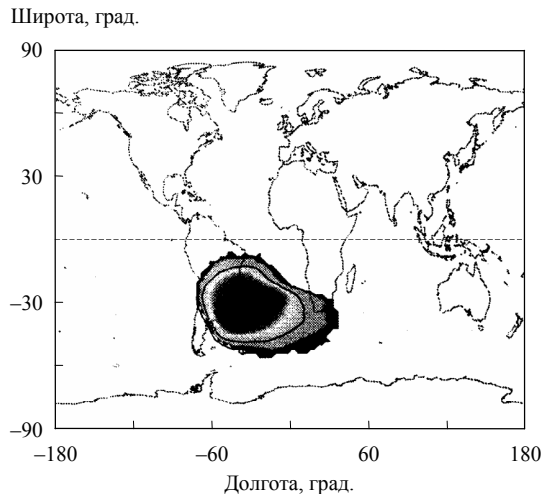


Рис. 5.5. Зона регистрации частиц РПЗ на высотах 400–500 км в области ЮАА

Поперечные размеры зоны, показанной на рис. 5.5, изменяются на протяжении существующего 11-летнего цикла солнечной активности в противофазе с уровнем активности Солнца. Это обусловлено увеличением плотности верхней атмосферы Земли на рассматриваемых высотах с повышением уровня солнечной активности, что приводит к росту частоты столкновений заряженных частиц РПЗ с газовыми частицами атмосферы и в конечном итоге – к более интенсивному поглощению частиц РПЗ атмосферой.

5. Радиационные воздействия на материалы КА

Описанные выше модели РПЗ являются статическими в том смысле, что они дают информацию о потоках частиц только для периодов максимума и минимума солнечной активности и не описывают зависимости потоков от времени и промежуточных уровней солнечной и геомагнитной активности. В НИИЯФ МГУ исследовались возможности создания динамических моделей, позволяющих описать короткопериодические вариации потоков частиц РПЗ, связанные с изменениями солнечной и геомагнитной активности. Данные измерений, выполненных с помощью аппаратуры НИИЯФ МГУ на ряде ИСЗ, показывают, что даже на достаточно длительных временных интервалах, измеряемых неделями, отклонения регистрируемых потоков частиц РПЗ от предсказываемых моделями могут достигать порядка величины и более. Это убедительно свидетельствует о необходимости дальнейших усилий по созданию динамических моделей РПЗ.

5.1.3. Модели СКЛ

Достигнутое к настоящему времени понимание процессов, происходящих на Солнце, не позволяет точно предсказывать появление потока частиц СКЛ и прогнозировать его характеристики. Поэтому при количественном описании событий возникновения СКЛ исходят из их вероятностного характера. Для такого описания требуется найти закономерности распределения событий СКЛ в зависимости от времени, величины потока частиц (флюенса и пикового потока), элементного состава и энергии частиц. Существующие модели не дают всей совокупности этих сведений, ограничиваясь часто предельными случаями и рассматривая, как правило, только поток протонов.

В НИИЯФ МГУ разработана вероятностная модель потока протонов СКЛ, которая описывает характеристики флюенсов и пиковых потоков протонов СКЛ. В этой модели средняя частота солнечных событий, в которых генерируются СКЛ, определяется в зависимости от уровня солнечной активности, характеризуемого числом Вольфа W – усредненным по некоторому временному ин-

тервалу суммарным числом отдельных пятен и групп пятен на солнечном диске. В годы максимума солнечной активности значения W составляют $\sim 150\text{--}200$, а в годы минимума $\sim 1\text{--}10$.

На рис. 5.6 показано характерное изменение числа Вольфа в пределах 11-летнего цикла солнечной активности. Усредненная зависимость годового числа солнечных вспышек n , в которых генерируются протоны СКЛ с энергией $E > 30$ МэВ при флюенсе за рассматриваемое событие выше 10^6 см^{-2} , показана на рис. 5.7.

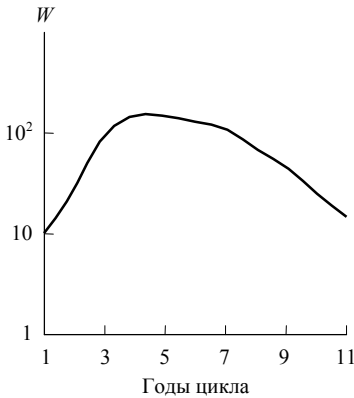


Рис. 5.6. Изменение числа Вольфа в пределах цикла солнечной активности

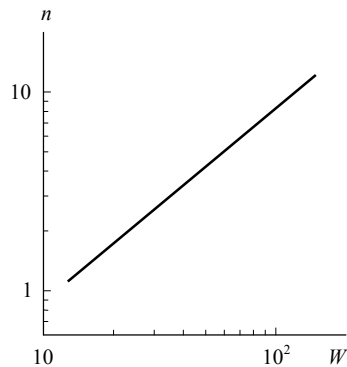


Рис. 5.7. Изменение годового числа протонных событий в зависимости от числа Вольфа

Для расчета дозовых нагрузок на материалы и элементы оборудования КА, создаваемых частицами СКЛ, необходимо иметь энергетические спектры этих частиц. Модель НИИЯФ МГУ позволяет рассчитать такие спектры для флюенсов частиц СКЛ за различные временные интервалы и для пиковых потоков. На рис. 5.8 приведены рассчитанные энергетические спектры годовых флюенсов протонов СКЛ для разных вероятностей их появления.

Энергетические спектры протонов СКЛ, представленные на рис. 5.8, характеризуют потоки частиц в межпланетном пространстве. При проникновении частиц СКЛ в магнитосферу Земли происходит их частичное отклонение магнитным полем, вследствие

5. Радиационные воздействия на материалы КА

чего энергетические спектры трансформируются. На рис. 5.9 приведены дифференциальные энергетические спектры годового флюенса протонов СКЛ на ГСО и орбите МКС, причем для последнего случая представлены спектры для периодов максимума и минимума солнечной активности. Спектр протонов на ГСО близок к спектру, наблюдаемому за пределами магнитосферы. При проникновении протонов СКЛ в область орбиты МКС происходит, как видно из рис. 5.9, значительное снижение потока протонов. Изменение уровня солнечной активности от максимального к минимальному также приводит к существенному уменьшению потока протонов.

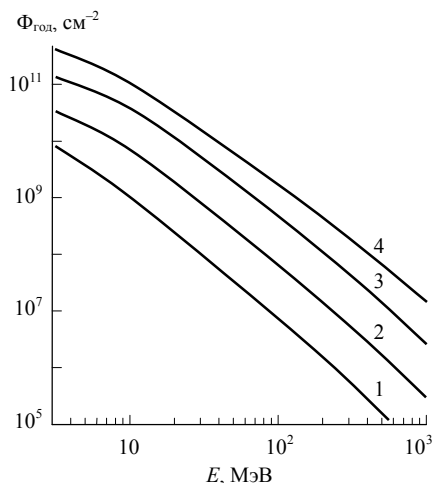


Рис. 5.8. Интегральные энергетические спектры годовых флюенсов протонов СКЛ при высокой солнечной активности ($W = 150$) для различных значений вероятности возникновения событий с такими спектрами: 1 – 0,9; 2 – 0,5; 3 – 0,1; 4 – 0,01

Рассмотренная модель НИИЯФ МГУ положена в основу Государственного стандарта, применяемого для описания потоков частиц СКЛ, а также в основу стандарта, разработанного для межгосударственного использования под эгидой Международной организации по стандартизации (ISO), в деятельности которой специалисты НИИЯФ МГУ принимают активное участие.

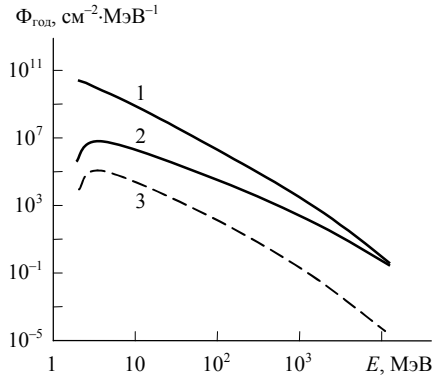


Рис. 5.9. Дифференциальные энергетические спектры годового флюенса протонов СКЛ при вероятности 0,5 на ГСО (1) и орбите МКС в период максимума (2) и минимума (3) солнечной активности

5.1.4. Модели ГКЛ

Интенсивность потока частиц ГКЛ также претерпевает 11-летние вариации в соответствии с продолжительностью солнечного цикла. При этом она изменяется в противофазе с уровнем солнечной активности: с повышением активности Солнца происходит уменьшение потока частиц ГКЛ. Подобная зависимость уже отмечалась выше для потоков частиц РПЗ в области ЮАА. Однако физический механизм вариаций потока ГКЛ в пределах цикла солнечной активности совершенно иной: при повышении уровня активности Солнца усиливается существующее в межпланетном пространстве магнитное поле, что затрудняет проникновение частиц ГКЛ в Солнечную систему. Подобный эффект, но менее ярко выраженный, наблюдается и при одиночных солнечных вспышках (форбуш-понижение потока ГКЛ).

На рис. 5.10 представлены дифференциальные энергетические спектры для различных химических элементов, входящих в состав ГКЛ. Видно, что с увеличением массы ядер происходит существенное снижение плотности потока частиц, а ее зависимость от энергии имеет ярко выраженный падающий характер. Вариации потока,

5. Радиационные воздействия на материалы КА

обусловленные изменениями уровня солнечной активности, отчетливо проявляются при энергии частиц $E < 1$ ГэВ/нуклон.

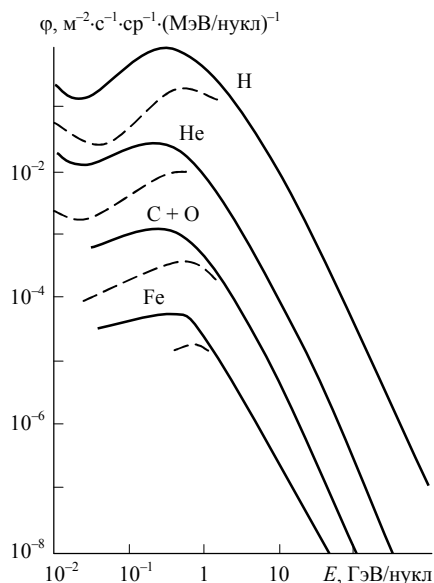


Рис. 5.10. Дифференциальный энергетический спектр различных элементов, измеренный вблизи Земли в год минимума солнечной активности (сплошные кривые) и в год максимума (штриховые кривые)

В НИИЯФ МГУ для описания характеристик потоков частиц ГКЛ разработана модель, включающая ядра с зарядами $Z = 1-92$ для энергий в диапазоне от 5 МэВ/нуклон до 100 ГэВ/нуклон. Модель позволяет описать вариации потоков частиц в пределах цикла солнечной активности, а также трансформацию энергетических спектров при проникновении ГКЛ в магнитосферу Земли.

На рис. 5.11 показаны дифференциальные энергетические спектры протонов ГКЛ в области ГСО для периодов минимума и максимума солнечной активности, а также относящиеся к периоду минимума солнечной активности спектры на орбите МКС и на орбите, близкой по высоте, но имеющей малое наклонение (30 град.). Приведенные спектры наглядно иллюстрируют влияние на величину

потока частиц ГКЛ как уровня солнечной активности, так и геомагнитного поля.

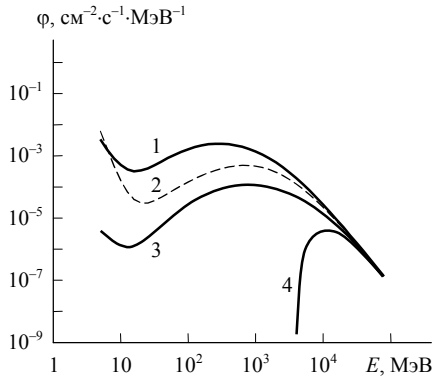


Рис. 5.11. Дифференциальные энергетические спектры протонов ГКЛ в области ГСО для периодов минимума (1) и максимума (2) солнечной активности, на орбите МКС (3) и орбите с малым наклоном (4) для минимума солнечной активности

На основе модели ГКЛ НИИЯФ МГУ также разработан Государственный стандарт, ее основные положения включены в международные справочные модели.

Специфика радиационных условий при осуществлении полетов на Луну и к планетам Солнечной системы была достаточно подробно рассмотрена выше.

Более подробную информацию о характеристиках космической радиации в околоземном пространстве можно найти в рекомендуемой литературе.

Приведенные в этом разделе данные о характеристиках космического излучения используются при анализе радиационных воздействий на материалы и оборудование КА.

5.2. Взаимодействие излучений с веществом

5.2.1. Основные термины и определения

Универсальной мерой воздействия ионизирующего излучения на вещество является *поглощенная доза* излучения – отношение средней энергии dE , переданной ионизирующим излучением веществу в элементарном объеме, к массе dm вещества в этом объеме: $D = dE / dm$. В международной системе СИ единицей поглощенной дозы является *грей* ($1 \text{ Гр} = 1 \text{ Дж} \cdot \text{кг}^{-1}$). Достаточно широко продолжает использоваться внесистемная единица *рад*, соответствующая передаче 1 грамму вещества энергии 100 эрг и равная 10^{-2} Гр.

Некоторые эффекты, например, свечение материалов под действием ионизирующего излучения (радиолуминесценция) и возникновение в облучаемых материалах наведенной электропроводности (радиационная проводимость), зависят от мощности дозы. *Мощностью поглощенной дозы* называется отношение приращения поглощенной дозы излучения dD за интервал времени dt к этому интервалу: $P = dD / dt [\text{Гр} \cdot \text{с}^{-1}]$.

Сбои в элементах микроэлектроники, обусловленные воздействием одиночных заряженных частиц, иногда также рассматриваются как разновидность эффектов, зависящих от мощности дозы, поскольку их возникновение связано с большим энерговыделением в ограниченном объеме вещества за короткий промежуток времени.

При оценке воздействия ионизирующих излучений на биологические объекты, в частности на ткани человеческого организма, используется понятие *эквивалентная доза* D_3 , которая определяется с учетом биологических эффектов, вызываемых воздействием ионизирующих излучений и измеряется в *зивертах* [Зв]. Две указанные дозы связаны между собой через *коэффициент качества излучения* Q , имеющий размерность [Зв/Гр]: $D_3 [\text{Зв}] = Q D [\text{Гр}]$.

Коэффициент качества зависит в первую очередь от вида излучения и в некоторой степени – от энергии частиц, входящих в его состав. Например, для электронов $Q = 1$, а для протонов с энергией меньше 10 МэВ $Q = 10$. Для космического излучения, имеющего сложный состав и широкие энергетические распределения различных компонентов излучения, среднее значение Q для условий полета на низких околоземных орбитах составляет 2–3.

Следует отметить, что при определении поглощенной дозы используется понятие *переданная веществу энергия*, которая, в свою очередь, характеризуется *линейной передачей энергии* (ЛПЭ) веществу при торможении в нем заряженной частицы (в англоязычной литературе LET – *linear energy transfer*) dE/dx , где E – переданная энергия, x – пройденное частицей расстояние в веществе. Для описания потерь энергии тормозящейся частицы (их называют также *тормозной способностью вещества*) используется очень близкое понятие *линейные (удельные) потери энергии* $-dE/dx$ (здесь E – энергия, теряемая частицей), обозначаемое той же аббревиатурой ЛПЭ. Значения этих параметров в общем случае не совпадают. Отличие связано с тем, что энергия, переданная веществу в элементарном слое, определяется не только потерями энергии тормозящейся частицы, но и балансом энергий, приносимых в рассматриваемый элементарный слой и уносимых из него вторичными частицами и квантами. Во многих прикладных задачах указанным отличием можно пренебречь. Однако в некоторых случаях, например, при анализе радиационных воздействий на микро- и наноструктуры, это отличие может оказаться существенным.

Поскольку процессы торможения частиц в веществе сильно зависят от его плотности, очень часто при их описании вместо линейного пути x используется произведение ρx , где ρ – плотность вещества. При этом линейная размерность ЛПЭ, например $[\text{МэВ}\cdot\text{см}^{-1}]$, изменяется на массовую $[\text{МэВ}\cdot\text{г}^{-1}\cdot\text{см}^2]$.

При определении массовой тормозной способности веществ сложного состава, к которым относится большинство материалов, применяемых в космической технике, можно использовать так называемый композиционный закон Брэгга:

5. Радиационные воздействия на материалы КА

$$-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = \frac{1}{M} \sum_i n_i A_i \left(-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \right)_i,$$

где M – средний молекулярный вес вещества; n_i – количество атомов i -го сорта с массовым числом A_i в единице объема.

5.2.2. Прохождение ионизирующего излучения через вещество

В общем случае потери энергии заряженных частиц при торможении в веществе определяются следующими процессами:

- ♦ ионизацией и возбуждением атомов вещества (ионизационные потери);
- ♦ испусканием электромагнитного тормозного излучения с непрерывным спектром, максимальная энергия квантов которого соответствует исходной энергии частиц (радиационные потери);
- ♦ упругим рассеянием, при котором суммарная кинетическая энергия взаимодействующих частиц не изменяется, а лишь перераспределяется между ними;
- ♦ ядерными реакциями.

Вклад каждого из указанных процессов в торможение частицы зависит от ее вида и энергии, а также от параметров, характеризующих тормозящее вещество.

Торможение тяжелых заряженных частиц

Потери энергии тяжелых заряженных частиц – протонов и более тяжелых ионов – складываются из трех составляющих: при энергиях ионов в диапазоне 10^4 – 10^8 эВ основными являются ионизационные потери, при энергиях менее 10^4 эВ преобладают потери энергии в упругих столкновениях с атомами вещества, а при энергиях свыше 100 МэВ/нуклон важную роль начинают играть ядерные реакции.

При энергиях ионов $E > 2$ МэВ/нуклон их ионизационные потери удовлетворительно описываются известной формулой Бете–Блоха:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ion}} = \frac{4\pi Z_i^2 e^4}{m_0 v^2} NZ \left[\ln \frac{2m_0 v^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 - \frac{C}{Z} - \delta \right],$$

где Z_i – ядерный заряд налетающего иона; Z – ядерный заряд атомов среды; N – концентрация атомов в веществе; $I \approx (10-13) Z$ – средний потенциал ионизации среды; $C/Z \approx 0,1-0,3$ – оболочечная поправка, учитывающая неполное участие электронов в торможении частицы; δ – поправка, характеризующая поляризацию среды; m_0 – масса покоя электрона; e – заряд электрона; v – скорость иона; β – отношение скорости иона к скорости света.

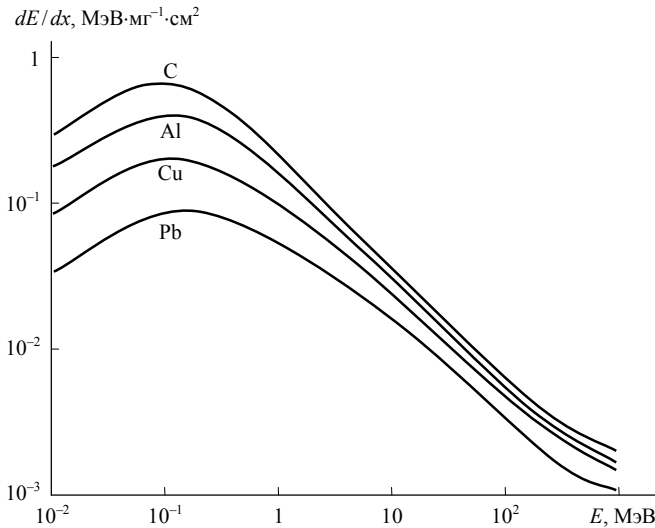


Рис. 5.12. Ионизационные потери энергии протонов в различных веществах

На рис. 5.12 представлены значения ионизационных потерь энергии протонов в широком диапазоне энергий для тормозящих веществ с разной плотностью. Формула Бете–Блоха справедлива

5. Радиационные воздействия на материалы КА

для области значений dE/dx , лежащих правее максимума на приведенных на рис. 5.12 зависимостях.

При малых значениях энергии ионов (в области левее максимума на кривых) ионизационные потери ионов удовлетворительно описываются формулой Фирсова:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ion}} = 2,54 \cdot 10^{-15} (Z + Z_i) v, \text{ [эВ} \cdot \text{см}^2/\text{ат]}.$$

Для области максимальных значений dE/dx на рис. 5.12 выполняется условие приближительного равенства скорости ионов и электронов в атомах тормозящего вещества, чем и определяется наибольшая эффективность процесса ионизации. Однако в этих условиях заряд тормозящегося иона быстро меняется из-за процессов захвата и потери электронов, что требует введения дополнительных поправок в используемые расчетные выражения.

От величины удельных потерь энергии тормозящейся частицы зависит их пробег R в веществе – расстояние, проходимое частицей до полной остановки:

$$R = \int_0^E (-dE/dx)^{-1} dE.$$

При определении пробегов используются как линейные, так и массовые единицы. В табл. 5.2 приведены пробеги протонов различной энергии в алюминии, выраженные в обеих единицах.

Таблица 5.2. Пробеги протонов в алюминии

E , МэВ	1	5	10	100
R , см	$1,3 \cdot 10^{-3}$	$1,8 \cdot 10^{-2}$	$6,2 \cdot 10^{-2}$	3,6
R , г·см ⁻²	$3,5 \cdot 10^{-3}$	$5,0 \cdot 10^{-2}$	$1,7 \cdot 10^{-1}$	9,8

На рис. 5.13 показаны зависимости пробегов протонов от их энергии в различных веществах, согласующиеся с данными об удельных потерях энергии протонов, представленных на рис. 5.12.

Рис. 5.14 характеризуют удельные потери энергии и пробеги различных ионов в кремнии, который рассматривается как стандартный материал при оценке радиационных воздействий на элементы электронного оборудования КА.

Видно, что с увеличением массы ионов растут удельные потери энергии и, соответственно, уменьшается длина пробега.

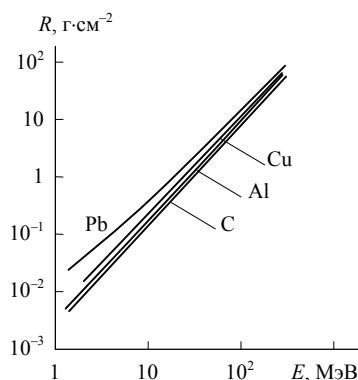


Рис. 5.13. Пробеги протонов в различных веществах

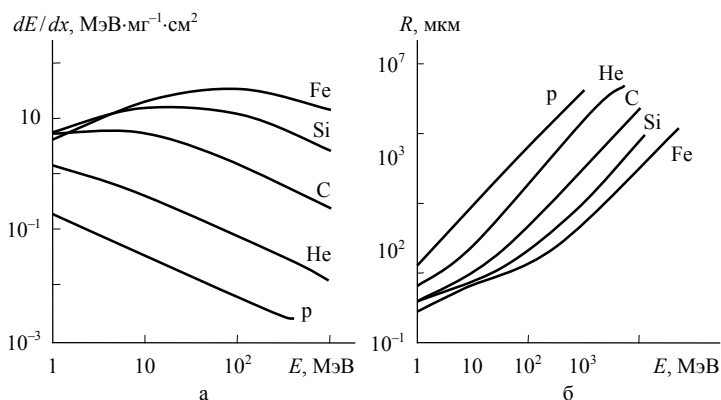


Рис. 5.14. Зависимость удельных потерь энергии (а) и пробегов (б) различных ионов от их энергии

Торможение электронов

При торможении электронов в веществе основную роль играют ионизационные и радиационные потери энергии, т.е.

$$-dE/dx = (-dE/dx)_{\text{ion}} + (-dE/dx)_{\text{rad}}$$

При описании ионизационных потерь электронов учитываются их значительно **больше** по сравнению с тяжелыми частицами отклонения от первоначального направления движения при столкновениях, а также квантовомеханические эффекты. Для нерелятивистских электронов с энергией $E \ll m_0 c^2$ (m_0 – масса покоя электрона, c – скорость света, $m_0 c^2 = 0,51$ МэВ) ионизационные потери описываются выражением:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ion}} \approx 0,306 \rho \frac{Z}{A} \beta^{-2} \ln(1,16 E/I), \quad [\text{МэВ} \cdot \text{см}^{-1}].$$

Для релятивистских электронов с энергией $E \gg m_0 c^2$ справедливо выражение:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ion}} = 4,6 \cdot 10^{-10} E \frac{\rho Z^3}{A} (14,6 - \ln Z), \quad [\text{МэВ} \cdot \text{см}^{-1}].$$

В приведенных выражениях ρ – плотность тормозящего вещества; A – массовое число.

Радиационные потери энергии электронов описываются следующими выражениями:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{rad}} = \frac{16}{3} NE \frac{Z^2 r_e^2}{137} \quad \text{при } E \ll m_0 c^2;$$

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{rad}} = NE \frac{Z^2 r_e^2}{137} \left[4 \ln \left(\frac{2E}{m_0 c^2} \right) - \frac{4}{3} \right] \quad \text{при } E \gg m_0 c^2,$$

где $r_e = e^2 / m_0 c^2$.

Соотношение между радиационными и ионизационными потерями энергии электронов определяется формулой Бете–Гайтлера:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{rad}} / \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ion}} \approx \frac{EZ}{800},$$

где значение энергии электронов E выражено в МэВ.

Отсюда следует выражение для критической энергии электронов $E_{кр}$, при которой радиационные и ионизационные потери энергии одинаковы:

$$E_{кр} \approx \frac{800}{Z}, [\text{МэВ}].$$

Например, при торможении электронов в алюминии и кремнии $E_{кр} \approx 60 \text{ МэВ}$.

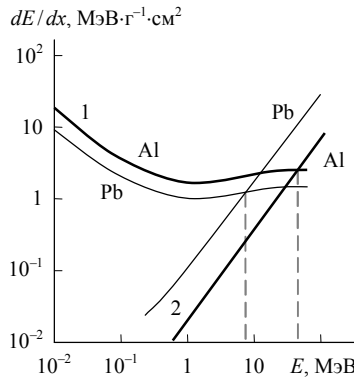


Рис. 5.15. Удельные потери энергии электронов в Al и Pb: 1 – ионизационные; 2 – радиационные

На рис. 5.15 приведены зависимости ионизационных (1) и радиационных (2) потерь электронов от их энергии при торможении в алюминии и свинце. Следует обратить внимание на обратную зависимость этих двух видов потерь энергии от плотности тормозящего вещества. Штриховыми вертикальными линиями показаны значения критической энергии для Pb и Al.

Для описания зависимости длины пробега R от энергии электронов E широко используется формула Вебера:

$$R = 0,55 E \left(1 - \frac{0,9841}{1 + 3E} \right),$$

где E измеряется в МэВ, а R – в $\text{г}\cdot\text{см}^{-2}$.

В отличие от тяжелых ионов для электронов из-за их сильного многократного упругого рассеяния при торможении велик разброс пробегов, называемый *стрегглингом*. Поэтому для них обычно ис-

5. Радиационные воздействия на материалы КА

пользуется понятие *экстраполированный пробег*, который определяется по пересечению касательной к кривой поглощения электронов с осью абсцисс (рис. 5.16).

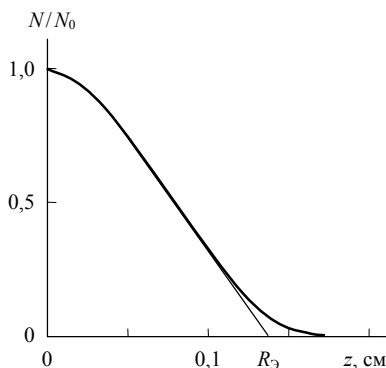


Рис. 5.16. Зависимость числа электронов N с исходной энергией 1 МэВ, прошедших через алюминиевый экран, от толщины экрана z : R_3 – экстраполированный пробег

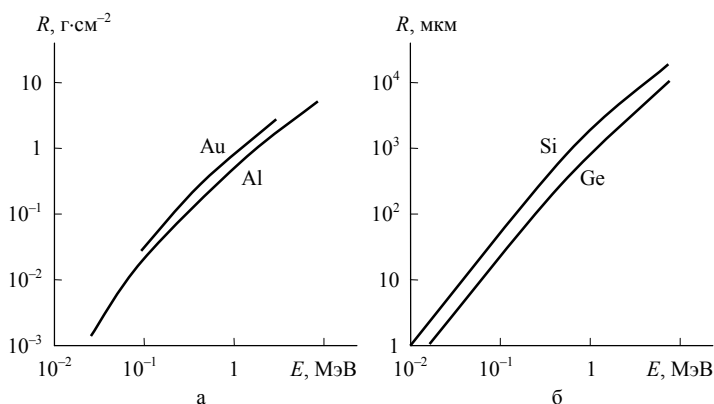


Рис. 5.17. Пробеги электронов в металлах (а) и полупроводниках (б)

На рис. 5.17а приведена зависимость пробега электронов от их энергии в алюминии, сплавы на основе которого широко применяются в конструкциях КА, вследствие чего алюминий используют в качестве стандартного вещества при оценке ослабления излучений

защитными экранами. Там же для сопоставления приведены аналогичные зависимости для золота. Рис. 5.176 демонстрирует пробеги электронов в Si и Ge. Для оценки пробегов электронов в других материалах R_X по известному пробегу в R_{Al} можно использовать соотношение:

$$R_X = R_{Al} \frac{(Z/A)_{Al}}{(Z/A)_X}.$$

Ослабление потоков фотонов и нейтронов в веществе

Применительно к анализу радиационных воздействий на материалы КА приходится рассматривать прохождение через вещество рентгеновского и γ -излучения, возникающего при взаимодействии первичных потоков заряженных частиц космического излучения с веществом. Тормозное рентгеновское излучение способно проникать в материалы значительно глубже, чем создающие его электроны. Поэтому, как мы увидим далее, при достаточно больших толщинах защитных экранов вклад тормозного излучения в величину поглощенной дозы больше, нежели вклад создающих его электронов.

Нейтроны, оказывающие воздействие на материалы КА, могут приходить извне, как, например, упоминавшиеся уже нейтроны альbedo, и могут рождаться в веществе самого КА в результате ядерных взаимодействий первичных частиц космического излучения с его атомами. Потоки нейтронов могут возникать также при работе ядерных энергетических установок КА.

Поток фотонов ослабляется в веществе в зависимости от глубины x по экспоненциальному закону:

$$F = F_0 \exp(-\tau x),$$

где τ – линейный коэффициент ослабления.

Подобно описанию торможения заряженных частиц в данном случае может использоваться массовый коэффициент ослабления:

$$\mu = \frac{\tau}{\rho}, [\text{см}^2 \cdot \text{г}^{-1}].$$

5. Радиационные воздействия на материалы КА

Основными процессами поглощения фотонов в веществе являются:

- ♦ фотоэффект – удаление связанного электрона из атома при передаче ему полной энергии фотона, при этом кинетическая энергия удаленного электрона (фотоэлектрона) меньше энергии поглощенного фотона на величину энергии связи электрона в атоме;
- ♦ комптоновское рассеяние, происходящее на слабо связанных электронах (т.е. при энергии квантов, значительно превышающей энергию связи электрона в атоме), при котором фотон передает электрону часть своей энергии;
- ♦ рождение электронно-позитронных пар, которое возможно при энергии фотонов больше $2m_0c^2 = 1,02$ МэВ.

На рис. 5.18 показаны в координатах E_γ – Z области действия каждого из указанных физических механизмов.

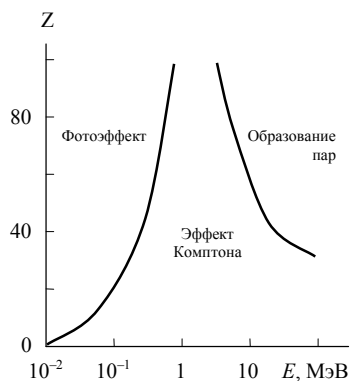


Рис. 5.18. Области преобладающего влияния эффектов, возникающих при взаимодействии γ -квантов с веществом

Экспоненциальным законом, подобным рассмотренному выше, описывается и ослабление потока нейтронов в веществе. Однако в этом случае ослабление потока происходит за счет различных взаимодействий нейтронов с ядрами атомов тормозящего вещества. Вид этих взаимодействий зависит от энергии нейтронов, классифицируемых по этому параметру следующим образом:

- ♦ тепловые ($E \leq 0,05$ эВ);
- ♦ медленные ($0,05$ эВ $\leq E \leq 1$ кэВ);
- ♦ промежуточные ($1 \leq E \leq 500$ кэВ);
- ♦ быстрые ($E \geq 500$ кэВ).

Используются и другие более детальные классификации нейтронов по энергии с несколько отличающимися границами энергетических диапазонов.

Неионизационные потери энергии

Упомянутые выше потери энергии частиц при упругом рассеянии и ядерных реакциях принято называть *неионизационными потерями*. Упругие взаимодействия бомбардирующих частиц с атомами кристаллической решетки облучаемого вещества могут приводить к смещению последних из узлов решетки. Такие смещенные атомы называют первично-выбитыми атомами. Остановившийся в междузлии кристаллической решетки выбитый атом и вакансия, образовавшаяся в решетке после удаления атома из узла, создают дефект решетки, называемый парой Френкеля.

Для полупроводниковых материалов пороговая энергия T_d , которая должна быть сообщена атому для его смещения из узла, лежит в пределах 5–15 эВ. Чтобы произвести смещение атома, налетающий ион должен обладать энергией, большей некоторой критической энергии E_d , величина которой определяется следующим соотношением:

$$E_d = \frac{(M_i + M)^2 T_d}{4M_i M},$$

где M_i – масса иона; M – масса атома вещества.

Для электронов (с учетом релятивистских эффектов) подобное соотношение имеет вид:

$$E_d = \left(1 + \frac{T_d M c^2}{(m_0 c^2)^2} \right)^{1/2} - 1,$$

где c – скорость света; $m_0 c^2 = 0,51$ МэВ – энергия покоя электрона.

5. Радиационные воздействия на материалы КА

Для кремния ($T_d \sim 14$ эВ) значения E_d составляют 106 эВ и 160 кэВ для протонов и электронов соответственно.

Если энергия первично-выбитого атома больше энергии связи атомов в решетке, он может выбивать из ее узлов другие атомы, создавая каскад дефектов. При достаточно высокой энергии первично-выбитого атома число дефектов в каскаде велико и образуется кластер дефектов.

При облучении полупроводниковых материалов протонами с энергиями $\sim 10^1$ – 10^3 МэВ образование первично-выбитых атомов может происходить за счет кулоновского рассеяния протонов в электрическом поле ядер атомов мишени и при ядерном упругом рассеянии, которое возникает в случае сближения протона с ядром атома мишени на меньшие по сравнению с кулоновским рассеянием расстояния.

Сечение кулоновского рассеяния приблизительно на два порядка превышает сечение ядерного упругого рассеяния. Однако при кулоновском рассеянии средняя энергия первично-выбитых атомов (~ 210 эВ для Si) существенно меньше, чем при упругом ядерном рассеянии (0,6–1,0 МэВ для Si). Это создает в последнем случае предпосылки для возникновения каскада дефектов.

Ядерные реакции, т.е. ядерные неупругие взаимодействия, порождают ядра отдачи с энергией, превышающей как правило энергию первично-выбитых атомов в процессах упругого ядерного и кулоновского рассеяния. Например, при энергии бомбардирующих протонов $\sim 10^3$ МэВ средняя энергия ядер отдачи Si составляет около 3,5 МэВ, в результате чего ядра отдачи создают большое число смещенных атомов. Вклад каждого из рассмотренных механизмов в образование дефектов показан на рис. 5.19.

Облучение полупроводников электронами и фотонами с энергиями ниже 1 МэВ приводят, как правило, к образованию только простых первичных дефектов. В случае облучения электронами более высоких энергий, а также протонами и нейтронами, возникают кластеры дефектов в области смещений, создаваемых первично-выбитыми атомами. Тяжелые заряженные частицы с достаточно высокой энергией могут создавать вдоль трека большое количество

вторичных и третичных смещенных атомов, которые будут составлять значительную долю в общем числе смещений.

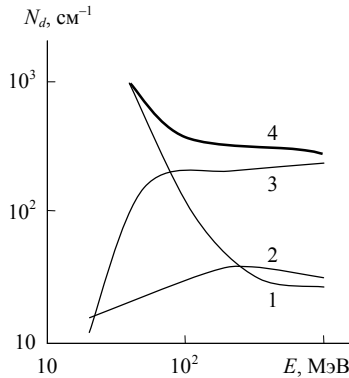


Рис. 5.19. Среднее число дефектов, образуемых протонами с различными энергиями, за счет кулоновского (1), ядерного упругого (2) и ядерного неупругого (3) взаимодействий; 4 – суммарное число дефектов

Возбужденная область вдоль трека первично-выбитого атома нагревается до высокой температуры за время 10^{-10} – 10^{-11} с. Образующаяся нагретая локальная область носит название теплового клина. Кластеры и тепловые клинья характерны для взаимодействия с веществом тяжелых заряженных частиц и нейтронов.

Радиационные дефекты в кристаллической решетке не являются устойчивыми образованиями, они перемещаются по решетке, рекомбинируют в случае встречи с дефектами противоположного знака, например вакансии и смещенный атом. На дислокациях и на границах зерен происходит адсорбция радиационных дефектов. Некоторые типы радиационных дефектов, объединяясь друг с другом, образуют сложные комплексы дефектов.

Образование в кристаллической решетке твердых тел простых и более сложных радиационных дефектов оказывает влияние на оптические, электрические, механические свойства вещества. От количества дефектов зависят такие важнейшие параметры полупроводников, как время жизни неосновных носителей и концентрация основных носителей заряда, в значительной степени определяющих эксплуатационные характеристики полупроводниковых приборов.

5.3. Расчет поглощенных доз

Для прогнозирования ухудшения характеристик материалов и элементов оборудования КА, вызываемого воздействием космической радиации, необходимо иметь данные о дозах, накапливаемых в рассматриваемых объектах за определенные интервалы времени и за весь предполагаемый период эксплуатации аппарата. С увеличением продолжительности эксплуатации и усложнением бортового оборудования КА повышаются требования к точности определения поглощенных доз и степени детализации расчетов. Наличие на современных КА большого количества элементов микроэлектроники, эксплуатируемых за защитными экранами разной толщины, требует знания поглощенных доз для конкретных блоков аппаратуры и даже для отдельных микросхем в составе этих блоков.

Ниже рассматриваются применяемые методы расчета поглощенных доз, основывающиеся на представленных выше данных о различных составляющих космической радиации.

5.3.1. Общие принципы расчета доз за защитными экранами простой конфигурации

В общем случае физико-математическая модель, с помощью которой производится расчет поглощенной дозы космического излучения в материалах и элементах оборудования КА, включает в себя:

- ♦ характеристики воздействующего излучения (тип частиц, энергетические спектры, угловые распределения);
- ♦ транспортные уравнения, описывающие перенос частиц в веществе;
- ♦ алгоритмы дискретизации моделируемой среды при проведении компьютерных расчетов.

Скорость поглощения энергии в единице массы, т. е. скорость накопления дозы $D(\mathbf{x})$ в точке $\mathbf{x}$ определяется выражением:

$$D(\mathbf{x}) = \frac{1}{\rho} \sum_j d\Omega dE f_j(\mathbf{x}, E, \Omega) S_j(E),$$

где ρ – плотность вещества; $S_j = (dE/dx)_j$; $f_j(\mathbf{x}, E, \Omega)$ – функция распределения частиц сорта j по координате $\mathbf{x}$, энергии E и телесному углу Ω .

При проведении численных расчетов выражение для тормозной способности вещества может быть представлено в следующем виде:

$$S_j(E) = N \sum_n (\epsilon_n - \epsilon_0) \sigma_n^{(j)},$$

где $\sigma_n^{(j)}$ – эффективное сечение процесса возбуждения частицей сорта j энергетического состояния в среде с энергией ϵ_n ; ϵ_0 – энергия основного состояния; N – число атомов в единице объема вещества.

Задача расчета пространственного распределения поглощенной дозы $D(\mathbf{x})$ может быть решена в разных приближениях, определяемых требованиями к точности и степени детализации расчетов. Оценки усредненной дозы для оборудования КА, находящегося внутри оболочки определенной толщины, могут быть сделаны с помощью сравнительно простых расчетных моделей. В первых подобных моделях, которые не требовали использования значительных вычислительных ресурсов, аналитически рассчитывались энергетические спектры заряженных частиц за защитными экранами заданной толщины и величины энергии, передаваемой частицами с такими энергетическими спектрами веществу расположенного за экраном объекта (детектора). В качестве вещества экрана в подобных моделях чаще всего рассматривается Al, а вещества детектора – Si.

Рис. 5.20 демонстрирует изменение дифференциальных энергетических спектров электронов и протонов РПЗ после прохождения алюминиевых экранов различной толщины на низкой околоземной орбите. Исходные спектры частиц выделены утолщенными линиями, толщины экранов (в г·см⁻²) указаны цифрами у кривых. Видно, что поток электронов достаточно эффективно поглощается во всем

5. Радиационные воздействия на материалы КА

диапазоне энергий, характерном для РПЗ, а протоны с энергиями выше 20–30 МэВ претерпевают незначительное поглощение даже при достаточно толстых экранах. Однако следует помнить, что при взаимодействии электронов с веществом экрана образуется поток квантов тормозного излучения, обладающих высокой проникающей способностью. Вклад каждого излучения в величину поглощенной дозы при разных толщинах защитного экрана будет продемонстрирован ниже на ряде примеров.

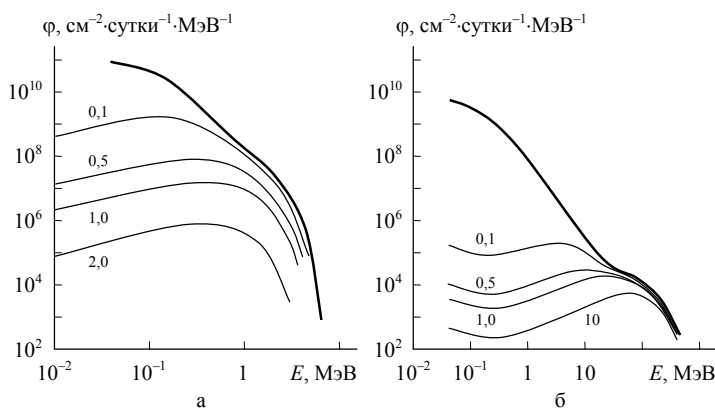


Рис. 5.20. Трансформация дифференциальных энергетических спектров электронов (а) и протонов (б) РПЗ за защитными экранами разной толщины

Позднее были созданы более точные компьютерные модели, в числе которых следует отметить широко используемую модель SHIELDOSE. В этой модели, разработанной специально для анализа воздействия космического излучения на материалы и элементы оборудования КА, рассматривается взаимодействие изотропных потоков электронов и протонов с экраном и расположенным за ним детектором, размеры которого малы по отношению к размерам экрана. Энергетические спектры электронов и протонов могут задаваться в модели произвольно. Для вычисления потерь энергии частиц в экране и в детекторе используются предварительно рассчитанные методом Монте–Карло базы данных по взаимодействию

электронов и протонов с веществом при энергиях частиц, характерных для космического излучения.

При проведении расчетов используются экраны трех конфигураций (рис. 5.21): а – тонкий плоский экран (пластина), б – сплошной полубесконечный слой, в – сплошной сферический экран. Отличие полубесконечного экрана (б), в толще которого на глубине z располагается детектор, от пластины толщиной z (а) заключается в том, что при наличии позади детектора вещества экрана в детектор попадают рассеянные в направлении к облучаемой поверхности частицы и кванты вторичного излучения, рождающегося в этой области. Наличие такого дополнительного излучения приводит к увеличению дозы, поглощенной детектором.

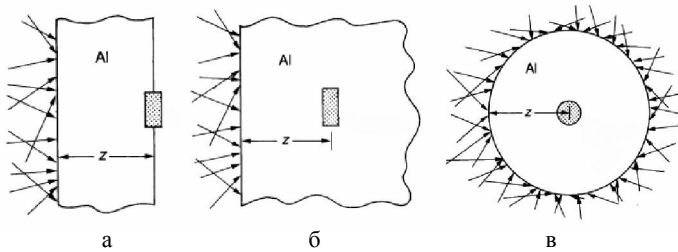


Рис. 5.21. Конфигурации экранов, используемых в модели SHIELDOSE

Следует обратить внимание на используемую в модели конфигурацию сферического экрана (в), стенки которого вплотную прилегают к детектору. Вследствие геометрических особенностей такой структуры рассчитанные для нее значения поглощенной дозы при определенных толщинах экрана могут заметно отличаться от результатов расчета для плоского экрана.

Полый сферический экран (рис. 5.22), внутри которого детектор может располагаться в любой точке, следует относить к сложным системам, поскольку при перемещении детектора по радиусу изменяются условия его экранирования от излучения, падающего на внешнюю поверхность экрана.

В качестве материала экрана в модели SHIELDOSE рассматривается Al, а материалами детектора могут быть Al, Si, SiO₂ и H₂O.

5. Радиационные воздействия на материалы КА

Детектор из Al используется при расчетах распределения поглощенной дозы по толщине экрана, Si и SiO₂ рассматриваются как стандартные материалы микроэлектроники и оптических элементов, а с помощью H₂O-детектора рассчитываются поглощенные дозы для биологических объектов.

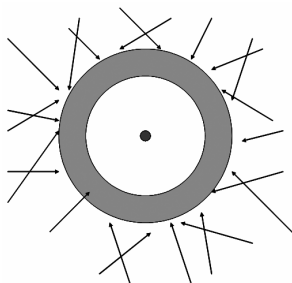


Рис. 5.22. Сферический экран с детектором в центре полости

На базе SHIELDOSE была создана программа RADMODLS, в которой исходные данные об энергетических спектрах электронов и протонов РПЗ определяются с помощью моделей AE-8 и AP-8, а процедура расчета поглощенной дозы реализуется в программе SHIELDOSE. При обращении к программе RADMODELS задаются параметры орбиты КА и требуемые интервалы усреднения величины поглощенной дозы по количеству витков или по времени полета аппарата. Программа предусматривает возможность получения информации о дифференциальных и интегральных энергетических спектрах частиц РПЗ для рассматриваемых орбит и дозах, создаваемых протонами, электронами и тормозным излучением, которое возникает при взаимодействии электронов с веществом экрана.

5.3.2. Дозы на околоземных орбитах

Общее представление о величинах поглощенной дозы на типовых орбитах дает табл. 5.3, в которой приведены средние значения годовой поглощенной дозы при двух значениях толщины защитного экрана.

Таблица 5.3. Годовые поглощенные дозы для типовых орбит внутри магнитосферы Земли

Орбита	Годовая доза, Гр	
	0,01 г·см ⁻²	2,0 г·см ⁻²
МКС	$1,5 \cdot 10^3$	$4,3 \cdot 10^{-1}$
ССО	$3,1 \cdot 10^3$	1,3
ГЛОНАСС	$2,4 \cdot 10^6$	6,8
ГСО	$5,5 \cdot 10^5$	2,7

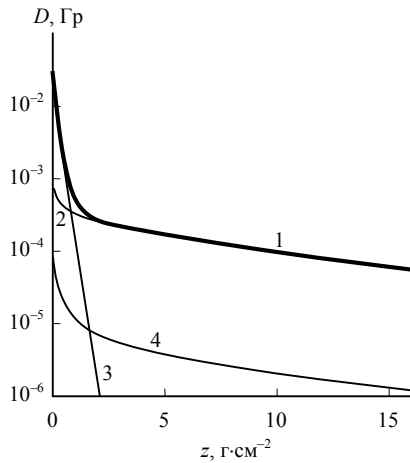


Рис. 5.23. Зависимость поглощенной дозы от толщины защитного экрана на орбите МКС: 1 – суммарная доза; 2 и 3 – вклад протонов и электронов РПЗ соответственно; 4 – вклад тормозного излучения, создаваемого электронами

На рис. 5.23 приведены в зависимости от толщины защитного экрана величины суточной поглощенной дозы, создаваемой частицами РПЗ на орбите МКС в период максимума солнечной активности. Видно, что при малых толщинах защитного экрана (менее $\sim 1 \text{ г·см}^{-2}$) преобладает доза, обусловленная электронами РПЗ, а с увеличением толщины экрана основной вклад в дозу дают прото-

5. Радиационные воздействия на материалы КА

ны. Тормозное излучение, как и поток протонов, проходит сквозь экраны достаточно большой толщины, но создаваемая им доза почти на два порядка меньше по сравнению с протонами.

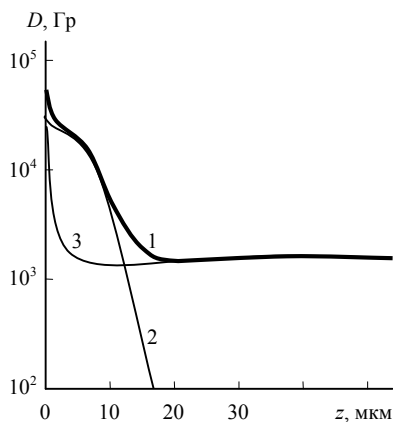


Рис. 5.24. Распределение поглощенной дозы в приповерхностном слое кремния на ГСО: 1 – суммарная доза; 2 и 3 – вклад протонов и электронов

На рис. 5.24 приведено распределение дозы в тонких приповерхностных слоях материала (Si), накапливаемой за год пребывания КА на ГСО. Этот рисунок наглядно демонстрирует вклад горячей магнитосферной плазмы в величину поглощенной дозы. Учет всех составляющих поглощенной дозы весьма важен при анализе радиационных воздействий на материалы и покрытия, эксплуатационные характеристики сильно зависят от состояния приповерхностных слоев. На рис. 5.25 схематически показано распределение поглощенной дозы по толщине мишени, подобное представленному на рис. 5.24, для ГСО и ССО. В последнем случае горячая магнитосферная плазма проникает на малые высоты вследствие пересечения орбитой полярных областей. Учет такого распределения поглощенной дозы при анализе радиационной деградации неметаллических материалов рекомендован Международным стандартом ISO, созданным при активном участии сотрудников НИИЯФ МГУ.

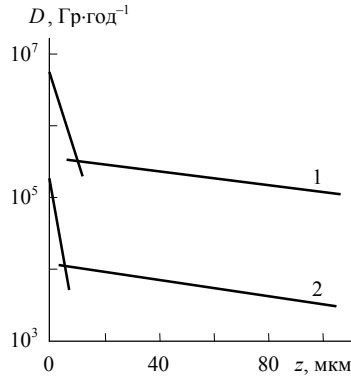


Рис. 5.25. Распределение поглощенной дозы в приповерхностных слоях диэлектрика на ГСО (1) и ССО (2)

В последние годы разрабатываются различные схемы выведения КА на ГСО методом малой тяги с помощью электроракетных двигателей, действие которых основано на испускании плазменной струи. В подобных схемах предполагается выводить КА ракетой-носителем на исходную эллиптическую орбиту, а затем в течение приблизительно полугода с помощью электроракетных двигателей трансформировать исходную орбиту в геостационарную, постепенно изменяя высоты перигея и апогея, а также наклонение орбиты.

Поскольку КА при таком способе выведения многократно проходит через область РПЗ, естественно возникает вопрос о величине дозы, набираемой за время выведения. Расчеты, проведенные в НИИЯФ МГУ, показали, что при достаточно удачном выборе параметров траектории выведения величина дозы, набираемой за время выведения, не превышает 10–12% от дозы, соответствующей 10-летнему сроку пребывания КА на ГСО. На рис. 5.26 в качестве примера приведена рассчитанная для одного из вариантов схемы выведения зависимость от времени полета суточной поглощенной дозы за защитным экраном малой толщины. Эта зависимость отражает по существу изменения характеристик воздействующей радиации при прохождении КА через различные структурные области магнитосферы.

5. Радиационные воздействия на материалы КА

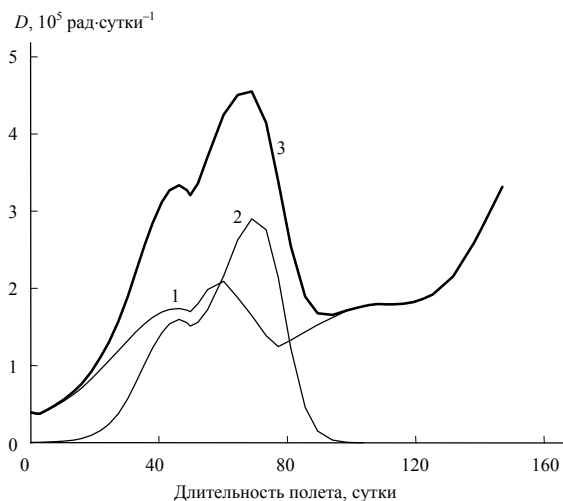


Рис. 5.26. Зависимость суточной дозы от времени полета КА при толщине защиты $0,01 \text{ г-см}^{-2}$: 1 – вклад электронов, включая тормозное излучение; 2 – вклад протонов; 3 – суммарное значение

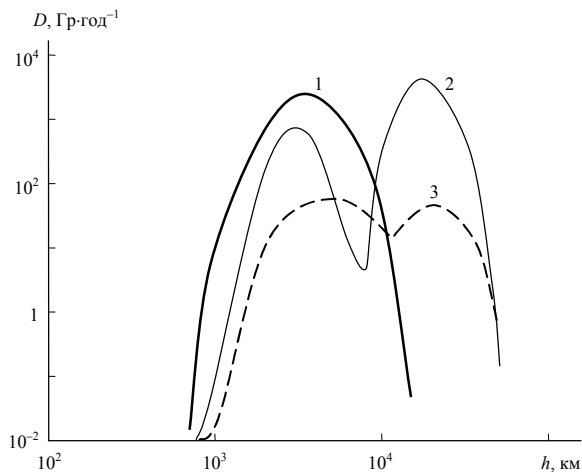


Рис. 5.27. Радиальное распределение поглощенной дозы, создаваемой частицами РПЗ: 1 – протонами; 2 – электронами; 3 – тормозным излучением, возникающим при торможении электронов в защитном экране

Более наглядно демонстрирует зависимость поглощенной дозы от расположения орбиты КА рис. 5.27, на котором представлены результаты расчета дозы, создаваемой протонами и электронами РПЗ за сплошным сферическим экраном толщиной 1 г·см^{-2} на круговых экваториальных орбитах с разной высотой h . Полученные зависимости соответствуют радиальным распределениям потоков электронов и протонов РПЗ, приведенным в разд. 1 на рис. 1.2.

Для демонстрации соотношения доз, создаваемых частицами РПЗ, СКЛ и ГКЛ в области ГСО за защитными экранами разной толщины z , на рис. 5.28 приведены результаты расчета усредненных по 11-летнему циклу солнечной активности годовых доз для этой орбиты. Дозы от частиц СКЛ рассчитаны для двух значений вероятности появления флюенса: 0,1 и 0,9.

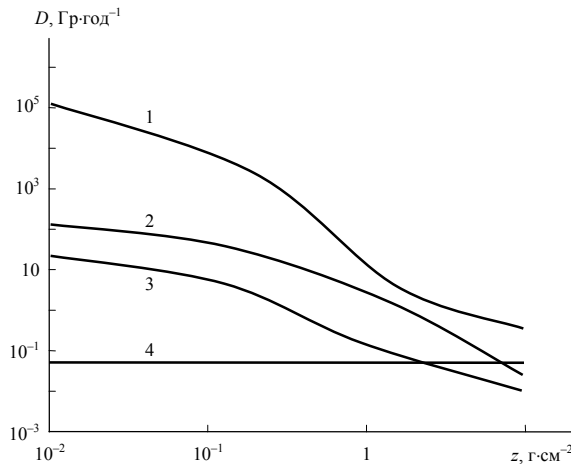


Рис. 5.28. Зависимость годовой поглощенной дозы на ГСО от толщины защитного экрана: 1 – от частиц РПЗ; 2, 3 – от СКЛ при вероятностях 0,1 и 0,9 соответственно; 4 – от ГКЛ

На низких околоземных орбитах дозы, создаваемые частицами СКЛ и ГКЛ, снижаются на 1–2 порядка за счет эффекта отклонения частиц геомагнитным полем, приводящего к уменьшению флюенса частиц.

5.3.3. Лучевые модели для расчета радиационных нагрузок на КА

Для решения задач, связанных с расчетом трехмерного пространственного распределения поглощенной дозы в элементах конструкции и оборудования реальных КА сложной конфигурации, используются различные математические модели, разделяющиеся на две группы.

К первой группе относятся модели, в которых расчет величины поглощенной дозы в любой точке внутри КА основывается на вычислении эквивалентной толщины защитного экрана для рассматриваемой точки. С этой целью из выбранной точки проводятся лучи к элементарным площадкам, на которые при проведении расчетов разбивается поверхность модели КА. Далее вычисляются толщины защитных экранов по каждому лучу с учетом конфигурации пересекаемых им элементов конструкции КА и физических свойств материалов этих элементов. Такие модели реализуются на современных персональных компьютерах средней производительности и могут использоваться в инженерных расчетах.

Вторая группа включает компьютерные модели, основывающиеся на численных расчетах, которые выполняются с помощью достаточно сложных программных комплексов. Обычно в таких моделях используется различные варианты метода Монте-Карло. Модели этой группы обладают более широкими вычислительными возможностями, однако они достаточно сложны и применяются, как правило, в специализированных научных центрах.

Важной особенностью КА как расчетных объектов является наличие во многих случаях тонкой внешней оболочки, подвергающейся воздействию космического ионизирующего излучения, и деталей внутренней структуры, накопление дозы в которых представляет обычно наибольший интерес. Конструкция КА характеризуется существенной пространственной неоднородностью тормозной способности материалов при переходе от одних элементов к другим. Сильно поглощающие излучение элементы конструкции

КА являются фактически защитными экранами, ослабляющими радиационное воздействие на внутренние элементы объекта.

Принципы расчета поглощенной дозы с помощью созданной в НИИЯФ МГУ модели RDOSE иллюстрируются рис. 5.29. Геометрическая модель КА (схематически изображена в центре) состоит из совокупности блоков, некоторые из которых вложены в другие. Сложная трехмерная модель КА строится из набора базисных геометрических элементов, объединенных в иерархическую структуру. В качестве базисных элементов используются простые геометрические поверхности и их фрагменты: плоскость, диафрагма, цилиндр, эллипсоид, конус, тор. Для каждого элемента модели задаются вид материала и его физические характеристики.

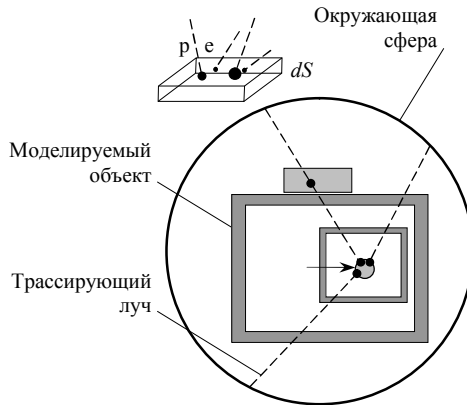


Рис. 5.29. Схема расчета поглощенной дозы с помощью лучевой модели. Стрелка указывает на точку расчета

Вокруг модели КА строится сфера, поверхность которой равномерно разделена на элементарные площадки dS . Из расчетной точки внутри КА к центру каждой площадки проводится луч, по пути которого вычисляется эквивалентная толщина защиты с учетом угла встречи луча со всеми пересекаемыми деталями конструкции и свойств используемых материалов. На элементарных площадках окружающей сферы задаются энергетические спектры и угловые распределения падающих заряженных частиц.

5. Радиационные воздействия на материалы КА

Вычисление суммарной дозы в рассматриваемой точке производится путем интегрирования по поверхности окружающей сферы. Алгоритм вычисления поглощенной дозы позволяет учитывать пространственно-временные вариации потоков частиц на каждой площадке dS .

Для построения трехмерной геометрической модели, задания исходных данных, управления вычислительными задачами и графического представления результатов разработан универсальный интерактивный интерфейс пользователя.

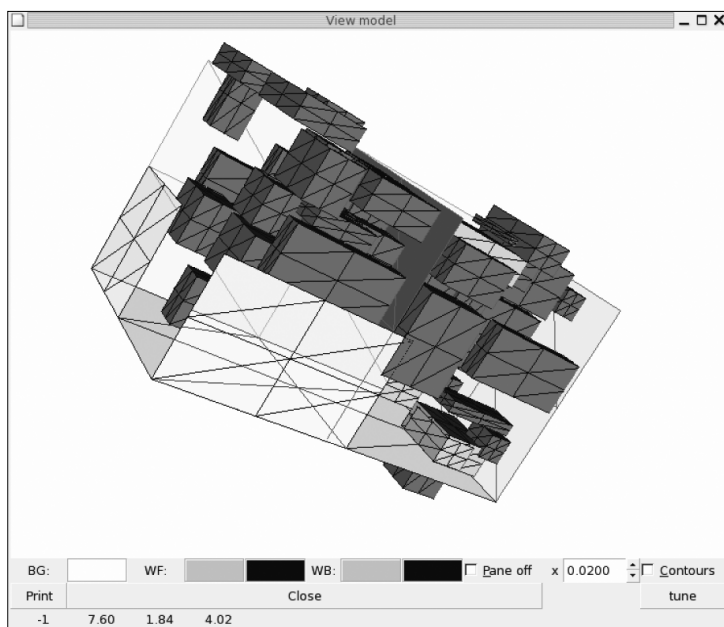


Рис. 5.30. Окно интерфейса

На рис. 5.30 показано окно интерфейса с изображением модели фрагмента КА, отражающей особенности его конфигурации, расположение элементов конструкции и блоков оборудования. Построенная модель содержит также информацию о физических свойствах материалов каждого элемента.

На рис. 5.31 приведена гистограмма распределения числа лучей по эквивалентной толщине защитного экрана для модуля КА, показанного в окне интерфейса на рис. 5.30. Видно, что распределение носит весьма неоднородный характер. На рис. 5.32 представлены результаты расчета распределения поглощенной дозы для рассматриваемого модуля в некотором его сечении. Цифрами на вертикальной шкале в левой части рисунка указана нормированная величина поглощенной дозы.

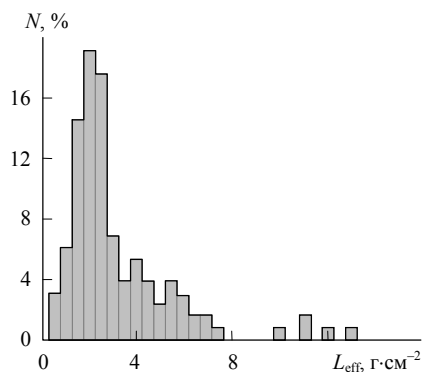


Рис. 5.31. Распределение числа лучей по эквивалентной толщине защиты

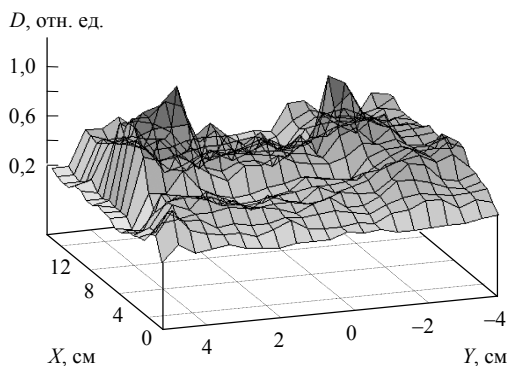


Рис. 5.32. Распределение поглощенной дозы в элементах конструкции КА

5.3.4. Расчет распределения поглощенных доз в элементах КА методом Монте–Карло

Метод Монте-Карло (метод статистических испытаний) является наиболее эффективным и универсальным методом моделирования взаимодействия частиц с веществом. В рамках этого метода прослеживается движение в тормозящей среде большого числа частиц с заданными исходными энергиями с последующим усреднением результатов расчета по числу частиц. Среда, в которой движется налетающая частица, характеризуется сечениями процессов взаимодействия частицы с атомами, как это было отмечено выше, а также геометрическими размерами моделируемого объема и условиями на границах. Аналогичным образом описывается взаимодействие со средой вторичных частиц и квантов.

Для моделирования взаимодействия ионизирующих излучений с неоднородными объектами сложной конфигурации, к которым, безусловно, относятся различные изделия космической техники, широко применяется разработанный в Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН) пакет компьютерных программ GEANT. Комплекс GEANT в силу своей универсальности может быть использован для расчета пространственного распределения поглощенных доз космической радиации как при применении защитных экранов простой конфигурации, так и в случае экранирования рассматриваемых объектов сложными распределенными экранами, которые включают элементы конструкции реальных КА.

Под общим названием GEANT в настоящее время существуют два различных комплекса программ, имеющих в основном общие алгоритмы и физические модели: стандартный комплекс GEANT-3, разработанный в 1980–1990-х гг. с использованием языка ФОРТРАН, и новый программный комплекс GEANT-4, реализованный на языке C++ с применением методов объектно-ориентированного программирования.

Программа GEANT позволяет рассматривать взаимодействие с веществом различных частиц в диапазоне энергий, характерном для космической радиации. Для комплекса GEANT минимальная энер-

гия частицы, при которой прекращается отслеживание траектории ее движения в тормозящей среде, составляет около 10 кэВ. Эта энергия зависит от вида частиц и механизмов их взаимодействия с атомами тормозящей среды. В комплексе GEANT-4 за счет привлечения дополнительных данных, характеризующих взаимодействие электронов и фотонов с атомами среды, удалось снизить указанную энергетическую границу до 10 эВ, что позволило значительно улучшить пространственное разрешение при проведении расчетов.

Среды, с которыми взаимодействуют первичные и вторичные частицы, могут быть простыми веществами с зарядовыми числами $Z = 1-100$, или сложными материалами, описываемыми как смесь атомов. В последнем случае среда характеризуется усредненными с учетом состава значениями зарядового числа и массового чисел.

Программный комплекс GEANT обладает развитой системой описания и представления геометрии сложных трехмерных объектов. Любой объект, как и при использовании лучевых моделей, конструируется из совокупности базовых элементов, образующих иерархическую структуру. Количество элементов и сложность созданного объекта ограничивается лишь требуемыми вычислительными ресурсами.

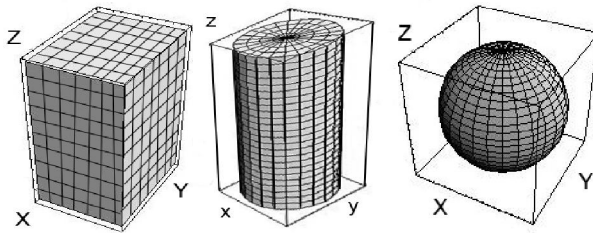


Рис. 5.33. Построение сеток разбиения моделей в разных системах координат

Для элементов такой геометрической модели вводятся пространственные сетки разбиения, определяющие степень дискретизации объекта. Сетки модели могут быть построены в декартовой, цилиндрической или сферической системах координат (рис. 5.33). Размер

5. Радиационные воздействия на материалы КА

ячейки сетки определяет величину расчетного шага. При необходимости могут использоваться неравномерные сетки.

В модель КА могут входить как крупные блоки, так и более мелкие детали, вплоть до отдельных плат электронного оборудования с установленными на них микросхемами. При анализе радиационной стойкости подобных структур необходимо проводить расчеты с соответствующим уровнем детализации. Получение достаточно статистически достоверных результатов в программе GEANT обеспечивается при числе моделируемых событий (падающих на объект частиц) $\sim 10^6 - 10^8$ и более.

Для расчетов относительно простых моделей, состоящих из нескольких десятков элементов, достаточно вычислительных ресурсов персональных компьютеров. При проведении расчетов с подробной детализацией для сложных моделей необходимо использовать более мощные вычислительные системы, такие как кластерные системы или суперкомпьютеры.

На рис. 5.34 изображена геометрическая модель одного из модулей МКС, содержащая большое количество элементов, окруженных общей цилиндрической оболочкой, а на рис. 5.35 представлено пространственное распределение поглощенной дозы в некотором фрагменте этой модели. В нижней части рис. 5.35 показаны изолинии дозы в координатной плоскости.

Еще один пример результатов расчетов приведен на рис. 5.36, который демонстрирует расчетную модель скафандра, используемого космонавтами при работе в открытом космосе, и распределение поглощенной дозы внутри него для случая очень мощной солнечной вспышки. Толщина различных элементов оболочки скафандра неодинакова, чем обусловлена неравномерность распределения поглощенной дозы. Наибольшая степень защиты обеспечивается для жизненно важных органов брюшной полости, в меньшей степени защищены конечности космонавта. Комплекс GEANT позволяет производить дальнейшую детализацию расчетов. Внутри скафандра может быть создана модель фигуры космонавта с выделением органов, для которых требуется получить значение поглощенной дозы.

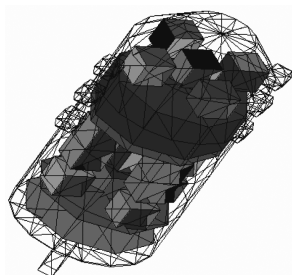


Рис. 5.34. Расчетная геометрическая модель модуля МКС

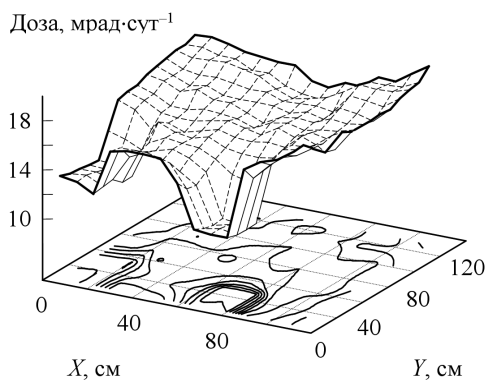


Рис. 5.35. Распределение суточной поглощенной дозы в сечении координатной плоскостью фрагмента модели

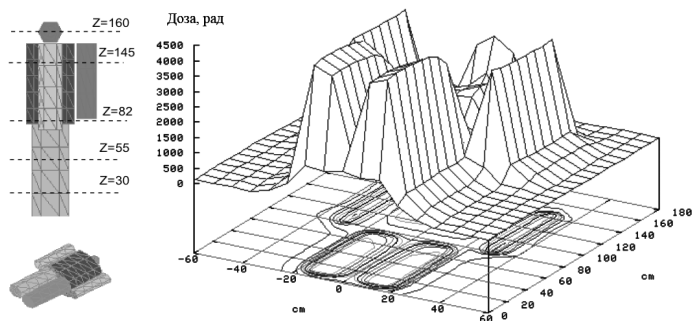


Рис. 5.36. Расчетная модель скафандра космонавта и распределение поглощенной дозы внутри него

5. Радиационные воздействия на материалы КА

Следует отметить, что распределения поглощенной дозы, подобные приведенным на рис. 5.34 и рис. 5.36, могут быть рассчитаны как с помощью программного комплекса GEANT, так и с помощью описанной выше лучевой модели. Однако последняя позволяет получить только распределение поглощенной дозы $D(\mathbf{x})$ для выбранной совокупности расчетных точек, в то время как комплекс GEANT предоставляет возможность получения информации не только о поглощенной дозе в любой ячейке созданной геометрической модели объекта, но и о характеристиках поля излучения в ячейках: энергетических спектрах первичных и вторичных частиц, их угловых распределениях и т.д.

С помощью программного комплекса GEANT могут быть легко рассчитаны дозы в элементах конструкций и оборудования реальных КА, создаваемые отдельными составляющими первичного и вторичного излучения. Например, результаты расчетов показывают, что величина поглощенной дозы от вторичных нейтронов, образующихся в материалах КА, может достигать десятков процентов от общей дозы, увеличиваясь с ростом толщины защиты. Доза от нейтронов альbedo, воздействующих на низкоорбитальные КА, составляет порядка 1–3%.

В заключение данного раздела еще раз подчеркнем, что в связи с увеличением сроков активного существования современных КА и оснащением их большим количеством электронного и другого оборудования, чувствительного к радиационным воздействиям, уже сейчас требуется рассчитывать поглощенные дозы не только для отдельных блоков оборудования, но и для компонентов, например, микросхем, входящих в состав этих блоков. А в недалеком будущем потребуются знать величины доз для элементов микросхем: транзисторов, резисторов, конденсаторов и т.д. Размеры таких элементов в современных микросхемах с высокой степенью интеграции составляют около 100 нм ($1 \text{ нм} = 10^{-9} \text{ м}$) и продолжают уменьшаться. Все это требует дальнейшего совершенствования применяемых расчетных методов для повышения уровня детализации исследуемых структур.

5.4. Воздействие ионизирующего излучения на материалы КА

5.4.1. Специфика механизмов радиационного воздействия

Физические механизмы воздействия космической радиации на материалы и элементы оборудования КА зависят от вида и энергии воздействующего излучения, типа облучаемого материала, условий облучения – интенсивности воздействующего излучения (мощности дозы), температуры материала и ряда других факторов. Поскольку ионизирующее излучение космического пространства является многокомпонентным по составу и энергии, причем его составляющие могут воздействовать на КА в различных сочетаниях и в разной временной последовательности, то возникающие в материалах КА радиационные эффекты имеют весьма сложный характер.

Радиационными эффектами принято называть любые изменения структуры, свойств, состояния вещества или материала, вызываемые действием излучения. Трудность анализа радиационных эффектов усугубляется также сложностью состава и структуры многих материалов, используемых в конструкции КА: композитов, полимеров, многослойных тонкопленочных структур и т.д.

Обратимые и необратимые изменения свойств материалов происходят за счет всех процессов преобразования энергии ионизирующего излучения в веществе, рассмотренных выше.

Электронно-дырочные пары, генерируемые в твердом теле тормозящимися заряженными частицами в результате ионизационных потерь энергии, вызывают радиационную проводимость, радиолюминесценцию, радиационное окрашивание и радиационно-химические превращения.

Радиационная проводимость и радиолюминесценция определяются в основном мощностью дозы излучения и относительно быстро исчезают после прекращения облучения. Время релаксации со-

5. Радиационные воздействия на материалы КА

ставляет $\sim 10^{-9}$ – 10^{-1} с в зависимости от типа материала. Эти явления характеризуют типичную картину обратимых радиационных процессов.

Радиационное окрашивание диэлектриков и радиационно-химические превращения в основном зависят от суммарной поглощенной дозы излучения. Время релаксации таких явлений достигает 1 – 10^7 с и более. Носители заряда, образующиеся в облучаемом веществе, создают стационарные и нестационарные токи и приводят к накоплению объемного заряда в диэлектриках, который может сохраняться в течение длительного времени. Последний процесс, как уже отмечалось, может быть причиной возникновения электрических разрядов в диэлектрических материалах КА.

Эффекты смещения, приводящие к образованию простых короткоживущих и сложных долгоживущих радиационных дефектов кристаллической решетки твердого тела, оказывают значительное влияние на электрофизические, оптические и механические свойства материалов. Процессы возникновения и накопления радиационных дефектов весьма критичны для полупроводниковых материалов и приборов, используемых в составе оборудования КА. Их влияние проявляется за счет изменения времени жизни неосновных носителей заряда в полупроводниках, концентрации и подвижности носителей.

Образование радиационных дефектов под действием ионизирующего излучения космического пространства имеет ряд особенностей. Дефекты, создаваемые различными компонентами излучения, сложным образом взаимодействуют между собой и с исходными дефектами облучаемой структуры, в результате чего могут возникать синергетические эффекты.

Важно отметить, что воздействие космического ионизирующего излучения на материалы КА происходит на фоне воздействия других факторов: солнечного электромагнитного излучения, горячей и холодной космической плазмы и т. д., в условиях невесомости и знакопеременной температуры. Это еще более усложняет характер процессов, протекающих в материалах и элементах оборудования КА.

5.4. Воздействие ионизирующего излучения на материалы КА

Таблица 5.4. Радиационная стойкость материалов и элементов оборудования КА

Материал, изделие	Доза, Гр	Изменение характеристик, характер воздействия
Полупроводниковые приборы	10^3 – 10^4	увеличение обратных токов, снижение усиления
Микропроцессоры БИС	10^2 – 10^3	обратимые и необратимые перемежающиеся отказы, радиационные сбои
Солнечные элементы	10^3 – 10^4	снижение КПД
Оптические стекла	10^3 – 10^4	ухудшение прозрачности за счет радиационного окрашивания
Волоконная оптика	10^2 – 10^3	снижение амплитуды передаваемого сигнала за счет радиационного окрашивания
Интегральная оптика	10^2 – 10^3	снижение КПД, радиационная окраска световодов
Полимерные материалы	10^4 – 10^6	деградация оптических, механических и электроизоляционных характеристик
Терморегулирующие покрытия	10^5 – 10^7	увеличение коэффициента поглощения солнечного излучения α_s
Металлы	10^9 – 10^{10}	ухудшение механических свойств

Для описания радиационной стойкости материалов и элементов оборудования используется ряд строго определенных терминов:

- ♦ *радиационная стойкость* материалов – их способность выполнять определенные функции и сохранять заданные характеристики и параметры в пределах, установленных техническими требованиями норм во время и после воздействия ионизирующих излучений;
- ♦ *предел радиационной стойкости* – доза, или флюенс, ионизирующих излучений, при которых изменения основных наиболее важных технических характеристик материалов не превышает допустимых значений;
- ♦ *радиационный отказ* – нарушение работоспособности материала, элемента за счет воздействия ионизирующих излучений.

5. Радиационные воздействия на материалы КА

Усредненные данные о радиационной стойкости некоторых материалов и элементов оборудования, используемых при создании КА, приведены в табл. 5.4.

Из рассмотрения табл. 5.4 видно, что в наибольшей степени подвержены воздействию космической радиации полупроводниковые и оптические материалы, в меньшей степени – полимерные материалы и терморегулирующие покрытия, а наиболее высокую стойкость к воздействию радиации имеют металлы.

Использование таких усредненных данных позволяет классифицировать материалы по уровню радиационной стойкости и производить предварительный выбор элементов оборудования КА для различных условий эксплуатации. Окончательный выбор материалов осуществляется на основании комплексных испытаний.

5.4.2. Воздействие космической радиации на солнечные батареи КА

Системы энергоснабжения и терморегулирования играют важнейшую роль в обеспечении функционирования КА. На большинстве современных КА электрическая энергия для питания бортовых систем вырабатывается с помощью солнечных батарей, которые собираются из большого числа фотоэлектрических преобразователей (ФЭП), изготовленных из кристаллического кремния. Расширяется применение ФЭП из арсенида галлия (GaAs), которые обладают более высокой эффективностью и радиационной стойкостью.

Простейший ФЭП, используемый в солнечной батарее, представляет собой плоский диод, схематически изображенный на рис. 5.37. Он обычно изготавливается из пластины кремния с удельным сопротивлением 0,1–100 Ом·см *n*- или *p*-типа проводимости. Толщина пластины составляет ~100–500 мкм. Тонкий (0,1–3 мкм) высоколегированный слой с проводимостью обратного типа формируется на полированной фронтальной поверхности пластины. Солнечный свет попадает в объем прибора сквозь поверхность ФЭП, которая обычно покрывается просветляющей пленкой.

5.4. Воздействие ионизирующего излучения на материалы КА

Неосновные носители, рожденные в легированном слое, устремляются к n - p переходу за счет диффузии и дрейфа в электрическом поле. Носители, образованные светом в базовой области, перемещаются только за счет диффузии. Электронно-дырочные пары разделяются n - p переходом, и разность потенциалов, возникающая на омических контактах, присоединенных к n - и p -областям ФЭП, создает ток во внешней цепи.

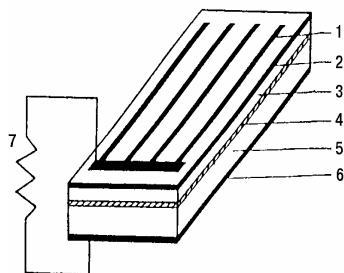


Рис. 5.37. Схематическое изображение полупроводникового ФЭП: 1 – контакт к легированному слою; 2 – просветляющее покрытие; 3 – легированный слой; 4 – область n - p перехода; 5 – область базы; 6 – контакт к базовой области; 7 – внешняя электрическая цепь.

Глубина проникновения солнечного света в ФЭП определяется его спектральным составом, максимум которого приходится, как известно, на $\lambda \approx 0,5$ мкм. Поскольку поглощение света с длиной волны $\lambda \leq 1,15$ мкм определяется фотоэлектрическим возбуждением носителей, то этот процесс характеризует распределение генерируемых электронно-дырочных пар. Большая часть света поглощается за n - p переходом – в базовой области ФЭП. Сможет ли неосновной носитель преодолеть расстояние от места образования до n - p перехода, определяется длиной диффузии L . В первом приближении величина L определяет активную толщину области, из которой рожденные светом носители собираются n - p переходом. С длиной диффузии однозначно связано время жизни неосновных носителей $\tau = L^2 / D$, где D – коэффициент диффузии.

Наибольшее повреждающее воздействие на ФЭП оказывают протоны РПЗ и СКЛ. В результате их воздействия ухудшаются па-

5. Радиационные воздействия на материалы КА

параметры вольт-амперной характеристики ФЭП: тока короткого замыкания ($I_{кз}$) и напряжения холостого хода ($U_{хх}$), а соответственно снижается вырабатываемая электрическая мощность. Для защиты ФЭП от радиационного повреждения их поверхность закрывают тонкими (100–200 мкм) пластинами, изготовленными из специального стекла, которое поглощает большую часть потока протонов, но пропускает практически без ослабления поток солнечного света. Необходимыми свойствами обладают специальные стекла с добавками окислов церия, создающими ловушки для образующихся при облучении электронов и дырок, препятствуя тем самым возникновению центров окраски в стекле.

В настоящее время при создании солнечных батарей КА начинают применяться высокоэффективные многослойные каскадные ФЭП. Такие преобразователи содержат 3–5 *p-n* переходов, сформированных в слоях полупроводниковых материалов разного состава. Материалы выбираются таким образом, что ближний к освещаемой поверхности слой поглощает коротковолновое солнечное излучение, а по мере удаления слоев от поверхности длина волны поглощаемого излучения увеличивается. В результате достигается более полное использование солнечного спектра и соответственно повышение эффективности ФЭП. Например, трехкаскадный ФЭП со структурой GaInP–GaAs–Ge (первым указан ближний к поверхности слой) позволил получить КПД около 35%, что приблизительно в 2 раза выше по сравнению с выпускаемыми промышленностью кремниевыми ФЭП.

Радиационное воздействие на ФЭП можно охарактеризовать коэффициентом повреждения K_τ , который связывает изменение времени жизни неосновных носителей с величиной флюенса воздействующих частиц Φ :

$$\tau^{-1} = \tau_0^{-1} + K_\tau \cdot \Phi,$$

где τ_0 и τ – время жизни носителей до и после облучения.

Поскольку в экспериментах обычно измеряется диффузионная длина носителей L , аналогичным образом вводится коэффициент повреждения K_L :

$$L^{-2} = L_0^{-2} + K_L \cdot \Phi.$$

5.4. Воздействие ионизирующего излучения на материалы КА

Таблица 5.5. Относительная эффективность повреждения ФЭП электронами и протонами с разными энергиями

Вид частиц	Энергия, МэВ	Относительная величина коэффициента K_L
Электроны	0,5	0,3
	1,0	1,0
	2,5	5,0
	10,0	9,2
Протоны	1,0	$4,5 \cdot 10^4$
	6,3	$1,0 \cdot 10^4$
	30	$5,0 \cdot 10^3$
	100	$2,3 \cdot 10^3$

В табл. 5.5 приведены относительные значения коэффициента K_L для кремниевого ФЭП p -типа с удельным сопротивлением $\rho = 1$ Ом·см при облучении электронами и протонами с разными энергиями. Величина K_L нормирована на соответствующее значение для электронов с энергией 1 МэВ, которые принято использовать при стандартных испытаниях ФЭП на радиационную стойкость. На рис. 5.38а показано изменение вольт-амперной характеристики ФЭП, а на рис. 5.38б – относительной величины тока короткого замыкания $I_{кз}$ при облучении протонами с энергией 6,3 МэВ в зависимости от флюенса протонов.

Кремниевые ФЭП обеспечивают напряжение холостого хода $U_{xx} \sim 0,5\text{--}0,6$ В при плотности тока короткого замыкания $I_{кз} \sim 40\text{--}45$ мА·см⁻². Теоретически коэффициент преобразования кремниевым ФЭП энергии солнечного излучения в электрическую может достигать 22%, реально КПД серийно выпускаемых ФЭП составляют 15–17 %.

Использование коэффициента повреждения K_L позволяет установить эквивалентность между воздействием на ФЭП как частиц одного вида с различной энергией, так и частиц разных видов. Это позволяет охарактеризовать влияние облучения на ФЭП через эквивалентный поток моноэнергетических частиц, в качестве которых выбраны, как уже указывалось, электроны с энергией 1 МэВ. На

5. Радиационные воздействия на материалы КА

рис. 5.39 показаны зависимости параметров ФЭП от флюенса электронов с такой энергией.

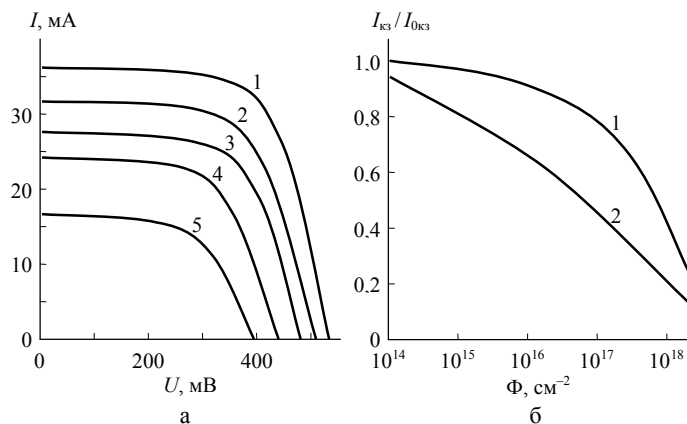


Рис. 5.38. а – Изменение вольт-амперной характеристики ФЭП от флюенса протонов $[\text{м}^{-2}]$ с энергией 6,3 МэВ: 1 – до облучения; 2 – 10^{14} ; 3 – 10^{15} ; 4 – 10^{16} ; 5 – 10^{17} . б – Зависимость относительной величины тока короткого замыкания I_{K3} от флюенса протонов для ФЭП из GaAs (1) и Si (2)

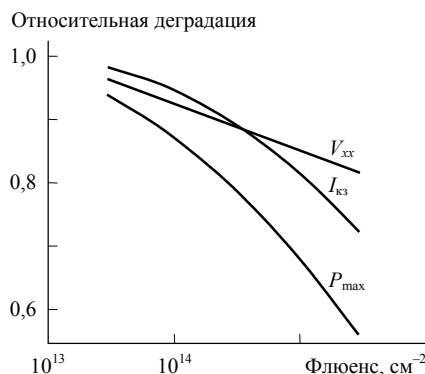


Рис. 5.39. Зависимость параметров ФЭП от флюенса электронов с энергией 1 МэВ

Обычно потеря мощности солнечной батареи с защитным стеклом за счет воздействия космической радиации измеряется долями процента в год, однако во время мощных солнечных вспышек, ге-

5.4. Воздействие ионизирующего излучения на материалы КА

нерирующих протоны СКЛ, могут происходить резкие снижения мощности на 1–3%, как это показано на рис. 5.40.

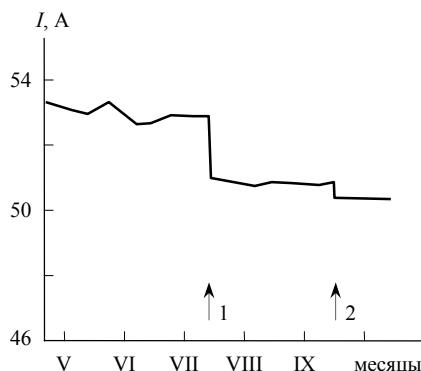


Рис. 5.40. График изменения тока солнечных батарей КА при возникновении солнечных вспышек (стрелками указаны моменты вспышек)

Основной причиной ухудшения характеристик ФЭП под действием космической радиации является уменьшение времени жизни неосновных носителей τ . При облучении ФЭП в первую очередь меняется величина τ в базовой области. Исходная величина этого параметра обычно превышает несколько микросекунд. В легированном слое время жизни τ , составляющее $\sim 10^{-9}$ с, уменьшается лишь при высоких потоках облучения. Снижение τ обусловлено возрастанием скорости объемной рекомбинации вследствие возникновения радиационных дефектов, имеющих глубокие энергетические уровни в запрещенной зоне. Вероятность рекомбинации неосновных носителей в облученном полупроводнике, равная $1/\tau$, складывается из вероятности рекомбинации через центры, существовавшие до облучения, и центры, созданные ионизирующим излучением.

Помимо методики уменьшения радиационных воздействий на ФЭП с помощью защитных стекол, описанной выше, имеется возможность повышения радиационной стойкости кремниевых ФЭП путем легирования их литием. Частичное восстановление ФЭП после воздействия радиации происходит вследствие диффузии атомов Li к радиационным дефектам и последующего взаимодействия с ними.

5. Радиационные воздействия на материалы КА

Еще одной возможностью повышения радиационной стойкости ФЭП, точнее удаления радиационных повреждений, возникших в результате облучения, является высокотемпературный отжиг ФЭП. Отжиг в течение нескольких минут при температуре 400°C приводит к значительному (а иногда полному) восстановлению параметров поврежденных радиацией ФЭП. Практическая реализация нагрева солнечных батарей в космосе до высоких температур потребует преодоления ряда технических трудностей. Тем не менее эта задача не представляется невыполнимой.

5.4.3. Радиационная деградация терморегулирующих покрытий

Для предотвращения перегрева КА на его поверхность наносят специальные терморегулирующие покрытия (ТРП). В космосе теплообмен между телами происходит путем излучения, перенос же тепла за счет конвекции и теплопроводности пренебрежимо мал. Процессы поглощения и рассеяния тепла поверхностью КА характеризуются коэффициентом поглощения солнечного излучения α_s и степенью черноты поверхности ϵ соответственно. Для эффективного отвода избыточного тепла с поверхности КА необходимы ТРП, имеющие $\alpha_s \sim 0,1-0,3$ и $\epsilon \sim 0,8-0,9$. Этим требованиям удовлетворяют, в частности, белые эмали, состоящие из полимерного или керамического связующего и пигмента – окислов металлов (ZnO , TiO_2 , SrO_2 и др.), вводимых в связующее в виде порошков с размерами частиц $\sim 0,1-1$ мкм. Под действием космического ионизирующего излучения белые ТРП окрашиваются, вследствие чего увеличивается коэффициент α_s . Подобный эффект, как отмечалось, наблюдается и при воздействии УФ-излучения на ТРП. В обоих случаях степень черноты поверхности ϵ изменяется незначительно. Наибольшее воздействие на ТРП, как и на ФЭП, оказывают протоны.

Протоны по сравнению с электронами соответствующих энергий имеют значительно большее сечение упругих взаимодействий с веществом. Соответственно, они могут создавать большее количество различных радиационных дефектов. При дозах 10^5-10^6 Гр

5.4. Воздействие ионизирующего излучения на материалы КА

изначально имеющиеся в материале ловушки электронов и дырок, ответственные за образование центров поглощения света, полностью заполняются. Некоторая доля вновь образующихся в процессе облучения радиационных дефектов служит дополнительным источником возникновения центров поглощения. Такая очень упрощенная модель качественно объясняет характер изменения коэффициента α_s в зависимости от величины поглощенной дозы, флюенса и энергии воздействующих частиц. Однако в связи с тем, что ТРП имеют сложный химический состав подобные зависимости могут быть немонотонными. Дополнительные сложности обусловлены возможностью химического взаимодействия термализованных протонов с веществом ТРП, приводящего к постепенному восстановлению окислов с образованием гидроксильных групп.

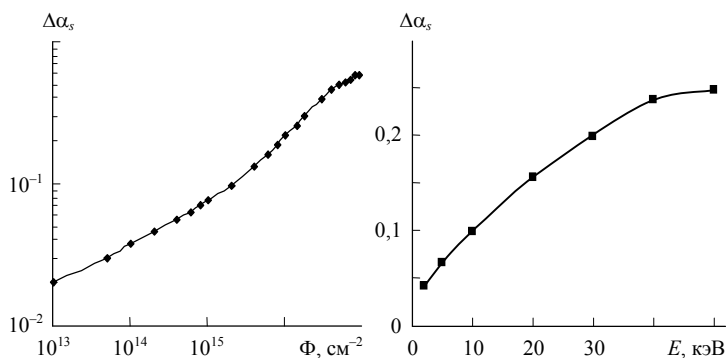


Рис. 5.41. Зависимость приращения коэффициента поглощения $\Delta\alpha_s$ от флюенса (а) и энергии (б) протонов

При лабораторных исследованиях радиационной стойкости ТРП используются в основном пучки протонов с энергиями не выше 3–4 МэВ, при которых пробег протонов в веществе ТРП приблизительно соответствует толщине активной области покрытия (~100 мкм), в которой происходит поглощение солнечного света. На рис. 5.41 показаны полученные в лабораторных условиях для эмалевого ТРП зависимости приращения коэффициента поглощения $\Delta\alpha_s$ от флюенса протонов с энергией 500 кэВ и от их энергии при фиксированном флюенсе (10^{16} см^{-2}).

5. Радиационные воздействия на материалы КА

Экспериментальная зависимость изменения коэффициента поглощения α_s от флюенса Φ бомбардирующих протонов на начальном участке облучения (т.е. при не слишком больших изменениях α_s) хорошо описывается степенной зависимостью

$$\Delta\alpha_s = \alpha(E, T) \Phi^\beta,$$

где $\alpha(E, T)$ – параметр, зависящий от энергии бомбардирующих протонов и температуры покрытия; β – константа.

При радиационном воздействии на ТРП могут ярко проявляться синергетические эффекты, связанные со сложным составом космического излучения. Имеющиеся результаты лабораторных исследований свидетельствуют о том, что для эмалевых ТРП изменения коэффициента α_s , происходящие при последовательном электронно-протонном (е, р) и протонно-электронном (р, е) облучении и при одновременном воздействии электронов и протонов (е + р), могут быть меньше суммы изменений, вызываемых отдельным облучением. Этот эффект было предложено характеризовать коэффициентом аддитивности:

$$K_{\text{ад}} = \frac{\Delta\alpha_{si}(x_i)}{\sum_i \Delta\alpha_{si}(x_i)}.$$

На рис. 5.42 приведены зависимости $K_{\text{ад}}$ от флюенса электронов с энергией 350 кэВ и протонов с энергией 200 кэВ, полученные для эмалевого ТРП при трех указанных выше вариантах облучения.

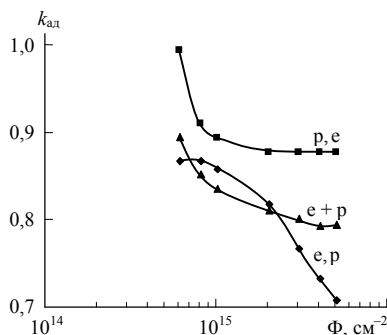


Рис. 5.42. Зависимость коэффициента аддитивности $K_{\text{ад}}$ от флюенса частиц при разных вариантах облучения

5.4.4. Радиационное воздействие на оптические и полимерные материалы

Воздействие ионизирующего излучения на оптические стекла вызывает их окрашивание и люминесценцию. Первый эффект определяется суммарной поглощенной дозой, причем он слабо зависит от вида воздействующего излучения, а второй – мощностью дозы.

Радиационное окрашивание стекол объясняется накоплением в их объеме так называемых центров окраски, образующихся в результате захвата электронов и дырок структурными дефектами разных типов. Многообразие возникающих центров окраски приводит к перекрытию создаваемых ими спектральных полос поглощения света, в результате чего происходит снижение прозрачности стекол во всей видимой области спектра.

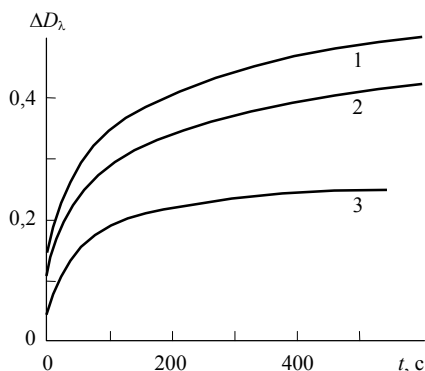


Рис. 5.43. Изменение оптической плотности стекла К-8 от времени облучения для длин волн: 1 – 0,45 мкм; 2 – 0,5 мкм; 3 – 0,6 мкм

Как и в случае ТРП, в процессе воздействия ионизирующего излучения ловушки, имеющиеся в стекле и ответственные за образование центров окраски, заполняются электронами и дырками. Это приводит к росту оптической плотности образца, характеризующей суммарное поглощение света во всей его толще. В качестве примера на рис. 5.43 показана зависимость приращения оптической плот-

5. Радиационные воздействия на материалы КА

ности ΔD_λ кварцевого стекла от времени облучения протонами с энергией 6,3 МэВ при плотности потока $2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ для различных длин волн.

С увеличением мощности дозы равновесный уровень приращенной оптической плотности стекол повышается. Однако этот эффект становится менее выраженным при увеличении температуры образца за счет отжига центров окраски.

На радиационное окрашивание стекол большое влияние оказывают примеси. Оптические стекла без специальных добавок заметно окрашиваются при дозах $\sim 10^3$ Гр. Упомянувшиеся выше защитные стекла солнечных батарей, содержащие окислы церия (0,5–1,5%), сохраняют высокую прозрачность при поглощенных дозах до 10^6 Гр. Введение окиси церия в состав стекла перемещает образование центров окраски в ультрафиолетовую область спектра.

На рис. 5.44 показано зарегистрированное при лабораторных имитационных испытаниях изменение коэффициента спектрального пропускания стекла T_λ в диапазоне длин волн $\lambda \sim 300\text{--}1000$ нм, эквивалентное различной продолжительности пребывания КА на низкой полярной орбите.

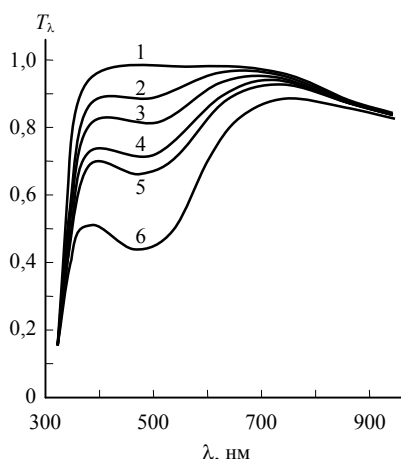


Рис. 5.44. Изменение коэффициента T_λ в зависимости от продолжительности пребывания КА на полярной орбите (годы): 1 — исходная характеристика; 2 — 0,5; 3 — 1; 4 — 2; 5 — 3; 6 — 6

5.4. Воздействие ионизирующего излучения на материалы КА

Еще одним практически важным эффектом, возникающим в стеклах под действием ионизирующего излучения, является их свечение. При использовании стеклянных линз в разнообразном оптическом оборудовании КА свечение внешней линзы, вызванное космическим ионизирующим излучением, может искажать основной световой сигнал. Поэтому весьма важным является изучение люминесцентных свойств стекол, т.е. установление основных закономерностей выхода свечения в зависимости от состава образцов, измерение спектров, температурной зависимости свечения и т. д.

На рис. 5.45 приведены зависимости основных параметров радиолюминесценции от поглощенного потока энергии, полученные при облучении стекла электронами.

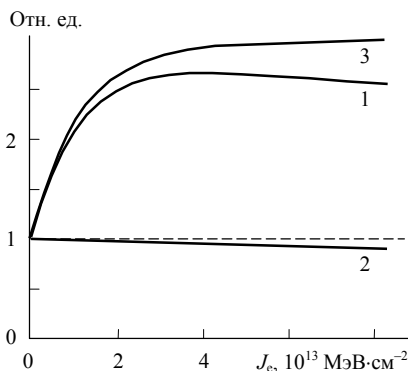


Рис. 5.45. Зависимость светового потока (1), коэффициента пропускания света собственной люминесценции (2) и люминесцентной способности (3) от поглощенного потока энергии электронного излучения J_e

Спектры радиолюминесценции стекол, облучаемых электронами или протонами, являются сплошными в видимой области с максимумом при длинах волн $\lambda \sim 410\text{--}460$ нм. Коэффициент преобразования энергии корпускулярного излучения в световую энергию (энергетический выход) составляет $\sim 10^{-5}\text{--}10^{-4}$. Яркость свечения линейно зависит от интенсивности возбуждающего корпускулярного излучения (мощности дозы) и при полете КА в РПЗ составляет $\sim (1\text{--}5) \cdot 10^3$ кд·м⁻².

5. Радиационные воздействия на материалы КА

Как указывалось, при создании современных КА широко используются полимерные материалы. При анализе радиационных воздействий на полимеры рассматриваются изменения их механических, оптических и электрофизических свойств, определяемые необратимыми и обратимыми радиационно-химическими процессами в полимерах. К первым относятся деструкция и сшивание полимеров, образование и разрушение новых химических групп, выделение газообразных продуктов. Характерным процессом второй группы является радиационная электропроводность полимеров, которая в той или иной степени свойственна всем диэлектрикам.

Анализ радиационных воздействий на полимеры сопряжен со значительными трудностями, поскольку перечисленные выше физико-химические процессы в той или иной степени свойственны всем полимерам с преобладанием каких-то из них. При этом интенсивность процессов, характеризуемая понятием *радиационно-химический выход*, зависит не только от свойств полимера, но и от вида и интенсивности воздействующего излучения, температуры облучаемого образца, состава газовой среды, в которой происходит облучение, и ряда других факторов. Радиационно-химический выход измеряют в единицах некоторого продукта, образующегося в результате поглощения веществом определенной энергии излучения.

По отношению к полимерам можно выделить три диапазона значений поглощенной дозы, исходя из вызываемых воздействием ионизирующего излучения изменений свойств материалов. В диапазоне относительно низких доз, который для полимерных материалов простираются до 10^5 Гр, необратимые изменения свойств материалов как правило незначительны. При более высоких дозах ($> 10^5$ Гр) радиационные превращения полимеров и накопление продуктов радиоллиза зависят линейно от величины поглощенной дозы в весьма широком диапазоне ее значений. Именно при таких дозах принято определять значения радиационно-химического выхода образующихся продуктов. В диапазоне больших доз ($> 10^7$ Гр) многие полимерные материалы в значительной степени утрачивают свои исходные свойства. Характер радиационных эф-

5.4. Воздействие ионизирующего излучения на материалы КА

фактов, наблюдаемых в полимерах, существенно зависит от вида воздействующего излучения, но с увеличением поглощенной дозы такая зависимость уменьшается.

На рис. 5.46 приведена в качестве примера зависимость предела прочности поливинилхлорида (ПВХ) от величины поглощенной дозы, полученная при облучении материала электронами в вакууме. Видно, что при дозах выше $\sim 5 \cdot 10^5$ Гр происходит значительное снижение прочности.

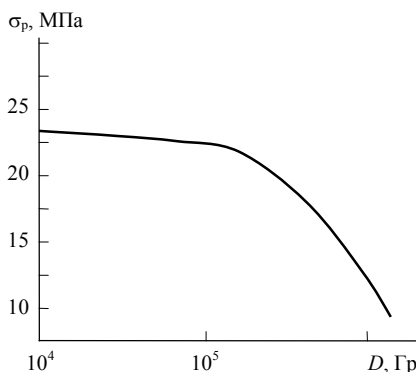


Рис. 5.46. Зависимость предела прочности σ_r поливинилхлорида от поглощенной дозы

Важным радиационным эффектом, определяющим во многих случаях возможность применения диэлектрических материалов в условиях воздействия ионизирующего излучения, является возникновение радиационной электропроводности (проводимости) за счет образования в материалах при облучении электронно-дырочных пар. После прекращения облучения радиационная электропроводность исчезает в результате ухода из облученного объема и рекомбинации образовавшихся носителей заряда.

Различают нестационарную и стационарную радиационную электропроводность. Первая возникает при импульсном облучении длительностью, как правило, менее 1 с, а вторая - при непрерывном воздействии излучения. Для прогнозирования возможного изменения электрических свойств полимеров в условиях космического

5. Радиационные воздействия на материалы КА

пространства необходимо знать закономерности стационарной радиационной электропроводности.

Зависимость общей проводимости диэлектриков, включая полимеры, от мощности поглощенной дозы P описывается следующим выражением:

$$\sigma = \sigma_0 + A_m P^\Delta,$$

где σ_0 – собственная темновая проводимость диэлектрика; A_m – радиационная проводимость при единичной мощности дозы; Δ – показатель степени, варьирующийся для различных диэлектриков в интервале 0,3–1,0. Второй член в правой части этого выражения описывает радиационную проводимость, увеличивающуюся с ростом мощности поглощенной дозы.

Типичные величины темновой проводимости σ_0 лежат в диапазоне 10^{-13} – 10^{-18} Ом $^{-1}$ ·м $^{-1}$, а коэффициента A_m – 10^{-13} – 10^{-20} Ом $^{-1}$ ·м $^{-1}$ ·рад $^{-\Delta}$ ·с $^\Delta$.

Радиационная электропроводность может оказывать существенное влияние на процессы радиационной электризации диэлектриков, обсуждаемые ниже.

5.4.5. Радиационная электризация диэлектриков

Еще одним важным эффектом, обусловленным воздействием ионизирующих излучений космического пространства, является электризация диэлектрических материалов, под которой понимают накопление электрического заряда на их поверхности или в объеме. Соответственно различают поверхностную и объемную (внутреннюю) электризацию. В условиях космического пространства поверхностная электризация диэлектриков внешней оболочки КА вызывается воздействием горячей магнитосферной плазмы, электроны которой имеют энергии до 50–100 кэВ, а объемная электризация – воздействием электронов РПЗ с энергиями ~2–10 МэВ. Поскольку оба вида электризации вызываются воздействием потоков заряженных частиц, часто используют термин *радиационная электризация*.

5.4. Воздействие ионизирующего излучения на материалы КА

Причиной разделения радиационной электризации диэлектриков на поверхностную и объемную является не только отличие глубин локализации внедренного электрического заряда, но также и существенное отличие в указанных двух случаях физических процессов накопления заряда, потоков первичных заряженных частиц, приводящих к его накоплению, и временных характеристик процессов.

При заряджении в горячей магнитосферной плазме характерные величины первичных токов составляют $\sim 10^{-10} - 10^{-8} \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$, а продолжительность заряджения изменяется от долей секунды до десятков минут. Большие времена относятся к реальным КА, на которых в процессе заряджения происходит перераспределение зарядов. Поверхностная электризация диэлектриков внешней оболочки КА в значительной степени определяется вторично-эмиссионными процессами включая фотоэлектронную эмиссию.

Объемное заряджение диэлектрических материалов КА под действием электронов РПЗ характеризуется следующими параметрами: ток электронов $\sim 10^{-13} - 10^{-11} \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$, характерные времена заряджения измеряются часами. Вторично-эмиссионные токи в этом случае не оказывают влияния на процесс формирования внедренного объемного заряда.

Процессы поверхностной электризации материалов КА, включая диэлектрики, были подробно описаны выше. Здесь рассмотрим явление объемной электризации диэлектриков.

Объемная электризация диэлектриков при их облучении электронами с энергиями $\sim 1 - 10 \text{ МэВ}$, определяется следующими основными процессами:

- ♦ торможением первичных электронов в диэлектрике за счет ионизационных и радиационных потерь энергии;
- ♦ термализацией электронов в веществе с захватом их на ловушки разных типов;
- ♦ стоком электронного заряда из объема диэлектрика к облучаемой поверхности и подложке за счет токов, обусловленных собственной и радиационной проводимостью диэлектрика.

По мере накопления внедренного заряда в объеме диэлектрика возникает внутреннее электрическое поле, оказывающее воздейст-

5. Радиационные воздействия на материалы КА

вие на движение носителей заряда в диэлектрике. Токи и электрические поля в заряжаемом диэлектрике могут быть описаны общей системой уравнений, основанных на уравнении непрерывности, законе Ома в дифференциальной форме и уравнении Пуассона для данного вещества:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \mathbf{j}, \quad \mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} + \mathbf{j}_i, \quad \Delta \varphi = \frac{\rho}{\varepsilon \varepsilon_0},$$

где ρ – плотность объемного заряда; $\mathbf{j}$ – вектор плотности тока; $\mathbf{j}_i$ – вектор плотности тока инжектируемых носителей; $\sigma \mathbf{E}$ – составляющая тока в электрическом поле с напряженностью $\mathbf{E}$, определяемая проводимостью диэлектрика σ ; φ – потенциал, создаваемый внедренным зарядом.

В свою очередь, проводимость диэлектрика σ с учетом ее радиационной составляющей описывается выражением, приведенным в предыдущем разделе.

Характерные модельные распределения по глубине диэлектрика z напряженности электрического поля E и потенциала φ , рассчитанные для электронов с энергией 1 МэВ без учета собственной и радиационной проводимости диэлектрика, показаны на рис. 5.47.

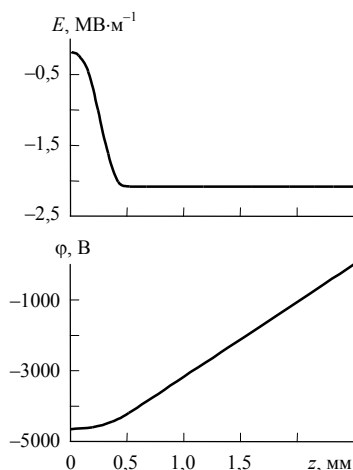


Рис. 5.47. Распределение по глубине диэлектрика z напряженности электрического поля E и потенциала φ

5.4. Воздействие ионизирующего излучения на материалы КА

Экспериментальными и расчетными методами исследовалась также динамика накопления объемного заряда в облучаемых диэлектриках.

На рис. 5.48 приведена зависимость потенциала поверхности образца эпоксидного материала толщиной 725 мкм от времени при его облучении электронами со спектром, характерным для РПЗ в области геостационарной орбиты. Данные лабораторных измерений (кривая 1) показаны вместе с результатами расчетов, выполненных при различных значениях темновой проводимости и коэффициента радиационной электропроводности. Видно, что без учета радиационной проводимости (кривая 2, $A_m = 0$) при стандартной величине $\sigma_0 = 5 \cdot 10^{-17} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ рассчитанный потенциал примерно в 2,5 раза превосходит экспериментальное значение. Наилучшее согласие с экспериментом наблюдается при $A_m = 1 \cdot 10^{-14}$ (кривая 3), а при $A_m = 6,5 \cdot 10^{-14}$ (кривая 5) рассчитанный потенциал значительно меньше полученного экспериментально. Кривая 4 показывает результаты расчета при $\sigma_0 = 4 \cdot 10^{-15} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ и $A_m = 0$, которые также близки к экспериментальным данным. Таким образом, возникновение радиационной проводимости в рассматриваемом случае эквивалентно увеличению собственной проводимости примерно на 2 порядка.

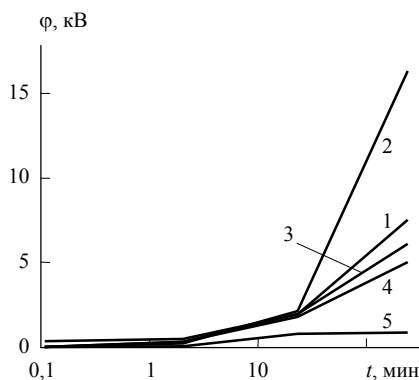


Рис. 5.48. Зависимость от времени облучения потенциала поверхности эпоксидного образца: 1 — экспериментальные данные; 2–5 — результаты расчетов

5. Радиационные воздействия на материалы КА

Приведенные данные свидетельствуют об отмечавшемся выше существенном влиянии радиационной проводимости на процессы накопления объемного заряда в диэлектриках.

Следствием поверхностной и объемной электризации диэлектрических материалов под действием космического излучения является возникновение электрических разрядов на КА, которые вызывают сбои в работе бортовых систем за счет создаваемых электромагнитных помех, а также могут приводить к необратимым повреждениям элементов оборудования. Возникновение электрических разрядов в диэлектриках КА может инициироваться воздействием других факторов космического пространства, в частности высокоскоростными ударами твердых микрочастиц естественного и искусственного происхождения.

Систематическое изучение объемной электризации диэлектриков применительно к условиям космического пространства было начато позднее исследований явления поверхностной электризации. Это в определенной степени было связано с представлениями о необходимости накопления в диэлектриках флюенсов электронов $\sim 10^{12} - 10^{14} \text{ см}^{-2}$ для возникновения объемных электрических разрядов с образованием разветвленных разрядных каналов – фигур Лихтенберга или, как их еще называют, «электрических деревьев». Указанные значения пороговых флюенсов были получены в многочисленных лабораторных исследованиях, выполненных, в частности, в НИИЯФ МГУ на образцах оптических стекол и полиметилметакрилата (ПММА) при облучении их моноэнергетическими пучками электронов с энергиями $\sim 1 - 10 \text{ МэВ}$. Накопление в условиях космического пространства в диэлектриках объемного заряда, необходимого для возникновения разрядов, казалось нереальным вследствие малой плотности потоков электронов РПЗ и релаксации заряда на длительных временных промежутках за счет проводимости диэлектриков.

Однако результаты ряда космических экспериментов, в особенности экспериментов, проведенных на КА CRRES, убедительно показали, что в космосе при воздействии на КА изотропных потоков электронов РПЗ с распределенными энергетическими

5.4. Воздействие ионизирующего излучения на материалы КА

спектрами пороговое значение флюенса электронов, соответствующее началу возникновения объемных электрических разрядов, снижается до $\sim 10^{10} - 10^{11} \text{ см}^{-2}$, т. е. на 2–3 порядка по сравнению с данными лабораторных экспериментов. Была также обнаружена отчетливо выраженная корреляция частоты возникновения разрядов с изменениями плотности потока электронов РПЗ, действующих на КА.

На поверхности КА CRRES были установлены образцы различных диэлектрических материалов, покрытые металлическими электродами достаточной толщины для исключения проникновения в толщу диэлектриков электронов горячей плазмы. Тем самым обеспечивались условия создания объемного внедренного заряда только высокоэнергетическими электронами РПЗ. Результаты экспериментов показали, что разряды возникали далеко не во всех испытывавшихся образцах, т. е. условия возникновения разрядов существенным образом зависят от свойств материалов. Тем не менее полученная в этих экспериментах величина порогового флюенса ($\sim 10^{10} \text{ см}^{-2}$) была включена впоследствии в ряд нормативных документов в качестве критерия при оценке опасности возникновения объемных разрядов.

Рис. 5.49 демонстрирует полученную в экспериментах на КА CRRES зависимость максимального числа разрядов за время прохождения одного витка от флюенса электронов за то же время. Видно, что число регистрируемых разрядов резко возрастает при значениях флюенса $\sim 5 \cdot 10^{10} - 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

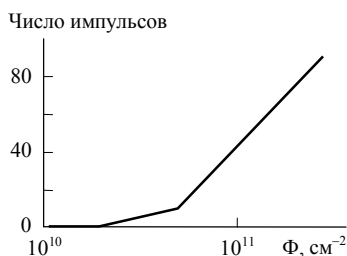


Рис. 5.49. Зависимость максимального числа разрядов за один виток от флюенса электронов

5. Радиационные воздействия на материалы КА

Способность диэлектрика эффективно аккумулировать электрический заряд определяется его высоким удельным сопротивлением ($\rho > 10^{14}$ Ом·см), гетерогенностью структуры и наличием глубоких энергетических ловушек в запрещенной зоне. Коэффициент захвата заторможенных электронов в диэлектриках, например, в оптических стеклах, при комнатной температуре составляет несколько процентов. При охлаждении же диэлектрика до криогенных температур захватываются практически все падающие электроны.

Если напряженность электрического поля, создаваемого в объеме облученного диэлектрика внедренным зарядом, превысит электрическую прочность диэлектрика ($\sim 10^8$ В·м⁻¹), то произойдет электрический пробой диэлектрика на его поверхность с образованием разветвленного разрядного канала (фигуры Лихтенберга). Импульсные разрядные токи могут достигать 100 А при плотности тока $\sim 10^6$ А·см⁻². Для образцов оптических стекол и ПММА при облучении их в лабораторных условиях пучками электронов с энергией ~ 1 –10 МэВ самопроизвольный разряд в объеме образца происходит при флюенсах 10^{13} – 10^{14} см⁻².

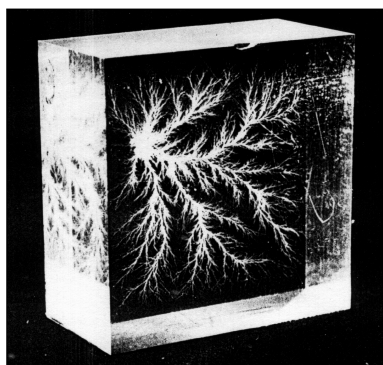


Рис. 5.50. Фигура Лихтенберга в блоке из ПММА, образовавшаяся при облучении электронами

На рис. 5.50 показана фигура Лихтенберга, образовавшаяся в блоке из ПММА в результате его облучения электронами с энергией 4 МэВ. Из рисунка видно, что при подобных разрядных явлении-

5.4. Воздействие ионизирующего излучения на материалы КА

ях наблюдается краевой эффект, проявляющийся в отсутствии разрядных каналов в зоне шириной около 0,5 см от края облучавшегося блока.

На рис. 5.51 представлена фотография образца ПММА (1), на фронтальной плоскости которого высверлены цилиндрические каналы (2) глубиной 1 см и диаметром 0,5 см при равномерном шаге их расположения 1,5 см. Образец был облучен электронами с энергией 7 МэВ при флюенсе $\sim 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Хорошо видно, что электро-разрядные каналы (3) отсутствуют как около края пластины ПММА, так и в кольцевой зоне шириной $\sim 0,5$ см от края каналов. Этот эффект при соответствующем подборе диаметра и шага расположения каналов может быть использован для создания изоляторов, предназначенных для работы в условиях радиационных воздействий.

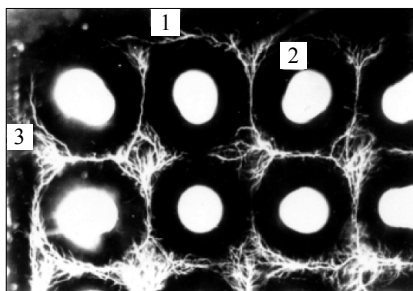


Рис. 5.51. Фрагмент пластины из ПММА с цилиндрическими каналами после облучения электронами

Электрические разряды в диэлектриках происходят и при облучении их электронами с энергиями $\sim 20\text{--}30$ кэВ, имитирующими воздействие на материалы КА горячей магнитосферной плазмы. В этом случае, как указывалось выше, внедренный термализованный заряд электронов локализуется в диэлектрике на глубинах, измеряемых десятками микрон. На рис. 5.52 показана фигура Лихтенберга, полученная при облучении образца защитного стекла ФЭП электронами с энергией 30 кэВ. Видно, что в данном случае имеется отчетливо выраженный центральный канал, выходящий на

5. Радиационные воздействия на материалы КА

облучаемую поверхность образца, вокруг которого в плоскости образца возникли разветвленные разрядные каналы. В данном случае также наблюдается краевой эффект.

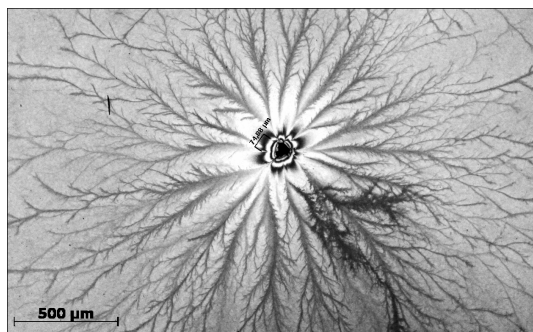


Рис. 5.52. Картина разрядных каналов в образце защитного стекла ФЭП

В результате образования разрядных каналов ухудшаются оптические и механические характеристики диэлектрических материалов и даже может происходить разрушение элементов КА, изготавливаемых из них.

Для компьютерного моделирования накопления объемного заряда в диэлектриках при облучении их электронами с энергиями $\sim 0,1\text{--}10,0$ МэВ, характерными для РПЗ, с успехом используются программный комплекс GEANT и лучевая модель RDOSE, описанные выше.

Пространственное распределение плотности внедренного объемного заряда в диэлектрике $\rho(\mathbf{r})$ определяется суммой распределений остановившихся термализованных электронов и вторичных положительно и отрицательно заряженных частиц, образующихся при взаимодействии первичных электронов с атомами вещества. При этом большую роль играет эффект влияния электрического поля $\mathbf{E}(\mathbf{r})$, создаваемого внедренным зарядом, на движение в диэлектрике первичных электронов и вторичных частиц. При проведении расчетов наряду с указанными распределениями объемного заряда и электрического поля вычисляются угловые и энергетиче-

5.4. Воздействие ионизирующего излучения на материалы КА

ские распределения прошедших и отраженных от мишени первичных и вторичных частиц. Методика позволяет задавать в качестве исходных произвольные энергетические и угловые распределения падающих на мишень частиц, что дает возможность моделировать условия как лабораторных экспериментов на ускорителях с направленными моноэнергетическими пучками частиц, так и реальные условия объемной электризации диэлектрических материалов КА под действием электронов РПЗ.

С помощью программного комплекса GEANT было выполнено моделирование накопления внедренного заряда для случаев воздействия на мишень моноэнергетического пучка электронов и электронов с энергетическим спектром, характерным для РПЗ. В качестве образца рассматривалось стекло толщиной 0,5 см. При моделировании лабораторных условий энергия нормально падающего на образец пучка задавалась в диапазоне 1–10 МэВ. Энергетический спектр электронов РПЗ, падающих изотропно на образец, описывался экспоненциальным распределением со средней энергией 0,5 МэВ, подобным спектру в моделях «наихудшего случая», используемым при анализе внутреннего заряжения материалов КА.

На рис. 5.53 приведены результаты расчета распределения числа остановившихся электронов по глубине z диэлектрического образца при различных условиях облучения. Рис. 5.53а демонстрирует результаты вычислений для пучка электронов с энергией 2 МэВ, а рис. 5.53б – результаты подобных вычислений для изотропного потока электронов РПЗ, выполненных без учета влияния внутреннего электрического поля объемного заряда. Сравнение рис. 5.53а и 5.53б показывает, что распределение остановившихся электронов в этих двух случаях носит различный характер – для моноэнергетического пучка максимум распределения числа остановившихся электронов лежит на глубине $\sim 0,12$ см (т. е. на глубине пробега электронов с такой энергией без учета внутреннего электрического поля), в то время как для электронов РПЗ максимум распределения смещен к поверхности образца на глубину менее 0,1 см. Это различие обусловлено двумя причинами: нали-

5. Радиационные воздействия на материалы КА

чем в спектре РПЗ достаточно большого числа частиц, имеющих низкие энергии и соответственно малые длины пробегов, и значительной долей частиц с малыми углами падения в изотропном распределении.

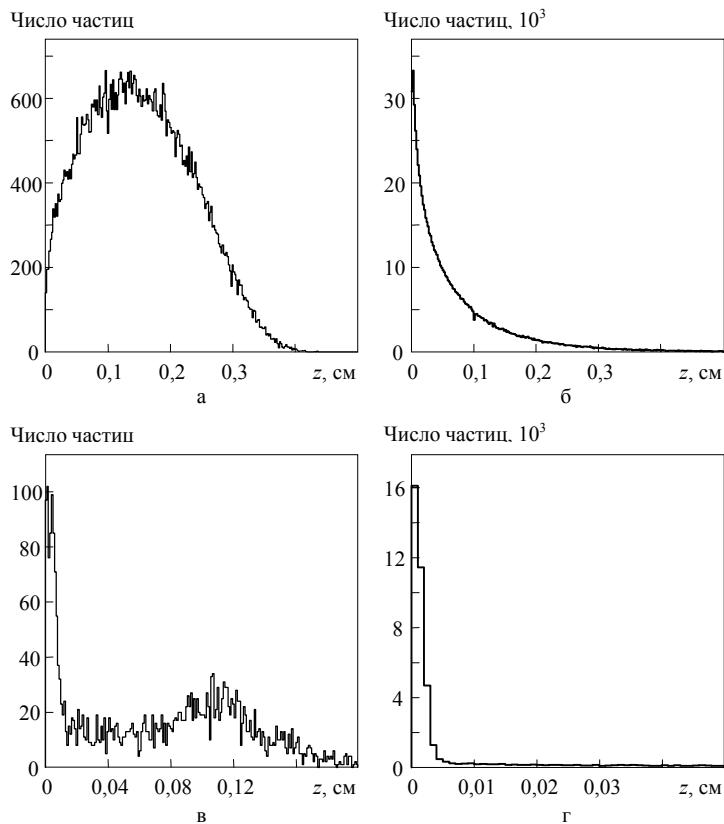


Рис. 5.53. Распределение числа остановившихся электронов в зависимости от глубины образца z : а, в – для моноэнергетического пучка электронов с энергий 2 МэВ при нормальном угле падения без учета (а) и с учетом (в) внутреннего электрического поля объемного заряда; б, г – для электронов РПЗ с изотропным угловым распределением без учета (б) и с учетом (г) внутреннего электрического поля объемного заряда

5.4. Воздействие ионизирующего излучения на материалы КА

На рис. 5.53в и рис. 5.53г показаны результаты аналогичных расчетов с учетом самосогласованного электрического поля внедренного заряда. Для удобства представления шкалы глубины на этих рисунках отличается от шкалы на рис. 5.53а и 5.53б.

Из сравнения рис. 5.53а и рис. 5.53в видно, что учет электрического поля в случае моноэнергетического пучка электронов приводит к образованию дополнительного заряда на малых глубинах ($< 0,01$ см), обусловленного торможением падающих частиц и переносом вторичных электронов к поверхности образца. Результаты подобных вычислений, выполненных для электронов РПЗ с распределенным энергетическим спектром и изотропным угловым распределением (рис. 5.53г) показывают, что в этом случае почти весь заряд концентрируется в тонком слое $h < 0,005$ см на облучаемой поверхности образца.

Таким образом, характеристики объемного заряда, возникающего в диэлектрике при проведении лабораторных экспериментов на ускорителях и в натуральных условиях, значительно отличаются. Эти отличия позволяют объяснить возникновение объемных электрических разрядов в диэлектриках в космических условиях при значительно меньших величинах флюенсов электронов по сравнению с условиями проведения лабораторных экспериментов.

Комплекс GEANT позволяет рассчитывать пространственное распределение внедренного заряда в весьма сложных многослойных структурах, содержащих диэлектрические и металлические элементы. Примером подобных объектов может служить фрагмент кабельной сети КА, изображенный на рис. 5.54.

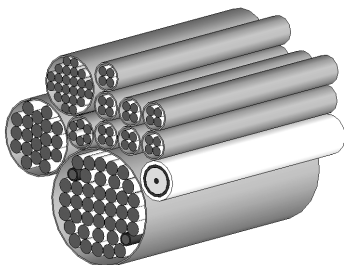


Рис. 5.54. Модель элемента кабельной сети КА

5. Радиационные воздействия на материалы КА

Модель состоит из нескольких десятков проводников, каждый из которых покрыт тонким слоем диэлектрической изоляции. Отдельные проводники объединены в группы, заключенные в общую металлическую оплетку. Толщины изолирующих и проводящих слоев в рассматриваемой структуре могут составлять $\sim 50\text{--}100$ мкм.

На рис. 5.55 показаны результаты расчета распределения электрического заряда в сечении проводника, имеющего изолирующее покрытие и металлическую оплетку. Расчет выполнен для изотропного потока электронов с энергией 5 МэВ. Распределение, приведенное на рис. 5.55а, получено без учета эффекта рождения вторичных частиц, на рис. 5.55б – с учетом этого эффекта. Из сопоставления этих рисунков видно, что рождение вторичных частиц приводит к возникновению в рассматриваемой структуре двойного электрического слоя, образованного частицами с зарядами противоположных знаков.

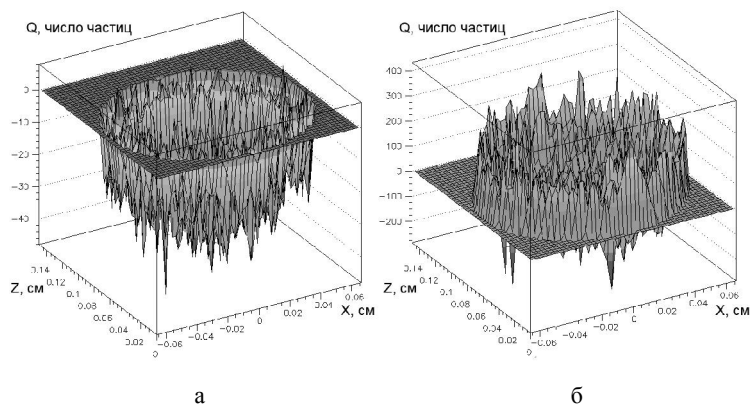


Рис. 5.55. Распределение внедренного заряда в элементе модели при облучении изотропным потоком электронов с энергией $E = 5$ МэВ: а – без учета эффекта образования вторичных частиц; б – с учетом эффекта образования вторичных частиц

Реализуемая с помощью программных комплексов GEANT и RDOSE процедура расчета пространственного распределения объемного заряда аналогична процедуре расчета распределения по-

5.4. Воздействие ионизирующего излучения на материалы КА

глощенной дозы. На рис. 5.56 представлена рассчитанная с помощью комплекса GEANT зависимость величины накапливаемого в диэлектрике объемного заряда Q от толщины алюминиевого экрана, защищающего диэлектрик от непосредственного воздействия электронов РПЗ. Расчет выполнен для «наихудших условий» пребывания КА на ГСО.

С помощью программы RDOSE удобно оценивать для разных элементов исследуемого объекта величины 10-часового флюенса электронов, который, как указывалось выше, принят за критерий опасности возникновения электрических разрядов в диэлектриках. В результате расчета могут быть получены значения флюенса в разных расчетных точках модели сложной конфигурации.

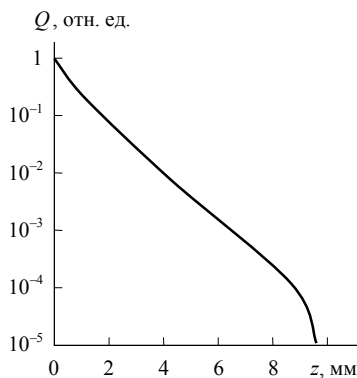


Рис. 5.56. Зависимость величины объемного заряда от толщины экрана

5.4.6. Радиационные эффекты в элементах микроэлектроники

Отказы и сбои в работе бортового электронного оборудования КА, обусловленные радиационным воздействием, делятся на две группы: отказы, вызываемые постепенным ухудшением характеристик элементов микроэлектроники в результате накопления радиационных дефектов, и внезапные сбои и отказы, связанные с воздействием отдельных ядерных частиц.

5. Радиационные воздействия на материалы КА

Первая разновидность отказов свойственна аналоговым биполярным интегральным схемам (ИС). В качестве критериев ухудшения параметров таких ИС можно использовать рассмотренные выше применительно к ФЭП коэффициенты, которые характеризуют зависимость времени жизни и диффузионной длины неосновных носителей заряда от флюенса воздействующих частиц. Ухудшение характеристик полупроводниковых материалов, из которых изготовлены ИС, приводит к деградации эксплуатационных параметров ИС, например, к снижению коэффициента передачи тока (коэффициента усиления). Рис. 5.57 демонстрирует уменьшение коэффициента усиления β биполярного транзистора, входящего в состав ИС, с ростом поглощенной дозы.

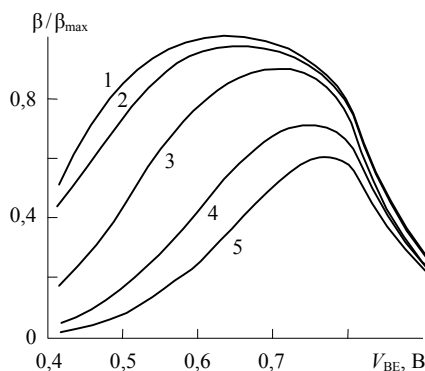


Рис. 5.57. Коэффициент усиления биполярного транзистора от напряжения смещения на переходе база–эмиттер V_{BE} для различных доз облучения D , [Гр]: 1 – 0; 2 – 100; 3 – 200; 4 – 500; 5 – 1000; 6 – 2000; 7 – 5000

Интересной особенностью радиационного воздействия на аналоговые биполярные ИС является обнаруженный в начале 1990-х гг. «эффект низкой интенсивности излучения», заключающийся в усилении деградации параметров микросхемы по мере снижения интенсивности облучения при условии сохранения неизменной суммарной поглощенной дозы. Возникновение этого эффекта связано с процессами в толстых оксидных слоях, имеющихся в биполярных ИС.

5.4. Воздействие ионизирующего излучения на материалы КА

Современные цифровые ИС строятся на основе структур металл–окисел–полупроводник (МОП), функционирующих на основных носителях заряда, вследствие чего радиационные дефекты оказывают на них малое влияние. Однако для таких ИС весьма критичными являются эффекты, вызываемые отдельными заряженными частицами ГКЛ, СКЛ или РПЗ. Существует несколько видов таких эффектов, но наиболее часто возникают обратимые одиночные сбои.

Параметрические радиационные отказы ИС, обусловленные накоплением радиационных дефектов, т.е. связанные с величиной полной поглощенной дозы, достаточно хорошо изучены. Разработаны технологии изготовления радиационно-стойких ИС и эффективные методы снижения поглощенной дозы с помощью защитных экранов. Бороться с возникновением одиночных сбоев в элементах микроэлектроники значительно труднее. Применение экранов может даже усугублять ситуацию в результате обсуждавшегося выше процесса рождения в их материале вторичных частиц. Поэтому для повышения устойчивости электронного оборудования КА к одиночным сбоям используют различные схемотехнические решения, например, дублирование систем. Тем не менее проблема защиты электронного оборудования КА от одиночных сбоев продолжает оставаться весьма актуальной.

Появление этой проблемы явилось следствием технологического прогресса в микроэлектронике. В современных ИС с высокой степенью интеграции электрические заряды, управляющие их работой, оказались сопоставимыми с зарядами, образующимися в материале микросхемы при прохождении тяжелых ядер ГКЛ или высокоэнергетических протонов РПЗ. Эти внесенные электрические заряды при перемещении их в электрических полях внутри микросхемы и приводят к возникновению сбоев.

Интересно отметить, что с воздействием тяжелых ядер ГКЛ связан многократно наблюдавшийся эффект возникновения световых вспышек в глазах космонавтов. По современным представлениям возникновение таких вспышек обусловлено двумя механизмами:

5. Радиационные воздействия на материалы КА

генерацией света при торможении тяжелого иона в хрусталике и непосредственным воздействием ионов на нервные окончания.

В качестве критерия возникновения одиночных сбоев в элементах микроэлектроники можно использовать величину критического для элемента (транзистора) ИС заряда Q_0 , образующегося за счет ионизации атомов вещества тормозящейся частицей. Этот заряд однозначно связан с величиной порогового энерговыделения $E_0 = \varepsilon Q_0 / e$, где ε – энергия, затрачиваемая на образование одной электронно-дырочной пары, e – элементарный заряд. При этом предполагается, что энерговыделение и соответственно образование заряда происходят в ограниченной чувствительной области, в пределах которой обеспечивается эффективное собирание заряда.

Возникновение одиночных сбоев связано с двумя механизмами образования заряда в веществе ИС под действием космической радиации. Первый обусловлен прямым процессом ионизации атомов тяжелыми ионами ($Z > 10$) ГКЛ, а второй – ионизацией ядрами отдачи и вторичными фрагментами, возникающими при ядерных взаимодействиях протонов и легких ионов РПЗ и СКЛ с веществом ИС, которые происходят при энергиях воздействующих частиц выше нескольких десятков мегаэлектронвольт. Образование электронно-дырочных пар в веществе элементарного транзистора, входящего в состав ИС, иллюстрируется рис. 5.58. На этом рисунке показан также процесс образования пар лазерным излучением, используемым в лабораторных условиях для исследования механизмов возникновения одиночных сбоев.

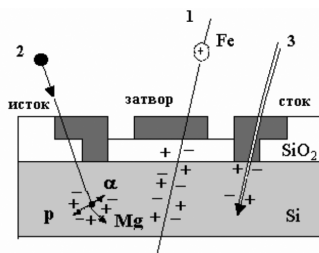


Рис. 5.58. Образование электронно-дырочных пар в материале микросхемы ядром Fe (1), протоном РПЗ, вызывающим ядерную реакцию (2), и лазерным излучением (3)

5.4. Воздействие ионизирующего излучения на материалы КА

Обычно при рассмотрении механизма прямой ионизации частицами ГКЛ используют величины линейной передачи энергии (ЛПЭ), характерные для частиц разных видов, а во втором случае – величину порогового энергосвечения E_0 . Для современных ИС, линейные размеры активных элементов которых близки к 0,1 мкм, критическая величина вносимого заряда, вызывающего сбой, порядка 10^{-13} Кл, а порогового значения ЛПЭ ~ 10 МэВ·см²·мг⁻¹. Соответственно значения E_0 для различных элементов составляют 5–30 МэВ.

Соотношение эффективности механизмов возникновения одиночных сбоев зависит от радиационных условий на конкретных орбитах. Для высоких орбит, например, для ГСО, одиночные сбои вызываются преимущественно тяжелыми ядрами ГКЛ, а во время интенсивных солнечных вспышек – и протонами СКЛ. На низких орбитах возникновение одиночных сбоев обусловлено преимущественно воздействием протонов РПЗ. В табл. 5.6 приведены результаты расчета частоты одиночных сбоев для ИС памяти емкостью 128 Мбит на различных орбитах за счет воздействия частиц ГКЛ, СКЛ и РПЗ. В данном случае параметры (высота h и наклонение i) для рассмотренных низких орбит несколько отличаются от параметров типовых орбит, приведенных в табл. 1.6.

Из табл. 5.6 видно, что на низких околоземных орбитах, включая полярные орбиты, одиночные сбои возникают главным образом под действием протонов РПЗ, а на ГСО – под действием частиц ГКЛ и СКЛ.

Наглядной иллюстрацией преимущественного возникновения сбоев на низких околоземных орбитах за счет воздействия на КА

Таблица 5.6. Число одиночных сбоев за сутки в ИС динамической памяти на разных орбитах

Излучение	Низкая $h = 648$ км, $i = 18^\circ$	Полярная $h = 1400$ км, $i = 85^\circ$	ГСО
ГКЛ + СКЛ	$5,6 \cdot 10^{-6}$	0,014	0,39
РПЗ	0,83	8,3	0

5. Радиационные воздействия на материалы КА

протонов РПЗ является рис. 5.59. В верхней части этого рисунка показано географическое распределение одиночных сбоев, зарегистрированных в течение продолжительного полета ИСЗ на полярной орбите с высотой около 700 км, а в нижней части рисунка – распределение потоков протонов РПЗ, регистрировавшихся на этом ИСЗ. На обоих рисунках отчетливо очерчена обсуждавшаяся в разд. 1 область Южно-Атлантической магнитной аномалии. Увеличение интенсивностей потоков протонов РПЗ и вызываемых ими сбоев наблюдается также в приполярных областях. Столь отчетливо выраженное совпадение областей возрастания потоков протонов РПЗ и возникновения одиночных сбоев убедительно свидетельствует о доминирующей роли в их появлении механизмов ядерных взаимодействий на низких околоземных орбитах.

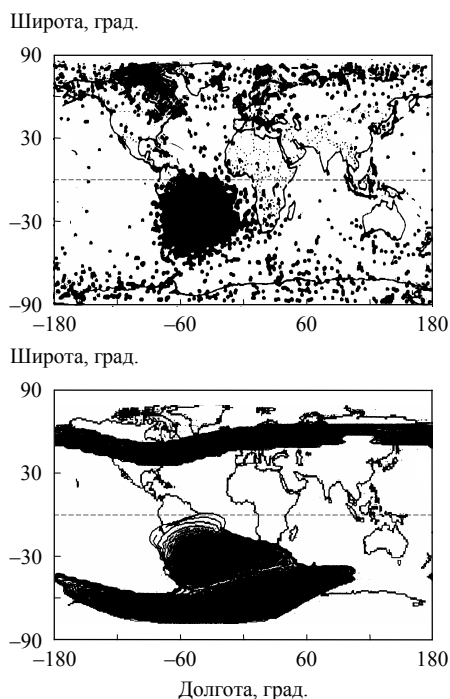


Рис. 5.59. Географические карты распределения сбоев (вверху) и потоков протонов РПЗ (внизу)

5.4. Воздействие ионизирующего излучения на материалы КА

При расчете частоты возникновения сбоев за счет действия механизма прямой ионизации атомов тяжелыми ионами используются дифференциальные и интегральные спектры ЛПЭ, просуммированные по частицам всех видов, входящих в падающий на ИС корпускулярный поток. Интегральный спектр ЛПЭ для частиц ГКЛ и СКЛ в области ГСО приведен на рис. 5.60.

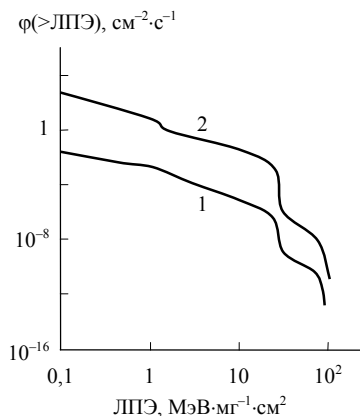


Рис. 5.60. Интегральный спектр ЛПЭ: 1 – от ГКЛ; 2 – от СКЛ (пиковое значение) на ГСО за экраном из Al толщиной $0,7 \text{ г·см}^{-2}$

Механизм возникновения одиночных сбоев за счет ядерных взаимодействий более сложен и менее изучен. Поэтому рассмотрим его подробнее.

В общем случае, частота одиночных сбоев зависит от дифференциального потока $\Phi_i(E)$ первичных ионов типа i с энергией E и $\sigma_i(E, E_0)$ – макроскопического сечения одиночных сбоев с пороговой энергией E_0 в элементе ИС:

$$\nu(t, E_0) = \sum_i \int \Phi_i(E) \sigma_i(E, E_0) dE.$$

Макроскопическое сечение одиночного сбоя $\sigma_i(E, E_0)$ за счет ядерных взаимодействий определяется числом атомов в чувствительном объеме ИС N и суммой по всем каналам ядерных реакций сечений образования вторичных ядер с энергий E_r :

5. Радиационные воздействия на материалы КА

$$\sigma_i(E, E_0) = N \sum_k \int_{E_0} \frac{\sigma_i^k(E, E_r)}{dE_r} dE_r.$$

Для расчетов таких сечений используются как различные феноменологические подходы, так и сложные современные ядерные модели. На рис. 5.61а показаны результаты выполненных в НИИ-ЯФ МГУ расчетов полных сечений ($E_0 = 0$) образования различных ядер в реакции $p + {}^{28}\text{Si}$ в зависимости от энергии падающих протонов. На рис. 5.61б приведены результаты расчета сечения реакции $p + {}^{27}\text{Al}$ с образованием ядра ${}^{22}\text{Na}$ в сопоставлении с имеющимися экспериментальными данными. Достаточно хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных свидетельствует о корректности использованной модели. Здесь сечения указаны в миллибарнах ($1 \text{ мбн} = 10^{-27} \text{ см}^2$).

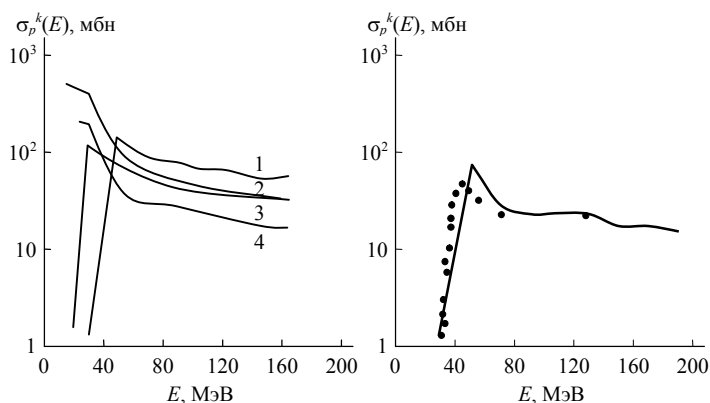


Рис. 5.61. а – сечения образования в реакции $p + {}^{28}\text{Si}$ ядер отдачи в зависимости от энергии протонов: 1 – ${}^{26}\text{Al}$, 2 – ${}^{27}\text{Al}$, 3 – ${}^{27}\text{Si}$, 4 – ${}^{24}\text{Mg}$. б – сопоставление экспериментальных данных для образования ядра ${}^{22}\text{Na}$ в реакции $p + {}^{27}\text{Si}$: точки – эксперимент, кривая – расчет

Рис. 5.62а демонстрирует расчетные зависимости интегральных сечений образования вторичных ядер на один атом мишени от энергии падающих протонов E по всем каналам реакции $p + {}^{28}\text{Si}$ при различных значениях E_0 . Видно, что эти зависимости носят пороговый характер, т.е. для фиксированной энергии E_0 существует минимальная энергия протонов $E_{\min}(E_0)$, при которой происходит сбой ИС.

Такой характер энергетической зависимости сечений образования вторичных ядер согласуется с имеющимися экспериментальными данными по сечениям одиночных сбоев. На рис. 5.62б показана аппроксимация экспериментальных результатов с помощью функции

$$\sigma = \sigma_{\text{нас}} \left(1 - \exp \left(- (E / E_{\min} - 1)^{1/2} \right) \right)^4,$$

при значениях параметров $\sigma_{\text{нас}} = 6 \cdot 10^{-7} \text{ см}^2$, $E_{\min} = 23 \text{ МэВ}$. Здесь $\sigma_{\text{нас}}$ – сечение насыщения, достигаемое при высоких энергиях протонов. Совместное использование данных рис. 5.62а и рис. 5.62б позволяет оценить параметры одиночных сбоев – пороговую энергию E_0 и чувствительный объем, которые для исследовавшейся ИС составляют соответственно $\sim 5 \text{ МэВ}$ и $\sim 3,6 \text{ мкм}^3/\text{бит}$.

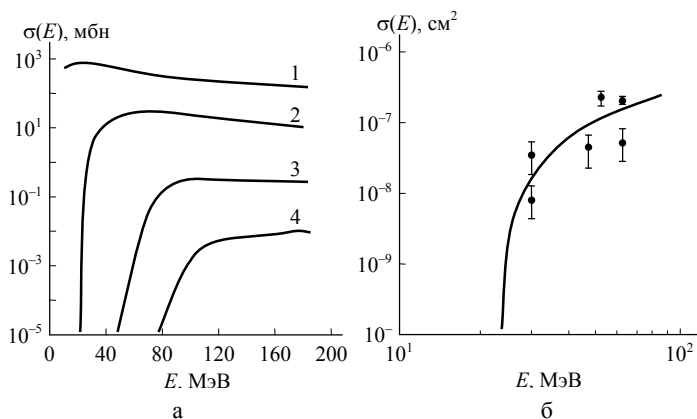


Рис. 5.62. а – интегральные сечения образования ядер отдачи в зависимости от энергии протонов E при различных значениях пороговой энергии E_0 , МэВ: 1 – 0; 2 – 5; 3 – 15; 4 – 25. б – сечение одиночных сбоев для ИС памяти объемом 128 Мбит: точки – эксперимент, кривая – результат аппроксимации

Таким образом, представленные данные позволяют достаточно корректно прогнозировать частоту одиночных сбоев в элементах микроэлектроники за счет воздействия протонов РПЗ и ионов ГКЛ и СКЛ.

5.4.7. Новые материалы радиационной защиты

В связи с увеличением сроков активного существования современных КА, созданием негерметичных конструкций и малых КА разных классов, подготовкой к реализации проектов строительства лунных баз и полета на Марс, а также ряда других космических проектов, все большее внимание уделяется разработке новых материалов для использования в системах радиационной защиты КА. Весьма перспективными в этом отношении являются различные композиционные материалы, включая наноккомпозиты, сведения о которых будут приведены ниже.

Решение задачи повышения эффективности систем радиационной защиты КА, предназначенных для межпланетных полетов, при одновременном снижении их габаритно-весовых характеристик принципиально возможно путем использования активных и комбинированных систем защиты. Действия первых основано на создании в окрестности КА мощных магнитных полей, способных отклонять заряженные частицы высокой энергии. Основные принципы создания и наиболее важные конструкционные параметры такой защиты применительно к проектированию марсианского пилотируемого космического корабля уже разработаны. Для обеспечения требуемых параметров магнитной защиты необходимо применение сверхпроводящих электромагнитов, в обмотках которых могут быть использованы специальные провода, изготовленные с помощью нанотехнологий. Однако создание подобных систем является достаточно сложной технической задачей. Поэтому при окончательном выборе оптимальной схемы и конструкции защиты необходимо руководствоваться критериями допустимых рисков, которые устанавливаются для разрабатываемых проектов.

Развитием концепции активной защиты является ее сочетание с традиционной пассивной защитой, создаваемой с помощью экранов. В случае использования такой защиты, называемой комбинированной, заряженные частицы, отклоняемые сверхпроводящим магнитом, проходят достаточно большой путь в слоях пассивной защиты, что приводит к повышению эффективности защиты при

5.4. Воздействие ионизирующего излучения на материалы КА

заданных габаритно-весовых характеристиках. В такой защите в качестве материалов, поглощающих энергию частиц, предпочтение отдается новым материалам на основе полимерных композитов.

Для снижения массы защитных радиационных экранов и уменьшения эффективности процесса рождения в них вторичных частиц необходимо использовать экраны, состоящие из элементов с малыми значениями ядерного заряда Z . Поэтому активно исследуется возможность применения водородсодержащих материалов, к которым относится значительная часть полимеров, а также материалов, содержащих В и нитрид бора BN.

При взаимодействии тяжелых ядер ГКЛ с легкими элементами эффективно идет процесс распада первичных ядер на фрагменты с малой длиной пробега в материале экрана, вследствие чего радиационные потоки за экраном в значительной степени ослабляются, а их энергетические спектры становятся более «мягкими». Таким образом, введение легких элементов в состав материала защитного экрана повышает его эффективность.

В качестве примера на рис. 5.63 приведены микрофотографии образцов полимерного композита при различном процентном содержании микрочастиц BN, являющихся наполнителем.

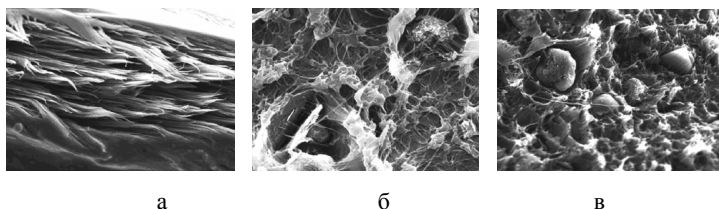


Рис. 5.63. Композит на основе полиэтилена с различным объемным содержанием микрочастиц BN: а – 1%; б – 5%; в – 15%

В связи с тем, что при разработке современных и перспективных КА стремятся максимально использовать многофункциональные материалы, к материалам радиационной защиты предъявляются требования высокой механической прочности, термостойкости и наличия необходимых в каждом конкретном случае электрофизических характеристик. Поэтому разрабатываемые новые компози-

5. Радиационные воздействия на материалы КА

ционные материалы радиационной защиты проходят экспертные оценки и испытания с учетом указанных требований.

На рис. 5.64 показана зависимость эквивалентной дозы, обусловленной частицами ГКЛ, от толщины защитных экранов из различных материалов. Здесь в числе прочих материалов представлен лунный реголит, рассматриваемый в качестве строительного материала в некоторых проектах обитаемых лунных баз. Как видно из рисунка, реголит обеспечивает более высокий уровень защиты по сравнению с алюминием, а наибольшее ослабление поглощенной дозы при одинаковых массовых толщинах экрана достигается в данном случае при использовании полиэтилена.

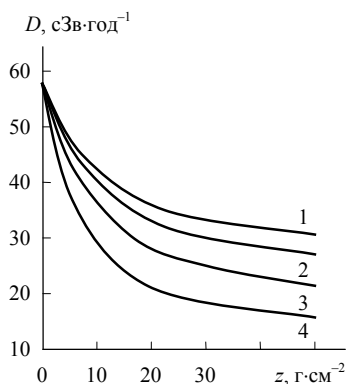


Рис. 5.64. Зависимость эквивалентной дозы, обусловленной частицами ГКЛ, от толщины защитных экранов, изготовленных из разных материалов: 1 – алюминий; 2 – лунный реголит; 3 – вода; 4 – полиэтилен

Помимо непосредственного создания полимерных композитов с микро- и нановключениями рассматриваются различные варианты синтеза материалов с более сложной структурой. Так, предложен материал, в котором в полимерную матрицу вводятся стеклянные сферы микронных размеров, которые могут заполняться различными веществами. Путем варьирования материалов матрицы и наполнителя сфер, а также размеров последних, их количества в матрице и концентрации наполнителя в сферах можно направленно изменять радиационно-защитные свойства материала.

5.4. Воздействие ионизирующего излучения на материалы КА

На рис. 5.65а показаны зависимости коэффициента ослабления потока протонов с энергетическим спектром, характерным для СКЛ, от толщины защитных экранов, изготовленных из алюминия и предложенного нового материала, а на рис. 5.65б – аналогичные зависимости количества нейтронов, генерируемых одним протоном внутри экранов. Видно, что новый материал обладает предпочтительными характеристиками в обоих случаях.

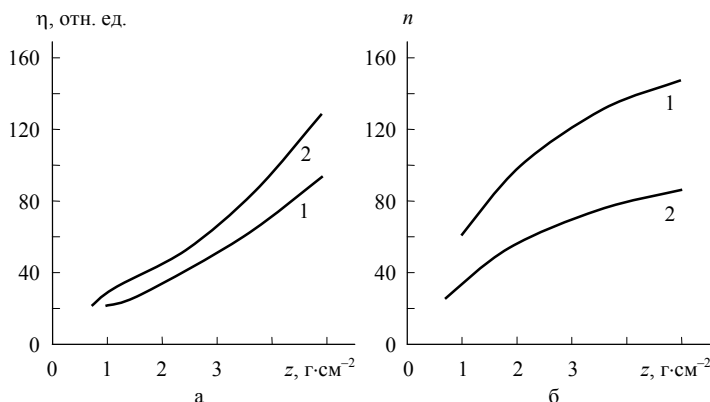


Рис. 5.65. Зависимость коэффициента ослабления потока протонов η (а) и числа генерируемых нейтронов n (б) от толщины экрана: 1 – алюминий; 2 – новый материал

Обсуждавшая выше роль водорода в обеспечении эффективной радиационной защиты иллюстрируется рис. 5.66, на котором показаны зависимости тех же параметров от содержания водорода внутри стеклянных микросфер, введенных в полимерную матрицу.

В НИИЯФ МГУ с помощью программного комплекса GEANT3 был выполнен расчет энергии, передаваемой пучком протонов образцу материала за плоским экраном из полимерного композита, в качестве матрицы которого рассматривался полиэтилен, а в качестве наполнителей – водород и нитрид бора. Предполагалось, что молекулы наполнителя равномерно распределены в матрице. На рис. 5.67 приведена зависимость отношения прошедшего через экран потока энергии P к полному потоку энергии падающего излу-

5. Радиационные воздействия на материалы КА

чения P_0 . При моделировании рассматривался нормально падающий пучок протонов с $E = 50$ МэВ.

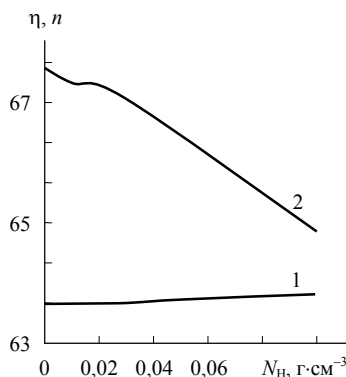


Рис. 5.66. Зависимость коэффициента ослабления потока протонов η (1) и числа генерируемых нейтронов n внутри экрана (2) от содержания водорода N_H внутри стеклянных микрофасер

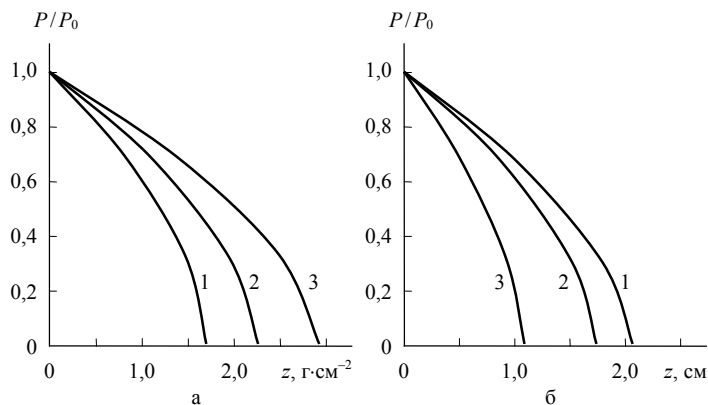


Рис. 5.67. Зависимость P/P_0 от толщины экрана для различных материалов: 1 – полиэтилен с добавлением водорода; 2 – полиэтилен с добавлением нитрида бора; 3 – алюминий

Из рис. 5.67а видно, что указанные композиционные материалы позволяют обеспечить заданный уровень защиты при меньшей массе экрана по сравнению с алюминием, однако для линейных толщин экранов наблюдается обратное соотношение (рис. 5.67б).

5.4. Воздействие ионизирующего излучения на материалы КА

Математическое моделирование позволяет также исследовать влияние структуры композита на его радиационно-защитные характеристики. Выше отмечалось, что при создании нанокompозитов необходимо учитывать степень «растворимости» наночастиц наполнителя в матрице. В зависимости от соотношения энергетических параметров, характеризующих взаимодействие наночастиц между собой и с полимерной матрицей, частицы могут распределяться равномерно по объему материала либо объединяться в conglomerates с поперечными размерами $\sim 1\text{--}50$ мкм.

На рис. 5.68 показана модель композиционного материала с неравномерным распределением наполнителя. Частицы наполнителя заключены в цилиндрические оболочки диаметром 50 мкм, ориентированные перпендикулярно оси Z, вдоль которой падал пучок протонов с энергией 20 МэВ.

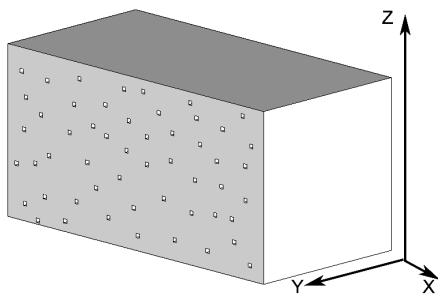


Рис. 5.68. Модель композиционного материала с цилиндрическими микровключениями

На рис. 5.69 показано рассчитанное распределение поглощенной энергии в плоскости XZ внутри такого композита, матрицей которого являлся полиэтилен, а наполнителем – водород.

Следующим шагом при проведении моделирования радиационных воздействий на структурированные материалы должен быть переход к материалам, содержащим наноразмерные элементы. Такой переход может быть осуществлен путем применения комплекса GEANT4, в котором, как уже отмечалось, нижняя граница энергии отслеживаемых при расчете частиц уменьшена до 10 эВ.

5. Радиационные воздействия на материалы КА

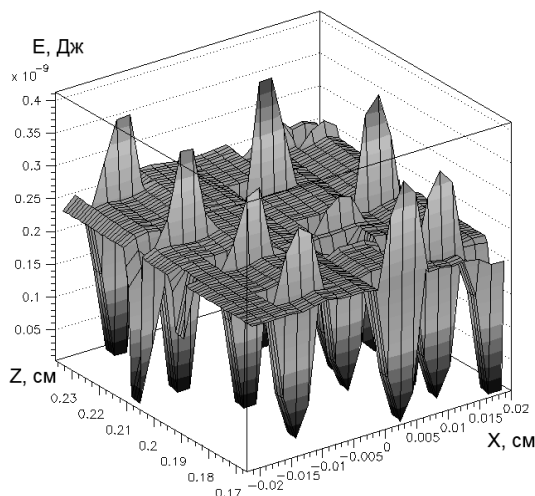


Рис. 5.69. Распределение поглощенной энергии в плоскости XZ модели композита

Таким образом, новые композиционные материалы, создаваемые с применением микро- и наноразмерных наполнителей, могут с успехом применяться при создании систем радиационной защиты перспективных КА, предназначенных для длительной эксплуатации на околоземных орбитах и межпланетных полетах. Рассмотренные методы математического моделирования позволяют произвести оптимизацию состава и структуры композитов применительно к конкретным условиям эксплуатации КА.

5.5. Методы изучения радиационных воздействий на материалы

5.5.1. Общая схема организации исследований

Для решения задач, связанных с анализом радиационных воздействий на КА используются три группы методов:

- ♦ наземные лабораторные эксперименты и испытания образцов материалов, элементов и узлов оборудования;
- ♦ теоретические исследования и компьютерное моделирование;
- ♦ натурные (летные) эксперименты в космосе на борту КА.

Эти методы тесно связаны между собой и часто используются совместно, что может быть проиллюстрировано с помощью рис. 5.70. Необходимо отметить, что рассматриваемая схема организации исследований и общие подходы к их проведению применимы и по отношению к другим ФКП.

Исходными данными для формулировки задач и выбора методов исследований являются:

- ♦ модели и стандарты космической радиации (1);
- ♦ типы орбит и время функционирования КА (2);
- ♦ конструкция КА, материалы и бортовое оборудование (3).

На основании указанных данных формулируются требования к лабораторному испытательному оборудованию, математическим моделям и программам, которые должны использоваться для исследования воздействия космической радиации (4). Затем с учетом этих требований выбираются наиболее подходящие экспериментальные методы и установки (5) и/или математические модели и программы (6).

Часто экспериментальные и математические методы используются совместно и дополняют друг друга: выбор параметров лабораторных установок производится с использованием результатов математического моделирования, а результаты лабораторных исследований радиационных эффектов являются входными данными для моделирования.

5. Радиационные воздействия на материалы КА



Рис. 5.70. Схема организации исследований воздействия космической радиации

Комплексные космические эксперименты (7), в которых одновременно изучаются характеристики внешней космической среды, радиационные условия внутри КА и радиационные эффекты в различных материалах, организуются с учетом результатов как лабораторных исследований, так и математического моделирования.

Совокупность данных, получаемых всеми методами, используется для построения моделей деградации материалов и элементов оборудования КА в различных условиях эксплуатации (8) и разработки на их основе методов прогнозирования надежности и срока активного существования КА (9), а также рекомендаций по его защите от радиационных воздействий (10).

При проведении наземных испытаний материалов используют два основных подхода. В одном случае стремятся воспроизвести в лабораторных установках характеристики космической среды в полном соответствии с условиями космического пространства. Такой подход не требует каких-либо исходных предположений и дополнительных данных о характере исследуемых процессов. Однако очевидно, что в лабораторных условиях практически невозможно в полной степени воспроизвести характеристики космической радиации из-за сложности энергетических спектров и состава космических излучений, а также обеспечить одновременное воздействие на исследуемые объекты всех составляющих космического излучения. Кроме того, проведение подобных испытаний требует значительных материальных затрат.

По указанным причинам значительно чаще используется другой подход, при котором на основании тех или иных исходных предположений и сведений о физических механизмах повреждения исследуемого объекта производится выбор одной или двух–трех составляющих космической радиации, оказывающих наибольшее повреждающее воздействие на испытываемый объект, либо используемых в качестве стандартных излучений при проведении испытаний. Примеры выбора протонов и электронов определенных энергий для лабораторных исследований материалов КА были рассмотрены выше в разд. 5.4.

Лабораторные испытания материалов на радиационную стойкость проводятся, как правило, ускоренно при сокращении их длительности в 100–1000 раз по отношению к периоду эксплуатации материалов и аппаратуры в космосе. Часто практикуется также применение моноэнергетических источников излучений и за-

5. Радиационные воздействия на материалы КА

мена излучений одних видов другими. Такой подход, помимо выигрыша во времени, дает значительный экономический эффект. Однако он требует знания специфики физических механизмов воздействия различных составляющих космической радиации на испытываемые объекты, поскольку недостаточная научная обоснованность ускоренных испытаний и указанных выше замен может привести к получению ошибочных результатов.

В связи с достигнутым к настоящему времени значительным увеличением вычислительных ресурсов персональных компьютеров и расширением возможностей удаленного доступа к суперкомпьютерам, эксплуатируемым в крупных научных центрах, все большее применение находят вычислительные методы моделирования радиационных воздействий на материалы и элементы оборудования КА. Имеющиеся в МГУ суперкомпьютеры Blue Gene/P и СКИФ МГУ «Чебышев» с производительностью 28 и 60 Тфлопс соответственно и введенный в эксплуатацию в 2009 г. суперкомпьютер «Ломоносов» с производительностью до 420 Тфлопс позволяют успешно решать сложные вычислительные задачи космического радиационного материаловедения. При проведении подобных вычислений можно весьма детально задать исходные характеристики космической радиации, не представляет серьезных трудностей включение в анализ нескольких воздействующих излучений и т. д. Однако и в этом случае необходимо привлечение исходных данных о физических механизмах взаимодействия излучений с рассматриваемыми объектами и характеристиках космической радиации, описываемых с помощью тех или иных моделей.

Основные методы, модели и программные средства, используемые при математическом моделировании радиационных воздействий на материалы и оборудование КА, а также некоторые результаты моделирования, были достаточно подробно рассмотрены в разделах 3–5. Поэтому в дальнейшем изложении наибольшее внимание будет уделено описанию методов и технических средств, применяемых в лабораторных и космических экспериментах.

При проведении лабораторных исследований воздействия космической радиации на материалы и элементы оборудования КА применяют ряд специальных приемов и критериев соответствия условий наземных испытаний натурным условиям. Прежде всего производится обоснованный выбор вида используемого ионизирующего излучения и его интенсивности, от которой зависит степень ускоренности испытаний. При задании режима облучения исследуемого объекта принимают во внимание радиационные эффекты, зависящие от интегральной поглощенной дозы и от мощности дозы, а также доминирующие радиационно-физические и радиационно-химические процессы, вызывающие ухудшение основных эксплуатационных параметров объекта. В сложных системах стремятся выявить наиболее слабое звено, которое определяет в основном их радиационную стойкость. Далее проводится детальное исследование механизмов радиационного повреждения этого звена.

Во многих случаях радиационные процессы, зависящие от полной поглощенной дозы и мощности дозы, взаимосвязаны. Так, в полупроводниках время жизни неравновесных носителей зависит от концентрации центров рекомбинации, в качестве которых могут выступать радиационные дефекты, накапливающиеся в процессе облучения. Это обстоятельство следует учитывать при планировании и проведении лабораторных экспериментов.

При обосновании возможности замены в лабораторных экспериментах излучений одних видов другими необходимо знать, какой из радиационных процессов (возбуждение атомов вещества, образование радиационных дефектов в кристаллической структуре, ядерные превращения) оказывает доминирующее влияние на свойства исследуемого объекта. Например, при воспроизведении радиационных эффектов, связанных с ионизацией атомов вещества, вид ионизирующего излучения часто оказывается несущественным. Это позволяет во многих случаях заменять реальное космическое излучение потоками электронов или γ -квантов с фиксированной энергией, соблюдая равенство поглощенных доз.

5. Радиационные воздействия на материалы КА

Однако в тех случаях, когда наиболее критичными являются радиационные дефекты кристаллической структуры, подобная замена может оказаться некорректной, поскольку под действием энергичных электронов образуются преимущественно простые радиационные дефекты, а при облучении ионами создается значительное число крупных разупорядоченных областей, содержащих десятки и сотни простых радиационных дефектов. Влияние простых и сложных радиационных дефектов на свойства материалов может быть совершенно различным, вследствие чего весьма затруднительно указать общие эквиваленты для перехода от облучения электронами к облучению ионами или нейтронами.

5.5.2. Лабораторное оборудование для проведения радиационных испытаний

Лабораторные установки, применяемые при изучении радиационной стойкости материалов и элементов оборудования КА, в частности элементов электронного оборудования, принято разделять на два класса:

- ♦ *моделирующие установки*, в которых создаются ионизирующие излучения той же физической природы, что и в космическом пространстве, т.е. потоки электронов, протонов и более тяжелых ионов;
- ♦ *имитирующие установки*, с помощью которых в исследуемых объектах воспроизводятся доминирующие радиационные эффекты, характерные для условий эксплуатации объектов в космическом пространстве, при использовании в качестве воздействующих факторов мощного рентгеновского излучения, гамма-излучения, импульсного лазерного излучения, потока нейтронов и т.п.

При выборе вида и характеристик излучений, используемых в установках обоих классов, руководствуются общими требованиями и критериями, рассмотренными в предыдущем разделе. Источниками излучений в моделирующих установках чаще всего служат ускорители разных типов, описываемые ниже.

Ускорители заряженных частиц

Основными отличительными признаками, по которым производится классификация ускорителей заряженных частиц, являются форма траектории движения частиц и вид электрического поля, сообщающего ускоряемым частицам энергию. Траектория может быть прямолинейной (ее частицы проходят один раз), либо многократно повторяемой круговой или спиральной. Соответственно ускорители делятся по этому признаку на *линейные* и *циклические*. Для ускорения частиц используются получаемые различными способами постоянные и переменные электрические поля. Ускорение в постоянном электрическом поле возможно только при прямолинейном движении частиц, переменные электрические поля применяются в циклических ускорителях и в ускорителях с прямолинейным движением частиц. Формирование криволинейных траекторий в циклических ускорителях осуществляется с помощью магнитных полей.

Наиболее прост принцип действия высоковольтных ускорителей с постоянным электрическим полем, называемых иногда ускорителями прямого действия. В таких ускорителях частицы приобретают энергию, проходя по прямолинейным траекториям промежутков между двумя электродами, к которым приложена разность потенциалов U . Частица с зарядом q и массой m приобретает после прохождения такого промежутка энергию $E = qU$ и скорость $v = (2qU/m)^{1/2}$. Величина ускоряющего напряжения U в подобных ускорителях может достигать 5–20 МВ. Поэтому в реальных конструкциях для обеспечения их электрической прочности, т.е. для исключения электрических пробоев, высоковольтные промежутки выполняются в виде периодических структур из чередующихся металлических электродов и разделяющих их изоляторов (рис. 5.71), которые образуют ускорительную трубку. Конфигурация электродов выбирается таким образом, что они оказывают фокусирующее воздействие на проходящий внутри трубки пучок частиц. На конец ускорительной трубки, находящийся под потенциалом U , устанавливается источник ускоряемых заряженных частиц,

5. Радиационные воздействия на материалы КА

а на противоположный заземленный конец – экспериментальная камера с исследуемыми образцами и датчиками контрольно-измерительной аппаратуры. Промежуточные электроды ускорительной трубки присоединены к звеньям делителя напряжения, обеспечивающего равномерное распределение ускоряющего напряжения по длине трубки и снижение разности потенциалов на отдельных ее секциях. Ускорительные трубки могут располагаться как вертикально, так и горизонтально.

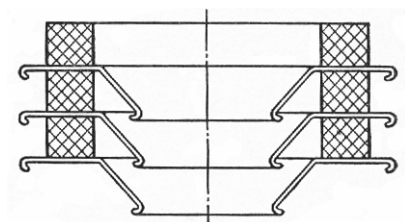


Рис. 5.71. Схема фрагмента ускорительной трубки

Постоянное высокое напряжение, используемое в описываемых ускорителях, получают двумя основными способами. Один из них реализуется с помощью каскадной диодной схемы умножения напряжения, вследствие чего ускорители, построенные с ее применением, называют каскадными ускорителями, или каскадными генераторами. Другой весьма оригинальный способ, предложенный еще в 1931 г. американским физиком Ван де Граафом, заключается в создании на высоковольтном ускоряющем электроде, называемом кондуктором, большого электрического заряда и соответственно высокого потенциала путем транспортировки заряда непрерывно движущейся диэлектрической лентой или металлической цепью с диэлектрическими вставками. Ускорители, построенные по такой схеме, называют электростатическими ускорителями (генераторами) Ван де Граафа.

Для дополнительного повышения электрической прочности высоковольтных ускорителей их ускорительные трубки накрываются герметичным кожухом, внутрь которого накачивается до давления в 10–15 атмосфер газовая смесь $N_2 + CO_2$ или обладающий более

высокими электроизолирующими свойствами гексафторид серы SF_6 , называемый также элегазом.

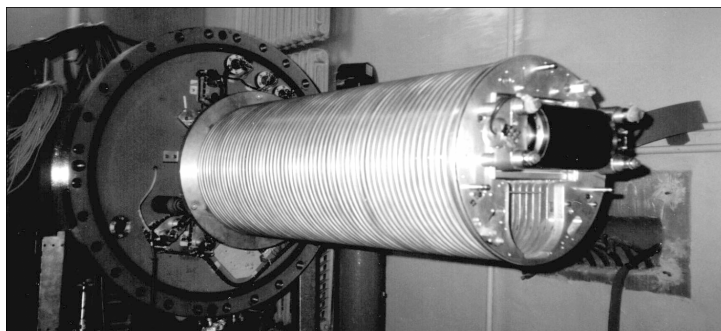


Рис. 5.72. Ускорительная трубка электростатического ускорителя AN-2500

На рис. 5.72 показан общий вид ускорительной трубки электростатического ускорителя AN-2500 производства фирмы HVE (Голландия) на энергию до 2,5 МэВ, введенного в эксплуатацию в НИИЯФ МГУ несколько лет назад. Ускоритель показан без защитного кожуха, что позволяет хорошо видеть конструкцию трубки.

Альтернативой применению высокого постоянного ускоряющего напряжения является использование для ускорения заряженных частиц относительно низкого (30–40 кВ) переменного напряжения высокой частоты, которое прикладывается к системе полых цилиндрических электродов (трубок дрейфа), электрически объединяемых в две группы, как показано на рис. 5.73. Частица приобретает дополнительную энергию за счет действия на нее ускоряющего электрического поля в зазорах между электродами. Внутри трубок поле отсутствует, и движение частиц происходит по инерции. Частота переменного напряжения и геометрические параметры системы электродов выбираются таким образом, чтобы в каждом зазоре частица попадала в ускоряющую фазу электрического поля. Для обеспечения этого условия длина трубок дрейфа увеличивается по мере удаления от входного конца системы электродов в соответствии с ростом скорости частицы.

5. Радиационные воздействия на материалы КА

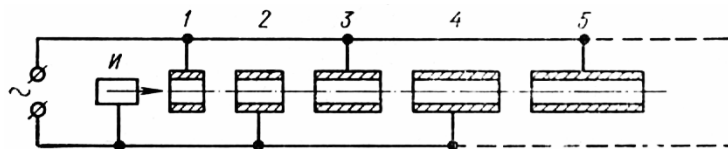


Рис. 5.73. Схема линейного ускорителя с трубками дрейфа: И – ионный источник; 1–5 – трубки дрейфа

В современных линейных ускорителях ионов описанные структуры, состоящие из трубок дрейфа, помещают в цилиндрические резонаторы, в которых создается стоячая электромагнитная волна с продольной составляющей электрического поля. Такая система более эффективна и позволяет существенно снизить электрическую мощность, требуемую для работы ускорителя.

Высокочастотные линейные ускорители электронов строятся на основе диафрагмированных волноводов с бегущей волной. В этих системах обеспечиваются условия непрерывного взаимодействия ускоряемых электронов с продольным электрическим полем бегущей волны, сообщаящим электронам дополнительную энергию.

Следующим весьма обширным классом ускорителей являются циклические ускорители разных видов. Исторически первым представителем ускорителей этого класса является *циклотрон*, изобретение которого, как и электростатического генератора, относится к началу 1930-х гг. В циклотроне заряженные частицы приобретают высокую конечную энергию в результате многократного прохождения ускоряющего зазора, к которому приложено сравнительно небольшое электрическое напряжение. Для реализации этого принципа ускорения в рабочей камере циклотрона помимо электрического поля создается магнитное поле, направленное перпендикулярно к плоскости, в которой лежат траектории частиц. Сила Лоренца, действующая на движущиеся в поперечном магнитном поле заряженные частицы, искривляет их траектории, но не сообщает частицам дополнительной энергии. Ускорение частиц происходит только за счет энергии электрического поля.

Схема циклотрона показана на рис. 5.74. В рабочей камере размещены полые металлические электроды – дуанты, к которым через специальные штоки подводится высокочастотное напряжение. В центре камеры находится источник ионов. Частицы, покидающие источник, движутся в рабочей камере по спиральной траектории, ускоряясь при прохождении зазора между дуантами. Таким образом, необходимым условием для ускорения частиц в циклотроне является совпадение частоты обращения частиц в магнитном поле с частотой переменного электрического напряжения на дуантах, т.е. условие резонанса, аналогичное условию резонанса в рассмотренных выше высокочастотных линейных ускорителях. Ускорители, работа которых требует соблюдения этого условия, называют *резонансными*.

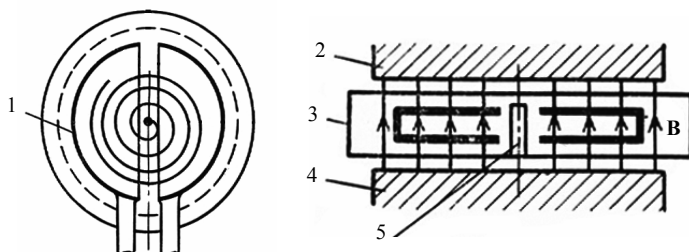


Рис. 5.74. Схема циклотрона: 1 – дуанты; 2, 4 – полюсы электромагнита; 3 – вакуумная камера; 5 – источник ионов

По достижении некоторого максимального радиуса траектории и, соответственно, максимальной энергии для данного циклотрона частицы выводятся из рабочей камеры в ионопровод с помощью специального устройства – дефлектора.

В описанном циклотроне частота напряжения, приложенного к дуантам, и индукция поперечного магнитного поля остаются неизменными. Путем изменения этих параметров во времени и пространстве удастся повысить эффективность процесса ускорения и обеспечить достижение более высоких энергий частиц.

В *изохронных циклотронах* используется возрастающее по определенному закону от центра к периферии магнитное поле, что позволяет поддерживать частоту обращения ионов постоянной вне

зависимости от роста их энергии и соответствующего увеличения радиуса орбит. Это дает возможность ускорять ионы на протяжении большого числа циклов и, следовательно, увеличивать их конечную энергию.

В *фазотронах (синхроциклотронах)*, применяемых для ускорения тяжелых ионов, достижение того же конечного результата обеспечивается за счет другого приема – снижения частоты приложенного к дуантам напряжения по мере увеличения периода обращения ионов с ростом их энергии.

Синхротроны, используемые для ускорения как электронов, так и ионов, работают при неизменной частоте электрического поля, но с возрастающим во времени магнитным полем.

В *синхрофазотронах*, которые используются для ускорения ионов, производится изменение во времени как индукции магнитного поля, так и частоты переменного электрического поля.

Следует упомянуть еще два достаточно распространенных циклических ускорителя электронов: *микротрон* и *бетатрон*. Микротроны, как и обычные циклотроны, работают при неизменной частоте переменного электрического поля и постоянном однородном магнитном поле. Однако если на обычном циклотроне ускорение электронов невозможно из-за быстрого нарушения условий синхронизации частоты обращения частиц с частотой изменения электрического поля, то в микротронах это препятствие преодолено благодаря так называемому режиму кратного ускорения. В таком режиме период обращения электронов после получения ими очередной порции энергии при пересечении ускоряющего зазора (резонатора) увеличивается на целое число периодов высокочастотного напряжения на зазоре, вследствие чего электроны всегда проходят зазор при ускоряющей фазе напряжения.

Принцип действия бетатрона основан на индукции ускоряющего электрического поля переменным магнитным полем, которое создается электромагнитом, питаемым от источника синусоидального напряжения. Очевидно, что в таком случае индуцируемое электрическое поле будет ускоряющим по отношению к электронам только на протяжении четверти периода напряжения, питающего электро-

магнит. Тем не менее за это время электрон успевает совершить несколько миллионов оборотов по орбите с постоянным радиусом, приобретая на каждом обороте энергию порядка 10 эВ. В результате достигаемая на бетатронах энергия электронов составляет 10–100 МэВ.

Все описанные ускорители используются в фундаментальных и прикладных исследованиях, включая исследования радиационных воздействий на материалы и оборудование КА.

В табл. 5.7 приведены параметры трех электронных ускорителей, разработанных и эксплуатируемых в НИИЯФ МГУ.

Таблица 5.7. Ускорители электронов НИИЯФ МГУ

Тип ускорителя	Энергия, МэВ	Ток пучка, мА
Линейный непрерывного действия	1,2	1–50
Линейный импульсный	4–12	240
Разрезной микротрон	15–70	5–40

На рис. 5.75 показана нижняя часть линейного ускорителя электронов на энергию 1,2 МэВ с присоединенной экспериментальной камерой. Пучок электронов с указанной энергией проходит через магниты поперечной и продольной развертки и выводится в атмосферу через титановую фольгу толщиной 100 мкм. Размер выходного окна ускорителя составляет $5 \times 50 \text{ см}^2$. Облучение образцов производится в вакуумной камере, на входе в которую установлена такая же фольга, отделяющая камеру от атмосферы. Энергия электронов на поверхности образцов с учетом потерь в двух фольгах составляет $1,0 \pm 0,03 \text{ МэВ}$.

Энергия электронов на выходе линейного импульсного ускорителя может изменяться в пределах $\sim 4\text{--}12 \text{ МэВ}$. При этом путем изменения режимов работы электронной пушки и клистрона, снабжающего высокочастотной энергией ускоряющую систему, можно обеспечить на выходе ускорителя последовательное получение потоков электронов с энергетическими спектрами, показанными на

5. Радиационные воздействия на материалы КА

рис. 5.76. Здесь по оси ординат отложена относительная величина тока на выходе ускорителя. Такая последовательность спектров приближает условия облучения исследуемых образцов к условиям в радиационных поясах Земли.

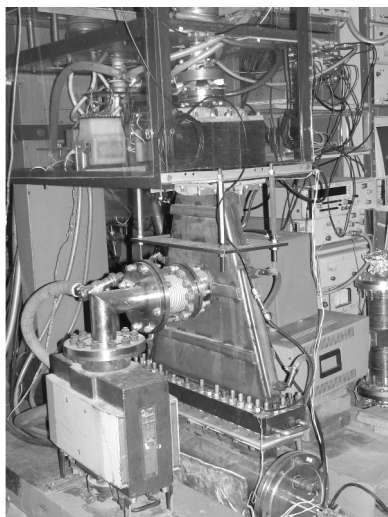


Рис. 5.75. Нижняя часть линейного ускорителя электронов с присоединенной экспериментальной камерой

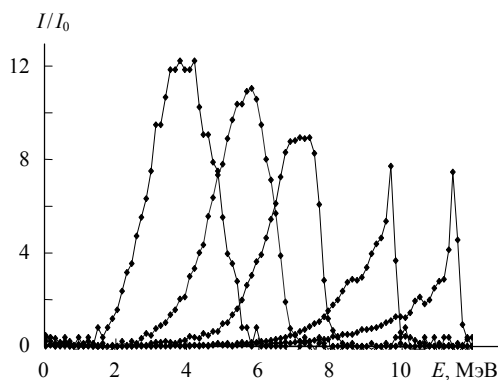


Рис. 5.76. Энергетические спектры электронов при различных режимах работы ускорителя

Отличительной особенностью разрезного микротрона является то, что постоянный магнит, используемый для формирования замкнутых траекторий частиц в обычном микротроне, заменен двумя разнесенными поворотными магнитами, между которыми помещается ускоряющая структура, подобная используемой в линейных ускорителях. Это дает возможность значительно повысить энергию, приобретаемую электронами после прохождения одной орбиты.

Таблица 5.8. Ускорители ионов

Тип ускорителя, организация	Ускоряемые частицы	Энергия частиц	Ток пучка, мкА
Циклотрон, НИИЯФ	p, d, ^3He , α -частицы	7,5 МэВ/нуклон	20
Электростатический генератор ЭГ-8, НИИЯФ	p, d, α -частицы	1–2,5 МэВ/заряд	20
Электростатический генератор АН-2500, НИИЯФ	p, α -частицы	2,5 МэВ/заряд	100
Каскадный генератор КГ-500, НИИЯФ	p, d, α - частицы	100–500 кэВ/заряд	100
Электростатический генератор ЕГ-2,5, ФЭИ (г. Обнинск)	p, d, N, O, Ne, Ar	2,7 МэВ/заряд	70
Линейный ускоритель И-100, ИФВЭ (г. Протвино)	p	30–100 МэВ	1–100
Фазотрон, ОИЯИ (г. Дубна)	p	665 МэВ	1,5–2,5
Изохронные циклотроны У 400, У 400М, ОИЯИ (г. Дубна)	тяжелые ионы	3–30 МэВ/нуклон	1–5

Параметры ряда ионных ускорителей, эксплуатируемых в НИИЯФ МГУ и других научных центрах, приведены в табл. 5.8. Ионные ускорители НИИЯФ МГУ, как и описанные выше ускорители электронов, активно используются для моделирования радиационных воздействий на материалы и элементы оборудования КА. Многие приведенные в разд. 5.4 результаты, характеризующие такие воздействия, были получены на этих ускорителях.

5. Радиационные воздействия на материалы КА

Электростатический генератор EG-2,5 Физико-энергетического института имени А.И. Лейпунского (ФЭИ) позволяет ускорять помимо протонов и дейтронов также ионы азота, кислорода, неона и аргона, что расширяет возможности моделирования радиационных эффектов.

На линейном ускорителе И-100 Института физики высоких энергий (ИФВЭ), обеспечивающем получение достаточно интенсивных пучков протонов с энергией до 100 МэВ, специалистами НИИЯФ МГУ были выполнены уникальные эксперименты по изучению процессов объемной электризации диэлектриков под действием протонов. На этом ускорителе возможно также моделирование эффектов, обусловленных ядерными взаимодействиями в материалах и элементах оборудования КА, в частности, процессов возникновения одиночных сбоев в интегральных схемах за счет ионизации вещества микросхемы продуктами ядерных взаимодействий. Фазотрон Объединенного института ядерных исследований (ОИЯИ), имеющий более высокую энергию ускоренных протонов, хотя и при меньшем токе пучка, позволяет моделировать подобные процессы применительно к случаям воздействия на КА протонов СКЛ во время солнечных вспышек.

Моделирование возникновения одиночных сбоев в микросхемах под действием тяжелых ядер ГКЛ возможно на изохронных циклотронах У 400 и У 400М, созданных и эксплуатируемых в ОИЯИ. Эти установки, на которых проводятся уникальные работы по синтезу новых ядер, позволяют ускорять ионы с отношением заряда к массе $\sim 0,05\text{--}0,5$ при обеспечиваемых в ионных источниках зарядовых состояниях до 20–25, т.е. получать пучки тяжелых ионов достаточно высокой энергии.

Ускоритель тяжелых ионов на еще более высокие энергии (до 2–4 ГэВ/нуклон) создан в Институте теоретической и экспериментальной физики (ИТЭФ). В этом ускорителе ионы, получаемые в лазерном источнике, предварительно приобретают энергию $\sim 1\text{--}4$ МэВ/нуклон, а затем направляются в ускоряющее кольцо синхротрона, где их энергия доводится до указанных максимальных значений.

Многие из рассмотренных ускорителей электронов и ионов обеспечивают плотность потока частиц на облучаемом образце $\sim 10^{10} - 10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, при которой проводятся обычно ускоренные испытания материалов на стойкость к радиационным эффектам, связанным с полной поглощенной дозой. Исследования одиночных сбоев в элементах микроэлектроники на ускорителях тяжелых ионов могут проводиться при меньших плотностях потока.

Получение потоков заряженных частиц с широкими энергетическими спектрами

При планировании и проведении радиационных испытаний материалов и элементов оборудования КА с помощью моноэнергетических пучков заряженных частиц, создаваемых ускорителями, необходим корректный учет отличий эффектов, возникающих в исследуемых объектах под действием таких пучков и под действием существующих в космосе потоков частиц с протяженными энергетическими спектрами. В этих двух случаях значительно отличаются распределения числа остановившихся частиц и величины поглощенной дозы по толщине облучаемого материала. Соответственно меняется реакция материала на радиационное воздействие, как это было показано в разд. 5.4 на примере электроразрядных явлений, связанных с объемной электризацией диэлектриков.

Получить в лабораторных условиях распределение поглощенной дозы по толщине облучаемого материала, близкое к распределению в натуральных условиях, можно путем последовательного воздействия на исследуемый образец моноэнергетическими пучками частиц с двумя–тремя отличающимися энергиями. Такое облучение достаточно просто осуществить, например, на каскадном генераторе, конструкция которого позволяет легко регулировать постоянное ускоряющее напряжение. На рис. 5.77 приведены результаты расчета распределения поглощенной дозы по толщине z терморегулирующего покрытия для условий эксплуатации на ГСО в течение семи лет (1) и при облучении протонами с двумя фиксированными энергиями (2): 40 кэВ, $\Phi = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ и 150 кэВ, $\Phi = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$.

5. Радиационные воздействия на материалы КА

Выше была продемонстрирована также возможность последовательного получения на линейном ускорителе пучков электронов с достаточно широкими спектрами, укладывающимися в определенный энергетический интервал (см. рис. 5.76).

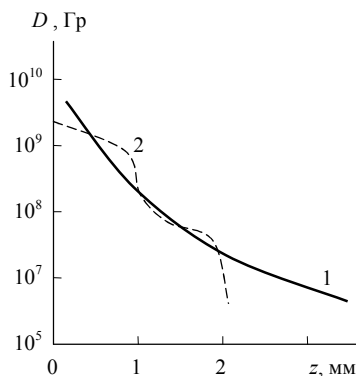


Рис. 5.77. Распределение поглощенной дозы по толщине образца в натуральных (1) и лабораторных (2) условиях

Следующим шагом к повышению достоверности результатов лабораторных радиационных испытаний является оснащение ускорителей устройствами, позволяющими преобразовывать моноэнергетические пучки частиц в потоки частиц с непрерывными энергетическими спектрами.

Потоки протонов с непрерывным спектром в диапазоне энергий ~0,5–10 МэВ могут быть получены с помощью тормозящей пластины переменного сечения, устанавливаемой на пути первичного моноэнергетического пучка частиц (рис. 5.78а). Профиль пластины, характеризуемый шириной элементов структуры и их высотой, рассчитывается с учетом требуемого энергетического спектра частиц. На рис. 5.78б приведен энергетический спектр протонов, получаемый после прохождения пучка протонов с исходной энергией 6,5 МэВ через профилированную пластину, в сопоставлении со спектром протонов РПЗ. Этот метод находит применение при радиационных испытаниях различных материалов и элементов оборудования, располагаемых на внешней поверхности КА.

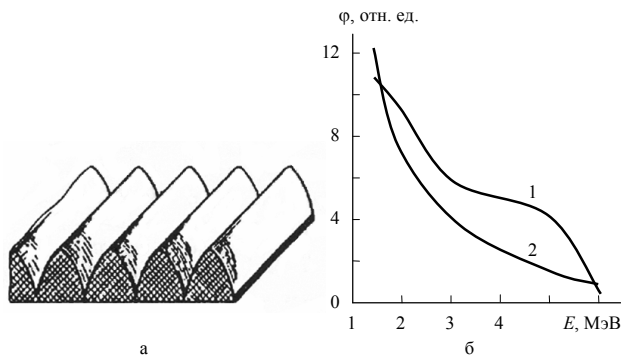


Рис. 5.78. а – тормозящая пластина; б – энергетический спектр протонов после прохождения через нее (1) и спектр протонов РПЗ (2)

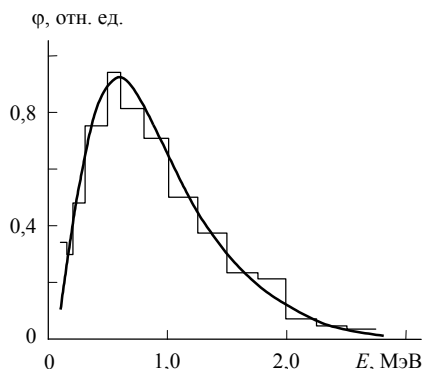


Рис. 5.79. Спектры электронов: сплошная кривая – натуральный спектр в РПЗ; гистограмма – смоделированный спектр

Другая группа методов основана на управлении пучком ускорителя в процессе облучения исследуемого объекта. Эффективный способ получения потока электронов с распределенным энергетическим спектром на бетатроне разработан в Томском политехническом университете. В этом способе для формирования спектра используется специальная компьютерная программа, которая управляет процессом вывода из бетатрона электронных пучков. Выбирая энергию и количество электронов в каждом пучке, можно сформировать необходимый спектр. На рис. 5.79 показан получен-

5. Радиационные воздействия на материалы КА

ный таким способом спектр электронов, воздействующих на объект за защитной оболочкой КА, в сопоставлении с аналогичным спектром, создаваемым электронами РПЗ.

Источники излучений имитирующих установок

В имитирующих установках, как уже указывалось, воздействие на исследуемый объект корпускулярных потоков, характерных для космического пространства, заменяется воздействием излучений иной природы при условии достаточно точного воспроизведения доминирующих радиационных эффектов, вызываемых воздействием космического излучения. Для такой замены чаще всего используются радиоактивные изотопы, испускающие γ -кванты, α -частицы или продукты спонтанного деления ядер трансурановых элементов, и мощные источники рентгеновского и лазерного излучения.

Потоки γ -квантов в имитаторах создаются обычно с помощью долгоживущих изотопов ^{60}Co (энергия квантов 1,17 и 1,33 МэВ) и ^{137}Cs (энергия квантов 0,66 МэВ). Существуют имитаторы, построенные на основе изотопов ^{238}Pu и ^{239}Pu , которые испускают α -частицы с энергиями 5,58 и 5,23 МэВ соответственно.

Для исследования одиночных сбоев в интегральных схемах применяется изотоп ^{252}Cf , испускающий при спонтанном делении две группы осколков: со средней массой 106,2 а.е.м. и средней энергией 102,5 МэВ (легкая группа) и средней массой 142,2 а.е.м. и энергией 78,7 МэВ (тяжелая группа). Значение ЛПЭ для таких осколков в Si равно приблизительно $43 \text{ МэВ} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{мг}^{-1}$, что превышает, как было показано в разд. 5.4.6, пороговое значение для возникновения сбоев. Однако средний пробег осколков в веществе микросхемы составляет лишь 14 мкм, вследствие чего при изучении одиночных сбоев с использованием такого источника требуется снять с микросхемы защитную оболочку. Это создает дополнительные технические трудности. Но с другой стороны, малая длина свободного пробега осколков позволяет достаточно просто осуществить плавное изменение энергии, с которой они достигают поверхности исследуемой микросхемы, путем измене-

ния давления в экспериментальной камере, внутри которой устанавливаются радиоактивный препарат и исследуемый объект.

Исследования одиночных сбоев проводятся также с помощью пикосекундных импульсных лазеров, генерирующих фотоны с энергией, достаточной для создания электронно-дырочных пар в полупроводниковом материале. В подобных имитаторах применяется неодимовый лазер с длиной волны $\lambda = 1,06$ мкм, которой соответствует энергия фотонов $E_{\phi} = 1,16$ эВ. За счет удвоения частоты достигаются значения $\lambda = 0,53$ мкм и $E_{\phi} = 2,32$ эВ. При указанных длинах волн глубина проникновения излучения в материал микросхемы составляет 300 и 1,3 мкм соответственно. В созданных имитаторах энергия лазерного излучения в импульсе составляет от 0,1 до 30 мДж при длительности импульса ~ 10 –20 пс. Диаметр сфокусированного лазерного луча на мишени равен 4–5 мкм.

В рентгеновских имитаторах создаются потоки квантов с максимальной энергией 50–100 кэВ, обеспечивающие достижение мощности поглощенной дозы в материале мишени ~ 3 –10 Гр·с⁻¹.

6. ВОЗДЕЙСТВИЕ ТВЕРДЫХ ЧАСТИЦ ЕСТЕСТВЕННОГО И ИСКУССТВЕННОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ НА КОСМИЧЕСКИЕ АППАРАТЫ

6.1. Модели и стандарты потоков твердых частиц в космическом пространстве

Высокоскоростные удары твердых частиц с поперечными размерами более 0,5–1 см могут создавать сквозные пробоины в стенках КА и приводить к катастрофическим разрушениям. Удары о поверхность КА мелких частиц вызывают образование на поверхности кратеров и царапин, а при большом количестве ударов – заметную эрозию поверхности. В наибольшей степени страдают от ударов мелких частиц различные оптические элементы: иллюминаторы, линзы, защитные стекла, зеркала и т. д. Выбросы плазмы и световые вспышки, являющиеся следствием сильного разогрева вещества в зоне высокоскоростного удара, могут оказывать негативное воздействие на датчики научной аппаратуры и некоторые узлы электротехнического и радиотехнического оборудования КА.

При оценке воздействия частиц метеорной материи и космического мусора на материалы и элементы оборудования КА, как и при оценке воздействия других составляющих космической среды, используются модели, которые представляют собой совокупность

некоторых физических положений и математических средств, позволяющих описывать наиболее важные характеристики потоков твердых частиц и закономерности пространственно-временных вариаций этих характеристик. В данном случае модели должны описывать прежде всего распределение частиц по массам (размерам), зависимость плотности потока частиц от высоты, изменения плотности потока на коротких и длительных временных интервалах.

Достаточно отработанные и апробированные модели обычно оформляют в виде официальных документов, которые, тем не менее, носят справочно-рекомендательный характер. В отличие от моделей, Государственные стандарты (ГОСТ) являются обязательными к применению при проведении расчетов, связанных с конструированием КА и анализом условий их эксплуатации.

В нашей стране принят ГОСТ, описывающий зависимость плотности потока метеорных тел от их масс. В стандарте заданы два диапазона масс метеорных тел и удалений их от поверхности Земли:

- ♦ массы тел $10^{-6} < m \leq 10^2$ г на удалении от поверхности Земли до 10^6 км;
- ♦ массы тел $10^{-9} \leq m \leq 10^{-6}$ г на удалении от 200 до 1000 км.

Для первого диапазона масс плотность потока метеорных тел F [$\text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} (4\pi \text{ср})^{-1}$] вычисляют по формуле:

$$\lg F = -13,4 - 1,2 \lg m.$$

Для второго диапазона масс формула имеет вид:

$$\lg F = -11,8 - 0,8 \lg m.$$

При решении задач, связанных с прогнозированием изменения количества техногенных объектов в ОКП, успешно используется разработанная в нашей стране модель, которая в международной практике известна как SDPA (*Space Debris Prediction and Analysis*).

За рубежом также создано несколько моделей, предназначенных для решения аналогичных задач. Под эгидой Европейского космического агентства разработана модель MASTER (*Meteoroid And Space debris Terrestrial Environment Reference model*), включающая

6. Воздействие твердых частиц на КА

описание как метеорных тел, так и космического мусора. В США разработаны модели ORDEM (*Orbital Debris Engineering Model*) и EVOLVE. Первая, как следует из ее названия, предназначена для проведения инженерных расчетов и реализуется на персональных компьютерах средней производительности. Вторая модель используется преимущественно для составления долгосрочных прогнозов изменения (эволюции) степени засоренности ОКП космическим мусором и требует для ее реализации более высоких вычислительных мощностей.

Модели и стандарты основываются на экспериментальных данных о потоках метеорных тел и искусственных объектов в ОКП и обновляются по мере поступления дополнительных данных. Например, в модели MASTER учитываются все составляющие космического мусора, показанные на рис. 1.7.

На рис. 6.1 приведены результаты прогноза на ближайшие 50 лет, выполненного с помощью отечественной модели SDPA. На этом рисунке показано относительное изменение общего числа техногенных космических объектов размером более 1 см в области низких околоземных орбит.

При моделировании рассматривались 5 различных сценариев космической деятельности:

- 1) интенсивность засорения ОКП будет оставаться на уровне предшествовавших 10 лет;
- 2) сценарий 1 плюс исключение образования при запусках спутствующих фрагментов;
- 3) сценарий 1 плюс исключение взрывов космических объектов;
- 4) уменьшение в два раза числа запусков КА и связанных с запусками спутствующих фрагментов;
- 5) одновременное применение мер, предусмотренных в сценариях 2–4.

Из рассмотрения рис. 6.1 видно, что при использовании сценариев 1–4 прогнозируется рост числа техногенных объектов в ОКП. Наблюдаемые периодические изменения числа объектов связаны с 11-летним циклом солнечной активности, который вызывает модуляцию средней плотности верхней атмосферы Земли и соответственно усиливает торможение космических объектов в периоды

максимума солнечной активности, когда плотность верхней атмосферы возрастает. Отметим, что этот фактор оказывает заметное влияние на движение КА на высотах ниже 600 км. На орбитах с высотой более 800 км спутники могут существовать в течение нескольких десятков лет, а на орбитах, лежащих выше 1000 км, – в течение сотен лет.

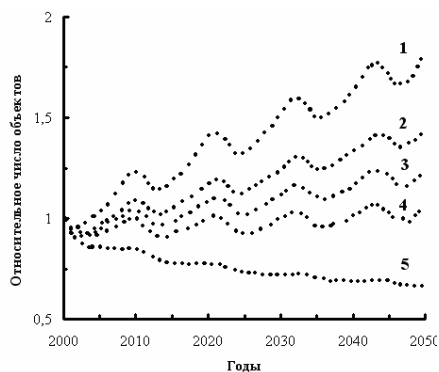


Рис. 6.1. Прогноз на 50 лет изменения числа техногенных объектов размером более 1 см в области низких околоземных орбит для разных сценариев космической деятельности

Наиболее неблагоприятным является сценарий 1, в соответствии с которым к 2050 г. число техногенных объектов увеличится приблизительно в 1,8 раза. Различные способы ограничения образования новых техногенных объектов в ОКП, предусматриваемые в сценариях 2–4, не приводят к снижению общего количества техногенных объектов, хотя на основании представленных данных можно сделать важные заключения относительно эффективности различных ограничительных мер. Видно, что наиболее эффективным является исключение взрывов КА (сценарий 3).

Уменьшение общего количества техногенных объектов в области низких околоземных орбит может быть достигнуто лишь при одновременном применении указанных выше ограничительных мер (сценарий 5). При этом сценарии ожидаемое к 2050 г. снижение уровня загрязнения ОКП составит 25–30%.

6. Воздействие твердых частиц на КА

С помощью моделей решаются различные научные и прикладные задачи, в числе которых следует выделить расчет вероятности столкновения космических объектов и прогнозирование изменения количества техногенных объектов в разных областях ОКП. Для решения этих задач в моделях задаются характеристики механизмов генерации и удаления техногенных объектов, а также закономерности изменения указанных механизмов. При решении прогнозистических задач часто требуется привлечение вспомогательных моделей, например, модели фрагментации космических тел при соударении, модели разлета осколков после их образования, модели торможения объектов в верхней атмосфере Земли и др.

Приведенные выше данные о соотношении плотностей потока космических объектов естественного и искусственного происхождения свидетельствуют о том, что в области низких околоземных орбит опасность столкновений КА с крупными осколками и с субмиллиметровыми частицами искусственного происхождения уже сейчас выше, нежели опасность столкновений с естественными телами и частицами тех же размеров. В будущем следует ожидать увеличения этой опасности. Поэтому в дальнейшем изложении основное внимание уделим оценке опасности столкновения КА именно с техногенными объектами.

По-видимому, первым надежно подтвержденным событием такого рода следует считать образование кратера диаметром 5 мм на лобовом стекле американского космического корабля *Challenger* (впоследствии трагически погибшего в результате взрыва при запуске) во время его второго полета в июне 1983 г. На основании выполненного после завершения полета элементного анализа остатков вещества в кратере было установлено, что образовавшая кратер частица являлась крупинкой краски, отделившейся от какого-то другого КА. Размер частицы был оценен в 0,2 мм.

Столкновения крупногабаритных космических объектов пока маловероятны, но такие события уже известны. В июле 1996 г. фрагмент последней ступени ракеты *Ariane* повредил французский ИСЗ *Cerise*, высота орбиты которого составляла около 670 км, в январе 2005 г. на высоте 880 км произошло столкновение фрагментов двух

ракет, запущенных в разные годы США и Китаем, а в феврале 2009 г. на высоте 805 км впервые столкнулись два ИСЗ: работавший в системе мобильной связи американский спутник *Iridium 33* массой 600 кг, запущенный в 1997 г., и российский спутник связи «Космос-2251» массой 900 кг, который к моменту столкновения не функционировал более 10 лет. Примечательно, что в последнем случае орбиты спутников пересеклись почти под прямым углом. В результате столкновения образовалось более 600 осколков размером около 1 см, разлетевшихся в интервале высот от 500 до 1300 км.

За время продолжавшегося более 15 лет полета станции «Мир» несколько раз происходили сближения с ней крупных искусственных тел на расстояние 1–3 км и даже 0,3 км. Подобные ситуации неоднократно возникали и на МКС. Для предотвращения столкновений приходится тщательно отслеживать орбиты опасных объектов и прогнозировать возможные изменения орбит, а в необходимых случаях – использовать маневры станции.

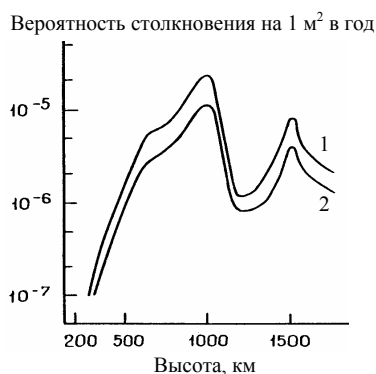


Рис. 6.2. Вероятность столкновения КА с крупным техногенным телом на круговых околоземных орбитах: 1 – полярная; 2 – экваториальная

Вероятность столкновения КА с техногенными телами определяется, в первую очередь, плотностью их потока на орбите КА. Поэтому зависимость вероятности столкновения от высоты орбиты (рис. 6.2) носит такой же характер, как высотное распределение плотности потока техногенных тел.

6. Воздействие твердых частиц на КА

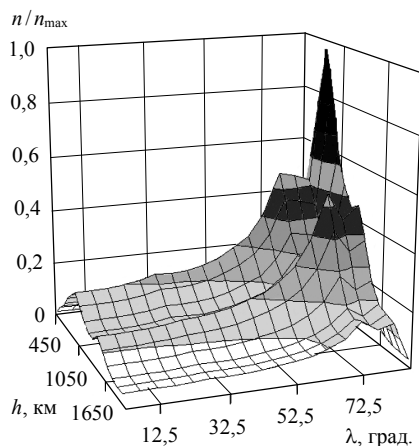


Рис. 6.3. Нормализованное распределение концентрации n частиц размером $0,1\text{--}0,25$ см по высоте h и широте λ

Из рис. 6.2 видно, что вероятность столкновения зависит и от наклона орбиты: для полярной орбиты значение вероятности выше, нежели для экваториальной, что также объясняется соответствующим изменением плотности потока техногенных объектов. Данные, представленные на рис. 6.2, относятся к достаточно крупным объектам, вносимым в каталоги. Аналогичная зависимость наблюдается и для более мелких объектов. На рис. 6.3 показано нормализованное высотнo-широтное распределение концентрации техногенных частиц размером $0,1\text{--}0,25$ см, определяющее вероятность столкновений с такими частицами. Видно, что в широтной зависимости наблюдается ярко выраженный максимум при значениях $\lambda = 75\text{--}85^\circ$.

На рис. 6.4 приведены для орбиты МКС значения плотности потока техногенных тел в широком диапазоне значений их размеров. Эти данные включают все составляющие космического мусора, указанные на рис. 1.7.

Для крупногабаритных КА, подобных МКС, вероятность столкновения с осколком диаметром более 1 см, способным пробить оболочку станции, составляет с учетом общей площади поверхности $\sim 10^{-2}\text{--}10^{-3}$ в течение одного года полета. Такая вероятность

столкновения считается высокой, поэтому в конструкциях орбитальных станций используются специальные многослойные защитные экраны.

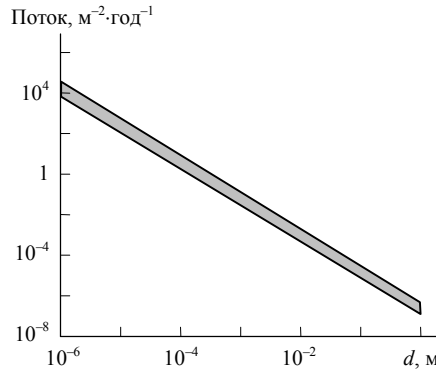


Рис. 6.4. Зависимость плотности потока техногенных тел от их диаметра на орбите МКС (высота 400 км, наклонение $51,6^\circ$)

Проблема столкновений стала к настоящему времени весьма острой и по отношению к геостационарным КА. На ГСО насчитывается свыше 900 отслеживаемых объектов с поперечными размерами более 75 см, из них около 300 – функционирующие КА. Вероятность столкновений искусственных объектов на ГСО достаточно высока из-за того, что основная часть объектов сосредоточена в очень узкой кольцевой области на высотах 35786 ± 20 км с отклонением по широте от экваториальной плоскости, в которой лежит орбита, на $\pm 0,1^\circ$, что иллюстрируется рис. 6.5. Хотя средняя скорость столкновений объектов на ГСО составляет лишь около $0,2 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, такие столкновения приводят к разрушениям КА с образованием фрагментов разных размеров. Однако, в отличие от низких околоземных орбит, на ГСО концентрация осколков с поперечными размерами 0,5–1 см ниже по сравнению с концентрацией крупных объектов.

Первые данные о степени засоренности ГСО техногенными микрочастицами были получены в середине 1990-х гг. с помощью двух российских спутников серии «Горизонт», на которых устанавлива-

6. Воздействие твердых частиц на КА

лись приборы, созданные специалистами НИИЯФ МГУ и Самарского государственного аэрокосмического университета имени С.П. Королева. Результаты проведенных измерений показали, что средняя плотность потока техногенных микрочастиц на ГСО пока не выше плотности потока микрометеороидов.

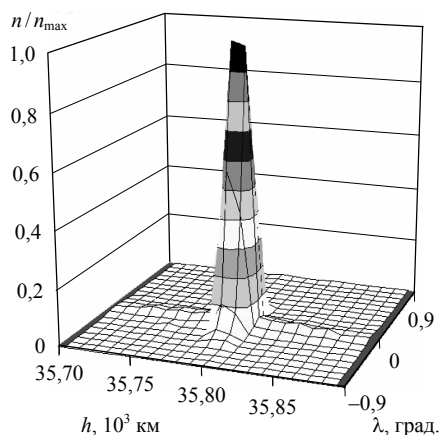


Рис. 6.5. Распределение концентрации n каталогизированных космических объектов диаметром более 75 см в области ГСО

Прогнозирование взаимных столкновений искусственных космических объектов производится на основе различных сценариев развития космической деятельности. Интересно отметить, что годы трех указывавшихся выше столкновений крупных объектов – 1996, 2005 и 2009 – довольно хорошо согласуются с одним из прогнозов, сделанным еще в середине 1970-х гг.

На рис. 6.6а приведены результаты расчета числа столкновений крупных искусственных объектов к заданному моменту времени для трех вариантов предполагавшегося ежегодного прироста количества техногенных объектов на низких околоземных орбитах: 1 – на 13%; 2 – на 510 объектов; 3 – на 320 объектов. Такие варианты увеличения числа техногенных объектов в ОКП были выбраны на основании анализа их количества в разные периоды до 1976 г. Согласно этим данным, при наиболее быстром ежегодном приросте

числа крупных объектов в ОКП (ежегодно на 13%) первое столкновение крупных техногенных тел прогнозировалось к 1989 г., а при наиболее медленном приросте (на 320 объектов в год) – к 1997 г., что приблизительно соответствует времени столкновения фрагмента ракеты Agiane с КА Cerise (июль 1996 г.). Данные о времени второго и третьего зарегистрированных столкновений (январь 2005 г. и февраль 2009 г.) также согласуются с этим прогнозом.

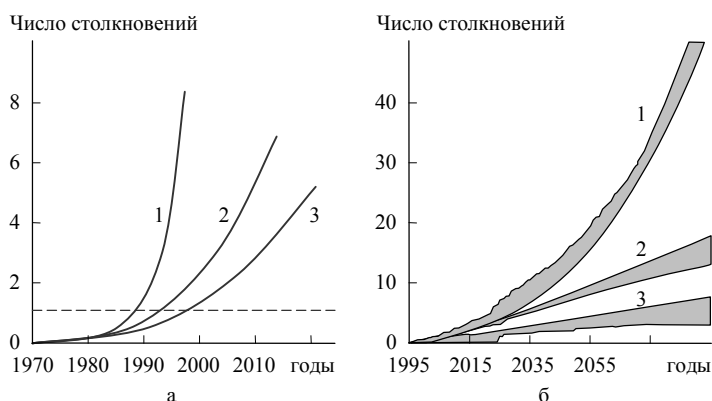


Рис. 6.6. Прогнозы числа столкновений крупных искусственных объектов при различных сценариях космической деятельности

На рис. 6.6б приведены результаты более позднего (конец 1990-х гг.) прогноза числа столкновений между каталогизированными объектами за один год для следующих трех сценариев космической деятельности: 1 – сохранение существовавшей на тот период интенсивности запусков КА; 2 – сохранение интенсивности запусков КА в течение следующих 20 лет, а затем их прекращение; 3 – прекращение дальнейших запусков.

От корректности физического и математического описания взаимных столкновений техногенных объектов в значительной степени зависит точность определения условий начала и развития упоминавшегося выше каскадного процесса размножения таких объектов в ОКП. Ввиду чрезвычайной важности этой задачи на ее решении сосредоточены усилия многих специалистов ведущих космических держав.

6.2. Методы исследования метеорной материи и космического мусора

Полнота и достоверность данных о количестве, размерах и пространственном распределении искусственных космических объектов определяются, прежде всего, техническим уровнем средств наблюдения.

Данные о количестве и параметрах метеорных тел, вторгающихся в атмосферу Земли, получают на основании наблюдений создаваемых ими светящихся следов – метеоров. Визуальные наблюдения следов дают информацию о метеорных телах с массами более 10^{-3} – 10^{-2} г. Поскольку метеорный след ионизован, он может наблюдаться также с помощью радиолокаторов, регистрирующих отражение радиосигналов от следа. Применение радиолокаторов позволяет снизить нижний предел масс регистрируемых частиц до 10^{-7} – 10^{-6} г. Кроме того, радиолокационные наблюдения обеспечивают получение информации круглосуточно вне зависимости от погоды.

Более мелкие метеорные частицы регистрируются с помощью различных детекторов, устанавливаемых на КА. Физические принципы работы таких детекторов, их параметры и конструктивные особенности будут рассмотрены далее. Дополнительную информацию о метеорных телах, прежде всего об их составе, получают на основании изучения найденных метеоритов.

Достаточно крупные техногенные объекты регистрируются с помощью наземных оптических и радиолокационных средств. При этом, в отличие от метеорных тел, наблюдаются, естественно, сами объекты. Наблюдения сгорания в атмосфере искусственных объектов сравнительно редки и обычно планируются заранее, как это было, например, при контролируемом спуске с орбиты станции «Мир».

Наземные оптические телескопы позволяют достаточно уверенно наблюдать на околоземных орбитах объекты диаметром более

5–10 см, хотя известны отдельные оптические наблюдения космических объектов с поперечными размерами 1–2 см.

Большая часть используемых в настоящее время наземных радиолокационных средств позволяет надежно обнаруживать объекты с минимальными размерами в 5–20 см на высоте ~500 км. Мощный радарный комплекс Haystack/НАХ (США, штат Массачусетс) позволяет наблюдать осколки диаметром даже несколько менее 1 см. Именно с его помощью получены наиболее достоверные данные о количестве осколков сантиметровых размеров в ОКП.

Наблюдение искусственных объектов на геостационарной орбите облегчается неподвижностью объектов относительно наземного наблюдателя. Поэтому, несмотря на значительную удаленность орбиты, с помощью интегрирующих многоимпульсных радаров и современных электронно-оптических средств удастся наблюдать объекты размером около 75 см.

Оптические и радиолокационные средства наблюдения техногенных объектов, а также применяемые для этих целей лазерные локаторы – лидары, могут устанавливаться и на КА, в том числе на пилотируемых орбитальных станциях. В этом случае возможна регистрация объектов размером ~1 мм на расстояниях свыше 100 км.

Основной объем информации о потоках техногенных микрочастиц в ОКП получен на основании лабораторного исследования возвращенных на Землю после пребывания в космосе фрагментов наружной обшивки КА, солнечных батарей или образцов материалов. В результате анализа элементного состава остатков вещества микрочастиц в кратерах, образованных ударами, удастся идентифицировать частицы естественного и искусственного происхождения. Первые такие результаты были получены после обследования ряда фрагментов ИСЗ Solar Max, доставленных на Землю в апреле 1984 г. экипажем корабля Space Shuttle после пребывания ИСЗ на околоземной орбите более 4-х лет. Позднее подобные исследования были проведены с помощью ряда других ИСЗ.

На ИСЗ LDEF (Long Duration Exposure Facility), находившемся на орбите высотой ~450 км более 5,5 лет (1984–1990 гг.), были

6. Воздействие твердых частиц на КА

установлены мишени из различных материалов. На ИСЗ EURECA (European Retrievable Carrier), возвращенном на Землю в середине 1993 г. после 324 дней пребывания на орбите высотой около 500 км, использовались специальные ловушки микрочастиц. Кроме того, были тщательно обследованы солнечные батареи этого ИСЗ.

В 1994 г. была доставлена на Землю солнечная батарея КА HST (Hubble Space Telescope), работавшая в космосе более 3,5 лет. Солнечная батарея размером $6,0 \times 1,3 \text{ м}^2$ была возвращена также с орбитальной станции «Мир» (1998 г.) после ее функционирования на орбите более 10 лет. Послеполетные исследования этой батареи, проводившиеся российскими и американскими учеными, позволили получить обширный материал о потоках твердых частиц в ОКП.

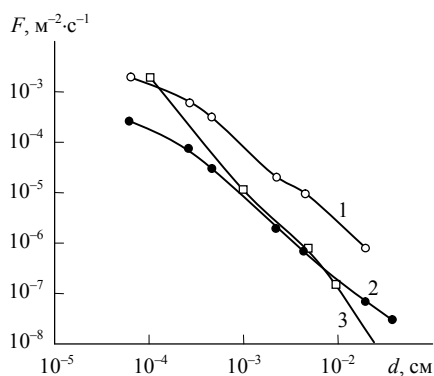


Рис. 6.7. Результаты прямых измерений и модельных расчетов зависимости потока микрочастиц F от их диаметра d : 1, 2 – экспериментальные данные для лобовой и тыльной поверхности ИСЗ LDEF соответственно; 3 – результаты модельных расчетов для экспериментов на КА EURECA и HST

На рис. 6.7 в качестве примера приведены результаты измерений потока микрочастиц на ИСЗ LDEF в сопоставлении с расчетными данными для условий экспериментов на КА EURECA и HST, которые затем были подтверждены данными выполненных измерений.

В 2011 г. специалистами НИИЯФ МГУ в рамках российско-американского сотрудничества было выполнено исследование образцов нескольких материалов, возвращенных с МКС американским космическим кораблем «Discovery» после 12-летней экспозиции на внешней поверхности станции. Полученные результаты подтвердили сохранение тенденции увеличения засоренности низких околоземных орбит техногенными микрочастицами.

Для регистрации микрочастиц искусственного происхождения, как и для регистрации микрометеорных частиц, используются бортовые приборы КА, данные которых непосредственно передаются по телеметрическим каналам либо записываются в бортовые компьютеры. Достоинством таких приборов является возможность получения информации о пространственно-временном распределении потоков твердых частиц. Подобные измерения, выполненные в последние годы, позволили установить, что потоки техногенных микрочастиц распределены в ОКП весьма неравномерно.

В первых приборах для измерения потоков твердых микрочастиц, устанавливавшихся на космических ракетах и ИСЗ, в качестве чувствительных элементов использовались пьезоэлектрические датчики. Анализ результатов измерений показал, что такие датчики дают достаточно много ложных срабатываний, обусловленных изменениями их температуры. Позднее стали разрабатываться и применяться в космических экспериментах приборы, действие которых основано на регистрации эмиссии электронов и ионов, возникающей при высокоскоростном ударе, масс-спектрометрических исследованиях состава эмитируемых ионов, регистрации световых вспышек и других физических явлений. В некоторых случаях для более точного определения параметров микрочастиц производится одновременная регистрация нескольких эффектов, сопровождающих высокоскоростной удар. Более детальное описание таких приборов будет дано ниже.

6.3. Методы ускорения твердых частиц

6.3.1. Основные типы ускорителей

В лабораторных экспериментах по изучению воздействия на материалы и оборудование КА твердых частиц естественного и искусственного происхождения используются ускорители разных типов, сведения о которых приведены в табл. 6.1.

В зависимости от целей и задач проводимых исследований производится выбор ускорителя того или иного типа, при этом главными критериями являются диапазоны масс и скоростей ускоряемых частиц.

Таблица 6.1. Основные типы и параметры ускорителей твердых частиц

Тип ускорителя	Масса частиц, кг	Скорость, км·с ⁻¹
Газовые пушки	10 ⁻³	1–10
Электромагнитные пушки	10 ⁻³	0,5–10
Ускорители с использованием взрывающихся проволочек	10 ⁻⁸ –10 ⁻⁴	1–10
Взрывные ускорители с использованием кумулятивных зарядов	10 ⁻⁵ –10 ⁻³	1–10
Плазменные ускорители	10 ⁻⁹	10–20
Лазерные ускорители	10 ⁻⁶	10–20
Электростатические и линейные ускорители	10 ⁻¹³ –10 ⁻¹⁷	10–100
Ускорители с бегущей магнитной волной с использованием явления сверхпроводимости	10 ⁻⁶	100–1 000

По принципу действия все ускорители, указанные в табл. 6.1, можно разделить на несколько групп. К первой группе отнесем ускорители, в которых частицы ускоряются с помощью быстро движущегося поршня. При этом в одних ускорительных установках поршень может присутствовать в явном виде как элемент конст-

рукции, на котором размещаются ускоряемые частицы, а в других установках роль поршня выполняет струя нейтрального газа или плазмы.

Типичными ускорительными установками этого класса являются газовые пушки. В таких пушках рабочий газ подвергается сжатию за счет взрыва порохового заряда, а затем, расширяясь, толкает в трубе разгона (стволе) поршень–обойму с ускоряемыми частицами либо непосредственно ускоряемый ударник. При использовании обоймы она отделяется от ускоряемых частиц на выходе из ствола. Для повышения скорости газовой струи в подобных установках используются легкие газы (водород или гелий), поэтому часто используется термин «легкогазовые пушки».

К первой группе относятся также ускорители с использованием взрывающихся проволочек и плазменные ускорители. В этих ускорителях производится взрывообразное формирование плазменного сгустка за счет пропускания мощного импульса электрического тока через проволочку либо через газовый промежуток. Необходимая для этого электрическая энергия предварительно накапливается в конденсаторной батарее. Расширяющаяся плазма воздействует на поршень или непосредственно на ускоряемые частицы.

В эту группу входят взрывные ускорители, в том числе использующие для повышения скорости частиц кумулятивные заряды. Частицы обычно располагаются на поверхности взрывчатого вещества и разгоняются взрывной волной.

К первой группе условно можно отнести и лазерные ускорители, хотя принцип их действия весьма своеобразен. В таких ускорителях короткий импульс мощного лазерного излучения воздействует на помещенную в вакуумную камеру частицу (кусочек фольги), которая может быть закреплена на прозрачной подложке. За счет поглощения энергии лазерного излучения частица получает механический импульс, а кроме того, при достаточно мощности импульсного излучения она может разогреваться до температуры испарения вещества, что создает дополнительный механизм реактивного ускорения.

6. Воздействие твердых частиц на КА

Ко второй группе отнесем электромагнитные пушки разных видов, общий принцип работы которых основан на взаимодействии проводника, через который пропускается электрический ток, с магнитным полем. При этом ускоряемый снаряд выполняет роль подвижного проводника. Интересным развитием этого принципа является предложенная схема построения ускорителей с бегущей магнитной волной с использованием явления сверхпроводимости. В таких ускорителях предполагается использовать в качестве разгоняемого снаряда сверхпроводящую дейтериевую частицу с циркулирующим в ней круговым электрическим током. Движение частицы в ускоряющей системе должно происходить синхронно с распространением магнитной волны, энергия которой обеспечивает ускорение частицы.

Наконец, к третьей группе отнесем обычные электростатические и линейные ускорители, используемые в ядерно-физических исследованиях для ускорения электронов и ионов. Своеобразие применения этих ускорителей для работы с твердыми частицами определяется намного большими по сравнению с ионами значениями массы твердых частиц и их заряда, который предварительно должен быть сообщен ускоряемым частицам каким-либо способом.

Применение электростатических и линейных ускорителей, как видно из табл. 6.1, обеспечивает достижение достаточно высоких скоростей частиц. Параметры ускоренных частиц легко контролируются и не изменяются в процессе их движения от источника к мишени. Кроме того, исследования на электростатических и линейных ускорителях проводятся в чистых вакуумных условиях, что важно при изучении возникающих в зоне соударения физических явлений. Основным недостатком данных ускорителей при работе с твердыми частицами являются малые массы ускоряемых частиц.

Линейные ускорители, работающие на переменном напряжении, принципиально могут быть сделаны достаточно компактными. В таких ускорителях амплитуда напряжения, прикладываемого к электродам, составляет ~ 100 кВ, вследствие чего не предъявляются высокие требования к электрической изоляции установок. Однако при использовании в рассматриваемых задачах линейных ускорителей

телей, как и упоминавшихся выше ускорителей с бегущей магнитной волной, остро встает проблема синхронизации, т. е. обеспечения попадания частицы в нужную фазу переменного напряжения на каждом ускоряющем промежутке. При ускорении твердых частиц решение этой проблемы сопряжено со значительными трудностями. Поэтому до настоящего времени для работы с твердыми частицами используются главным образом ускорители, работающие на постоянном напряжении (ускорители прямого действия).

Далее рассмотрим более подробно некоторые виды ускорителей твердых частиц.

6.3.2. Электростатический метод ускорения твердых частиц

В НИИЯФ МГУ для ускорения твердых микрочастиц используются электростатические ускорители двух типов: генератор Ван-де-Граафа и каскадный генератор, для которых общий диапазон ускоряющих напряжений составляет 0,2–4,0 МВ.

Ускоряются преимущественно металлические частицы: Al, Cr, Fe, Ni, Cu, Mo, W, Ti и др., но возможно и ускорение диэлектрических частиц при нанесении на них тонких проводящих покрытий. Поперечные размеры ускоряемых частиц лежат в интервале 0,5–10 мкм. Для таких частиц при указанных ускоряющих напряжениях достигаются скорости от 0,1 до 30 км·с⁻¹. При этом скорость частицы зависит от ее размера и плотности: при фиксированном ускоряющем напряжении более мелким и легким частицам сообщаются более высокие скорости. Интенсивность потока частиц может регулироваться в пределах от 0,1 до 100 частиц·с⁻¹.

Принцип электростатического ускорения твердых микрочастиц не отличается от общеизвестного принципа ускорения ионов. Для осуществления такого ускорения твердой частице, как уже отмечалось, необходимо каким-либо способом сообщить электрический заряд. В НИИЯФ МГУ разработан специальный инжектор, в котором зарядение микрочастиц происходит при контакте с вольфра-

6. Воздействие твердых частиц на КА

мовой иглой, находящейся под потенциалом $+(10-15)$ кВ. После контакта с иглой заряженная частица вводится в ускорительную трубку и далее попадает в экспериментальную камеру, где располагаются бомбардируемые мишени и датчики аппаратуры, регистрирующей эффекты взаимодействия частицы с мишенью.

Конструкция инжектора представлена на рис. 6.8. На внутреннюю поверхность центрального сферического электрода, показанного на рис. 6.8 темным цветом, помещаются металлические частицы, которые при наличии электрического поля между верхним и средним электродами совершают хаотическое движение в межэлектродном пространстве. В процессе такого движения частицы попадают на вольфрамовую иглу заряжающего электрода, приобретают при контакте с иглой электрический заряд того же знака и затем выбрасываются электрическим полем заряжающего электрода через коллиматор в ускорительную трубку.

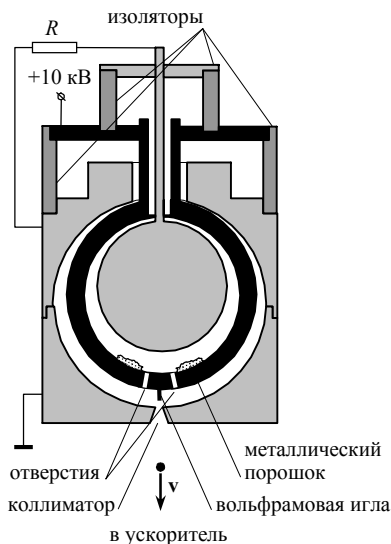


Рис. 6.8. Конструкция инжектора микрочастиц

Максимальный заряд, который может быть сообщен ускоряемой частице, лимитируется процессами автоэлектронной (при отрица-

тельном заряджении частицы), либо автоионной (при положительном заряджении) эмиссии. Критические значения напряженности электрического поля, при достижении которых возникают указанные эмиссионные процессы, составляют $10^9 \text{ В} \cdot \text{м}^{-1}$ и $10^{10} \text{ В} \cdot \text{м}^{-1}$ соответственно. Исходя из этого критерия, в экспериментах обычно используются положительно заряженные частицы.

Максимальный заряд, сообщаемый частице при контактном заряджении, определяется выражением:

$$q_{\max} = \pi \varepsilon_0 d^2 E_{\max},$$

а максимальная скорость, приобретаемая частицей в электрическом поле заряжающего электрода, – выражением:

$$v_{\max} = 3,5 \sqrt{\varepsilon_0 E_{\max} U / (d \rho)},$$

где ε_0 – электрическая постоянная; U – потенциал на ускоряющем электроде; d , ρ – диаметр и плотность материала частицы, $E_{\max}$ – максимальная напряженность электрического поля на поверхности частицы после ее отделения от заряжающего электрода.

Из приведенного выражения видно, что при ограничении зарядки частицы эмиссионным током $v_{\max} \propto U^{1/2}$, а в отсутствие такого ограничения $v_{\max} \propto U$.

Обычно используется второй режим ускорения, при котором справедливо следующее выражение для скорости частицы:

$$v \approx U \sqrt{2 \varepsilon_0 \pi^2 / (R d \rho)},$$

где R – радиус заряжающего электрода.

Это выражение как раз и показывает характер зависимости скорости частицы от ее размера и плотности – более высокие скорости достигаются для легких частиц. Такая зависимость скорости частиц от их массы также может быть отнесена к недостаткам электростатического метода ускорения. Для его устранения используются различные методические приемы и технические средства.

В описываемых экспериментах на ускорителях используется быстроедействующая электростатическая система селекции частиц по скоростям, позволяющая пропускать в экспериментальную камеру частицы со скоростями, укладываемыми в заданный диапазон.

6. Воздействие твердых частиц на КА

Система селекции, состоящая из двух индукционных датчиков и электростатического затвора, устанавливается между выходным концом ускорительной трубки и экспериментальной камерой.

Схема системы селекции представлена на рис. 6.9. Проходя через кольцевые датчики, ускоренная металлическая частица индуцирует на них импульсы напряжения, которые после усиления подаются на блок измерения временных интервалов. При фиксированном расстоянии между кольцевыми датчиками это позволяет определять скорость частиц. Сведения об измеренных скоростях частиц подаются на быстродействующий процессорный блок, где происходит сопоставление измеренных скоростей с установленными границами интервала пропускания. Если значение измеренной скорости не укладывается в заданный интервал, процессорный блок подает команду, закрывающую электростатический затвор, в результате чего частица не проходит в экспериментальную камеру.

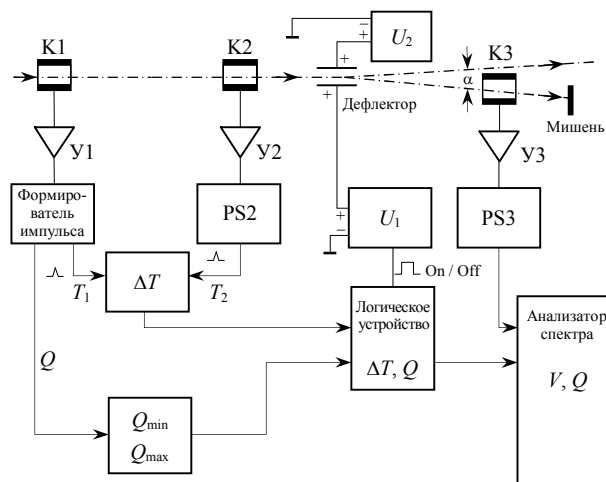


Рис. 6.9. Система селекции частиц по скоростям

По амплитуде импульса с кольцевых датчиков измеряется заряд частиц, на основании которого и данных о скорости частиц рассчитывается их масса. Таким образом, имеется возможность определения параметров каждой ускоренной частицы. Для записи парамет-

ров ускоряемых частиц в установке используется многомерный амплитудный анализатор, с помощью которого можно, в частности, измерять распределение частиц по скоростям на выходе из ускорительной трубки.

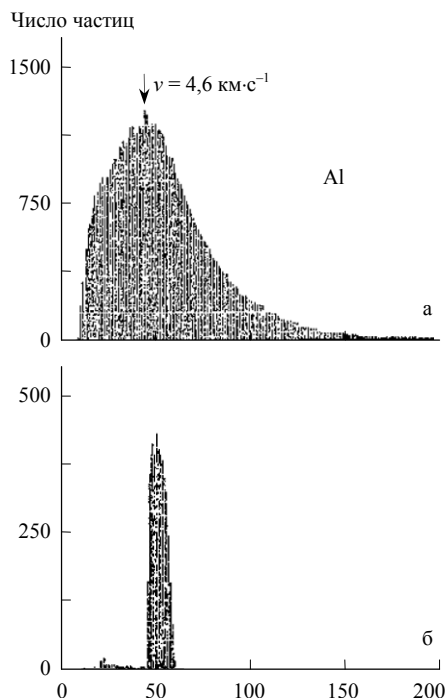


Рис. 6.10. Спектры скоростей ускоренных микрочастиц на выходе из ускорительной трубки (а) и после прохождения системы селекции (б)

На рис. 6.10 показаны полученные таким методом скоростные спектры частиц, измеренные непосредственно на выходе из ускорительной трубки (а) и после прохождения электростатического затвора (б). Здесь на оси абсцисс указаны номера скоростных интервалов, а на оси ординат – число частиц в каждом интервале.

Видно, что на выходе из электростатической трубки частицы имеют достаточно широкое распределение по скоростям. Это обусловлено, с одной стороны, разбросом размеров микрочастиц, по-

6. Воздействие твердых частиц на КА

мещаемых в инжектор, а с другой стороны – статистическим характером заряжения частиц при контакте их с заряжающим электродом инжектора. Использование описанной системы селекции позволяет бомбардировать исследуемые образцы частицами со скоростями, лежащими в выбранном достаточно узком скоростном интервале.

Изменение скоростей бомбардирующих частиц может осуществляться разными способами. Основным способом является изменение ускоряющего напряжения, прикладываемого к ускорительной трубке. Помимо этого используется изменение скоростного интервала пропускания частиц, задаваемого в системе селекции, а также изменение режима заряжения частиц в инжекторе.

С помощью описанной системы селекции может быть осуществлен также отбор частиц по величине их заряда, непосредственно связанной с размером частиц и следовательно – с их массой. При таком отборе в логическое устройство направляется информация об амплитуде импульса, индуцируемого на кольцевом датчике. Эта амплитуда сопоставляется в логическом устройстве с заданными граничными значениями заряда частиц.

Поскольку в некоторых физических исследованиях наличие у частиц электрического заряда является нежелательным, ускоритель снабжен устройством нейтрализации заряда, которое устанавливается после системы селекции. Нейтрализация собственного положительного заряда ускоренной частицы осуществляется путем пропускания ее через облако электронов, создаваемое накаленной спиралью. Регулируя ток накала спирали, можно изменять плотность электронного облака и тем самым обеспечивать полную или частичную нейтрализацию заряда ускоренной твердой частицы.

Электростатическим методом можно ускорять и жидкие частицы. Мелким жидким капелькам может быть сообщен большой удельный (на единицу массы) электрический заряд, что принципиально позволяет достигать высоких скоростей частиц. В НИИЯФ МГУ был создан и исследован экспериментальный макет такого ускорителя.

Аналогия между случаями ускорения твердых и жидких частиц иллюстрируется рис. 6.11. Капельки жидкости формируются на конце иглы с капиллярным каналом. Процесс формирования в значительной степени зависит от напряжения на игле: при значениях напряжения $U \sim 8\text{--}10$ кВ на выходе из капилляра образуется сильно вытянутая коническая капля, от конца которой отделяются мелкие заряженные капельки (рис. 6.12). При некоторых режимах заряжения может происходить электростатический взрыв достаточно крупных капель во время их движения в ускоряющей системе. Такой случай условно отображен на рис. 6.11.

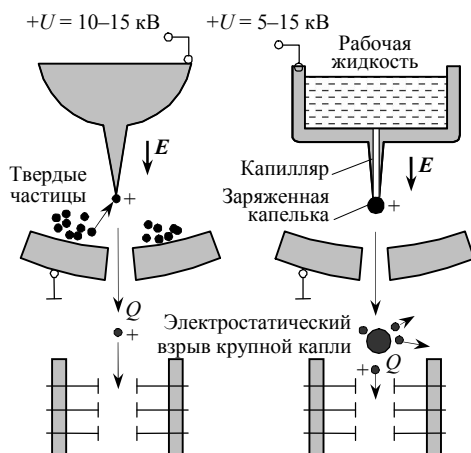


Рис. 6.11. Аналогия между случаями ускорения твердых и жидких частиц

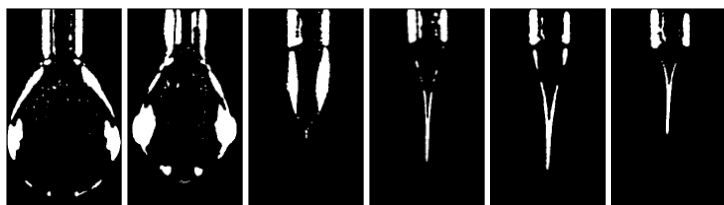


Рис. 6.12. Формирование капель на конце капилляра при разных значениях приложенного напряжения

6. Воздействие твердых частиц на КА

Как показали выполненные исследования, основным недостатком электростатического ускорителя при работе с жидкими частицами является значительная потеря исходного заряда частиц в процессе их ускорения, что ограничивает значения скоростей частиц.

6.3.3. Испытательные стенды на базе баллистических газовых установок

Установки этого класса обычно называют газовыми пушками. В таких пушках рабочий газ подвергается сжатию каким-либо способом, в частности за счет взрыва порохового заряда, а затем, расширяясь, толкает в трубе разгона (стволе) поршень–обойму с ускоряемыми частицами либо непосредственно ускоряемый ударник. При использовании обоймы она отделяется от ускоряемых частиц на выходе из ствола. Для повышения скорости газовой струи в подобных установках используются легкие газы (обычно водород), поэтому, как уже указывалось, их часто называют легкогазовыми пушками.

На рис. 6.13 показана принципиальная схема легкогазовой пушки НИИ механики МГУ. Пушка состоит из камеры сгорания пороха 1, поршневого ствола 2, камеры высокого давления 3 и сменного баллистического ствола 4. Заряд пороха 5 размещен на оси камеры 1 в гильзе 6 с отверстиями. В казенной части камеры 1 установлен затвор 7 с электровоспламенителем 8 для поджигания заряда пороха. Камера сгорания пороха соединена с одним из концов поршневого ствола 2 длиной 5 м. Диаметр поршневого канала ствола составляет 50 мм. Входная часть ствола 2 предназначена для размещения поршня 9 длиной 0,25 м из полиэтилена высокого давления. Второй конец поршневого ствола с помощью резьбового соединения скреплен с камерой высокого давления 3. Осевое отверстие в камере 3 имеет два цилиндрических участка, соединенных коническим переходником 10 с углом конусности 8°. Диаметры цилиндрических каналов камеры 3 равны соответственно диаметрам каналов поршневого 11 и баллистического 12 стволов.

Камера высокого давления 3 рассчитана для работы при давлении $\sim 2 \cdot 10^9 \text{ Н} \cdot \text{м}^{-2}$. Выходная часть камеры 3 снабжена узлом для присоединения баллистического ствола 4 установки и разделительной мембраны 13. Мембрана изготовлена из нержавеющей стали и имеет нарезы, обеспечивающие ее раскрытие при избыточном давлении $0,3 \cdot 10^8 \text{ Н} \cdot \text{м}^{-2}$. Калибровка мембраны осуществляется с помощью гидравлического пресса. Баллистический ствол имеет длину 3,3 м при диаметре канала 12,7 мм. Специальный поддон 14 с метаемыми частицами размещается в баллистическом стволе 4 вблизи от мембраны.

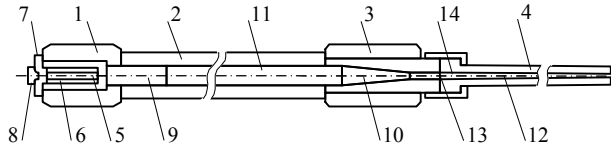


Рис. 6.13. Принципиальная схема легкогазовой пушки НИИ механики МГУ: 1 – камера сгорания пороха; 2 – поршневой ствол; 3 – камера высокого давления; 4 – сменный баллистический ствол; 5 – заряд пороха; 6 – гильза с отверстиями; 7 – затвор; 8 – электровоспламенитель; 9 – поршень; 10 – конический переходник; 11 – канал поршневого ствола; 12 – канал баллистического ствола

Монтаж метательного устройства для проведения эксперимента производится после предварительной юстировки аэробаллистической трассы с помощью лазера. По лучу лазера устанавливают баллистический ствол, камеру высокого давления и поршневой ствол. Испытуемые образцы размещаются в камере, устанавливаемой на выходе баллистической установки.

Для измерения скорости метаемых тел в стандартном варианте описываемой легкогазовой пушки используется времяпролетный метод, реализуемый с помощью двух пар светодиод – фотодиод, генерирующих сигналы при пересечении метаемым телом светового луча. На данной установке была применена также система измерения скоростей частиц с помощью индукционных бесконтактных датчиков, подобная используемой на электростатических ускорителях НИИЯФ МГУ.

6.4. Физические явления при высокоскоростном ударе

6.4.1. Преобразование энергии и состояние вещества в области соударения твердых тел

Частицы космического мусора либо метеорные частицы при указанных выше характерных скоростях относительно КА $\sim 10\text{--}20 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$ обладают удельной кинетической энергией $\sim 10^7\text{--}10^8 \text{ Дж}\cdot\text{кг}^{-1}$ или $\sim 10\text{--}300 \text{ эВ}\cdot\text{атом}^{-1}$. При ударах таких частиц о твердую мишень энерговыделение в области соударения происходит очень быстро – за время $\sim 10^{-8}\text{--}10^{-10} \text{ с}$, что позволяет считать процесс адиабатическим. В области соударения, линейные размеры которой близки к размерам бомбардирующей частицы, происходит сжатие вещества до давления $\sim 10^{11}\text{--}10^{12} \text{ Па}$, порождающее ударные волны как в мишени, так и в самой частице.

Ударная волна распространяется в веществе со скоростью, превышающей скорость звука. При этом на фронте ударной волны происходит скачкообразное изменение параметров вещества, подчиняющееся законам сохранения массы, импульса и энергии.

Будем характеризовать исходное состояние вещества перед фронтом ударной волны значениями давления P_0 , плотности ρ_0 и удельной внутренней энергии ε_0 , а состояние сжатого вещества за фронтом ударной волны – соответственно параметрами P_1 , ρ_1 , ε_1 . При распространении в веществе ударной волны со скоростью U перемещение вещества за фронтом ударной волны характеризуется массовой скоростью u_1 , а для вещества перед фронтом ударной волны массовая скорость $u_0 = 0$.

С использованием указанных параметров законы сохранения описываются с помощью известных уравнений Ренкина–Гюгонио:

$$\begin{aligned}\rho_0 U &= \rho_1 (U - u_1), \\ P_1 - P_0 &= \rho_0 U u_1, \\ P_0 u_1 &= \rho_0 U \left((\varepsilon_1 - \varepsilon_0) - u_1^2 / 2 \right).\end{aligned}$$

6.4. Физические явления при высокоскоростном ударе

Используя понятия удельного объема вещества $V_0 = 1/\rho_0$ и $V_1 = 1/\rho_1$, из приведенных уравнений нетрудно получить уравнение ударной адиабаты, называемой также адиабатой Гюгоннио:

$$\varepsilon_1 - \varepsilon_0 = \frac{1}{2}(P_1 + P_0)(V_0 - V_1).$$

Ударная адиабата позволяет определить параметры вещества за фронтом ударной волны при известных исходных параметрах и термодинамических характеристиках вещества.

Параметры ударной адиабаты для различных материалов измеряются экспериментально, при этом наиболее надежно измеряемыми величинами обычно являются скорость ударной волны U и массовая скорость за фронтом ударной волны u_1 . В этой связи часто используется линейная аппроксимация ударной адиабаты вида:

$$U = c_0 + su_1,$$

где c_0 – скорость распространения упругих волн в материале; s – константа материала.

При такой аппроксимации по изменениям угла наклона адиабаты удобно определять фазовые переходы вещества. Параметры ударной адиабаты для ряда материалов приведены в табл. 6.2.

Таблица 6.2. Параметры ударной адиабаты для некоторых материалов

Материал	ρ , кг·м ⁻³	c_0 , м·с ⁻¹	s
Fe	8 870	4 330	1,55
Ti	4 540	4 810	1,10
Al	2 780	5 320	1,34
Si	2 330	4 800	1,25

Из проведенного рассмотрения следует, что при ударном сжатии вещества происходит его необратимый нагрев за фронтом ударной волны, т. е. энтропия системы возрастает. Этим ударная адиабата отличается от обычной (адиабаты Пуассона), классическим примером условий реализации которой является медленное расширение и сжатие идеального газа в термически изолированном объеме.

При достижении ударной волной поверхности мишени, противоположной точке удара, или, как говорят, при выходе ударной волны на свободную поверхность в мишени начинает распространяться обратная волна разрежения (разгрузки), являющаяся обычной упругой волной. Процесс разгрузки сжатого вещества носит изоэнтروпический характер. Совместный анализ ударной адиабаты и изоэнтропы, характеризующей процесс разгрузки ударно сжатого вещества, позволяет найти полную и внутреннюю энергию, передаваемую веществу ударной волной. Интенсивность ударной волны обычно характеризуется отношением $(P_1 - P_0)/P_0$. Из уравнения ударной адиабаты следует, что для интенсивных ударных волн при $P_1 \gg P_0$ полная переданная веществу энергия распределяется поровну между кинетической энергией и внутренней энергией, определяемой в этом случае выражением:

$$\varepsilon_1 - \varepsilon_0 = \frac{1}{2} P_1 (V_0 - V_1).$$

Внутренняя энергия твердого вещества разделяется на две существенно различные составляющие: упругую и тепловую. Первая составляющая, определяемая силами взаимодействия между атомами вещества, зависит только от параметра ρ (или $V = 1/\rho$). Вторая составляющая, непосредственно связана с энергией теплового движения атомов (ядер) и электронов. В соответствии с этим она, в свою очередь, может быть разделена на две части. Энергию теплового движения электронов обычно принимают во внимание только при температуре $T > 10^4$ К.

Приведенные выше соотношения справедливы как для вещества мишени, так и для вещества бомбардирующей частицы. Параметры этих веществ в общем случае различны. Соответственно, будут отличаться величины внутренней энергии, переданной мишени и частице. Результаты выполненных расчетов показывают, что отличия переданной энергии, обусловленные свойствами материалов, обычно не превышают одного порядка величины. Абсолютное же значение переданной энергии зависит, прежде всего, от скорости соударения, т. е. от исходной кинетической энергии, выделяющейся в области соударения.

На рис. 6.14 показаны рассчитанные для частицы железа зависимости доли исходной кинетической энергии частицы $\varepsilon_{\text{кин}}$, переходящей в ее внутреннюю энергию ε (а), и внутренней тепловой энергии $\varepsilon_{\text{тепл}}$ (б) от скорости соударения с мишенями, изготовленными из разных материалов. На рис. 6.14б на оси ординат отмечены значения удельной теплоты плавления $r_{\text{пл}}$ и удельной теплоты парообразования $r_{\text{к}}$, что позволяет судить о скоростях удара, при которых начинаются указанные процессы.

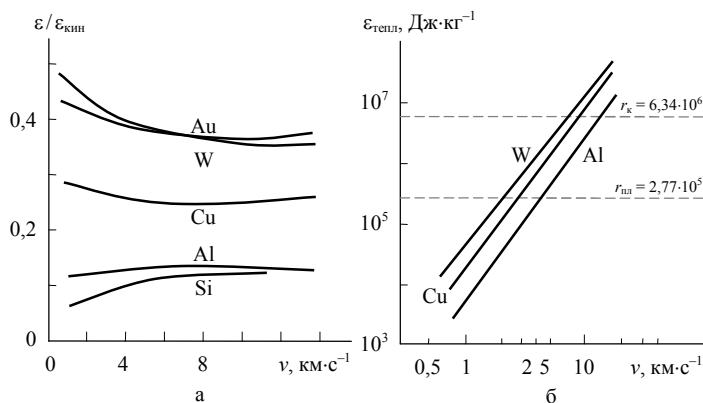


Рис. 6.14. Зависимость $\varepsilon/\varepsilon_{\text{кин}}$ (а) и $\varepsilon_{\text{тепл}}$ (б) от скорости частицы v при ударах о различные мишени

Таким образом, можно констатировать, что плавление вещества начинается при скоростях удара более $2\text{--}3 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$. При меньших скоростях возможны лишь процессы деформации и механического разрушения частицы и мишени. Испарение вещества, сопровождающееся частичной термической ионизацией образующегося пара, начинается при скоростях удара выше $10\text{--}15 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$, а при скоростях выше $20\text{--}25 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$ процесс термической ионизации идет очень интенсивно, в результате чего из области соударения выбрасывается облако плазмы, имеющей температуру $\sim 10^4 \text{ К}$.

Представление об энергетических затратах на процессы, происходящие в области удара, дает табл. 6.3, где приведены усредненные расчетно-экспериментальные данные, полученные при скоростях удара $\sim 10 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$.

6. Воздействие твердых частиц на КА

Таблица 6.3. Относительные затраты энергии на различные процессы

Процесс	$\varepsilon / \varepsilon_{\text{кин}}, \%$
Нагрев, включая плавление и испарение:	
частицы	5–10
мишени	20–25
Дробление	10–25
Выброс осколков	40–50
Ударная ионизация	< 1
Световая вспышка	< 1

К настоящему времени разработаны эффективные численные методы решения уравнения состояния вещества в области удара, позволяющие рассчитывать для разных моментов после соприкосновения тел трехмерные картины распределения вещества, находящегося в различных фазовых состояниях. Результаты таких расчетов дают информацию о процессах образования кратеров в мишенях, процессах выброса осколков, расплава и плазмы из области удара и т. п. В числе первых работ такого рода следует особо отметить расчеты, выполненные российскими учеными в начале 1980-х гг. при подготовке упоминавшегося выше космического эксперимента по изучения кометы Галлея с помощью КА «ВЕГА-1» и «ВЕГА-2». Сейчас, при резко возросшей производительности компьютеров, подобные расчеты проводятся достаточно широко.

6.4.2. Образование кратеров в мишени

Рассмотренные выше энергетические соотношения показывают, что параметры кратера, образуемого в мишени ударом частицы, зависят в первую очередь от скорости частицы и соответственно от совокупности процессов, протекающих при заданной скорости.

Кинетическая энергия бомбардирующей частицы становится достаточной для преодоления предела упругости материалов при

скоростях $\sim 0,1\text{--}0,3 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$. В этом случае при ударе частица заметно деформируется, а на поверхности мишени из пластичного материала (металла) образуется вмятина с отношением глубины к диаметру $H/D \leq 0,1$.

По мере увеличения скорости частицы последовательно достигаются указанные выше пороговые скорости для процессов плавления ($2\text{--}3 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$), парообразования ($10\text{--}15 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$) и интенсивной термической ионизации паров ($20\text{--}25 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$). В соответствии с этим изменяется конфигурация кратера. Расплавленный материал выдавливается из кратера и при застывании образует вокруг него валик (бруствер). Глубина кратера увеличивается до $H/D \sim 1$, а дно кратера приобретает полусферическую форму. Испарение вещества из области удара носит взрывной характер, при котором растет диаметр кратера D , а глубина H изменяется незначительно.

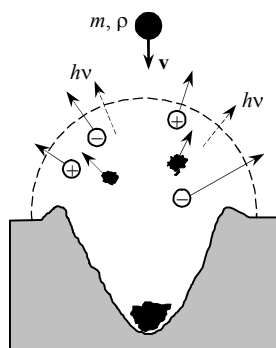


Рис. 6.15. Схема образования кратера в пластичной мишени

В общем случае, при достаточно высокой скорости бомбардирующей частицы в области удара вещество присутствует одновременно в твердом, жидком и газообразном состояниях, причем пар может быть сильно ионизован. Схематически образование кратера в пластичной мишени изображено на рис. 6.15. На этом рисунке обозначены процессы выброса фрагментов вещества, эмиссии заряженных частиц и квантов электромагнитного излучения, а также показаны остатки бомбардирующей частицы на дне кратера.

6. Воздействие твердых частиц на КА

Основные виды механических повреждений пластичной мишени, возникающих при высокоскоростном ударе, представлены на рис. 6.16. В верхней части рисунка показан случай образования кратера, характеризуемого диаметром D и глубиной H , в достаточно толстой мишени. Далее показан сквозной пробой мишени с образованием в мишени отверстия диаметром D_0 . В нижней части рисунка показано образование откола на задней поверхности мишени толщиной L вследствие растяжения материала волной разрежения, уходящей от задней поверхности.

На рис. 6.17 представлен кратер диаметром ~ 50 мкм в металлическом образце, экспонировавшемся на внешней поверхности станции «Мир». Видно, что конфигурация реального кратера может быть существенно более сложной. Часто вокруг основного кратера могут образовываться вторичные кратеры за счет диссипации возникающих при высокоскоростном соударении ударных волн на структурно-фазовых неоднородностях материала.

Изображение кратера в образце алюминиевого сплава, созданного в лабораторном эксперименте ударом стального шарика диаметром 0,7 мм со скоростью $1,4 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, приведено на рис. 6.18. Видно, что при такой скорости удара образовавшийся кратер имеет правильную форму, причем на фотографии отчетливо виден характер пластической деформации поверхности мишени, включая бруствер, окаймляющий кратер, и деформацию поверхностного слоя, прослеживаемую по искривлению следов исходной обработки поверхности.

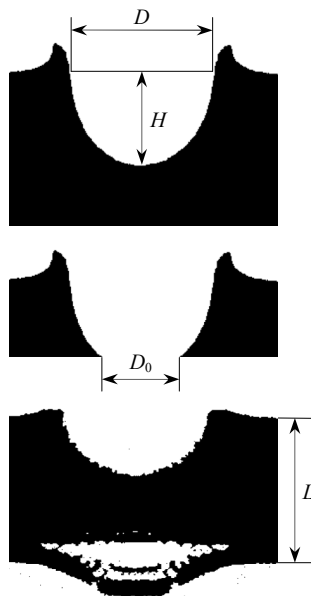


Рис. 6.16. Возможные механические повреждения пластичной мишени при высокоскоростном ударе

6.4. Физические явления при высокоскоростном ударе

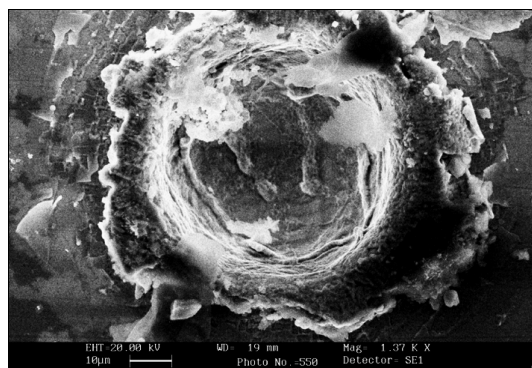


Рис. 6.17. Кратер в металлическом образце от удара космической частицы

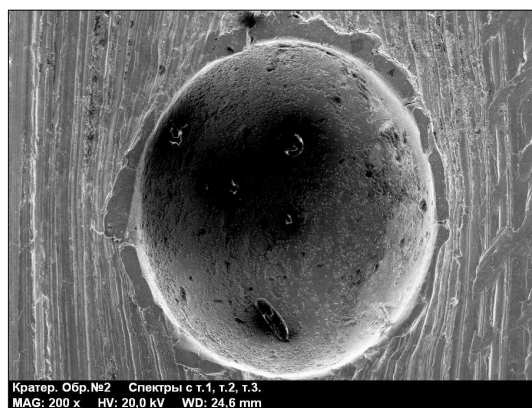


Рис. 6.18. Кратер в алюминиевом сплаве

Получено много эмпирических и теоретических соотношений для описания связи параметров, характеризующих повреждения мишени, с параметрами бомбардирующей частицы. Здесь приведем лишь наиболее простые и часто используемые выражения.

Отношение глубины кратера H к диаметру частицы d , плотность материала которой $\rho_{\text{ч}}$, а скорость v , определяется следующим образом:

6. Воздействие твердых частиц на КА

$$\frac{H}{d} = k \rho_{\text{ч}}^{\alpha} v^{\beta},$$

где $k = 0,3-0,6$; $\alpha = 1/3-1/2$; $\beta \cong 2/3$. Значения параметров k , α , β зависят от свойств материала мишени и рассматриваемого диапазона скоростей удара.

Подобное выражение может быть использовано и для определения отношения D/d . На рис. 6.19 показана область значений D/d для разных скоростей удара v , полученная при варьировании параметров в расчетном выражении.

Диаметр отверстия в тонкой ($L/d < 0,5$) мишени определяется с помощью выражения

$$D_0/d = 2,4 \frac{v}{a} (L/d)^{2/3} + 0,9,$$

где a – скорость звука в материале мишени.

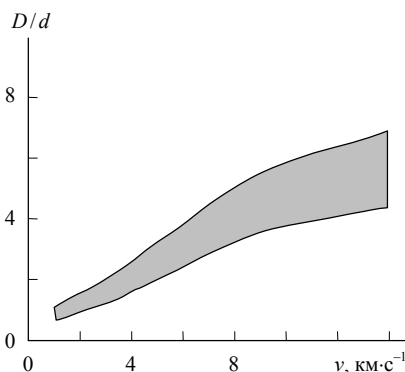


Рис. 6.19. Зависимость отношения диаметра кратера D к диаметру частицы d от скорости частицы v

Откольную пластину, отделяющуюся от задней поверхности мишени, принято характеризовать диаметром, который обычно составляет $(2-3)L$, и толщиной, лежащей в интервале $(0,1-0,5)L$.

Процесс образования кратеров в хрупких материалах, в значительном количестве присутствующих на поверхности КА (защитные стекла солнечных батарей (СБ), линзы оптических устройств, иллюминаторы и т. п.), более сложен. Для описания кратера, обра-

зованного ударом быстрой частицы о хрупкую мишень, обычно используются два значения диаметра кратера:

- ♦ диаметр центральной впадины D_p ;
- ♦ диаметр D_c , определяемый по максимальному размеру кольцевых трещин, которые образуются в хрупкой мишени вокруг центральной впадины.

В некоторых случаях для описания поперечных размеров кратера используются и другие параметры, например, диаметр D_s , определяемый по максимальному разлету осколков, выброшенных из кратера.

Однако этот параметр обычно мало отличается от значения D_c , измерение которого, как правило, производится более надежно.

Для определения диаметров кратера D_p и D_c используются следующие эмпирические выражения:

$$D_p = 0,1 d \rho_{\text{ч}}^{2/3} \rho_{\text{м}}^{-1/2} v^{2/3},$$

$D_c = (2-5) D_p$, а для определения глубины кратера H – выражение:

$$H = 0,6 d \left(\frac{\rho_{\text{ч}}}{\rho_{\text{м}}} \right)^{1/2} v^{2/3},$$

где d – диаметр бомбардирующей частицы; $\rho_{\text{ч}}$, $\rho_{\text{м}}$ – плотность вещества частицы и мишени; v – скорость соударения.

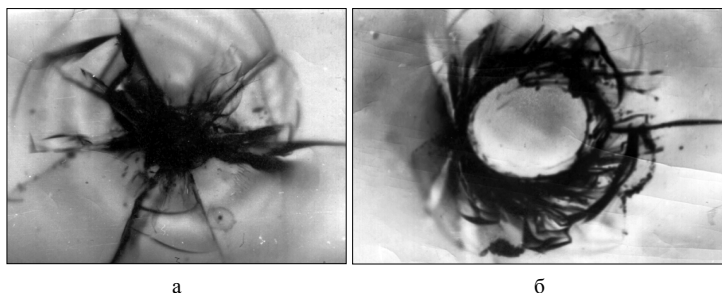


Рис. 6.20. Кратеры в кварцевом стекле, образованные ударами металлических микрочастиц со скоростью $\sim 8 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$

На рис. 6.20 представлены изображения кратеров, полученных в лабораторных экспериментах при бомбардировке кварцевых стекол

6. Воздействие твердых частиц на КА

металлическими микрочастицами. Эти рисунки наглядно иллюстрируют справедливость описания диаметра кратера в хрупкой мишени приведенными выше параметрами.

На рис. 6.20а отчетливо видна центральная область кратера, по которой определяется его диаметр D_p . От центральной области расходятся радиальные трещины, окруженные кольцевыми трещинами, по которым, как указывалось выше, определяется диаметр кратера D_c . На рис. 6.20б также хорошо видна центральная область, которая здесь выглядит светлой вследствие иных условий освещения при фотографировании мишени. Радиальные трещины в данном случае выражены менее отчетливо. Однако здесь хорошо видны выброшенные из кратера осколки, по внешней границе зоны выброса которых определяется диаметр кратера D_s .

На рис. 6.21 показана микрофотография кратера на поверхности защитного стекла фотоэлектрического преобразователя (ФЭП), возвращенного с орбитальной станции «Мир». Общая структура кратера подобна наблюдавшейся в лабораторных экспериментах.

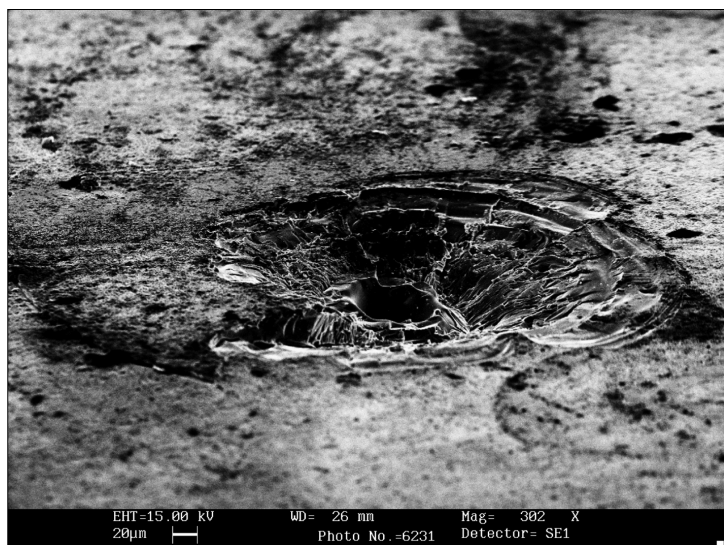


Рис. 6.21. Кратер в защитном стекле ФЭП

6.4. Физические явления при высокоскоростном ударе

Таблица 6.4. Зависимость параметров кратеров в хрупких мишенях от параметров бомбардирующих частиц

Скорость частиц v , км·с ⁻¹	Диаметр частиц d , см	Глубина кратера H , см	H/d	D_c/d	D_p/d
6	$4,0 \cdot 10^{-4}$	$1,0 \cdot 10^{-4}$	0,3	3,3	1,4
6	$3,4 \cdot 10^{-4}$	$5,0 \cdot 10^{-5}$	0,1	2,9	1,4
7	$3,3 \cdot 10^{-4}$	$9,0 \cdot 10^{-5}$	0,3	3,0	1,5
9	$2,0 \cdot 10^{-4}$	$1,1 \cdot 10^{-4}$	0,5	3,0	1,4
10	$1,8 \cdot 10^{-4}$	$9,0 \cdot 10^{-5}$	0,5	3,5	1,6
13	$1,4 \cdot 10^{-4}$	$1,0 \cdot 10^{-4}$	0,7	3,4	1,7
14	$1,1 \cdot 10^{-4}$	$7,0 \cdot 10^{-5}$	0,6	3,2	1,7
7	$6,0 \cdot 10^{-2}$	$1,0 \cdot 10^{-1}$	1,7	41,0	—
7	$6,0 \cdot 10^{-2}$	$1,0 \cdot 10^{-1}$	1,8	44,8	—
5	$4,0 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-1}$	3,1	38,8	—
7	$6,0 \cdot 10^{-2}$	$1,3 \cdot 10^{-1}$	2,2	52,0	—
7	$4,0 \cdot 10^{-2}$	$1,3 \cdot 10^{-1}$	3,3	40,0	—
6	$8,0 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-1}$	1,8	47,5	—
6	$4,0 \cdot 10^{-2}$	$1,5 \cdot 10^{-1}$	3,8	47,0	—
7	$1,0 \cdot 10^{-1}$	$1,8 \cdot 10^{-1}$	1,8	44,9	—

Некоторые экспериментальные данные, характеризующие зависимость параметров кратеров в хрупких мишенях (в качестве основного материала мишени рассматриваются кварцевые стекла), от параметров бомбардирующих частиц приведены в табл. 6.4.

На рис. 6.22 показана полученная с помощью электронного микроскопа фотография нескольких кратеров, образованных ударами частиц Ti разных размеров о Ge-мишень. Хорошо видно, что при ударах мелких частиц образования сколов и кольцевых трещин, по которым определяются размеры кратера D_s и D_c , не происходит. В то же время можно отметить, что процесс образования сколов носит вероятностный характер. Таким образом, параметры кратеров,

6. Воздействие твердых частиц на КА

образующихся в хрупких мишенях, имеют значительный разброс даже при весьма близких условиях взаимодействия бомбардирующих частиц с мишенью.

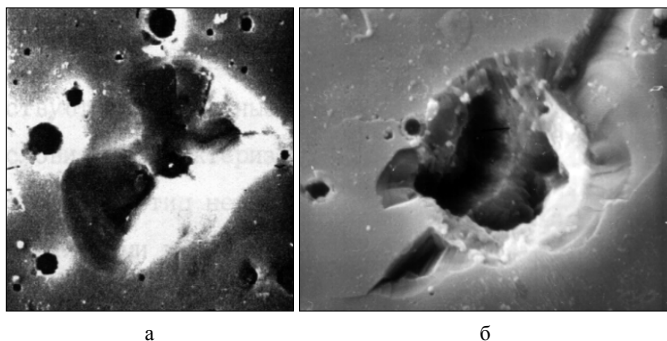


Рис. 6.22. Кратеры, образованные в пластине Ge ударами Ti частиц с поперечными размерами $d \sim 0,5-1,5$ мкм и скоростями $v \sim 4-6$ км·с⁻¹

6.4.3. Эмиссия заряженных частиц и электромагнитное излучение из области высокоскоростного удара

Явление эмиссии электронов и ионов при соударении твердых частиц с мишенью положено в основу работы различных приборов, используемых на КА для регистрации и измерения параметров метеорных частиц и частиц космического мусора, а также в лабораторных экспериментах с ускоренными твердыми частицами. По величине суммарного электронного или ионного заряда, эмитируемого при соударении, можно судить о скорости и массе регистрируемой частицы, а спектр масс эмитируемых ионов дает, кроме того, информацию о химическом составе частицы и физико-химических процессах, протекающих при ударном сжатии и нагревании вещества в области соударения частицы с мишенью. В то же время возникающая при ударе импульсная эмиссия заряженных частиц может создавать помехи работе различных бортовых устройств КА.

Основным механизмом образования электронов и ионов, эмитируемых из области удара, является термическая ионизация

паров вещества. Выше указывалось, что интенсивность этого процесса растет с увеличением скорости соударения. Для описания зависимости суммарного эмитируемого заряда Q от скорости бомбардирующей частицы v получено эмпирическое выражение

$$Q = km^{\alpha}v^{\beta},$$

где m – масса частицы; $\alpha \approx 0,85 - 1$; $\beta \approx 2,8 - 3,2$ – константы, зависящие от свойств материалов частицы и мишени; k – коэффициент, определяемый из экспериментальных данных.

Примечательно, что эта формула по структуре подобна приведенной выше формуле для отношения глубины кратера к диаметру частицы H/d . Такое совпадение не является случайным, поскольку интенсивность всех процессов, протекающих при высокоскоростном ударе, определяется исходной кинетической энергией бомбардирующей частицы и закономерностями преобразования энергии в области соударения. В этой связи следует отметить, что показатель степени $\beta \approx 2,8 - 3,2$ в формуле для эмитируемого заряда Q практически совпадает с показателем в степенной зависимости удельной внутренней тепловой энергии частицы от скорости удара.

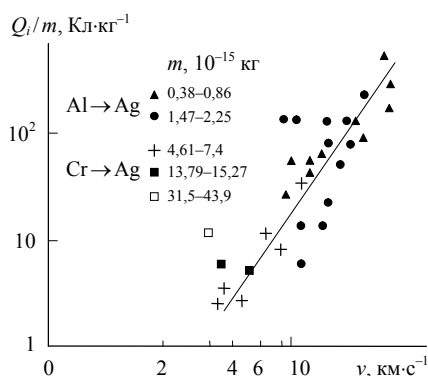


Рис. 6.23. Зависимость удельного эмитируемого ионного заряда от скорости бомбардирующих частиц

На рис. 6.23 показана полученная в лабораторных экспериментах зависимость величины удельного (на единицу массы бомбардирующей частицы) эмитируемого ионного заряда от скорости соуда-

рения при бомбардировке частицами Al и Cг серебряной мишени. Видно, что регистрируемый заряд претерпевает значительные вариации, которые обусловлены вероятностным характером наблюдаемых процессов, а также несферичностью использованных в экспериментах частиц и несовершенством поверхности мишени.

Помимо механизма термической ионизации паров вещества, некоторый вклад в величину эмитируемого заряда могут давать и другие механизмы: поверхностная ионизация, механоэмиссия и т. п. За счет этого регистрируемый отрицательный (электронный) заряд обычно несколько больше ионного.

При использовании электростатического метода ускорения частиц действует специфический дополнительный механизм возникновения эмиссии, связанный с наличием у ускоренной твердой частицы собственного электрического заряда. В этом случае при сближении налетающей частицы с мишенью на расстояние, меньшее диаметра частицы d , между частицей и мишенью происходит электрический разряд. Ток разряда вызывает сильный локальный разогрев вещества частицы и мишени до температуры $T \sim 10^3 - 10^4$ К, что обеспечивает эмиссию электронов и ионов даже при скоростях удара ниже $2 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, т. е. ниже пороговой скорости начала плавления вещества при ударе.

Проведенные в НИИЯФ МГУ исследования позволили установить, что указанный электроразрядный механизм эмиссии достаточно эффективен. На рис. 6.24 представлена зависимость от скорости частицы удельного электронного заряда Q^- / m , полученная в диапазоне скоростей бомбардирующих частиц $v \sim 0,03 - 10 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. На этом рисунке цифрами 1–3 указаны характерные интервалы скоростей, в которых действуют различные механизмы эмиссии:

- ♦ при скоростях удара $v < 1 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ (интервал 1) эмиссия обусловлена наличием у бомбардирующей частицы собственного электрического заряда;
- ♦ в интервале скоростей 2 действует как механизм эмиссии, связанный с собственным зарядом частицы, так и механизм, обусловленный преобразованием кинетической энергии частицы;

6.4. Физические явления при высокоскоростном ударе

- ♦ в интервале 3 механизм, обусловленный преобразованием кинетической энергии частицы, становится преобладающим.

Подтверждение эффективности механизма эмиссии, связанного с возникновением электрического разряда между подлетающей частицей и мишенью, получено и при изучении масс-спектров эмитируемых ионов.

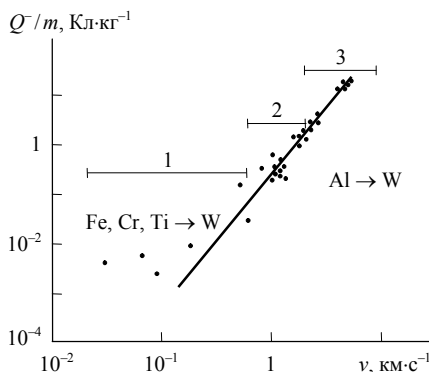


Рис. 6.24. Зависимость удельного эмитируемого электронного заряда от скорости бомбардирующих частиц при $v < 10 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$

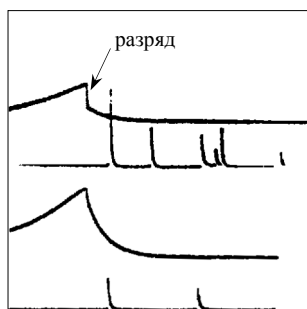


Рис. 6.25. Масс-спектры ионов при возникновении эмиссии за счет электрического разряда с частицы на мишень

На рис. 6.25 приведены две масс-спектрограммы, полученные при бомбардировке мишени из Nb частицами Cr. Верхние кривые на обеих масс-спектрограммах являются записью сигнала, снимаемого с мишени, который отражает процесс индукции заряда на

6. Воздействие твердых частиц на КА

мишени подлетающей микрочастицей. Спектры получены для частиц с близкими скоростями 265 и 250 м·с⁻¹ соответственно, а заряд частицы для нижней спектрограммы был в 2 раза больше ($3,5 \cdot 10^{-13}$ и $7,0 \cdot 10^{-13}$ Кл). Однако, несмотря на большую величину заряда второй частицы, нижняя масс-спектрограмма содержит меньшее число линий, нежели верхняя масс-спектрограмма. Это обусловлено более высокой в первом случае интенсивностью электрического разряда, возникающего при сближении заряженной частицы с мишенью.

Следует отметить, что космические частицы естественного и искусственного происхождения также могут иметь достаточно значительный электрический заряд, образующийся за счет воздействия на них окружающей плазмы и солнечного ультрафиолетового излучения. Поэтому при создании приборов для проведения измерений в космосе и при обработке результатов космических экспериментов нужно учитывать возможность протекания эмиссионных процессов как за счет кинетической энергии регистрируемых частиц, так и за счет их потенциальной энергии, обусловленной наличием электрического заряда.

Нагретое до высокой температуры вещество в области удара является также источником электромагнитного излучения в широком диапазоне длин волн. Неоднократно проводились лабораторные эксперименты по регистрации световых вспышек при высокоскоростном ударе. Было установлено, что зависимость интенсивности вспышки от массы и скорости частицы аналогична приведенной выше зависимости эмитируемого заряда Q от указанных параметров. Это опять-таки объясняется общими закономерностями преобразования энергии в области удара.

Если в качестве мишеней использовать сцинтилляторы, например широко применяемые в ядерных исследованиях кристаллы CsI(Tl) или ZnS(Ag), то интенсивность регистрируемых при ударе вспышек значительно возрастает. При этом вспышки, вызываемые частицами с поперечными размерами ~ 1 мкм и скоростями $\sim 3\text{--}5$ км·с⁻¹, можно наблюдать невооруженным глазом. Следует однако помнить, что в этом случае увеличение интенсивности

вспышки обеспечивается за счет эффективного преобразования кинетической энергии частицы в энергию возбужденных состояний в кристалле. Применение сцинтилляторов в подобных экспериментах интересно с точки зрения создания приборов для регистрации твердых микрочастиц и измерения их параметров

Известны эксперименты и по регистрации в радиодиапазоне излучения, сопровождающего высокоскоростной удар. Так, японскими учеными с помощью высокочувствительного приемника были выполнены измерения радиоизлучения на частотах 2–20 ГГц, возникавшего при ударах нейлоновых шариков с массой около 0,2 г и скоростью $4 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ о металлические мишени. Оказалось, что энергия регистрируемого излучения составляет ничтожную долю ($\sim 3 \cdot 10^{-18}$) от кинетической энергии бомбардирующей частицы. Тем не менее предполагается использовать подобные приемники в космических условиях для регистрации ударов твердых частиц о поверхность КА.

6.4.4. Инициирование ударами твердых микрочастиц электрических разрядов в вакууме и в диэлектриках

На внешней поверхности современных КА располагается значительное количество оборудования, работающего при напряжениях от единиц до десятков киловольт: детекторы и спектрометры заряженных частиц, ионные и плазменные двигатели, преобразователи энергии СБ, антенны телевизионного и связного оборудования и т. д. Для таких устройств космический вакуум является естественной изолирующей средой. В связи с наметившейся в последние годы тенденцией создания негерметизированных КА, что выгодно как с точки зрения минимизации их габаритно-весовых характеристик, так и с экономической точки зрения, количество бортового оборудования, работающего в открытом космосе, будет возрастать. Это повлечет за собой дальнейшее обострение проблемы возникновения электрических разрядов на КА.

6. Воздействие твердых частиц на КА

В оборудовании, находящемся на поверхности КА, могут возникать электрические разряды двух основных форм: газовый разряд и вакуумный разряд. При сравнительно низком вакууме вероятность возникновения самостоятельного газового разряда между электродами определяется процессами в самом газе. Применительно к анализу электрического разряда вакуум принято характеризовать произведением давления газа p на длину разрядного промежутка l . Область наиболее низких напряжений зажигания самостоятельного газового разряда (минимум кривой Пашена) соответствует значениям $pl \sim 1\text{--}10$ Па·м. Такие вакуумные условия вблизи поверхности КА могут существовать в первые дни и даже недели после вывода КА на орбиту, в течение которых идет процесс интенсивного обезгаживания КА.

При давлениях, соответствующих значениям $pl \leq (3\text{--}5) \cdot 10^{-2}$ Па·м (граница левой ветви кривой Пашена со стороны низких давлений), происходит переход от газового разряда к разряду в вакууме, когда определяющими в возникновении разряда становятся процессы на электродах, а давление и состав остаточного газа играют роль лишь в той мере, в какой от них зависит состояние поверхности электродов.

При ударах твердых микрочастиц об электроды или изоляторы высоковольтного оборудования, функционирующего вне герметичных отсеков КА, эмитируемые из области соударения электроны и ионы ускоряются электрическими полями в межэлектродных промежутках оборудования и при попадании на электроды дают начало новым вторично-эмиссионным процессам, что и приводит в конечном итоге к возникновению электрического разряда (пробоя) в межэлектродном промежутке.

Физический механизм инициирования электрического разряда в вакууме ударом твердой микрочастицы об электрод первоначально изучался в связи с конструированием электростатических ускорителей электронов и ионов. При этом в качестве инициирующей частицы рассматривалась металлическая частица, отрывающаяся от одного из электродов и ускоряемая существующим в межэлектродном промежутке электрическим полем.

Предполагалось, что удар частицы приводит к электрическому пробое при следующих условиях:

- ◆ кинетическая энергия частицы перед соударением с электродом достигает величины, достаточной для испарения частицы;
- ◆ количество образовавшихся паров в еще не расширившемся облаке должно быть достаточным для зажигания в нем газового разряда, соответствующего минимуму кривой Пашена;
- ◆ возникший слабый разряд перерастает в пробой только в том случае, если продукты этого разряда, воздействуя на катод, создадут там условия для образования достаточно интенсивного источника электронов, например, нагреют какой-то участок катода до появления заметной термоэмиссии.

Очевидно, что в условиях космического пространства при высоких скоростях ударов твердых частиц об электроды указанные условия будут выполняться с большей вероятностью по сравнению с рассматривавшимся случаем инициирования пробоев в электростатических ускорителях. Проведенные лабораторные исследования механизма инициирования электрических пробоев ударами твердых частиц подтвердили его высокую эффективность.

На рис. 6.26 представлены результаты измерения в лабораторных экспериментах вероятности инициирования электрического пробоя ударами ускоренных микрочастиц. В эксперименте использовался плоский конденсатор с сетчатым верхним электродом, сквозь который бомбардирующие частицы проникали к нижнему сплошному электроду. Исследования проводились с использованием частиц алюминия диаметром около 1 мкм при скоростях частиц $v \sim 10 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Здесь по оси абсцисс отложено напряжение на вакуумном промежутке, а по оси ординат – вероятность возникновения пробоя при ударе. Видно, что вероятность инициирования пробоя достаточно велика, причем она зависит от полярности напряжения, приложенного к вакуумному высоковольтному промежутку: при ударах частиц о катод вероятность пробоев выше по сравнению со случаем ударов частиц об анод. Такая зависимость хорошо согласуется с рассмотренной выше физической картиной развития пробоя.

6. Воздействие твердых частиц на КА

В случае бомбардировки твердыми частицами диэлектриков, подвергшихся облучению электронами с энергией 1–5 МэВ, которая характерна для электронов радиационных поясов Земли, удары частиц могут инициировать электрические разряды в объеме диэлектрика, сопровождающиеся образованием характерных разрядных фигур. В облученном диэлектрике образуется внедренный электронный заряд, создающий электрическое поле между поверхностью диэлектрика и областью залегания заряда. Инициирование разряда происходит за счет локального повышения проводимости диэлектрика в области распространения ударной волны.

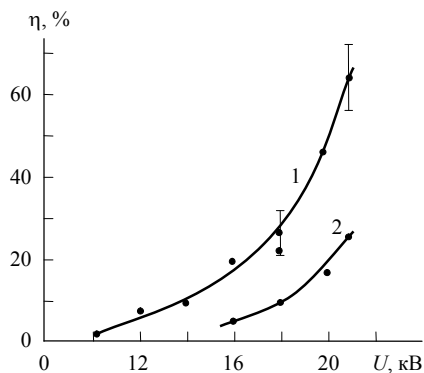


Рис. 6.26. Вероятность иницирования электрического пробоя в вакуумном промежутке при бомбардировке сплошного электрода микрочастицами: 1 – при отрицательном напряжении на сплошном электроде; 2 – при положительном напряжении

На рис. 6.27 показаны результаты лабораторного моделирования описанного явления. В этом эксперименте образец оптического стекла заряжался электронами с энергией ~ 1 МэВ при флюенсе $\sim 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и затем подвергался бомбардировке частицами алюминия с поперечными размерами ~ 1 мкм и скоростями около $3,0 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. В результате такого воздействия в образце возникли разрядные фигуры с выходом канала на поверхность в точку удара микрочастицы.

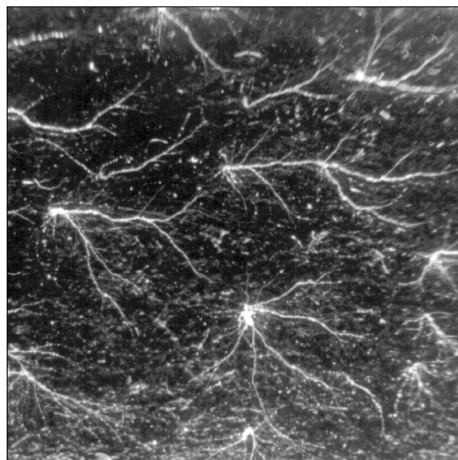


Рис. 6.27. Электрические пробои в радиационно-заряженном стекле, вызываемые ударами микрочастиц

Такое совместное, причем не обязательно одновременное, воздействие на диэлектрики электронов радиационных поясов и твердых микрочастиц может являться причиной значительного ускорения ухудшения их механических и оптических характеристик, что чрезвычайно важно для анализа повреждений защитных стекол СБ, линз оптических приборов, иллюминаторов и т. п.

6.5. Приборы для регистрации и измерения параметров быстрых микрочастиц

6.5.1. Детекторы твердых микрочастиц

Выше указывалось, что накопленная к настоящему времени информация о плотности потоков твердых микрочастиц естественно-го и искусственного происхождения в космическом пространстве и о параметрах частиц (скорость, масса, элементный состав) получена главным образом путем лабораторного исследования открытых элементов конструкции КА и образцов материалов после пребывания их в космосе.

В этом разделе рассмотрим детекторы, вырабатывающие электрический сигнал при взаимодействии с ними твердых микрочастиц. Сигнал детектора может нести информацию не только о факте попадания частицы, но и о ее параметрах, от которых зависят амплитуда и форма сигнала. Преимуществом таких детекторов является, как уже указывалось, возможность изучения с их помощью пространственно-временных вариаций потоков частиц, а недостатком – относительно малая площадь чувствительной поверхности, что при низкой плотности измеряемых потоков требует проведения длительных измерений для набора необходимой статистики.

Работа детектора может основываться на любом из рассмотренных выше физических явлений, возникающих при ударе твердой микрочастицы о мишень. Поскольку величина практически любого эффекта, вызываемого соударением микрочастицы с поверхностью твердого тела, зависит, как это было показано выше на примерах образования кратеров и эмиссии электронов и ионов из зоны соударения, от двух параметров воздействующей частицы – ее массы и скорости, при создании приборов следует стремиться к тому, чтобы их работа основывалась на двух–трех различных физических явлениях. В этом случае из экспериментальных данных возможно независимое определение массы и скорости частиц.

В соответствии со спецификой физических явлений, лежащих в основе работы детекторов последние могут быть разделены на группы. Так, использовавшиеся в первых измерениях потоков твердых частиц в ОКП пьезоэлектрические датчики реагируют на механическое воздействие. К детекторам этой группы относятся также твердотельные и газонаполненные ячейки. В первом случае удар частицы вызывает резкое изменение электрического сопротивления ячейки, а во втором – создает сквозной пробой в тонкой стенке ячейки, что влечет за собой выход газа из ячейки и замыкание связанных с ней электрических контактов.

Наиболее совершенными детекторами, реагирующими на механическое воздействие, являются тонкопленочные конденсаторы, представляющие собой структуру «металл–диэлектрик–металл» (МДМ), в которой толщина диэлектрика (полимерной пленки) составляет обычно от 2 до 20 мкм, а толщина напыленных на нее с обеих сторон металлических электродов – 20–50 нм. Такие детекторы вырабатывают сигналы на нагрузочном сопротивлении как при ударах, не приводящих к сквозному пробое пленки, так и при сквозных пробоях. В отсутствие пробоя импульс тока в электрической цепи возникает за счет резкого увеличения проводимости диэлектрика при его ударном сжатии, а при пробое – за счет замыкания обкладок конденсатора через сквозной проводящий канал. Важно, что даже при сквозных пробоях, датчик срабатывает многократно, так как при прохождении импульса тока металлизация вокруг отверстия оплавляется и отходит от него, предотвращая тем самым стационарное замыкание обкладок. На рис. 6.28 показан фрагмент МДМ-структуры со сквозными отверстиями, образованными множественными ударами металлических микрочастиц при проведении исследований таких структур на электростатическом ускорителе НИИЯФ МГУ.

Существует достаточно много разновидностей детекторов, в которых используется эффект преобразования кинетической энергии частицы во внутреннюю энергию вещества. К этой группе относятся детекторы, работающие на основе возникновения при ударе

6. Воздействие твердых частиц на КА

эмиссии электронов и ионов, световых вспышек, радиоизлучения, и некоторые другие.

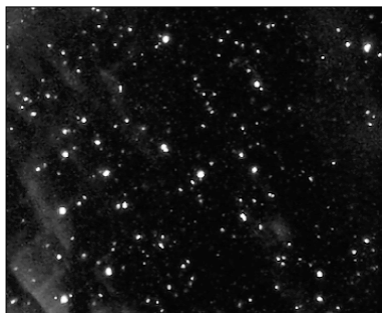


Рис. 6.28. Фрагмент металлизированной лавсановой пленки после бомбардировки частицами Al на электростатическом ускорителе

При регистрации световых вспышек, вызываемых ударами твердых частиц, для повышения их интенсивности можно, как уже отмечалось, использовать сцинтилляторы, применяемые в ядерно-физических исследованиях. Методы и технические средства регистрации световых вспышек (фотоэлектронные умножители, фотодиоды), используемые в обоих случаях, во многом схожи. Продолжая эту аналогию, укажем, что полупроводниковые детекторы, являющиеся в настоящее время одним из главных инструментов при исследовании ионизирующих излучений, также могут быть использованы для регистрации твердых микрочастиц, поскольку при интенсивном ударном сжатии полупроводника в зоне проводимости образуется достаточное количество неравновесных носителей заряда.

Наибольший интерес в числе детекторов данной группы представляют эмиссионные детекторы, использовавшиеся в ряде космических экспериментов. В эмиссионных детекторах производится измерение полного электронного или ионного заряда, эмитируемого из области соударения твердой частицы с мишенью. Заряд собирается на расположенный вблизи мишени коллектор, подключенный к измерительной цепи. В качестве коллектора часто используется металлическая сетка.

Для измерения очень малых эмитируемых зарядов (менее 10^{-14} – 10^{-15} Кл) можно использовать вторично-электронные умножители (ВЭУ), разновидностью которых являются каналные электронные умножители (КЭУ). При этом масса регистрируемых частиц может быть снижена до $\sim 10^{-18}$ кг. При использовании ВЭУ между металлической мишенью, о которую ударяются твердые микрочастицы, и первым динодом или экранирующей сеткой, часто устанавливаемой на входе ВЭУ, прикладывается некоторое ускоряющее напряжение, полярность которого определяется знаком заряда собираемых на динод частиц: электронов или положительных ионов. Коэффициент усиления ВЭУ составляет $\sim 10^4$ – 10^5 .

Важным типом эмиссионных детекторов являются времяпролетные масс-спектрометрические преобразователи, более подробное описание которых будет дано ниже.

Рассмотренные выше детекторы твердых микрочастиц являются детекторами контактного типа, т. е. они вырабатывают сигнал только при ударах частиц о чувствительную поверхность. Существуют также и бесконтактные детекторы: *индукционные и оптические*. Применение первых возможно только при наличии у регистрируемых частиц электрического заряда. Оптические детекторы достаточно громоздки и даже в случае искусственной подсветки регистрируемых частиц уступают по чувствительности ионизационным детекторам.

В заключение данного раздела еще раз подчеркнем, что все эффекты, вызываемые ударами твердых частиц, зависят от двух параметров: скорости частиц и их массы, которая в свою очередь определяется размерами и плотностью частиц. Поэтому при построении измерительных приборов следует по возможности использовать сочетания из двух–трех детекторов, работающих на разных физических принципах. В этом случае мы получим необходимый набор исходных данных для определения указанных параметров. Если же мы имеем только один детектор, и соответственно при обработке экспериментальных данных имеем одно уравнение с двумя неизвестными, то значение одного из указанных параметров приходится задавать. Именно по этой причине даются рекомендации по вы-

6. Воздействие твердых частиц на КА

бору средних значений скорости метеорных и техногенных частиц при обработке результатов экспериментов, о чем сообщалось в разд. 1.1.

6.5.2. Приборы для измерений в космосе

На основании опыта лабораторных исследований были сконструированы различные приборы, предназначенные для изучения потоков твердых микрочастиц естественного и искусственного происхождения в натурных космических экспериментах.

В этом разделе в качестве примеров рассмотрим приборы двух типов: комбинированный прибор на основе тонкопленочных конденсаторных датчиков и времяпролетный масс-спектрометрический преобразователь с электростатическими зеркалами.

На рис. 6.29 приведена схема прибора, построенного на основе двух тонкопленочных конденсаторных датчиков MDM1 и MDM2.

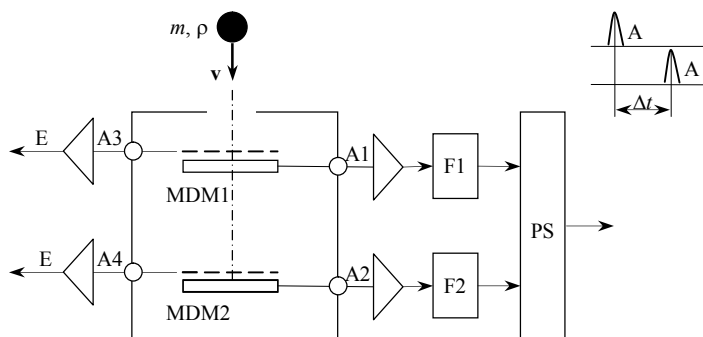


Рис. 6.29. Схема прибора с двумя тонкопленочными конденсаторными датчиками

В данном приборе имеется возможность измерения скорости частицы времяпролетным методом, если она пробивает верхний тонкопленочный датчик. Если параметры частицы таковы, что сквозного пробоя верхнего датчика не происходит, частица регистрируется по параметрам импульса верхнего датчика. Импульсы от

6.5. Приборы для регистрации микрочастиц

верхнего и нижнего конденсаторных датчиков регистрируются соответственно в каналах А1 и А2. Сетки, установленные вблизи поверхности конденсаторных датчиков, позволяют измерять величины зарядов, эмитируемых при ударе (каналы А3 и А4), что, как уже указывалось, позволяет получить необходимый набор исходных данных для независимого определения скорости и массы регистрируемой частицы.

На рис. 6.30 показана диаграмма чувствительности этого прибора (зависимость диаметра регистрируемых частиц от их скорости), полученная на основании расчетов и лабораторных экспериментов.

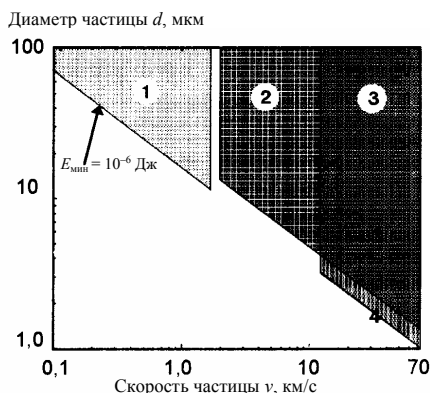


Рис. 6.30. Диаграмма чувствительности прибора с двумя тонкопленочными конденсаторными датчиками. На данной диаграмме цифрами 1–4 указаны следующие области регистрации: 1 – ударное сжатие диэлектрика датчика MDM1 частицами со скоростями $v \leq 1,6 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ (минимальная энергия частиц $E_{\min} = 10^{-6} \text{ Дж}$); 2 – проникновение частиц со скоростями $2,0 \leq v \leq 12 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ через MDM1; проникновение частиц со скоростями $v > 12 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ через MDM1; ударное сжатие диэлектрика датчика MDM1 частицами с размерами $d < 3\text{--}4 \text{ мкм}$ и скоростями $v > 12 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$

Мы видим, что медленные частицы (область 1), которые следует интерпретировать как частицы космического мусора, могут быть зарегистрированы посредством ударного сжатия конденсаторного датчика MDM1 только при размерах частиц $d \geq 10 \text{ мкм}$. Размеры микрометеорных частиц, которые регистрируются с измерением

6. Воздействие твердых частиц на КА

скорости времяпролетным методом (область 3) и без измерения скорости (область 4), зависят от скорости частиц. Отметим, что при использовании сигналов только от конденсаторных датчиков, т. е. без регистрации эмиссии заряженных частиц с поверхности датчиков, невозможно разделить сигналы от частиц космического мусора в области 1 и от микрометеорных частиц в области 4.

Описанный прибор был использован в упоминавшихся выше измерениях на двух российских геостационарных ИСЗ серии «Горизонт», которые позволили впервые в мире получить данные о степени засоренности геостационарной орбиты техногенными микрочастицами. Результаты этих измерений приведены на рис. 6.31.

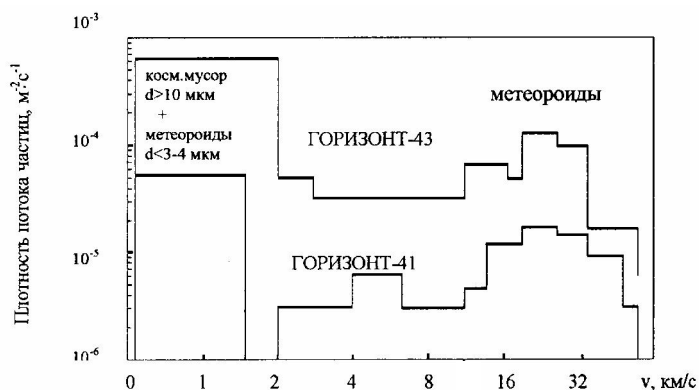


Рис. 6.31. Результаты измерения плотности потока микрочастиц естественного и искусственного происхождения с поперечными размерами $d = 1\text{--}1000$ мкм в области ГСО

Схемы разработанных времяпролетных масс-спектрометрических преобразователей представлены на рис. 6.32. В преобразователе первого типа (рис. 6.32а) ионы, образованные при ударе микрочастицы о мишень 1, ускоряются в промежутке между мишенью и сеткой 2 и далее движутся в верхнем дрейфовом промежутке. Затем ионы отражаются электростатическим зеркалом 3, состоящим из двух сеток, и через центральное отверстие в мишени направляются в нижний дрейфовый промежуток. При этом имеется возможность регистрации спектра масс после прохождения ионами

только верхнего дрейфового промежутка, либо после прохождения и нижнего дрейфового промежутка. В первом случае ионы регистрируются каналным электронным умножителем У2, в который они направляются электрическим полем, создаваемым в промежутке между отклоняющим электродом 4 и входной сеткой умножителя У2. Во втором случае это поле отсутствует и ионы, отражаясь фокусирующим электростатическим зеркалом 5, направляются на умножитель У3. Преобразователь позволяет также измерять суммарный ионный заряд и скорость разлета ионов от мишени. При этом мишень 1 и верхняя сетка электростатического зеркала 3 находятся под нулевым потенциалом, а ионы, движущиеся в верхнем дрейфовом промежутке за счет начальных скоростей, регистрируются с помощью умножителя У1. Необходимую для эффективной регистрации энергию ионы приобретают за счет наличия отрицательного потенциала на входной сетке умножителя У1. Общая длина преобразователя около 500 мм.

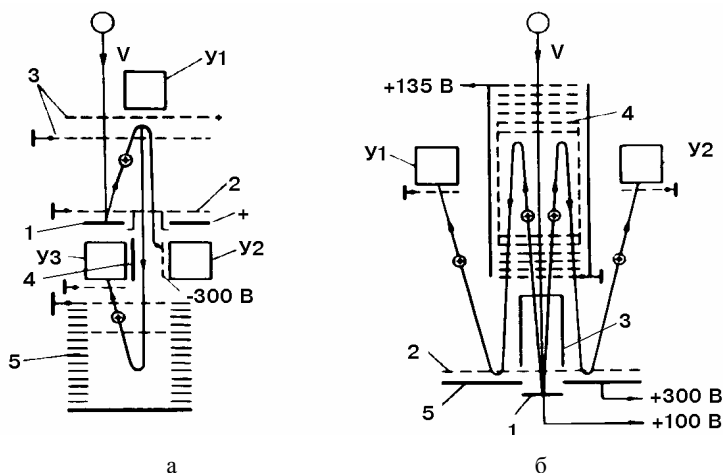


Рис. 6.32. Схемы времяпролетных масс-спектрометров с электростатическими зеркалами

Испытания показали, что разрешающая способность этого преобразователя при использовании только верхнего дрейфового про-

6. Воздействие твердых частиц на КА

межутка составляет 50–60, а при использовании обоих дрейфовых промежутков достигает 200.

Однако во втором случае существенно уменьшается количество ионов, доходящих до детектора, что затрудняет использование преобразователя при малых скоростях регистрируемых частиц.

Преобразователь второго типа (рис. 6.32б) имеет более высокую чувствительность по заряду, а его разрешающая способность близка к 100 при длине конструкции 370 мм. В этом преобразователе ионы, образующиеся при ударе частицы о мишень 1, ускоряются сеткой 2 и через экранирующий цилиндр 3 попадают в дрейфовый промежуток, где отражаются электростатическим зеркалом 4, а затем зеркалом, образованным сеткой 2 и электродом 5, попадая в конечном итоге на умножители У1 и У2. Использование этого преобразователя при низких скоростях регистрируемых частиц более предпочтительно.

Масс-спектры ионов, обсуждавшиеся выше (рис. 6.25), были получены при лабораторных испытаниях описанных масс-спектрометрических преобразователей.

Для устранения основного недостатка контактных детекторов – малой площади их чувствительной поверхности – была предложена и теоретически обоснована концепция создания малого КА, тонкопленочная оболочка которого является МДМ-структурой, т. е. конденсаторным датчиком ударов микрочастиц, а внутри оболочки установлен сферический коллектор для регистрации ионов при сквозном пробое оболочки.

Диаметр такого КА составляет около 10 м, при этом его чувствительная поверхность может быть разделена на секции, что позволит получить более полную информацию о пространственно-временных вариациях потоков регистрируемых частиц.

6.6. Методы защиты КА от воздействия метеорных и техногенных тел

Методы защиты КА от повреждающего воздействия ударов твердых тел, входящих в состав метеорной материи и космического мусора, можно разделить на три группы:

- ♦ инженерно-конструкторские методы обеспечения необходимой прочности элементов конструкции КА и создания защитных экранов;
- ♦ активные методы предотвращения столкновений КА с метеороидами и техногенными телами;
- ♦ меры организационно-правового характера, направленные на снижение уровня засоренности ОКП техногенными объектами.

6.6.1. Применение защитных экранов

Наиболее разработанными и широко применяемыми являются инженерно-конструкторские методы защиты КА, реализуемые на стадиях проектирования, изготовления и испытаний КА. Ключевой задачей является выбор конструкции и толщины стенок корпуса КА исходя из требований обеспечения необходимого уровня защиты КА при допустимых габаритно-весовых характеристиках конструкции.

Простейшим способом достижения высокого уровня защиты является применение достаточно толстых стенок, изготовленных из материалов, устойчивых к ударным воздействиям. Оценочные расчеты требуемой толщины стенок несложно сделать с помощью выражений, приведенных выше в разд. 3, используя сведения о параметрах бомбардирующих частиц (разд. 1).

Для определения минимальной толщины стенки, при которой не возникает сквозного пробоя, можно использовать так называемое баллистическое уравнение:

$$d = \left(0,106022 \, t H^{1/4} \sqrt{\rho_t / \rho_p} (c/V)^{2/3} \right)^{0,947368},$$

6. Воздействие твердых частиц на КА

где d – диаметр бомбардирующей частицы, [см]; t – критическая толщина мишени, [см]; H – твердость материала мишени по Бригеллю, [МПа]; ρ_p, ρ_t – плотности частицы и мишени; c – скорость звука в материале частицы, [км·с⁻¹]; V – скорость частицы, [км·с⁻¹].

Уточненные данные получают на основании трехмерного математического моделирования ударных воздействий и лабораторных испытаний материалов и элементов конструкции.

Более эффективную защиту можно обеспечить с помощью многослойных конструкций, состоящих из чередующихся слоев материалов с различными механическими свойствами. В этом случае на границах раздела слоев происходит частичное отражение ударной волны, распространяющейся от наружной поверхности, что в конечном итоге позволяет обеспечить необходимое ослабление ударной волны при меньшей толщине многослойной конструкции по сравнению с монолитной стенкой.

При расчете многослойных конструкций удобно использовать понятие акустического сопротивления материала: $G = \rho U$, где ρ – плотность материала рассматриваемого слоя, U – скорость распространения ударной волны в слое. С помощью этого параметра записываются выражения, устанавливающие связь между давлением в импульсе сжатия в первом слое P_1 , давлением в отраженном от границы слоев импульсе $P_{отр}$ и давлением в импульсе, прошедшем во второй слой P_2 ,

$$\frac{P_{отр}}{P_1} = \frac{G_2 - G_1}{G_2 + G_1}, \quad \frac{P_2}{P_1} = \frac{2G_2}{G_2 + G_1},$$

где G_1 и G_2 – акустическое сопротивление материалов первого и второго слоев соответственно.

Из приведенных соотношений видно, что при $G_2 \ll G_1$ происходит почти полное отражение импульса сжатия от границы раздела слоев, а при $G_2 = G_1$ импульс полностью передается через границу раздела. На основании этих соображений можно выбрать материалы для слоистой конструкции и оценить уровень обеспечиваемой защиты.

Типичным примером двухслойной конструкции является СБ КА с покровным защитным стеклом. Основным назначением защитных стекол СБ является снижение уровня радиационных повреждений ФЭП протонами радиационных поясов Земли. При этом стекла создают и защиту СБ от ударов твердых частиц.

Традиционно рассматриваемым механизмом деградации СБ в результате бомбардировки их микрометеорными частицами и частицами космического мусора является снижение прозрачности защитных стекол за счет образования на их поверхности кратеров, трещин и царапин. При этом предполагается, что степень снижения прозрачности пропорциональна суммарной площади поврежденных участков защитных стекол. На основании рассмотренных выше в предыдущих разделах данных о потоках частиц и размерах образующихся кратеров можно показать, что суммарная площадь поврежденных участков в течение года составит менее 0,1% от общей поверхности СБ. Если полагать, что снижение мощности СБ составит такую же величину, то данный вид деградации СБ можно считать не представляющим серьезной опасности.

В последние годы был теоретически обоснован и экспериментально подтвержден еще один механизм деградации СБ в результате ударных воздействий. Таким механизмом является повреждение *n-p* переходов ФЭП ударной волной, распространяющейся из области соударения частицы с поверхностью защитного стекла СБ.

В основе рассматриваемого физического механизма лежат представления о процессах образования кратера непосредственно на поверхности кремниевой пластины ФЭП, протекание которых приводит к повреждению *n-p* перехода. Наиболее важным из этих процессов является плавление полупроводниковой пластины на глубинах залегания *n-p* перехода (доли микрометра), в результате чего может происходить шунтирование *n-p* перехода или даже его короткое замыкание.

При бомбардировке твердыми частицами ФЭП с защитным стеклом ударная волна формируется в области соударения частицы с поверхностью защитного стекла и далее распространяется в глубь ФЭП, проходя границу раздела между стеклом и кремниевой пла-

6. Воздействие твердых частиц на КА

стиной. С помощью приведенных выше выражений можно определить давление за фронтом ударной волны, сформированной на поверхности защитного стекла, достаточное для плавления кремния в приповерхностной области ФЭП, где располагается n - p переход.

Очевидно, что для возникновения шунтирования n - p перехода ФЭП, снабженного защитным стеклом, значения диаметра и скорости бомбардирующих частиц должны быть выше некоторых пороговых величин, при достижении которых начинается плавление кремниевой пластины и образование кратера в ФЭП. На рис. 6.33 приведены рассчитанные для разных материалов бомбардирующей частицы зависимости отношения порогового значения диаметра частиц $d_{\text{пор}}$ к толщине защитного стекла L от скорости частиц v . В области скоростей $v < 10 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ все кривые начинаются от порогового значения скорости, ниже которого плавление кремния невозможно.

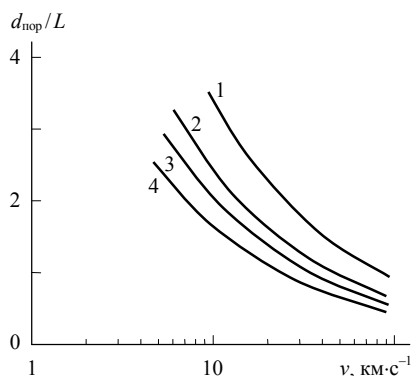


Рис. 6.33. Зависимость отношения порогового значения диаметра частиц к толщине защитного стекла от скорости частиц: 1 – вещество с $\rho = 1 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$; 2 – алюминий; 3 – титан; 4 – железо

Лабораторные исследования данного механизма повреждения ФЭП, проведенные на электростатическом ускорителе НИИЯФ МГУ, и данные натурного эксперимента в целом подтвердили справедливость сделанных теоретических оценок. На рис. 6.34а показана трансформация исходной вольт-амперной характеристики 1 ФЭП СБ в характеристику 2 за счет одиночного удара твердой

частицы, зарегистрированная в лабораторном эксперименте, а на рис. 6.34б приведены аналогичные результаты, полученные в натурных условиях. Во втором случае показаны вольт-амперные характеристики ФЭП СБ, возвращенной с орбитальной станции «Мир». Характеристики 1, 2 относятся к преобразователям, не получившим существенных повреждений, а характеристики 3, 4 свидетельствуют о шунтировании n - p перехода преобразователей в результате ударов твердых частиц.

Полученные данные позволяют сделать прогноз деградации характеристик СБ за счет рассмотренного физического механизма. Расчеты для фрагмента СБ с защитным стеклом толщиной 155 мкм показывают, что за счет воздействия частиц космического мусора в области низких околоземных орбит могут достигать 1% в год.

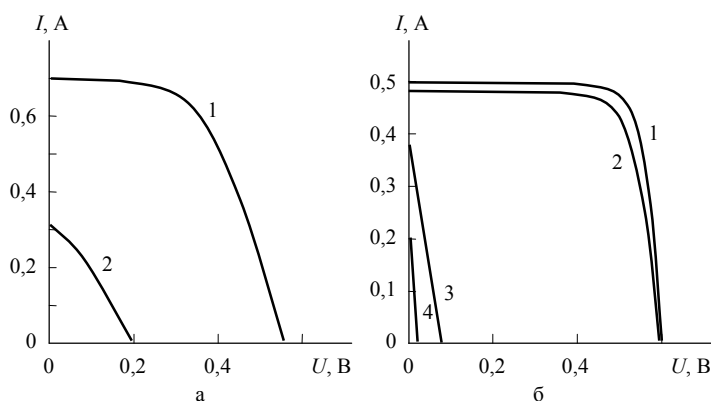


Рис. 6.34. Зарегистрированные изменения вольт-амперных характеристик ФЭП СБ: а – в лабораторном эксперименте; б – в натурных условиях

Еще более эффективная защита корпуса КА может быть обеспечена с помощью экранов, располагаемых с некоторым зазором относительно корпуса. При этом могут использоваться 2–3 экрана, между которыми также имеются зазоры. Схема такой защитной конструкции показана на рис. 6.35, где изображены два защитных экрана толщиной L_1 и L_2 соответственно с зазором между ними S , расположенные над стенкой корпуса КА.

6. Воздействие твердых частиц на КА

Увеличение эффективности защиты обеспечивается за счет того, что при высокоскоростном соударении бомбардирующей частицы даже с относительно тонким первым экраном она разрушается. В результате на второй экран воздействует расходящийся поток фрагментов частицы и пробитого экрана, которые могут находиться в твердом, жидком и парообразном состоянии, в зависимости от скорости соударения. Ударное воздействие расходящегося потока значительно слабее по сравнению с локальным воздействием монолитной частицы.

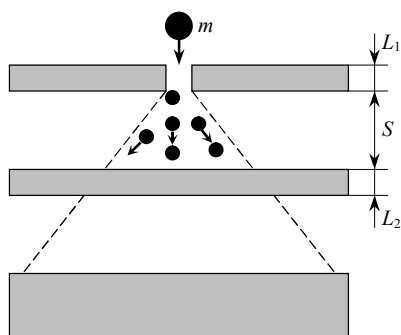


Рис. 6.35. Схема защиты с двумя экранами

Если расходящийся поток все же пробивает второй экран, процесс фрагментации и расширения потока повторяется. Варьируя толщины экранов, свойства их материалов и расстояние между экранами и защищаемым корпусом КА, можно добиваться оптимальных условий ослабления ударного воздействия на корпус.

В настоящее время интенсивно исследуются возможности применения в составе многослойных защитных экранов различных композиционных материалов, керамик и даже химически активных материалов, которые будут способствовать более полному разрушению бомбардирующих частиц. Большое внимание при этом уделяется изучению возможностей использования разнообразных наноматериалов.

Имеется значительное количество результатов лабораторных исследований эффективности экранов разных конструкций. В качест-

ве примера на рис. 6.36 показан макет комбинированного защитного экрана, который был подвергнут испытаниям на легкогазовой пушке Научно-исследовательского института механики МГУ. Первый экран в данном случае представляет собой двухслойную конструкцию, состоящую из стального листа толщиной около 1 мм и мелкоструктурной металлической сетки. В качестве второго экрана использована металлическая сетка другой структуры. Масса бомбардирующей частицы составляла около 1 г, а скорость $\sim 6 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$.

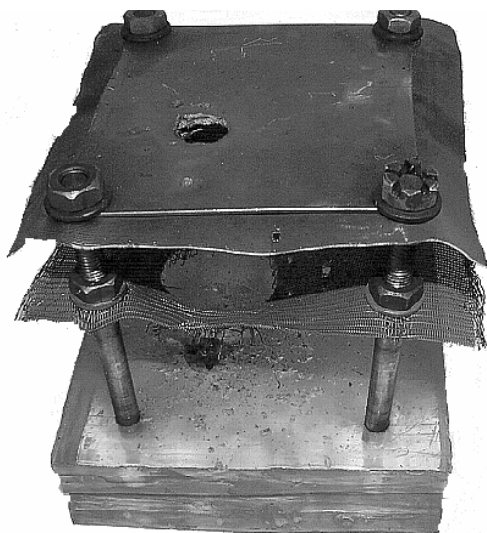


Рис. 6.36. Макет комбинированного защитного экрана после воздействия частицы массой 1 г со скоростью $\sim 6 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$

Хорошо видно увеличение диаметра отверстия во втором сетчатом экране по сравнению с первым экраном, а также расширение зоны разлета фрагментов, воздействующих на толстую стенку, в которой тем не менее сохраняется центральное ядро потока. В качестве основы испытывавшегося лабораторного макета в данном случае использован толстый блок полиметилметакрилата. В отсутствие защитного экрана удар частицы с указанными параметрами создает в таком блоке глубокие кратеры (рис. 6.37).

6. Воздействие твердых частиц на КА

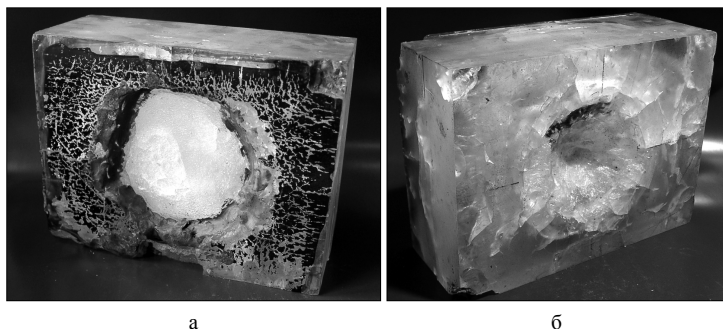


Рис. 6.37. Кратеры в толстой мишени из полиметилметакрилата

6.6.2. Активные методы предотвращения столкновений и меры организационно-правового характера

Существующие в настоящее время и разрабатываемые активные методы предотвращения столкновения КА с метеорными и техногенными телами основываются на раннем обнаружении объектов, представляющих потенциальную опасность для КА, и выполнении экстренного маневра КА либо воздействию на потенциально опасный объект с целью изменения параметров его орбиты или уничтожения. В качестве инструмента воздействия рассматриваются главным образом мощные импульсные лазеры, излучение которых фокусируется и направляется в нужную область с помощью зеркал. Такой лазер может быть установлен как на самом защищаемом КА, так и на автономном специализированном КА. В последнем случае возможно удаление опасных объектов из обширных областей ОКП. Концепция такого проекта, рассматриваемого немецкими исследователями, иллюстрируется рис. 6.38. Основной трудностью при создании подобных систем является требуемая высокая мощность лазеров, что влечет за собой необходимость создания соответствующих источников энергии на борту КА.

Обсуждаются также различные проекты очистки околоземного пространства от осколков и мелких частиц, один из которых был описан в настоящем разделе. Все эти проекты являются пока весь-

6.6. Методы защиты КА от воздействия метеорных и техногенных тел

ма дорогостоящими и трудновыполнимыми. Для их реализации необходима консолидация усилий мирового космического сообщества.

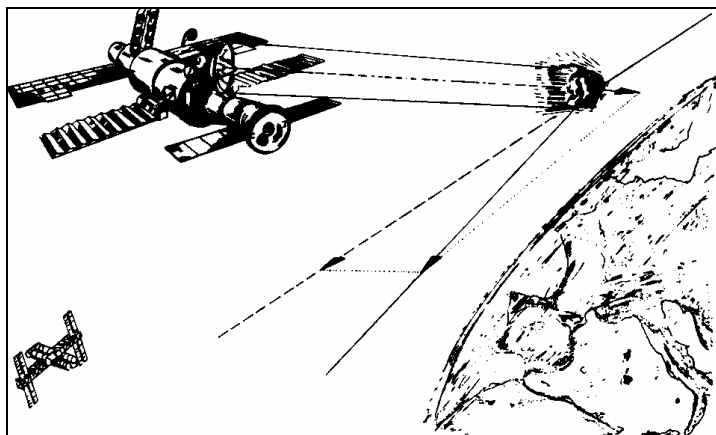


Рис. 6.38. Проект удаления опасных объектов с околоземных орбит с помощью мощного лазера, установленного на автономном КА

Некоторые меры организационно-правового характера, направленные на снижение уровня засоренности ОКП техногенными объектами, уже указывались в разд. 1 при рассмотрении различных сценариев космической деятельности в связи с обсуждением прогноза изменения числа техногенных объектов в ОКП. В числе таких мер назывались: исключение взрывов космических объектов, ограничение количества запусков КА, уменьшением числа сопровождающих фрагментов, выводимых на орбиты при запусках КА. Отмечалось, что ощутимого снижения уровня засоренности можно добиться только при совокупном использовании указанных мер. Помимо этого, необходимо удаление с околоземных орбит КА, прекративших активное функционирование. Эта мера уже широко практикуется. Для ее реализации в двигателях коррекции орбиты КА сохраняется необходимый запас топлива. С низких орбит неработающие КА энергетически выгоднее удалять путем их дополнительного снижения с последующим сгоранием в атмосфере, как это

6. Воздействие твердых частиц на КА

было сделано с орбитальной станцией «Мир». А для орбит с высотой более 20–25 тыс. км неработающие КА выгоднее удалять путем их перевода на далекие от Земли орбиты.

Продолжающиеся в различных направлениях работы по совершенствованию международного права в области космической деятельности позволяют надеяться на выработку в ближайшие годы эффективных мер по ограничению и снижению уровня засоренности околоземного пространства техногенными объектами.

6.6.3. Специфика защиты лунных аппаратов

В связи с важностью разрабатываемых проектов создания долговременных обитаемых баз на Луне следует указать, что для оборудования, располагаемого на поверхности Луны, важным фактором, вызывающим ухудшение характеристик оптических элементов, в частности снижение прозрачности защитных стекол СБ, является обсуждавшаяся выше лунная пыль. Потоки низкоскоростных пылинок не вызывают существенной эрозии поверхности защитных стекол, однако они могут загрязнять поверхность.

На рис. 6.39 показано полученное теоретически и экспериментально относительное снижение коэффициента пропускания τ стеклянного образца в зависимости от массы пылинок S , осевших на 1 см^2 .

Используя данные, представленные на рис. 6.39, и полученные расчетным путем предельные значения пылевых потоков в области терминатора, можно оценить максимальное годовое снижение коэффициента пропускания стеклянной пластины в 15–25%. При проведении оценки учитывалась продолжительность пребывания объекта в области терминатора и предполагалось, что все упавшие на поверхность пылинки остаются на ней, т. е. коэффициент прилипания равен 1. Такая оценка заведомо соответствует «наихудшему» сценарию, поскольку величины пылевых потоков изменяются в достаточно широких пределах, а кроме того, существуют естественные механизмы удаления осевших пылинок с поверхности.

В качестве одного из таких механизмов рассматривается сброс пылинок под действием сил электростатического отталкивания при смене знака потенциала поверхности.

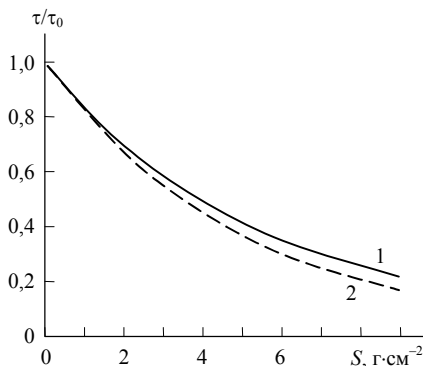


Рис. 6.39. Полученное теоретически (1) и экспериментально (2) относительное снижение коэффициента пропускания стеклянного образца

Имеющиеся весьма немногочисленные экспериментальные данные не противоречат приведенным выше оценкам. Так, коэффициент пропускания оптической линзы аппарата *Surveyor* после пребывания его на поверхности Луны в течение 31 месяца (1967–1969) снизился на 25% с учетом дополнительного запыления, созданного посадкой *Apollo-12* в 155 м от аппарата *Surveyor*. При этом было констатировано, что общая массовая толщина слоя пыли составила не менее $10^{-3} \text{ г}\cdot\text{см}^{-2}$, а вклад в ее величину за счет посадки корабля *Apollo-12* составил $10^{-5}–10^{-4} \text{ г}\cdot\text{см}^{-2}$. Таким образом, среднее снижение коэффициента пропускания оптического элемента за 1 год по результатам этого эксперимента составило около 10%.

Проведенные оценки показали, что загрязнение защитных стекол СБ лунной пылью может являться основным фактором, вызывающим снижение эффективности СБ оборудования, функционирующего на поверхности Луны. Значимость этого фактора иллюстрируется данным табл. 6.5, в которой приведены данные о деградации СБ лунной базы под действием различных факторов космического пространства.

6. Воздействие твердых частиц на КА

Таблица 6.5. Оценка деградации солнечных батарей лунной базы за счет действия различных факторов космического пространства

Воздействующий фактор	Ожидаемое снижение эффективности солнечных батарей за год, %
Метеорные частицы	0,2–0,3
Вторичные частицы	< 1
Лунная пыль	10–15
Космическая радиация	1,5–2
Электромагнитное излучение Солнца	0,5

Помимо рассмотренных ухудшений характеристик оборудования лунных аппаратов, связанных с загрязнением поверхности оседающими пылинками, исследуют абразивное повреждающее воздействие низкоскоростного пылевого потока на материалы и повреждение узлов трения накапливающейся пылью, в том числе нарушение герметичности скафандров в местах сгибов.

В связи с тем, что лунная пыль является, согласно приведенным оценкам, одним из важнейших факторов, приводящих к ухудшению характеристик оборудования лунных аппаратов, изучаются различные методы защиты поверхностей от накопления пыли и методы ее удаления.

К числу наиболее перспективных методов относят:

- ♦ электростатические многоуровневые экраны;
- ♦ электромагнитные экраны;
- ♦ специальные покрытия;
- ♦ бесконтактные электромагнитные «щетки»;
- ♦ сдувание пыли потоком газа;
- ♦ очистку поверхности лазерным излучением;
- ♦ плазменную очистку.

Для оценки эффективности предлагаемых методов и технических возможностей их реализации еще предстоит провести необходимые лабораторные и натурные исследования.

7. НАНОМАТЕРИАЛЫ И НАНОТЕХНОЛОГИИ В КОСМИЧЕСКОЙ ТЕХНИКЕ

7.1. Физические основы нанотехнологий и свойства наноматериалов

7.1.1. Размерные эффекты

Нанотехнология решает задачи создания нанообъектов, к которым относят материальные объекты различной конфигурации: частицы (зерна), волокна, трубки, пленки и др., хотя бы один линейный размер которых лежит в диапазоне 1–100 нм, материалов на их основе, называемых соответственно *наноструктурными (наноструктурированными) материалами* или просто *наноматериалами*, и законченных изделий, в составе которых используются наноматериалы. Нанообъекты в зависимости от их конфигурации называют *наноструктурными элементами* или *наноструктурами*. Применением термина «нанотехнология» во множественном числе обычно подчеркивают многообразие направлений в данной области или обозначают комплекс каких-то конкретных технологий. Важно отметить, что нанотехнология призвана создавать материалы и законченные изделия с принципиально новыми эксплуатационными свойствами, которые не могут быть достигнуты с помощью традиционных технологий.

Наноматериалы весьма разнообразны. Так, совокупность наночастиц, т.е. нанопорошок, может использоваться как самостоятельный материал, например, в качестве катализатора. Путем спекания или прессования нанопорошков из них можно получать высокопрочные твердые материалы. В качестве наполнителей нанопорошки могут входить в состав различных композиционных материалов, имеющих уникальные механические, тепловые или электрофизические характеристики.

Почему же наноматериалы обладают столь замечательными свойствами? Кратко на этот вопрос можно ответить следующим образом: во-первых, при переходе от микро- к нанообъектам увеличивается отношение числа атомов, находящихся на поверхности, к числу атомов в объеме, вследствие чего растет влияние сил поверхностного взаимодействия и границ раздела на свойства вещества, а во-вторых, с уменьшением размеров частиц все в большей степени проявляются квантовые эффекты. Роль первого фактора является определяющей, например, при получении наноматериалов с уникальными механическими свойствами, а второго – при создании элементов наноэлектроники.

Таким образом, можно констатировать, что наноструктурированное вещество приобретает новые свойства, отличные от физико-химических свойств, присущих веществу в его объемном состоянии. Переход в такое качественно новое состояние, называемое часто *наносостоянием*, для большинства веществ начинается как раз при размерах структурных элементов менее 100 нм.

При переходе вещества в наносостояние его свойства начинают сильно зависеть от размера составляющих его нанообъектов, что является следствием происходящего при уменьшении размера объектов изменения их свойств и характера взаимодействия с другими объектами. В этом заключаются *размерные эффекты*, которые возникают, когда размер объекта становится сопоставимым с каким-то параметром вещества, оказывающим значительное влияние на протекание тех или иных процессов в веществе и, соответственно, на его свойства. Этот параметр может характеризовать процессы, описываемые в рамках классической физики, либо на основа-

нии квантовомеханических представлений. Для классических размерных эффектов в качестве указанного параметра могут рассматриваться длина свободного пробега заряженных частиц в веществе, диффузионная длина, диаметр траекторий скольжения дислокаций в кристаллических структурах (петель Франка–Рида) и др., а для квантовых размерных эффектов, называемых также *квантоворазмерными*, соответствующим параметром чаще всего служит длина волны де Бройля.

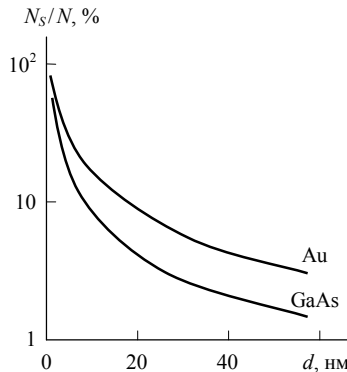


Рис. 7.1. Зависимость от размера наночастицы d полного числа атомов N и числа атомов на поверхности N_s для Au (а) и доли поверхностных атомов для Au и GaAs (б)

При оценке возможного влияния размерных эффектов на свойства нанобъекта важным показателем является отношение количества атомов, находящихся на поверхности, к их общему количеству в объекте. Рис. 7.1 показывает зависимость доли атомов, находящихся на поверхности, от размера частицы для золота и арсенида галлия (GaAs), имеющего другую кристаллическую структуру. Видно, что при размерах частиц менее 10 нм доля поверхностных атомов начинает быстро расти. На свойства веществ с зернистой структурой, которая характерна для металлов, большое влияние оказывает содержание в объеме вещества поверхностей раздела между зернами (кристаллитами). На рис. 7.2 показано изменение этого параметра в зависимости от размера зерен при предполагаемой толщине приграничной зоны 1 нм. При размерах зерен 100 нм объемная доля

7. Наноматериалы в космической технике

поверхностей раздела становится заметной (около 3%), а при 10 нм и менее она измеряется уже десятками процентов.

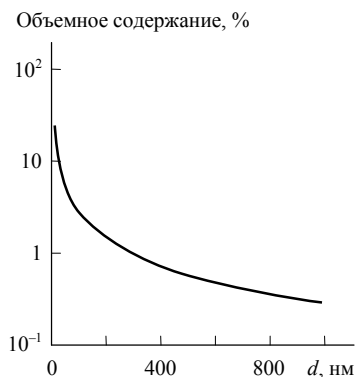


Рис. 7.2. Зависимость объемного содержания поверхностей раздела от размера зерен d

При анализе квантоворазмерных эффектов удобно использовать параметр наноструктур, называемый *размерностью* или *наноразмерностью*. Размерность наноструктур определяется числом измерений, в которых размеры рассматриваемого объекта лежат вне нанодиапазона и в которых, следовательно, не проявляются какие-либо особенности, связанные с размерными эффектами. По этому параметру все объекты можно разделить на четыре группы:

- ♦ 3D-объекты – объекты микро- и макродиапазонов (объемные материалы);
- ♦ 2D-объекты – нанопленки;
- ♦ 1D-объекты – нановолокна, нанотрубки и т.п.;
- ♦ 0D-объекты – наночастицы, нанокристаллы, квантовые точки.

Здесь в числе 1D- и 0D-объектов указаны играющие очень важную роль в нанотехнологии нанотрубки и квантовые точки, о которых подробнее будет рассказано ниже.

Приведенную классификацию часто распространяют также на материалы, состоящие из объектов соответствующих групп.

Квантовые эффекты проявляются, как уже указывалось, если размеры объекта становятся сопоставимыми с длиной волны де

Бройля частиц, движущихся внутри объекта. Для электронов, движущихся в кристаллической структуре, длина волны де Бройля λ определяется выражением:

$$\lambda = \frac{h}{m^* v} = \frac{h}{\sqrt{2m^* E}};$$

где $h = 6,625 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка; m^* , v , E – эффективная масса, скорость и кинетическая энергия электрона соответственно.

Путем введения эффективной массы m^* учитывается влияние атомов кристаллической структуры на движение электрона. В металлах эффективная масса электрона мало отличается от его массы покоя ($m^* \approx m_0 = 9,1 \cdot 10^{-31}$ кг), но в полупроводниках этот параметр может изменяться в достаточно широких пределах (например, для Si $m^* = 0,92m_0$, а для GaAs $m^* = 0,07m_0$).

Помимо эффективной массы, электроны, движущиеся в металлах и в полупроводниках, существенно отличаются по энергии. Для металлов электронный газ является вырожденным при температурах ниже температуры плавления, и в переносе заряда участвуют только электроны с энергиями, близкими к уровню Ферми ($E \approx 5$ эВ). Для полупроводников при комнатной температуре $E \approx 0,026$ эВ.

В результате для металлов получим $\lambda \approx 0,55$ нм, т.е. значение, близкое к постоянной кристаллической решетки. Поэтому в случае металлов квантоворазмерные эффекты могут проявляться лишь для чрезвычайно малых объектов. Для полупроводников же λ может достигать десятков нанометров, например, для Si она равна 8 нм, а для GaAs – 30 нм. Вследствие этого наноустройства, действие которых основано на квантовых эффектах, создаются обычно на полупроводниковых структурах.

О влиянии квантовых эффектов на свойства материалов (химические, электрические, оптические, тепловые) можно судить по распределению плотности электронных состояний $g(E)$, т.е. по зависимости числа квантовых состояний, приходящихся на единичный энергетический интервал, от энергии электронов E .

На рис. 7.3 приведены зависимости $g(E)$ для объектов различной размерности. В 3D-объекте электроны могут свободно перемещаться во всех трех измерениях. Если рассматривать пленку, толщина которой соизмерима с длиной волны де Бройля λ (2D-объект), то в этом случае электроны смогут свободно перемещаться только в плоскости пленки, а в третьем измерении их движение будет ограничено потенциальным барьером, высота которого определяется разностью между работой выхода и энергией теплового движения электронов. Для полупроводников работа выхода лежит в диапазоне 1–6 эВ. Эта величина велика по сравнению с указывавшейся выше энергией теплового движения электронов ($\sim 0,026$ эВ). Таким образом, в направлении, перпендикулярном плоскости пленки, электроны окажутся в глубокой потенциальной яме, и энергия их движения в этом измерении будет квантоваться в сочетании с непрерывными энергетическими спектрами электронов в направлениях, лежащих в плоскости пленки, что дает ступенчатую зависимость $g(E)$. Исходя из этого, 2D-объект принято называть *квантовой ямой* (*quantum well*).

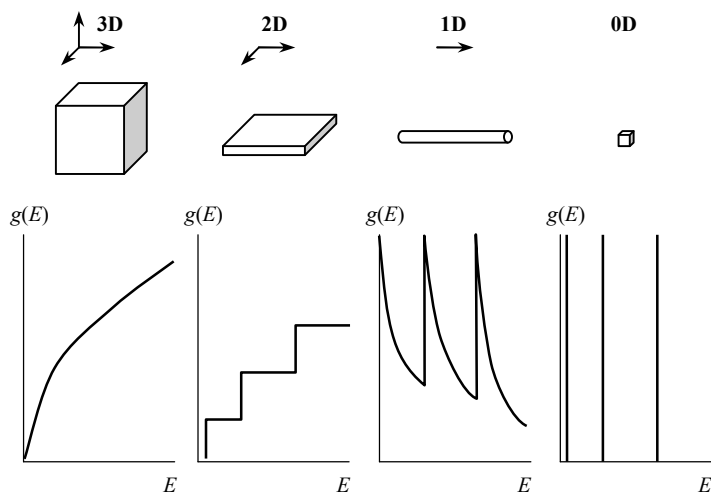


Рис. 7.3. Зависимости $g(E)$ для объектов различной размерности

Если наложить квантовое ограничение на движение электронов еще в одном измерении, то получим 1D-объект, который принято называть *квантовой проволокой* (*quantum wire*). В этом случае зависимость $g(E)$ представляется совокупностью достаточно узких пиков.

Если и в третьем измерении размер объекта будет близок к длине волны де Бройля, то он превратится в *квантовую точку* (*quantum dot*) с наноразмерностью 0D, в которой, подобно отдельным атомам, электроны могут иметь только дискретный набор энергетических состояний. Благодаря этому на основе квантовых точек могут с успехом создаваться лазеры и различные элементы нанoeлектроники. Типичные размеры полупроводниковых квантовых точек составляют 5–15 нм, а количество содержащихся в них атомов измеряется единицами–десятками тысяч, но разработаны технологии получения и более крупных квантовых точек.

Общее представление о типичных объектах нанодиапазона и положении их среди объектов других размеров дает табл. 7.1. Из таблицы видно, что в нанодиапазон попадают размеры многих распространенных биологических структур, например, знаменитой двойной спирали ДНК (молекулы дезоксирибонуклеиновой кислоты) и белков. Такие структуры находят применение в нанотехнологии как самостоятельно, так и в сочетании с неорганическими структурами. Активно изучаемыми и уже достаточно широко используемыми нанообъектами являются однослойные и многослойные углеродные нанотрубки (УНТ). Топологические элементы современных интегральных микросхем занимают место в верхней части нанодиапазона. Пока происходит процесс их дальнейшего уменьшения, который, однако, неизбежно будет ограничен квантоворазмерными эффектами и необходимостью перехода к принципиально новым элементам наноэлектроники.

Со стороны малых значений нанодиапазон непосредственно смыкается с областью размеров атомов и молекул, а его верхняя граница, отделяющая нанообъекты от микрообъектов, установлена достаточно условно. В общем случае ее нельзя однозначно связать с какими-либо характерными размерными параметрами, опреде-

7. Наноматериалы в космической технике

ляющими свойства вещества, например, с размерами магнитных доменов, длиной свободного пробега носителей заряда или с длиной волны де Бройля, поскольку для разных веществ значения этих параметров могут существенно отличаться.

Таблица 1.2. Примеры объектов, относящихся к разным размерным диапазонам

Диапазон размеров	Объект	Размер, единицы
Микро 10^{-1} – 10^3 мкм	Шарик авторучки	мкм 500–1000
	Волос человека	50–100
	Живые клетки	1–100
	Эритроциты	5–8
	Бактерии	0,5–10
	Вирусы	0,02–0,3
Нано 1–100 нм	Топологические элементы микросхем	нм 50–100
	Белки (протеины)	4–50
	УНТ многослойные	5–25
	Квантовые точки	5–15
	Клеточная мембрана	7–10
	УНТ однослойные	1–5
	Спираль ДНК:	
	шаг	3,4
	диаметр	2,0
Менее 1 нм Простые молекулы, атомы	Фуллерен C_{60}	нм 0,71
	N_2	0,34
	H_2O	0,28
	Fe	0,25
	Si	0,24

В заключение этого раздела отметим, что еще одним важнейшим отличием нанотехнологий от существующих микро- и макротехнологий является возможность реализации принципа «снизу–вверх», который предполагает создание требуемых структур, материалов и

изделий путем их сборки из отдельных атомов и молекул. При этом значительная роль отводится процессам самоорганизации и самосборки наноструктур за счет межатомных и межмолекулярных взаимодействий, как это происходит в живых системах. Очевидно, что указанный принцип, который называют также «восходящим», кардинально отличается от традиционного технологического принципа «сверху–вниз» («нисходящего»), реализуемого через процессы механической обработки материалов, их химического травления, дробления и т.д.

7.1.2. Влияние размерных эффектов на свойства наноматериалов и наноразмерных структур

Размерные эффекты оказывают в той или иной мере влияние на все свойства наноматериалов. Одно из наиболее ярких проявлений влияния размера зерен на свойства наноструктурированных материалов – зависимость температуры плавления наноматериалов от размера зерен, показанная на рис. 7.4 для золота.

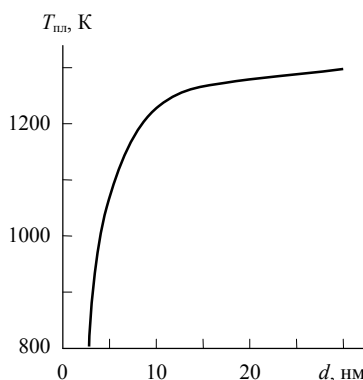


Рис. 7.4. Зависимость температуры плавления $T_{пл}$ наночастиц Au от их диаметра d

Видно, что с уменьшением размера частицы температура плавления сначала медленно снижается (для наночастицы диаметром 10 нм, содержащей порядка 10^4 атомов, она близка к температуре

плавления объемного материала), а затем резко уменьшается. Такое изменение температуры плавления хорошо коррелирует с зависимостью доли поверхностных атомов от размера частицы.

Наиболее важными механическими характеристиками материалов, определяющими особенности их применения и обработки, являются: прочность – способность выдерживать без разрушения прилагаемые механические нагрузки, пластичность – способность необратимо деформироваться под действием нагрузок, и твердость, которая характеризуется сопротивлением материала вдавливанию в него более твердого эталонного материала.

В целом наноматериалы обладают более высокими механическими характеристиками по сравнению с обычными объемными материалами. Это объясняется значительными силами взаимодействия между атомами, находящимися на поверхности наноразмерных зерен, малым количеством структурных дефектов в таких зернах и препятствиями, создаваемыми границами раздела для распространения упоминавшихся выше дислокаций – областей нарушения кристаллической структуры, размеры которых значительно превышают параметр решетки.

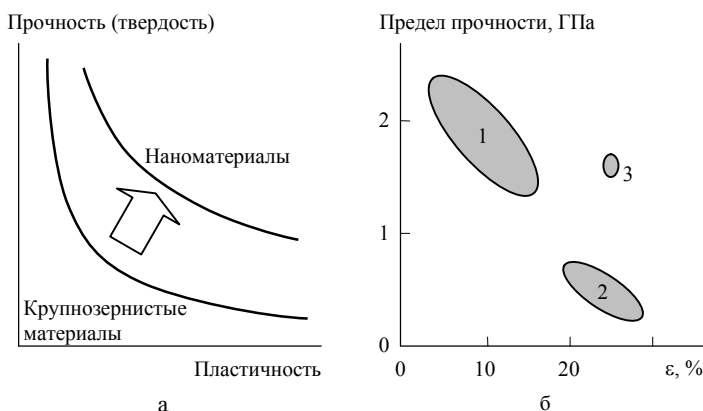


Рис. 7.5. Качественная связь между прочностью (твердостью) и пластичностью материалов (а) и соотношение между механическими параметрами для различных сталей (б): 1 – высокопрочные; 2 – низкоуглеродистые; 3 – нанокристаллические

Качественно преимущества наноструктурированных материалов перед крупнозернистыми материалами иллюстрируются рис. 7.5а, который показывает соотношение между прочностью (твердостью) и пластичностью материалов. Для наноматериалов наблюдается улучшение всех параметров. Рис. 7.5б демонстрирует количественные соотношения между механическими параметрами образцов сталей разных марок. Здесь по оси абсцисс отложены значения относительного удлинения образцов до разрушения, а по оси ординат – значения предела прочности, измеряемого в гигапаскалях ($1 \text{ ГПа} = 10^9 \text{ Па}$, $1 \text{ Па} = 1 \text{ Н}\cdot\text{м}^{-2}$).

Увеличение твердости при переходе размера зерен в нанодиапазон для металлов может достигать 500–600%, а для хрупких материалов, например, для керамик – 200–300%. Очень высокой твердостью обладают некоторые многослойные материалы, состоящие из чередующихся пленок разного состава, толщина которых лежит в нанодиапазоне, т.е. из 2D-объектов. Высокая твердость обеспечивается за счет несовпадения кристаллических структур соседних слоев, что препятствует перемещению дислокаций между слоями.

Однако для некоторых сплавов наблюдается снижение твердости при очень малых (5–10 нм) размерах зерен. Это может объясняться разрушением границ зерен внутри сплава и превращением его из наноструктурированного в аморфный материал. Подобные эффекты в значительной степени зависят от способа получения наноматериалов.

Другие механические свойства наноструктурированных материалов тоже сильно зависят от расположения и взаимной ориентации элементов структуры. Эта характеристика, носящая название *упорядоченность*, особенно важна для нанокомпозитов, сведения о которых будут приведены ниже.

На химические свойства отдельных наночастиц достаточно малых размеров могут оказывать влияние квантоворазмерные эффекты, связанные с особенностями электронной структуры частиц, от которой зависит их способность вступать в химические реакции. Например, для малых металлических кластеров, содержащих порядка 10–30 атомов, получены немонотонные зависимости скоро-

сти реакции кластеров с газовыми средами от числа атомов в кластере, что является свидетельством влияния электронной структуры кластеров на их реакционную способность.

Для более крупных наночастиц реакционная способность зависит от количества поверхностных атомов. Вследствие этого наночастицы некоторых веществ, считающихся в обычных условиях химически неактивными, проявляют высокую реакционную способность. Так, наночастицы Au размером 3–5 нм демонстрируют заметную каталитическую активность. Подобные данные получены и для частиц Pt.

Химические свойства наноструктурированных материалов также зависят от размера зерен вследствие влияния этого параметра на реакционную способность вещества и процессы диффузии в его объеме.

Пожалуй, наиболее часто приводимым историческим примером неосознанного использования нанотехнологии является придание необычных оптических свойств стеклам за счет введения в них при варке наноразмерных металлических частиц. Эта технология была известна еще мастерам, создававшим витражи средневековых соборов. Сейчас разнообразные цветовые эффекты, возникающие в таких стеклах при их подсветке, объясняются на основании представлений о возбуждении волной падающего света высокочастотных колебаний электронов проводимости металлических наночастиц в силовом поле их кристаллической решетки. Частота возбуждаемых колебаний зависит от размера частиц – чем они меньше, тем выше частота колебаний. Этим определяется влияние размера частиц на положение на шкале длин волн максимума спектра оптического поглощения стекла с включенными в него металлическими наночастицами и, следовательно, на цвет стекла. Кроме того, для подобных оптических сред, представляющих собой прозрачную стеклянную матрицу с встроенными в нее металлическими наночастицами, может наблюдаться нелинейная зависимость коэффициента преломления от интенсивности падающего света, что также влияет на распространение света в таких средах.

Зависимость положения и вида спектра оптического поглощения от размера частиц наблюдается и для полупроводниковых наночастиц, которые при достаточно малых их размерах обладают свойствами обсуждавшихся выше квантовых точек. В общем случае вид и положение на энергетической шкале спектра оптического поглощения полупроводниковых наночастиц (рис. 7.6) зависят от ширины запрещенной зоны, которая растет с уменьшением размера частиц. Вследствие этого спектр смещается в сторону более высоких энергий фотонов, соответствующих меньшим длинам волн, как это показано на рис. 7.6 для частиц CdS. Такой сдвиг спектров в коротковолновую область называют *голубым смещением*.

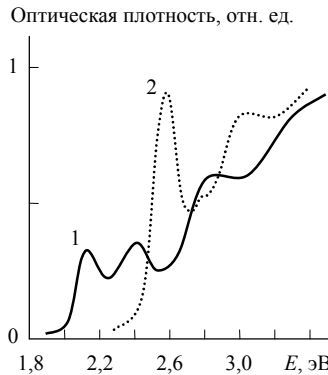


Рис. 7.6. Спектры оптического поглощения частиц CdS различных размеров: 1 – 40 нм; 2 – 20 нм

Способность полупроводниковых квантовых точек поглощать и излучать свет на разных длинах волн, которые можно менять в определенных пределах путем изменения размера частиц, и возможность достижения высокой интенсивности излучения за счет достаточно большого количества атомов в частицах делают квантовые точки очень перспективными для разработки на их основе лазеров и других устройств.

Дополнительные широкие возможности для создания не только оптических квантовых приборов, но и электронных приборов, открывает использование так называемых *полупроводниковых сверх-*

решеток – кристаллических структур, в которых на периодический потенциал кристаллической решетки наложен потенциал со значительно *большим* периодом (10–50 нм), создаваемый чередующимися полупроводниковыми нанопленками разного состава или нанопленками, отличающимися по типу проводимости. Таким образом, можно сказать, что сверхрешеткам присущ определенный тип упорядоченности.

Периодические наноразмерные полупроводниковые структуры обладают двумя важными свойствами. Во-первых, в них возможен *резонансный туннельный эффект*, значительно повышающий вероятность преодоления электроном потенциального барьера. Он возникает, когда значение энергии электрона, находящегося в потенциальной яме, совпадает с одним из энергетических уровней соседней потенциальной ямы. А во-вторых, в энергетических диаграммах подобных структур появляются так называемые *минизоны*, на которые расщепляются валентная зона и зона проводимости исходных полупроводниковых кристаллов в периодическом потенциале сверхрешетки.

Параметры энергетической диаграммы сверхрешетки можно варьировать, изменяя толщину используемых полупроводниковых пленок и их состав. При уменьшении ширины потенциальной ямы происходит увеличение энергетических зазоров между минизонами и ширины запрещенной зоны, а уменьшение ширины потенциального барьера вызывает расширение минизон.

Благодаря этим замечательным свойствам полупроводниковых сверхрешеток на их основе можно создавать разнообразные оптические приборы: фотоприемники, светодиоды и лазеры, в том числе работающие в инфракрасном диапазоне.

Очень важной разновидностью сверхрешеток являются *фотонные кристаллы* – структуры, в которых периодически изменяется коэффициент преломления. Такое изменение возникает, когда период сверхрешетки сравним с длиной волны света, и оно может наблюдаться в одном, двух и трех измерениях. Соответственно, различают 1D, 2D и 3D фотонные кристаллы.

Главным с практической точки зрения свойством фотонных кристаллов является наличие в них разрешенных и запрещенных пространственных зон для распространения фотонов определенных энергий, причем эти зоны могут иметь различную конфигурацию и ориентацию внутри кристалла. Вводя в кристаллы дефекты, можно создавать локальные зоны с особыми оптическими свойствами. На основе фотонных кристаллов строятся оптические фильтры, волноводы, резонаторы и некоторые уникальные оптические устройства, к которым можно отнести *суперлинзы*, позволяющие уменьшать область фокусировки света до размеров, меньших длины волны. С использованием фотонных кристаллов можно конструировать также различные логические и запоминающие устройства, что делает их одним из базовых элементов *фотоники* – области физики и техники, занимающейся проблемами генерации, регистрации и управления движением фотонов для решения широкого круга научных и прикладных задач. Одним из важнейших разделов фотоники является *оптоинформатика*, изучающая фотонные технологии передачи и обработки информации. Применение этих технологий позволяет значительно повысить быстродействие логических элементов и создаваемых на их основе устройств, в частности, компьютеров, по сравнению с традиционными электронными устройствами, в которых в качестве носителя информации используется электрический заряд.

На электропроводность материалов оказывают влияние как классические, так и квантовые размерные эффекты. В проводнике электроны, совершающие хаотическое тепловое движение, сталкиваются с колеблющимися ионами решетки, проходя между столкновениями некоторое среднее расстояние, называемое *длиной свободного пробега*. Если к проводнику приложена разность потенциалов, то на хаотическое движение электронов накладывается их упорядоченный дрейф в электрическом поле со скоростью около $10^{-3} \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$, которая на несколько порядков ниже скорости теплового движения. Главную роль в возникновении электрического тока в металлах играет не дрейфовая скорость электронов, а их высокая концентрация ($10^{28} - 10^{29} \text{ м}^{-3}$).

Длина свободного пробега электронов для разных металлов составляет приблизительно 10–100 нм, что много больше постоянной кристаллической решетки. Тем не менее, если размеры проводника достаточно велики (3D-объект), то электрон на пути между контактами, к которым приложена разность потенциалов, претерпевает значительное число столкновений с ионами решетки. Такой режим движения электрона называется *диффузионным*.

Если же размеры проводника лежат в нанодиапазоне и оказываются меньше длины свободного пробега электронов, то почти все электроны пролетают расстояние между контактами без промежуточных столкновений. В этом случае реализуется *баллистический* режим их движения.

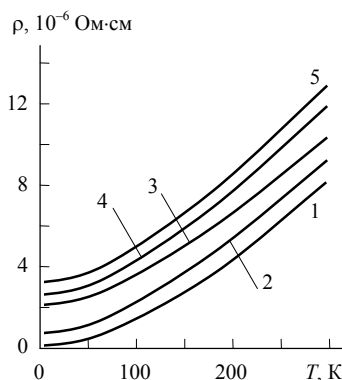


Рис. 7.7. Зависимости $\rho(T)$ для образцов Ni при размерах зерен, [нм]: 1 – $3 \cdot 10^5$; 2 – 55; 3 – 30; 4 – 27; 5 – 22

В обоих режимах дополнительные препятствия движению электронов в нанопроводниках создаются поверхностями раздела между зёрнами, объемное содержание которых увеличивается с уменьшением размера зерен. Соответственно, увеличивается удельное сопротивление наноматериалов, что подтверждается приведенными на рис. 7.7 температурными зависимостями удельного сопротивления ρ образцов никеля, отличающихся размерами зерен. Подобные зависимости получены также для нанопленок.

Отметим, что аналогичное влияние размер зерен оказывает на теплопроводность металлических материалов. Поскольку для металлов электронная составляющая теплопроводности является преобладающей, то дополнительное рассеяние электронов на границах зерен, связанное с уменьшением их размера, вызывает снижение теплопроводности. Например, для серебра наблюдалось ее снижение в 3–4 раза при переходе от крупнозернистой структуры к структуре с размерами зерен 20–50 нм.

Когда размеры баллистического нанопроводника становятся сопоставимыми с длиной волны де Бройля, на перенос заряда между контактами начинает оказывать влияние квантование электронных состояний, рассмотренное выше. В данном случае с уменьшением сечения нанопроводника будет происходить скачкообразное снижение его проводимости, определяемое дискретностью плотности электронных состояний, степень которой зависит от размеров нанопроводника. Теоретически показано, что минимальная величина такого скачка проводимости, называемая *квантом проводимости*, составляет $2e^2/h$ (e – элементарный заряд; h – постоянная Планка). Обратная ей величина получила название *квант сопротивления* – $h/2e^2 \approx 12,9$ кОм. Отметим, что экспериментально квантование проводимости можно наблюдать только при температурах, близких к абсолютному нулю, поскольку этот эффект размывается тепловым движением электронов.

Используя эффект квантования электрического тока, проходящего через наноразмерные структуры, можно создавать элементы наноэлектроники, работа которых управляется чрезвычайно малыми электрическими зарядами, вплоть до заряда одного электрона, в то время как для современных элементов микроэлектроники требуется величина заряда 10^5 – 10^6 электронов.

Магнитные свойства материалов также зависят от размера их структурных элементов. Если вещество поместить в магнитное поле с напряженностью H , то в общем случае магнитная индукция B внутри него будет отличаться от исходной индукции магнитного поля B_0 на величину $\Delta B = B - B_0$, которую называют *намагниченностью* M и определяют следующим выражением:

$$M = \chi \mu_0 H,$$

где χ – магнитная восприимчивость; $\mu_0 = 1,257 \cdot 10^{-6} \text{ В} \cdot \text{с} \cdot \text{А}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ – магнитная постоянная. Степень изменения магнитной индукции характеризуется относительной магнитной проницаемостью $\mu = B / B_0$.

Для ферромагнетиков, типичными представителями которых являются Fe, Co и Ni, $\mu \gg 1$ и $\chi > 0$, т.е. для них наблюдается значительное усиление магнитного поля в объеме вещества. Это объясняется тем, что в ферромагнетиках магнитные моменты отдельных атомов в пределах определенных областей, называемых *доменами*, ориентированы в одном направлении, обеспечивая доменам исходную намагниченность. В магнитном поле векторы намагниченности отдельных доменов ориентируются вдоль его силовых линий, что и приводит к усилению поля.

Важнейшими параметрами ферромагнитных материалов, с помощью которых описывается петля гистерезиса, являются: *индукция насыщения* B_S , характеризующая максимальную намагниченность материала, *остаточная индукция* B_r , показывающая степень намагниченности материала после снятия внешнего магнитного поля, и *коэрцитивная сила* H_C – напряженность внешнего магнитного поля, при которой остаточная индукция принимает нулевое значение. Все эти параметры зависят от размера кристаллитов, из которых состоит ферромагнетик.

На рис. 7.8 показано усредненное для различных ферромагнетиков изменение коэрцитивной силы при варьировании размера кристаллитов в широком диапазоне значений. Представленная зависимость имеет ярко выраженный немонотонный характер.

С уменьшением размера кристаллитов от 10^3 мкм до значений, лежащих в субмикронной области, наблюдается увеличение коэрцитивной силы. В этом размерном диапазоне значения d превышают ширину доменных стенок (40–70 нм) – границ раздела между доменами, в пределах которых происходят изменения ориентации вектора намагниченности. Поскольку перемагничивание материала сопряжено с движением доменных стенок, то с уменьшением размеров кристаллитов перемагничивание затрудняется из-за роста

объемного содержания стенок и увеличения потерь энергии при их движении. Максимальному значению H_C соответствуют размеры d , близкие к толщине доменных стенок.

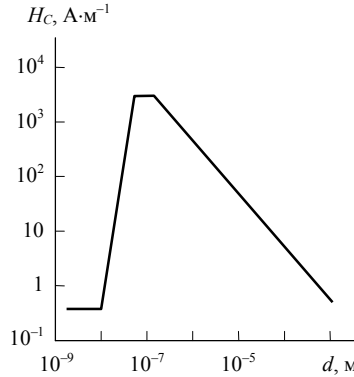


Рис. 7.8. Зависимость коэрцитивной силы H_C от размера кристаллитов d

При приближении значений d к верхней границе нанодиапазона и дальнейшем их уменьшении происходит перестройка структуры ферромагнетика от многодоменной к однодоменной, сопровождающаяся снижением H_C . В случае однодоменной структуры магнитные моменты всех атомов в кристаллитах ориентированы одинаково, и каждый кристаллит представляет собой отдельный домен.

Снижение размера зерен до 1–10 нм приводит к переходу материала в *суперпарамагнитное состояние*, заключающееся в том, что при указанных размерах зерен они начинают вести себя как отдельные атомы в *парамагнетике* – веществе, в котором магнитные моменты атомов ориентированы случайным образом. Таким образом, зерна указанных размеров могут рассматриваться как своеобразные крупные квазиатомы подобно описанным выше квантовым точкам. Для обычных парамагнетиков, типичными представителями которых являются Pt и Al, $\mu > 1$, $\chi > 0$, т.е. для них наблюдается усиление магнитного поля внутри вещества, но оно весьма мало. Для суперпарамагнетиков достигается намного **большая** намагниченность при чрезвычайно узкой петле гистерезиса, что позволяет

перемагничивать их практически без потерь энергии. Благодаря изменению эксплуатационных параметров в широких пределах наноструктурированные магнитные материалы могут использоваться при создании самых различных наноустройств.

С помощью магнитных наноструктур реализуется очень важный в практическом отношении эффект – *гигантское магнетосопротивление*. Магнетосопротивлением называется явление изменения сопротивления проводника при воздействии на него магнитного поля. Это явление связано с искривлением под влиянием магнитного поля траекторий свободных электронов в проводнике, вследствие чего затрудняется их направленный дрейф.

В обычных металлах при комнатной температуре относительное изменение сопротивления под действием магнитного поля не превышает, как правило, 3–5%. Гигантское магнетосопротивление характеризуется приблизительно в 100 раз большей величиной такого изменения. Этот эффект реализуется в слоистых наноструктурах, состоящих из чередующихся слоев ферромагнетика и немагнитного проводника, для которого значения χ и μ очень малы.

В простейшем случае эффект может быть реализован в трехслойной ячейке, показанной на рис. 7.9, где слои (1) и (3) являются ферромагнитными (Co), а слой (2) – немагнитным (Cu). Толщина каждого из слоев измеряется единицами нанометров. В основе гигантского магнетосопротивления лежит зависимость вероятности преодоления электроном границ между слоями от ориентации его спина относительно направления намагниченности ферромагнетика. Если ориентация спина совпадает с направлением магнитного поля внутри ферромагнитного слоя, то электрон достаточно легко проходит через границу. При противоположной ориентации спина электроны с большой вероятностью рассеиваются на границе раздела слоев. Следовательно, если ферромагнитные слои (1) и (3) намагничены в одном направлении (рис. 7.9а), то электроны, ориентация спина которых совпадает с этим направлением, легко преодолевают обе границы. Электроны с противоположным направлением спина претерпевают рассеяние на обеих границах. Если ферромагнитные слои (1) и (3) намагничены в противоположных

направлениях (рис. 7.9б), то каждый электрон вне зависимости от ориентации его спина рассеивается на одной из границ раздела слоев. Таким образом, для токов, создаваемых электронами с противоположно ориентированными спинами, электрическое сопротивление изображенной трехслойной структуры различно, что иллюстрируется эквивалентными схемами, приведенными в нижней части рис. 7.9. Если $r \ll R$, то отличие суммарного сопротивления в эквивалентных схемах для случаев (а) и (б) достаточно велико и можно говорить о переходе ячейки из проводящего состояния в запертое. Поэтому иногда такие структуры называют *спиновым клапаном* (*spin valve*).

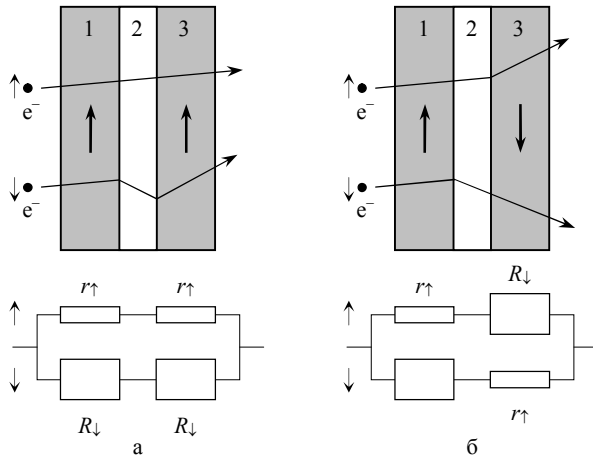


Рис. 7.9. Возникновение гигантского магнетосопротивления в трехслойной наноструктуре

Обычно переключение ячейки из проводящего состояния в непроводящее и обратно осуществляется путем изменения ориентации вектора намагниченности в одном из ферромагнитных слоев с помощью электромагнита. Эффект усиливается в многослойных структурах, он может наблюдаться и при движении электронов вдоль немагнитного проводника.

Использование подобных ячеек лежит в основе нового направления, получившего название *спинтроники*. В отличие от традици-

онной электроники, строящейся на регистрации зарядов, спинтроника оперирует спином электрона и связанным с ним собственным магнитным моментом электрона, которые могут иметь лишь две возможных ориентации. На основе этого квантового эффекта возможно построение различных переключателей и логических ячеек, аналогичных в известном смысле переключателям на ферромагнитных элементах, но обладающих значительно большим быстродействием и низким энергопотреблением. Уже сейчас разрабатываются запоминающие устройства и устройства записи и считывания информации, действие которых основано на регистрации спиновых состояний электронов. Достоинством таких устройств является энергонезависимость – способность сохранять записанную информацию в отсутствие источника питания. Кроме того, ячейки магнитной памяти нечувствительны к воздействию ионизирующих излучений, что делает их чрезвычайно привлекательными для использования в электронном оборудовании космических аппаратов. Возможно, применение подобных устройств позволит решить проблему возникновения одиночных сбоев в бортовых компьютерах космических аппаратов, которые возникают под действием отдельных заряженных частиц космического излучения.

В перспективе рассматриваются возможности создания функциональных элементов спинтроники и с использованием других заряженных частиц.

7.1.3. Углеродные наноструктуры

Развитие нанотехнологии в значительной степени связано с открытием, изучением и уже начавшимся практическим использованием трех углеродных наноструктур: *фуллеренов*, *углеродных нанотрубок* и *графена*. Поэтому в данном разделе мы рассмотрим их основные свойства.

Фуллерены представляют собой шарообразные молекулы, состоящие из 60, 70, 76 (C_{60} , C_{70} , C_{76} соответственно) и более атомов углерода. Самым изученным является фуллерен C_{60} , который был

открыт в 1985 г. в экспериментах по лазерному испарению графитовой мишени. Масс-спектрометрический анализ продуктов испарения показал, что в их составе есть частицы с массовым числом 720, соответствующим 60 атомам С.

Интересно отметить, что открытие фуллеренов было связано с космофизическими исследованиями, направленными на изучение образования линейных углеродных молекул в атмосферах звезд и поглощения света звезд в космическом пространстве, при котором в спектре поглощения наблюдается пик для фотонов с энергией $\sim 5,6$ эВ (рис. 7.10), соответствующей длине волны ~ 220 нм. Последний эффект связывался с наличием в космическом пространстве неизвестных малых частиц углерода. Желание более строго объяснить наблюдаемые явления и привело к экспериментальному обнаружению в лабораторных условиях молекул фуллерена C_{60} , существование которых теоретически предсказывалось задолго до этого.

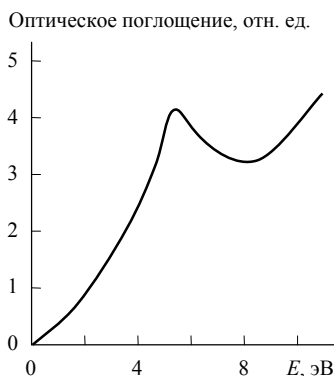


Рис. 7.10. Спектр света звезд, прошедшего через космическую среду

Поверхность молекулы C_{60} представляет собой многогранник, состоящий из 20 шестиугольных и 12 пятиугольных граней (рис. 7.11). Диаметр молекулы C_{60} составляет, как уже указывалось выше, около 0,7 нм, а диаметр ее внутренней полости — около 0,5 нм. Фуллерен C_{60} способен присоединять атомы многих элементов, которые могут размещаться и в его внутренней полости. Это позволяет направленно влиять на свойства фуллерена. Так, при

легировании его атомами щелочных металлов он приобретает достаточно высокую электропроводность. Путем легирования молекул C_{60} им можно придавать также избирательные сорбционные свойства, что позволяет, например, использовать фуллерены при разработке компактных хранилищ водорода для топливных элементов энергоустановок космических аппаратов, о чем подробнее будет рассказано ниже.

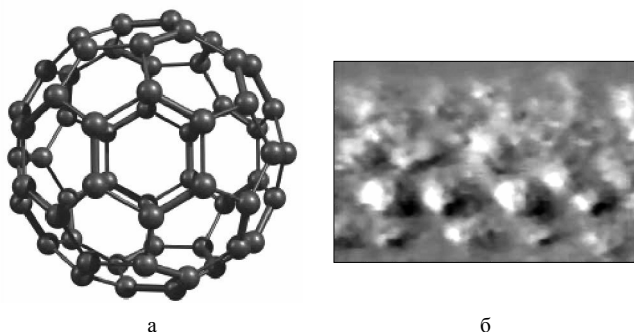


Рис. 7.11. Структура молекулы фуллерена C_{60} (а) и изображение молекул C_{60} на подложке, полученное с помощью сканирующего туннельного микроскопа (б)

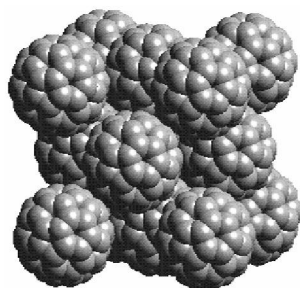


Рис. 7.12. Молекулярный кристалл фуллерита

Из фуллеренов при определенных условиях могут образовываться молекулярные кристаллы (рис. 7.12) – *фуллериты*, являющиеся, по существу, новым классом материалов. Фуллериты имеют низкую плотность ($1,7 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$) по сравнению с графитом и алмазом ($2,3 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$ и $3,5 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$ соответственно), но их твердость сопостави-

ма с твердостью алмаза. Фуллериты, как и фуллерены, легко поддаются легированию различными элементами, что позволяет, в частности, широко варьировать их электрические свойства. Обычный кристалл фуллерита является полупроводником с шириной запрещенной зоны 1,5 эВ. Легирование щелочными металлами увеличивает проводимость фуллерита на несколько порядков. Таким путем удалось получить даже сверхпроводящие кристаллические пленки C_{60} , для которых эффект сверхпроводимости наблюдался при температурах около 10–40 К. Основные направления применения фуллеритов схожи с направлениями применения фуллеренов. Следует ожидать, что по мере расширения производства и снижения стоимости обоих материалов области их применения будут расширяться.

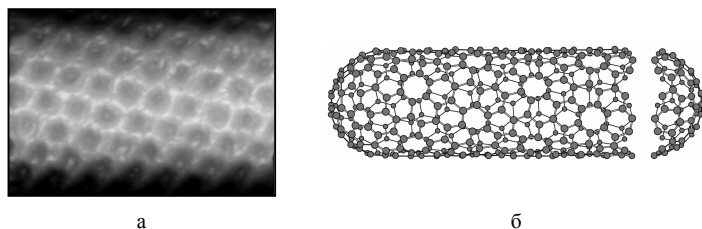


Рис. 7.13. Изображение УНТ, полученное с помощью сканирующего туннельного микроскопа (а) и схема торцевых участков УНТ (б)

Углеродная нанотрубка (УНТ) является фактически свернутым в цилиндр диаметром 1–5 нм моноатомным слоем графита, который и называется графеном. На рис. 7.13а показано изображение фрагмента боковой поверхности УНТ, полученное с помощью сканирующего туннельного микроскопа, а на рис. 7.13б – схематическое изображение торцевых частей трубки, которые закрыты полусферическими колпачками, похожими на половинку фуллерена.

Впервые УНТ были обнаружены в 1991 г. при высокотемпературном разрушении графитовых электродов зажигаемой между ними электрической дугой. Затем образование УНТ наблюдалось и в экспериментах по лазерному испарению графита, подобных тем, в которых были открыты фуллерены, а фуллерены, в свою очередь, были получены электродуговым методом.

Помимо однослойных (*single walled*) УНТ, существуют многослойные (*multiwalled*) трубки, которые представляют собой несколько вложенных друг в друга однослойных нанотрубок. Диаметр многослойных УНТ достигает 20–25 нм, а расстояние между слоями равно 0,34 нм, что соответствует расстоянию между атомами углерода в графите. Длина УНТ, полученных электродуговым методом и лазерным испарением графита, обычно не превышает 10–100 мкм. Разработанные позднее методы получения УНТ путем химического осаждения из паров углеводородов дают возможность получать значительно более длинные УНТ – до 2–3 см.

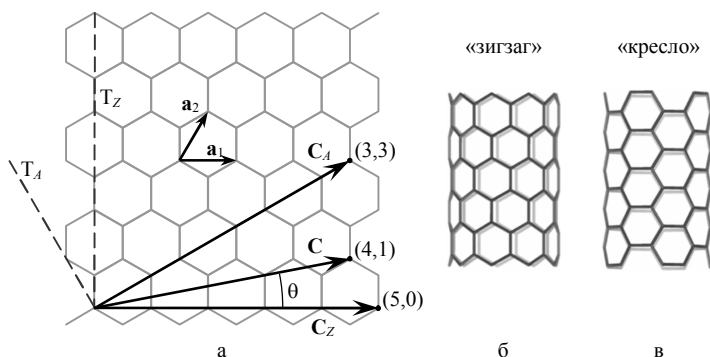


Рис. 7.14. Схема формирования УНТ (а) и примеры зигзагообразной (б) и кресельной (в) структур УНТ

На рис. 7.14 схематически изображен лист графена, который может быть свернут в нанотрубку. Если сворачивать трубки относительно различных направлений, то можно получать УНТ с принципиально различающейся структурой и, как следствие, с разными физическими свойствами. Направление сворачивания листа графена задается вектором $\mathbf{C}$, который описывается набором целых чисел (n, m) , являющихся его координатами в базисе локальных векторов $\mathbf{a}_1$ и $\mathbf{a}_2$, т.е. $\mathbf{C} = n\mathbf{a}_1 + m\mathbf{a}_2$, как показано на рис. 7.14а. На этом рисунке изображены три вектора $\mathbf{C}$, характеризующиеся разными наборами (n, m) . Ось УНТ перпендикулярна направлению сворачивания листа, т.е. вектору $\mathbf{C}$, а диаметр УНТ, как несложно показать, определяется формулой:

$$D = \frac{|\mathbf{C}|}{\pi} = \frac{a\sqrt{3}}{\pi} \sqrt{n^2 + nm + m^2},$$

где $a = 0,142$ нм – расстояние между атомами в гексагональной ячейке.

Набор чисел (n, m) определяет важнейшую характеристику УНТ, носящую название *хиральность*. Ее можно описать также с помощью угла хиральности θ , который определяется как угол между векторами $\mathbf{C}$ и $\mathbf{a}_1$ (см. рис. 7.14а):

$$\theta = \arctg\left(\frac{m\sqrt{3}}{2n+m}\right) = \arccos\left(\frac{2n+m}{2\sqrt{n^2+nm+m^2}}\right).$$

Угол хиральности изменяется от 0° до 30° , и его предельным значениям соответствуют две особые конфигурации нанотрубок, для которых на рис. 7.14а изображены векторы $\mathbf{C}_Z$ и $\mathbf{C}_A$. Там же пунктирными линиями показаны направления оси УНТ для этих двух случаев. В первом случае $\mathbf{C}_Z = n\mathbf{a}_1$, и получившаяся трубка будет характеризоваться числами $(n, 0)$. Такие трубки принято называть *зигзагообразными* (*zigzag*), в них ось трубки направлена параллельно одной из пар С–С связей в шестиугольниках решетки (рис. 7.14б). Во втором случае $\mathbf{C}_A = n(\mathbf{a}_1 + \mathbf{a}_2)$, и ось УНТ перпендикулярна одной из пар С–С связей. Такие трубки называют *кресельными* (*armchair*, рис. 7.14в).

Примеры УНТ, описываемых различными комбинациями чисел (n, m) , приведены на рис. 7.15. Здесь две крайние УНТ соответствуют структурам, приведенным на рис. 7.14б и 7.14в, которые описываются соответственно наборами чисел $(n, 0)$ и $(n, m = n)$. Промежуточные УНТ называются *хиральными*, они, как видно из рис. 7.15, характеризуются той или иной степенью закручивания гексагональных ячеек вокруг оси трубки. От угла θ сильно зависят электрические и магнитные свойства УНТ, но влияние этого параметра на механические свойства нанотрубок не обнаружено.

Нанотрубки обладают очень хорошими механическими характеристиками. Предел прочности однослойных УНТ по разным оценкам составляет от 50 до 150 ГПа, что в десятки раз выше прочности

стали. Поскольку плотность УНТ достаточно низка ($1,3\text{--}1,4\text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$), то удельная прочность материала, изготовленного из нанотрубок, достигает рекордных значений. Относительное удлинение УНТ до разрушения составляет 10–15%, т.е. они обладают и достаточно высокой пластичностью.

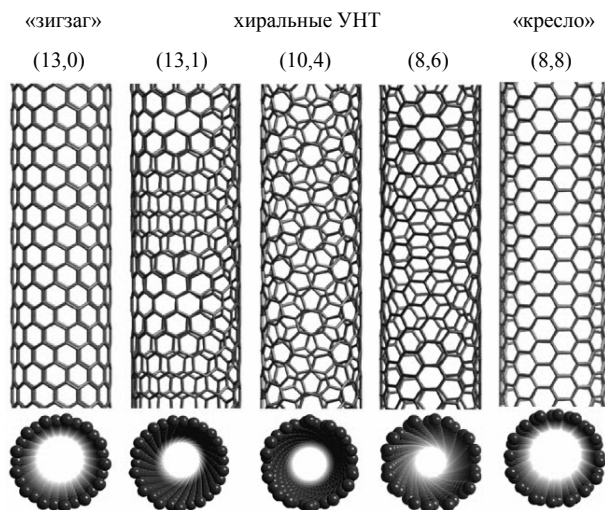


Рис. 7.15. Структура различных УНТ

Высокие механические параметры УНТ обусловлены двумя основными факторами. Во-первых, в нанотрубках концентрация дефектов, приводящих к ухудшению механических свойств, значительно ниже по сравнению с традиционными материалами, а во-вторых, УНТ обладают способностью к перестройке углерод-углеродных связей под нагрузкой, в частности при изгибе. За счет последнего эффекта шестиугольные ячейки стенок УНТ могут перестраиваться в пятиугольные или семиугольные, что приводит к изменению не только механических, но и электрических свойств УНТ.

Проводимость УНТ зависит от угла хиральности. В этом отношении нанотрубки могут проявлять металлические или полупроводниковые свойства. Обычно критерием наличия металлической проводимости является следующее соотношение между индексами:

$$(n - m) = 3q,$$

где q – произвольное целое число. Из этого соотношения следует, что в получаемой обычно смеси УНТ при их производстве примерно третья часть трубок обладает металлическими свойствами, а две трети – полупроводниковыми.

Считается, что чисто металлическими свойствами обладают кресельные УНТ, а остальные, удовлетворяющие приведенному выше соотношению, – *полуметаллическими*. Электронные состояния последних не образуют одной широкой непрерывной энергетической зоны проводимости, а разбиваются на отдельные подзоны.

Теоретически доказано, что ширина запрещенной зоны полупроводниковых УНТ обратно пропорциональна диаметру трубки, поэтому изменение диаметра может привести к снижению или увеличению проводимости УНТ. Многослойные УНТ обычно проявляют металлические и полуметаллические свойства, даже если они состоят из полупроводниковых нанотрубок. Причина этого заключается во влиянии сил взаимодействия между трубками, которое приводит к значительному сокращению энергетической щели между валентной зоной и зоной проводимости.

Нанотрубки с металлическим типом проводимости могут пропускать ток плотностью до 10^9 А·см⁻², что примерно в 1000 раз больше по сравнению с традиционными металлическими проводниками. Это объясняется тем, что УНТ при не слишком большой их длине являются баллистическими проводниками. Прямыми измерениями, выполненными при частичном погружении УНТ в ртуть, было показано, что при длине УНТ до 10 мкм их сопротивление не зависит от длины и близко к 12,9 кОм, т.е. к рассмотренному выше кванту сопротивления.

Благодаря малому диаметру и уникальным электрическим и механическим характеристикам нанотрубок на их основе можно создавать высокоэффективные автоэмиссионные катоды. Даже при сравнительно низких приложенных потенциалах напряженность электрического поля у конца УНТ становится достаточной для возникновения автоэлектронной эмиссии. Автоэмиссионные (холод-

ные) катоды на основе УНТ уже применяются для создания сверхминиатюрных рентгеновских трубок и других устройств. Такие работы ведутся, в частности, в НИИЯФ МГУ.

Ширина запрещенной зоны полупроводниковой УНТ может значительно изменяться под действием внешнего магнитного поля, что влечет за собой изменение проводимости УНТ. Путем наложения и снятия определенного магнитного поля можно изменять проводимость УНТ от металлической до полупроводниковой. Подобный эффект вызывается также воздействием на УНТ поперечного электрического поля, что используется при построении полевых транзисторов на УНТ.

Подобно графиту и алмазу УНТ обладают высокой теплоемкостью и теплопроводностью. При этом они проводят тепло только вдоль оси трубки, что связано с баллистической теплопроводностью за счет электронов. Экспериментально измеренное значение коэффициента теплопроводности УНТ составляет около $3 \cdot 10^3 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$. По некоторым оценкам, УНТ способны выдерживать без разрушения температуры до 2800°C в вакууме и до 750°C на воздухе.

Высокая удельная (по отношению к массе) площадь поверхности и особенности электронного строения УНТ определяют их высокую чувствительность к химическим воздействиям. Большой внутренний объем УНТ позволяет использовать их для создания хранилищ водорода, о которых уже упоминалось при обсуждении фуллеренов.

После открытия фуллеренов и УНТ классификация аллотропных форм углерода с точки зрения наноразмерности приобрела следующий вид:

- ♦ 3D – алмаз, графит, карбин;
- ♦ 1D – УНТ;
- ♦ 0D – фуллерены.

При рассмотрении этой классификации естественно возникает вопрос о возможности существования углеродных 2D-объектов. В течение длительного времени считалось, что двумерные кристаллы термодинамически неустойчивы, этот тезис был доказан теоретически и неоднократно подтверждался экспериментально. По-

этому несмотря на то, что особенности строения отдельных слоев графита тщательно анализировались, а сделанные выводы использовались при изучении фуллеренов и УНТ, полагалось, что монослои графита не могут существовать отдельно от кристалла. Это положение удалось экспериментально опровергнуть только в 2004 г., когда усилиями российских и английских ученых удалось получить графен в виде изолированного монослоя атомов углерода методом микромеханического скалывания слоев графита. После этого началось интенсивное изучение свойств графена.

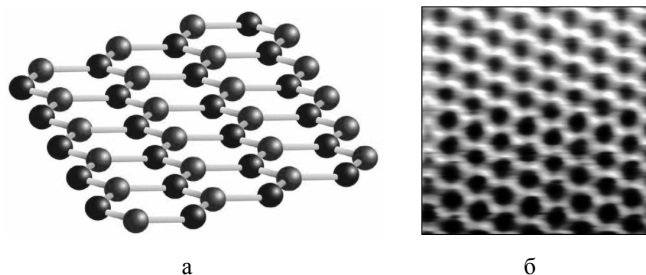


Рис. 7.16. Структура (а) и изображение (б) листа графена, полученное с помощью сканирующего туннельного микроскопа

Графен (*graphene*), как уже указывалось, представляет собой изолированный моноатомный слой графита, т.е. слой атомов углерода, размещенных в узлах гексагональной двумерной кристаллической решетки (рис. 7.16). В определенной степени графен можно рассматривать в качестве исходного материала для построения других углеродных форм. Из фрагмента листа с искаженными шестиугольниками можно построить молекулу фуллерена, лист графена, свернутый в цилиндр, образует нанотрубку, а из сложенных в стопку листов получается графит. Однако такие простые модели следует рассматривать только в качестве иллюстративных. Экспериментально показано, в частности, что молекула фуллерена выстраивается из отдельных атомов углерода.

Свойства графена во многом уникальны. Так, на основании произведенного в середине 2008 г. экспериментального измерения прочности графена на разрыв (рис. 7.17) он был отнесен по этому

параметру к наиболее прочным материалам. Графен имеет очень высокий коэффициент теплопроводности при комнатной температуре – около $5 \cdot 10^3 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$, что почти в 15 раз выше по отношению к меди и в 1,5 раза превышает аналогичный показатель для УНТ.

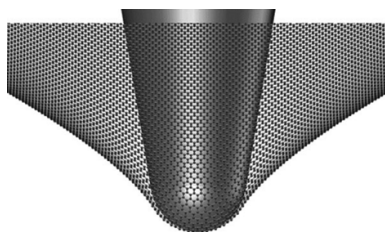


Рис. 7.17. Эксперимент по измерению прочности графена

Электрические свойства графена определяются особенностями его электронной структуры. Из-за них управление движением носителей заряда в графене внешним электрическим полем затруднено, что создает трудности при построении транзистора на основе графена. Для их преодоления предложено использовать графеновые наноленты (*nanoribbons*) – узкие полоски графена, в которых на движение носителей в направлении, перпендикулярном продольной оси полосок, накладываются квантовые ограничения. Компьютерное моделирование показывает, что, вырезая ленты с зигзагообразной или кресельной структурой, можно изменять их проводимость, т.е. получать ленты с металлической или полупроводниковой проводимостью подобно рассмотренным выше УНТ.

Для полупроводниковых графеновых нанолент экспериментально подтверждена обратная зависимость ширины энергетической щели от поперечного размера ленты. В настоящее время некоторые исследователи считают графеновые наноленты наиболее перспективным заменителем кремния в качестве полупроводникового материала для нанoeлектроники. Такие наноленты могут использоваться наряду с УНТ и фуллеренами в качестве добавок при создании новых материалов.

7.2. Наноматериалы и наноустройства для космической техники

Космическая отрасль традиционно интегрирует лучшие научно-технические достижения многих областей: материаловедения, электроники, вычислительной техники, биологии, медицины и т.д. При этом с учетом экстремальных условий эксплуатации космической техники для нее создаются уникальные материалы и изделия на их основе, что, в свою очередь, является мощным стимулом для развития смежных областей. Поэтому, рассматривая возможности и перспективы применения наноматериалов и нанотехнологий в космической технике, следует принимать во внимание не только специализированные разработки, предназначенные для ее создания, но и многие другие идеи и достижения в области нанотехнологий, которые могут быть востребованы космической отраслью.

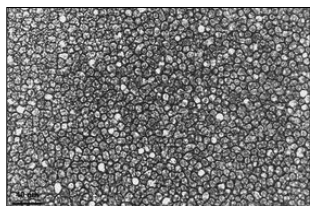
7.2.1. Нанокompозиты и биоподобные наноматериалы

С помощью нанотехнологий создаются главным образом матричные композиты. Роль материалов матрицы могут играть полимеры (эпоксидные смолы, нейлон, полиимид и др.), металлы и сплавы, углеродные материалы и различные керамики, а в роль наполнителей – углеродные нанотрубки, фуллерены, графеновые ленты, металлические и неметаллические наночастицы, нановолокна и нанопленки. На рис. 7.18 приведены полученные с помощью электронного микроскопа изображения образцов композитов, в одном из которых матрицей является сплав NiAl , а наполнителем служат зерна WC диаметром около 1 нм (а), в другом в качестве матрицы используется полистирол, а в качестве наполнителя – графеновые ленты (б).

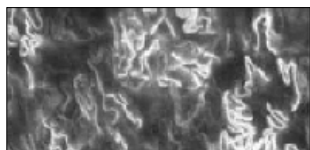
Создаваемые с помощью нанотехнологий композиты разделяют на два вида: нанокompозиты и нано-нанокompозиты. К первым относят композиты, в которых используются наноразмерные включения, но матрица не является наноструктурированной, а ко

вторым – имеющие помимо нановключений наноструктурированную матрицу.

Разработке нанокомпозитов на основе полимерных матриц уделяется особое внимание. В частности, ведутся исследования так называемых «POSS-полимеров», при создании которых в качестве наполнителя используются нановолокна полиэдрального олиго-



а



б

Рис. 7.18. Образцы нанокомпозитов

мерного силсесквиоксана (ПОСС), состоящие из органических и неорганических объектов и имеющие нанопористую структуру. Такие полимеры обладают повышенной термостойкостью, а также стойкостью к радиационным и химическим воздействиям, что делает их весьма перспективными для применения в космической технике. Высокая стойкость POSS-полимеров к воздействию ФКП уже подтверждена результатами испытаний образцов таких материалов на борту МКС.

Применение наноразмерных элементов для создания композитов позволяет существенно улучшить

их свойства. Образно говоря, если при использовании элементов с размерами, лежащими в микродиапазоне, свойства компонентов композита складываются, то при переходе в нанодиапазон происходит их умножение за счет более сильного взаимодействия включений с матрицей и между собой.

При выборе керамических материалов для изготовления нагружаемых элементов конструкции учитывается, что они, как правило, обладают высокой твердостью и термостойкостью, но их общим недостатком является хрупкость. Хрупкое разрушение керамик связано с наличием в них микроскопических дефектов, которые служат центрами зарождения трещин. Использование нанопорош-

ков в качестве исходных компонентов как раз и позволяет достичь их плотной упаковки при спекании керамики, что уменьшает количество дефектов.

В ближайшем будущем нанокompозиты и нанокерамики, безусловно, найдут широкое применение при создании КА, постепенно заменяя многие элементы конструкции, изготавливаемые из металлических материалов. Одним из важнейших направлений их применения является создание покрытий, выполняющих различные функции: механическую и радиационную защиту, тепловую защиту при входе в атмосферу и обеспечение требуемого теплового режима КА в полете, придание поверхности КА необходимых оптических и электрических характеристик и т.д.

Обсуждаемые материалы благодаря разнообразию и уникальности их свойств будут использоваться также при создании бортовой аппаратуры КА, включая интеллектуальные системы.

Множеством замечательных свойств, которыми ученые и конструкторы давно пытаются наделить различные неорганические материалы и технические устройства, обладают элементы живой материи. Нанотехнологии открывают реальную возможность не только подражания живой природе, т.е. имитации каких-то характерных принципов построения и функционирования биологических объектов, но и непосредственного использования таких объектов в качестве элементов наноматериалов и наносистем наряду с неорганическими элементами.

Весьма перспективным направлением является создание с помощью нанотехнологий материалов и систем, имитирующих биологические объекты и использующих принципы их функционирования (*biomimetic materials and bioinspired systems*). Такие материалы и системы могут строиться только на основе неорганических элементов или с применением биологических объектов, причем при их создании могут реализовываться процессы самосборки.

Известно, что в живой природе при построении костей и их восстановлении в случае повреждений происходит процесс биоминерализации, который заключается в последовательном сорбировании неорганических кальцийсодержащих соединений мягкими живыми

тканями с их последующим преобразованием в костные структуры, состоящие из нанокристаллов диаметром около 5 нм и длиной 20–200 нм. Для имитации подобных процессов используются технологии создания многослойных наноструктур путем осаждения слоев в электролитах или с помощью напыления. Чрезвычайно важная для космических конструкций функция самовосстановления или самоизлечения (*self-healing*) может осуществляться также путем введения в материалы коллоидных растворов, содержащих наночастицы. Коагуляция растворов в области повреждения ликвидирует возникший дефект (рис. 7.19).

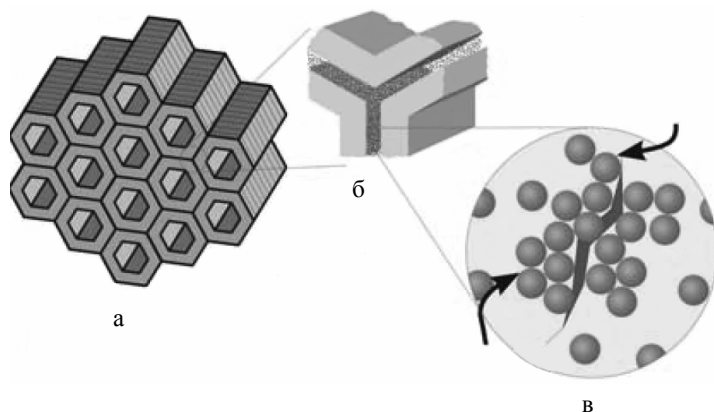


Рис. 7.19. Биоподобный самоизлечивающийся материал: а – материал, состоящий из пространственных ячеек; б – коллоидный раствор между стенками ячеек; в – связывание трещины наночастицами

Интересно отметить, что подобный принцип устранения механических повреждений был ранее реализован в лабораторных условиях путем введения в материал стеклянных трубочек диаметром 60 мкм, заполненных раздельно жидкостями, которые при смешивании вследствие разрушения трубочек в зоне повреждения быстро затвердевают.

Еще одним направлением работ по созданию самоизлечивающихся материалов аэрокосмической техники является применение нанокompозитов, содержащих в качестве наполнителя УНТ с

металлическим типом проводимости. Путем измерения электропроводности материала можно определить область его механического повреждения, а затем подачей мощного электрического импульса частично расплавить полимерную матрицу в зоне повреждения, что приведет к ликвидации возникшего дефекта.

Самовосстанавливающиеся материалы и структуры, способные быстро устранять глубокие кратеры и сквозные отверстия, очень нужны для защиты КА от ударного воздействия твердых частиц естественного и искусственного происхождения. Тонкие эластичные материалы, обладающие такими свойствами, найдут применение при создании космических скафандров. Подобные материалы могут использоваться также для изготовления защитной одежды космонавтов или наноситься непосредственно на тело (так называемая «вторая кожа»).

Как перспективный метод защиты КА от ударных воздействий можно рассматривать применение эластичных оболочек, заполненных содержащей множество наночастиц жидкостью, которая при поглощении энергии ударной волны переходит в твердое состояние. На основе таких структур уже разработаны бронежилеты. Препятствием для использования подобных систем в качестве защитных экранов КА пока является достаточно длительное время (10^{-4} – 10^{-3} с) перехода жидкости в твердое состояние.

7.2.2. Элементы бортового оборудования КА

Выше отмечалось, что размеры топологических элементов современных кремниевых интегральных микросхем, изготавливаемых традиционными методами литографии, уже могут быть менее 100 нм, т.е. формально такие объекты попадают в категорию наноразмерных объектов. Однако к элементам нанoeлектроники принято относить диоды, транзисторы и различные логические устройства, построенные на основе каких-либо наноструктур и функционирующие на новых физических принципах, присущих наноразмерным объектам.

Как уже указывалось, тип проводимости УНТ определяется ориентацией их продольной оси относительно шестиугольных ячеек, образующих поверхность трубки. В зависимости от этого признака нанотрубок, который характеризуется углом хиральности, УНТ по типу проводимости могут относиться к металлам или полупроводникам. В первом случае проводимость УНТ может быть приблизительно на 3 порядка выше, чем у меди, а во втором проводимость сильно зависит от действующего на трубку поперечного электрического поля. Эти свойства УНТ делают их очень удобными для создания на их основе диодов и транзисторов, при изготовлении которых учитывается также, что величина проводимости УНТ зависит от их диаметра.

Простейший диод на основе УНТ можно представить в виде двух соединенных нанотрубок с различным типом проводимости. Одна из возможностей построения диода на УНТ заключается в использовании изогнутой трубки, состоящей из двух частей с различными углами хиральности (рис. 7.20а). К концам трубки прикладывается электрическое напряжение через металлические (Au) контакты, как показано на рис. 7.20б. В зоне изгиба таких трубок структура нарушена за счет появления пятиугольных и семиугольных ячеек. Такое сочетание трубок с металлической и полупроводниковой проводимостью образует типичный для диодных структур гетеропереход «металл–полупроводник».

При создании простейшего транзистора на УНТ (рис. 7.21) трубка (1) помещается между двумя металлическими контактами (2), изолированными с помощью оксидного слоя SiO_2 (3) от проводя-

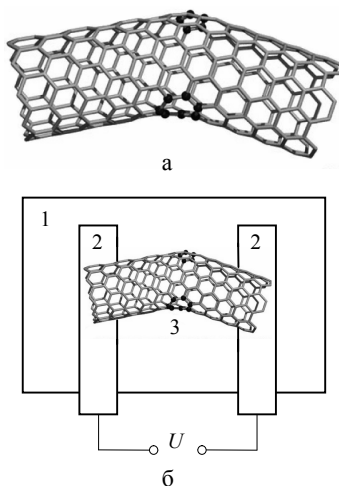


Рис. 7.20. Изогнутая УНТ (а) и схема диода на ее основе (б)

щей подложки Si (4), которая выполняет роль затвора как в обычном полевом транзисторе. Меняя напряжение на затворе U_3 и, соответственно, воздействующее на УНТ поперечное электрическое поле, можно варьировать в широких пределах ток, протекающий через трубку. Такие транзисторы могут использоваться как в аналоговых, так и в цифровых схемах.

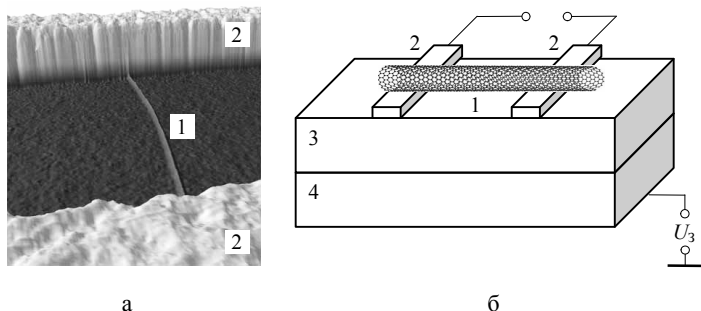


Рис. 7.21. Изображение (а) и схема (б) полевого транзистора на УНТ

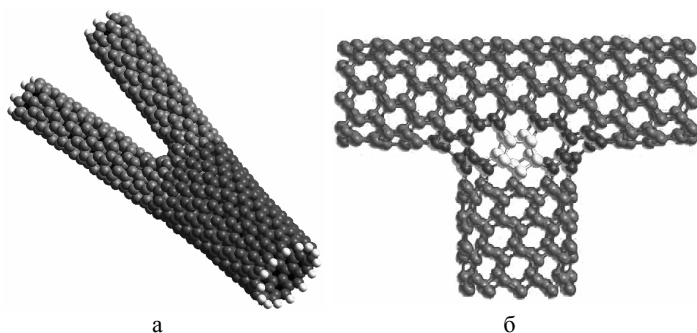


Рис. 7.22. Разветвленные УНТ: Y-образная (а) и Т-образная (б)

Развитие технологии изготовления УНТ позволило получить разветвленные Y-образные и Т-образные трубки (рис. 7.22). Такие структуры представляют собой фактически готовые полевые транзисторы. Если использовать «ствол» структуры в качестве затвора, а «ветви» – в качестве истока и стока, то удастся получить характерные для полевого транзистора вольт-амперные характеристики.

Описанные устройства могут строиться на основе одиночных УНТ и с использованием пучков трубок, а также с использованием графеновых лент вместо нанотрубок.

Для построения миниатюрных высокопроизводительных компьютеров, применение которых позволит значительно расширить функциональные возможности малых КА и будет способствовать реализации многих перспективных космических проектов, необходимы переключающие устройства с высокой степенью упаковки на чипе. Применение нанотрубок является одним из путей решения этой задачи.

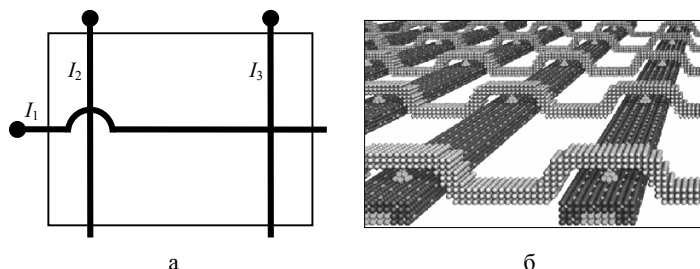


Рис. 7.23. Схема (а) и предполагаемая структура (б) переключающего устройства на основе УНТ

На рис. 7.23а схематически показана ячейка переключающего устройства (рис. 7.23б) из пересекающихся УНТ, между слоями которых имеется некоторый зазор. Путем варьирования токов (I_1 – I_3), пропускаемых через трубки, можно осуществлять их замыкание и размыкание в точках пересечения, выполняя тем самым требуемые логические операции. Предполагается, что на 1 см^2 удастся разместить 10^{12} переключателей, что на 3–4 порядка превышает достигнутую в настоящее время плотность упаковки. Кроме того, скорость переключения должна возрасти в 100 раз по сравнению с существующими устройствами. Расширить функциональные возможности подобных узлов на УНТ можно за счет использования чередующихся слоев металлических и полупроводниковых трубок.

Нанотрубки, благодаря их высокой электро- и теплопроводности, можно использовать в качестве соединительных проводников в

чипах с плотной упаковкой. Значительная удельная поверхность УНТ позволяет рассматривать их как материал для создания сверхминиатюрных конденсаторов большой емкости (*суперконденсаторов*), которые можно применять не только при создании электронных устройств, но и в качестве накопительных элементов в системах электропитания КА.

При анализе путей развития элементной базы для построения бортовых систем будущих КА следует еще раз подчеркнуть перспективность двух упоминавшихся выше направлений: фотоники и спинтроники.

Применение новой элементной базы значительно ускорит практическую реализацию идеи квантовых вычислений, которая активно обсуждается с начала 1980-х гг., и построение на ее основе *квантовых компьютеров* разных типов, которые, несомненно, могут быть эффективно использованы в будущих космических проектах XXI столетия, реализация которых сопряжена с необходимостью быстрой обработки больших объемов информации непосредственно на борту КА.

Нанотехнологии и созданные с их помощью наноматериалы открывают совершенно новые возможности для разработки разнообразных сенсоров – датчиков для регистрации и определения параметров широкого круга физических объектов. Примечательно, что в большинстве своем наносенсоры отличаются от существующих датчиков не только своими малыми размерами, но и значительно лучшими характеристиками. Например, они позволяют обнаруживать в газовой смеси отдельные молекулы определенного вида и измерять их массу.

Для создания наносенсоров широко используются нанотрубки и наностержни в сочетании с органическими и неорганическими молекулами. Простейший датчик представляет собой УНТ с закрепленной на ее конце молекулой (рис. 7.24). Проводящую нанотрубку можно заставить совершать колебания в высокочастотном электромагнитном поле и при этом измерить ее собственную резонансную частоту, которая зависит от размеров трубки и, соответственно, от ее массы. Если произвести такое измерение до закрепления

молекулы на конце трубки и после, то по разности резонансных частот можно определить массу молекулы. Такой датчик, который можно назвать «нановесами», позволяет измерить массу достаточно крупных биологических молекул.

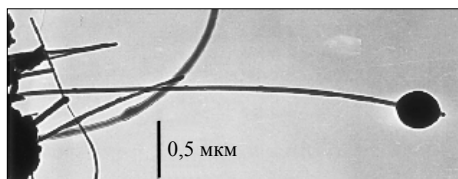
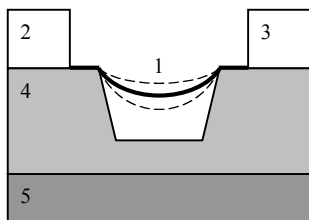
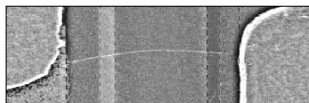


Рис. 7.24. Простейшие нановесы

Повысить чувствительность нановесов на УНТ можно, используя конструкцию, показанную на рис. 7.25. В этом датчике УНТ (1) закреплена между двумя электродами из золота (2, 3), помещенными на изолятор (4) с канавкой шириной ~ 500 нм в его центральной части. Под изолирующим слоем находится еще один металлический электрод (5), т.е. такая структура представляет собой фактически полевой транзистор на УНТ, рассмотренный ранее. Однако в



а



б

Рис. 7.25. Схема (а) и изображение (б) резонансных нановесов

данном случае вновь используется эффект механических колебаний трубки, возбуждаемых путем подачи на электроды необходимых напряжений. В представленной системе обеспечивается более точное измерение резонансных частот и, следовательно, массы молекул, помещаемых на боковую поверхность УНТ.

Еще одна разновидность резонансного датчика на УНТ показана на рис. 7.26. В данном случае о характере колебаний трубки, один конец которой жестко закреплён, а другой расположен на некотором

расстоянии от металлического электрода, судят по величине тока автоэлектронной эмиссии, протекающего между колеблющимся концом трубки и электродом. Регистрируя изменения этого тока, можно с высокой точностью измерять массу атомов вещества, оседающего на поверхности УНТ.

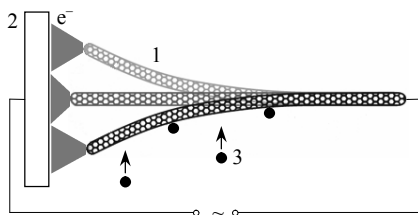


Рис. 7.26. Резонансный датчик на УНТ: 1 – нанотрубка; 2 – металлический электрод; 3 – атомы вещества

Расширить функциональные возможности резонансных датчиков можно за счет эффекта молекулярного распознавания. Так, нанотрубка с закрепленной на ее конце молекулой, показанная на рис. 7.24, способна за счет этого эффекта селективно захватывать и взвешивать другие молекулы. Многоэлементные конструкции из подобных датчиков с различными исходными молекулами на чувствительных элементах будут являться газоанализаторами, способными определять с высокой селективностью заданный набор компонентов газовой смеси.

Функционирование газоанализаторов, конструируемых на основе многоэлементных нанодатчиков, может организовываться по принципу нейронных сетей с «обучением» анализаторов на эталонных образцах. Предполагается, что подобные устройства, которые иногда называют «электронными носами», будут способны различать до нескольких тысяч газовых составляющих («запахов»). Такие устройства окажутся чрезвычайно полезными для контроля состава атмосферы в отсеках пилотируемых космических кораблей и обитаемых космических баз, первые из которых, как уже указывалось, предполагается построить на Луне в ближайшие десятилетия.

Рассмотренные селективные сенсоры можно использовать для решения самых разнообразных задач: поиска биологических молекул (в частности, при работе автоматических аппаратов или космонавтов на поверхности Марса), обнаружения болезнетворных молекул и вирусов, контроля технологических процессов и т.д.

Нанотехнологии позволяют создавать также высокочувствительные датчики механических воздействий, ускорений, электромагнитных полей. Особенностью таких датчиков является наличие подвижных частей, что позволяет с их помощью получать электрический сигнал в ответ на механическое воздействие, и наоборот – механическую реакцию на электрическое воздействие. По этому признаку указанные датчики можно отнести к *нанoeлектромеханическим системам*.

Разработка нанoeлектромеханических систем (НЭМС) является естественным продолжением процесса миниатюризации существующих микроэлектромеханических систем (МЭМС). Однако при построении элементов НЭМС обязательно учитываются особенности свойств нанообъектов, заключающиеся, в частности, в существенном увеличении для них роли сил трения, молекулярного притяжения и электростатического взаимодействия.

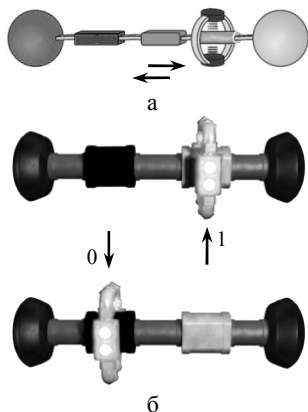


Рис. 7.27. Модель молекулы ротаксана (а) и ячейки памяти на ее основе (б)

При создании элементов НЭМС могут использоваться органические молекулы. Синтезированы вещества, называемые *ротаксанами*, с молекулами, структуру которых можно представить в виде «оси» с утолщениями на концах, продетой сквозь кольцо (рис. 7.27а). Образования на концах оси, которые называют центрами распознавания, взаимодействуют с окружающей средой. На них, в частности, могут происходить процессы окисления и восстановления. Чередование этих

процессов приводит к перемещению кольца из одного крайнего положения в другое, как это показано на рис. 7.27б. Такое перемещение можно вызывать также, прикладывая к концам оси знакопеременный электрический потенциал или воздействуя на молекулу светом.

Важно, что при смещении кольца изменяются электрические и оптические параметры молекулы. Поэтому описанная структура пригодна для создания на ее основе ячеек памяти и логических элементов, для которых состояния «0» и «1» соответствуют нахождению кольца в крайних положениях на оси (рис. 7.27б).

Если перемещающееся кольцо жестко связать с каким-то конструкционным элементом, получится механический привод (актюатор), один из вариантов которого показан на рис. 7.28. В этом устройстве используется более сложная молекула ротаксана, имеющая две кольцевые структуры.

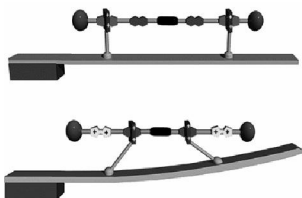


Рис. 7.28. Модель актюатора на основе ротаксана

На рис. 7.29 показана модель наномотора, представляющего собой две УНТ с закрепленными на их поверхности в виде зубьев молекулами бензола. Вращение трубок происходит за счет электростатического взаимодействия между молекулами.

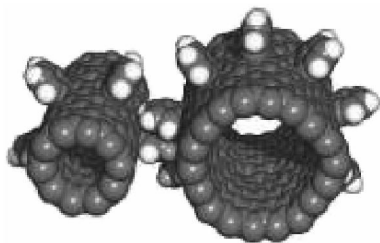


Рис. 7.29. Наномотор

Весьма интересным механизмом является газовая нанотурбина, построенная на основе многослойной УНТ (рис. 7.30). Газовый поток вращает внешнюю нанотрубку, а внутренние остаются неподвижными, по-

скольку сила трения между нанотрубками весьма мала. Такую структуру можно использовать также в качестве насоса, питаемого от источника электроэнергии.

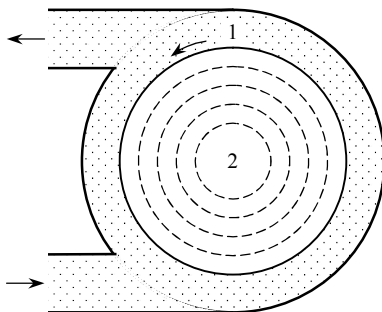


Рис. 7.30. Схема нанотурбины: 1 – вращающаяся нанотрубка; 2 – неподвижные нанотрубки

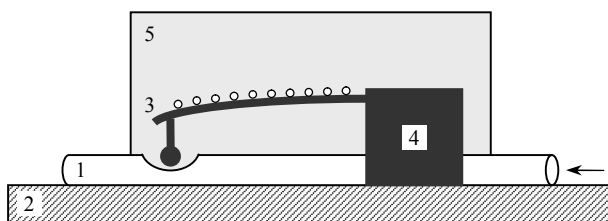


Рис. 7.31. Устройство нановентилей: 1 – нанотрубка; 2 – основание; 3 – консоль; 4 – держатель; 5 – резервуар

Разработаны наноустройства для управления потоками жидкости в каналах. На рис. 7.31 показана схема нановентилей, построенного на основе кремниевой однослойной нанотрубки, которая выполняет роль канала. Канал перекрывается и открывается под действием изготовленной из кремния консоли с нанесенным на ее поверхность органическим слоем, зарядовое состояние которого меняется в зависимости от химического состава жидкости в управляющем резервуаре. При изменении заряда консоли она изгибается, сдавливая канал, либо возвращается в исходное положение. Разновидностью такого вентиля является конструкция с перегибаемой нанотрубкой.

Сочетание на одном чипе электронных и электромеханических наноустройств, включая устройства для управления потоками жидкости и газа, позволяет создавать весьма сложные функциональные системы, получившие название

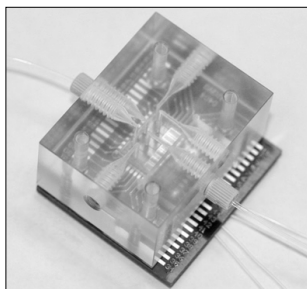


Рис. 7.32. Лаборатория на чипе

«лаборатория на чипе» (*lab-on-chip*). Отличительной особенностью подобных чипов является развитая трехмерная архитектура (рис. 7.32).

Результатом развития рассмотренных конструкторских идей является создание «КА на чипе», относящихся к классу пикоспутников, различные варианты которых уже обсуждаются.

В системах энергоснабжения современных и перспективных КА находят применение так называемые *топливные элементы*, представляющие собой электрохимические источники тока, для работы которых, в отличие от аккумуляторов и гальванических элементов, требуется непрерывный подвод к электродам топлива и окислителя. Электрическая энергия вырабатывается в таких элементах за счет окислительно-восстановительных реакций на внешней поверхности пористых электродов, погруженных в электролит. Наибольшее распространение получили топливные элементы, в которых в качестве топлива используют водород, а в качестве окислителя — кислород. Водородно-кислородные элементы компактны, имеют малую массу, а их коэффициент полезного действия достигает 60–70%. Кроме того, водородная энергетика является экологически чистой. Эти качества делают водородно-кислородные топливные элементы весьма привлекательными для применения в космической технике

Однако при использовании на КА топливных элементов возникает проблема хранения необходимых для их работы газов, особенно водорода. Одним из решений этой проблемы является создание хранилищ водорода на основе углеродных наноматериалов. На

рис. 7.33а показана структура, состоящая из слоев графена с разделяющими их УНТ, которая получила название «графен с колоннами» (*pillared graphene*).

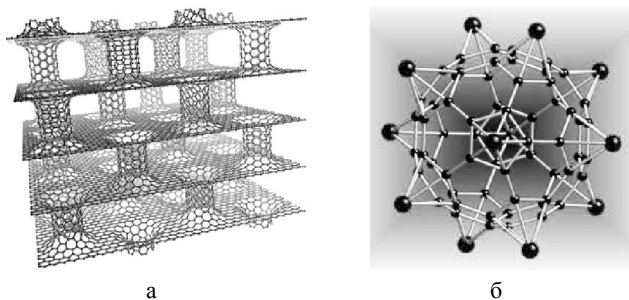


Рис. 7.33. Структура «графен с колоннами» (а) и молекула фуллерена с присоединенными к ней атомами Li (б)

Благодаря большой удельной поверхности такая структура способна сорбировать значительное количество водорода. Путем введения в нее атомов Li можно, как показали теоретические исследования, дополнительно увеличить емкость по отношению к водороду, доведя ее до 6–6,5 масс.% при комнатной температуре, что считается очень хорошим показателем.

Несмотря на достигнутые успехи в создании топливных элементов, основными источниками электроэнергии на современных КА остаются солнечные батареи, что стимулирует поиск путей повышения их эффективности. Значительным шагом в этом направлении явилось создание многослойных каскадных фотоэлектрических преобразователей. Такие преобразователи содержат 3–5 *p-n* переходов, сформированных в слоях полупроводниковых материалов разного состава. Материалы выбираются таким образом, что ближний к освещаемой поверхности слой поглощает коротковолновое солнечное излучение, а по мере удаления слоев от поверхности длина волны поглощаемого излучения увеличивается. В результате достигается более полное использование солнечного спектра и, соответственно, повышение эффективности фотоэлектрических преобразователей. Например, трехкаскадный преобразователь со структурой GaInP–GaAs–Ge (первым указан ближний к поверхно-

сти слой) позволил получить КПД около 35%, что приблизительно в 2 раза выше по сравнению с выпускаемыми промышленностью кремниевыми преобразователями.

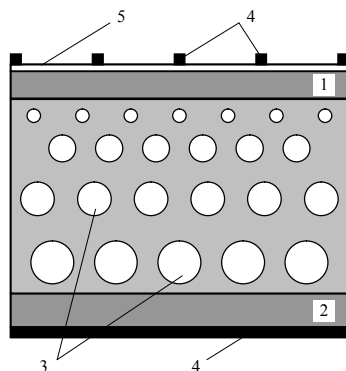


Рис. 7.34. Устройство фотоэлектрического преобразователя на квантовых точках

Весьма перспективными фотоэлектрическими преобразователями являются преобразователи на квантовых точках, высокая эффективность которых достигается также за счет более полного поглощения энергии солнечного излучения. Но в данном случае это обеспечивается введением в базовую область преобразователя нескольких слоев квантовых точек разного размера. Рост их размеров по мере удаления от облучаемой поверхности влечет за собой увеличение длины волны поглощаемого излучения. На рис. 7.34 показано устройство такого преобразователя, в базовую область которого, заключенную между слоями *p* и *n*-типов (1, 2) введены квантовые точки разных размеров (3), а на внешних поверхностях созданы омические контакты (4), причем облучаемая сторона преобразователя имеет просветляющее покрытие (5).

Возможность плавного изменения размеров квантовых точек и использования для их создания различных материалов (CdTe, CdSe, CuInS₂ и др.) позволяет более точно «подстраивать» создаваемые слои под длины волн поглощаемого излучения. Теоретические оценки показывают, что КПД таких преобразователей может достигать 60–65%.

7.3. Особенности экспериментального и математического моделирования воздействия космической среды на наноструктуры

7.3.1. Общие принципы моделирования

Внедрение наноматериалов, обладающих принципиально новыми свойствами, в изделия ракетно-космической техники сопряжено с необходимостью всестороннего изучения их поведения в экстремальных условиях космоса. Общий подход к проведению исследований, основанный на сочетании методов лабораторного и математического моделирования с натурными экспериментами, который был рассмотрен выше применительно к традиционным материалам космической техники на примере радиационных воздействий, остается наиболее эффективным и для наноматериалов. Однако в случае использования наноматериалов требуется пересмотреть многие физические представления о процессах, вызываемых воздействием ФКП, и создать новые методы исследования этих процессов.

Например, при радиационных воздействиях на наноматериалы и наноструктуры уход продуктов ядерных взаимодействий из области столкновения частиц существенно меняет количество вещества в рассматриваемой структуре и пространство выделения энергии первичного излучения. Следовательно, в данном случае отчасти утрачивается физический смысл понятие «поглощенная доза» в традиционной его трактовке, и требуется на основании исследования специфики протекающих процессов разработать новые физические понятия и термины, которые могут быть использованы в «нанодозиметрии».

Аналогичные замечания можно сделать в отношении ионного распыления наноматериалов, их распыления нейтральным атомарным кислородом верхней атмосферы Земли, ударного воздействия частиц космической пыли и других процессов.

По отношению к традиционным объемным материалам, используемым в составе изделий космической техники, методика лабора-

торных испытаний, предусматривающая возможность проведения ускоренных испытаний при значительно увеличенных по отношению к космическим условиям интенсивностях воздействующих излучений, возможность замены излучений определенных видов другими излучениями, применения моноэнергетических пучков заряженных частиц вместо потоков с распределенными энергетическими спектрами и т.д., хорошо отработана, хотя она, безусловно, варьируется в зависимости от типа исследуемых материалов и предполагаемых условий их эксплуатации. Для наноматериалов, свойства которых во многом отличаются от свойств объемных материалов, подобную методику еще предстоит создать.

Математическое моделирование воздействия ФКП на наноструктуры, наноматериалы и изготовленные из них элементы конструкции и оборудования КА также имеет целый ряд особенностей. Вызываемые воздействием ФКП изменения свойств материалов определяются структурными параметрами и процессами, относящимися к различным пространственным масштабам: от размеров атомов и молекул до размеров рассматриваемых изделий. При этом для наноматериалов определяющую роль в указанной размерной последовательности играют входящие в их состав наночастицы и наноструктуры. Следовательно, при математическом описании свойств и поведения в условиях космического пространства объектов, созданных с использованием наноматериалов, необходимо принимать во внимание и уметь моделировать, процессы, протекающие в наноразмерных структурах, а также выявлять и учитывать в моделях разнообразные связи указанных процессов с процессами, характерными для других пространственных масштабов. Таким образом, в общем случае приходится использовать *многомасштабное (multi-scale) моделирование*, основанное на применении некоторой совокупности расчетных методов, размерно-временная иерархия которых представлена на рис. 7.35.

К настоящему времени достигли высокого уровня надежности и точности методы, относящиеся к противоположным краям показанного на рис. 7.35 размерного диапазона. Для моделирования процессов и объектов на макроуровне с успехом применяются ме-

7. Наноматериалы в космической технике

тоды механики сплошных сред и различные методы описания и исследования объектов с помощью пространственных сеток. Методы макро моделирования используются для анализа объектов и явлений с характерными размерами более нескольких десятков микрометров при характерных временах протекания процессов от долей секунды до часов и лет. Эти методы основаны на статистических закономерностях и предполагают возможность усреднения параметров расчетов в пределах заданных размеров ячеек. В качестве примеров применения расчетных методов этой группы можно указать описанные выше методы математического моделирования процессов воздействия космических излучений на реальные КА сложной конфигурации с неоднородной структурой.

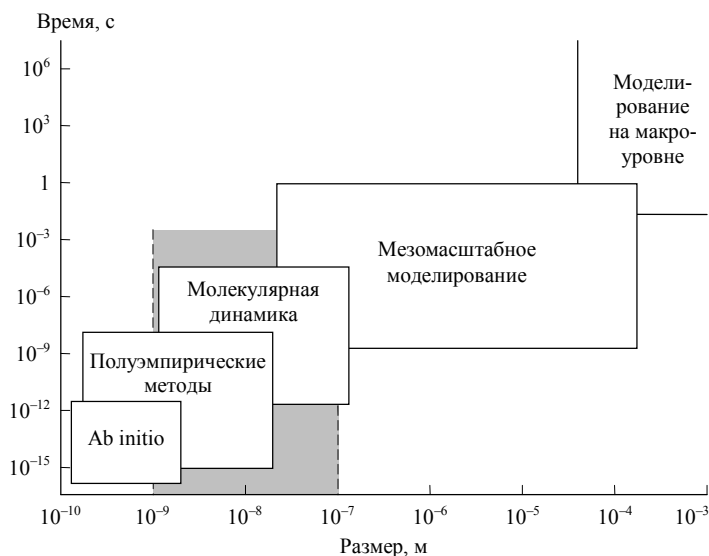


Рис. 7.35. Иерархия расчетных методов при многомасштабном моделировании

На противоположном краю представленного на рис. 7.35 размерного диапазона – в области $\sim 10^{-10}$ – 10^{-9} м – используются *квантовомеханические методы* расчетов, основанные на численном интегрировании уравнений квантовой механики, в частности, урав-

нения Шредингера, и не требующее для их использования каких-либо эмпирических предположений. Поэтому такие методы часто называют методами «из первых принципов» (от лат. *ab initio* – от начала). Методами «из первых принципов» обычно удается моделировать системы, содержащие не более 100 атомов.

Для увеличения частиц, включаемых в расчетные модели, методы *ab initio* дополняются некоторыми упрощающими предположениями и параметрами, использование которых позволяет сократить объем вычислений. Весьма эффективным является метод *теории функционала плотности* (*density functional theory, DFT*). В этом методе описание исследуемой системы с помощью многоэлектронной волновой функции заменяется ее описанием через распределение электронной плотности. Значительное сокращение объема вычислений обеспечивается за счет того, что для описания распределения электронной плотности достаточно трех координат, тогда как многоэлектронная волновая функция для системы из N электронов зависит от $3N$ переменных. С помощью метода DFT с высокой точностью рассчитываются значения энергии образования и миграции как точечных дефектов, так и их небольших скоплений. Для моделирования воздействия быстрых налетающих частиц на наноструктуры часто используются метод DFT в сочетании с алгоритмами молекулярной динамики (*ab initio molecular dynamics*) и нестационарный метод DFT (*time-dependent density functional theory, TDDFT*).

Полуэмпирические методы расчетов предполагают использование тех или иных параметров, полученных на основе экспериментальных данных. В числе полуэмпирических методов следует указать часто применяемый метод сильной связи (*tight-binding method*), который предполагает, что электрон, захваченный ионом кристаллической решетки, находится вблизи этого иона достаточно длительное время и практически не испытывает влияния со стороны других ионов. Благодаря этому подходу гамильтониан в уравнении Шредингера может быть параметризован, что значительно упрощает вычисления. Полуэмпирические методы применяются для анализа объектов с поперечными размерами $\sim 10^{-9}$ – 10^{-8} м и числом

частиц до 10^3 – 10^4 . К данному классу методов обычно относят метод DFT в схеме сильной связи (*density functional based tight-binding*, DFTB), который более эффективен при моделировании воздействия быстрых налетающих частиц на наноструктуры, чем метод DFT. Метод DFTB применялся, в частности, для исследования механизмов релаксации и миграции вакансий в УНТ и графене, расчета пороговой энергии образования вакансий в углеродных наноструктурах, изучения влияния на радиационную стойкость механической нагрузки, приложенной к наноструктурам в процессе облучения.

Еще одним широко распространенным полуэмпирическим методом является *метод молекулярных орбиталей*, основанный на описании каждого электрона молекулы своей волновой функцией (молекулярной орбиталью), которая может строиться как линейная комбинация атомных орбиталей. Обычно для оптимизации расчетов учитывается ограниченное число орбиталей (например, в первоначальном виде этот метод подразумевал учет только π -электронов). Данный метод наиболее часто используется в *квантовой химии*.

В теории твердого тела достаточно часто применяется *метод псевдопотенциала*. В рамках этого метода предполагается, что основной вклад в формирование характеристик атома вносят валентные электроны, поэтому расчеты производятся только для волновых функций таких электронов. Внутренние электроны и ядро считаются неизменными и представляют собой некий остов, который в целом формирует эффективный заряд. Такое приближение фактически приводит к замене сильного электрон-ионного потенциала довольно слабым псевдопотенциалом, который в интервале энергий валентных электронов дает правильный электронный спектр.

Размеры объектов, исследуемых с помощью полуэмпирических методов, частично попадают в нанодиапазон, как видно из рис. 7.35.

Дальнейшее продвижение в сторону больших размеров обеспечивается с помощью методов *молекулярной динамики*, которые позволяют довести размер моделируемых объектов до верхней грани-

цы нанодиапазона, а число содержащихся в них частиц – до 10^6 – 10^7 . В основе этой группы методов лежит численное решение уравнений движения частиц в замкнутом объеме, т.е. уравнений не квантовой, а классической механики – уравнений Ньютона. При выполнении таких расчетов важно правильно выбрать потенциал взаимодействия, который определяет силы, действующие между частицами, и оказывает значительное влияние на результаты расчетов.

Трудность математического моделирования наноструктур связана с тем, что они слишком велики (т.е. содержат слишком много атомов) для моделирования с помощью квантовомеханических методов и слишком малы для того, чтобы применять статистические приближения. По указанным причинам еще более трудным является моделирование в *мезодиапазоне*, занимающем промежуточное положение между нанодиапазоном и макродиапазоном. Один из методов мезомасштабного моделирования основан на использовании *решеточных моделей*, в которых частицы исследуемой системы располагаются в узлах правильной пространственной решетки и взаимодействуют только с соседними частицами. Применяются также методы, основанные на решении обобщенного уравнения Ланжевена для движения частиц в среде, методы теории поля и другие.

Для уменьшения объема вычислений как при квантовомеханических расчетах, так и при мезомасштабном моделировании, применяются различные разновидности метода Монте-Карло, с помощью которых численно решаются системы уравнений и вычисляются многомерные интегралы.

При реализации многомасштабного моделирования главной проблемой является передача данных, полученных при моделировании на некотором размерном уровне, в модель более высокого размерного уровня, где они используются в качестве исходных данных (в том числе совместно с другими привлекаемыми данными) при проведении расчетов. Дополнительные сложности возникают в связи с тем, что зависимость макроскопических свойств материалов от особенностей структуры материалов на более низких

размерных уровнях и характера процессов, протекающих на этих уровнях, часто оказывается нелинейной или сложно определяемой.

Общие пространственно-временные масштабы области моделирования, диапазоны ее разбиения, используемые на разных уровнях расчетные методы, а также требования к детализации и точности расчетов на каждом уровне выбираются исходя из конечных задач моделирования и набора параметров исследуемого объекта, которые должны быть получены.

При проведении теоретического анализа и компьютерного моделирования воздействия ФКП на наноструктуры и наноматериалы необходимо располагать программными средствами, позволяющими проводить вычисления в различных пространственно-временных диапазонах.

К настоящему времени создано большое число специализированных компьютерных программ, в которых реализованы различные расчетные методы. Имеется целый ряд программных продуктов, в которых реализованы квантовомеханические подходы (Gaussian, VASP, Quantum ESPRESSO, Siesta, ABINIT, GAMESS, WIEN2k) и методы молекулярной динамики (LAMMPS, DL_POLY, GROMAC, CHARMM). Программные комплексы, основанные на методе Монте-Карло (GEANT, SRIM/TRIM) широко используются для моделирования радиационных воздействий как на традиционные объемные материалы, так и наноструктурированные материалы. Однако для осуществления многомасштабного моделирования наибольший интерес представляют программные комплексы, позволяющие в рамках единого графического интерфейса применять различные методы. В качестве примера подобного комплекса можно указать коммерческий программный продукт *Accelrys Materials Studio*, в котором объединены различные расчетные модули, основанные на методах квантовой химии, молекулярной динамики, мезодинамики и Монте-Карло.

Хотя при многомасштабном моделировании используются алгоритмы и методы, существенно сокращающие объем вычислений, для решения задач данного класса необходимы очень мощные компьютеры, относящиеся к классу суперкомпьютеров.

Имеющиеся в МГУ суперкомпьютеры Blue Gene/P и СКИФ МГУ «Чебышев» с производительностью 28 и 60 Тфлопс соответственно и введенный в эксплуатацию в 2009 г. суперкомпьютер «Ломоносов» с производительностью до 420 Тфлопс позволяют успешно решать сложные вычислительные задачи космического радиационного материаловедения с применением многомасштабного моделирования.

7.3.2. Примеры результатов исследования воздействия космических излучений на наноструктуры и нанокompозиты

Как уже отмечалось выше, широкое использование наноматериалов при разработке новых образцов космической техники должно сопровождаться всесторонними исследованиями стойкости наноструктур и созданных с их применением материалов к воздействию различных составляющих космической среды. Весьма важным является, в частности, изучение стойкости наноструктур и наноматериалов к радиационным воздействиям, поскольку согласно имеющимся данным они могут по этому показателю значительно превосходить традиционные объемные материалы и структуры.

Известно, например, что УНТ проявляют высокую устойчивость к образованию и накоплению структурных дефектов под действием ионизирующего излучения. Это в значительной степени определяется их способностью к «залечиванию» дефектов. Результаты математического моделирования показали, что вакансии, возникающие в гексагональных ячейках, могут трансформироваться, переходя в устойчивое состояние с минимальной энергией. Кроме того, часть смещенных из узлов атомов углерода может захватываться поверхностью УНТ и мигрировать по ней, что приводит к ликвидации вакансий при их аннигиляции с мигрирующими атомами. Снижению количества радиационных дефектов в УНТ способствует и то обстоятельство, что из-за развитой поверхности нанотрубки значительная часть атомов углерода, выбиваемых из узлов гексаго-

нальных ячеек, уходит из УНТ, не вступая во взаимодействие с другими атомами. Общая схема процессов, протекающих в УНТ при воздействии ионизирующего излучения (в данном случае – электронного пучка) показана на рис. 7.36. Подобные особенности присущи и другим углеродным наноструктурам – фуллеренам и графену.

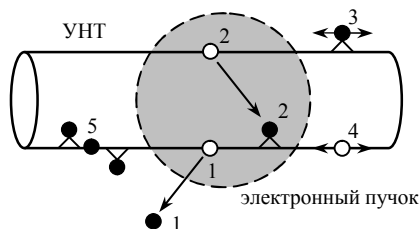


Рис. 7.36. Схема процессов, инициируемых воздействием электронного пучка на УНТ: 1 – образование вакансии в стенке УНТ в результате удаления атома углерода; 2 – образование вакансии с адсорбцией выбитого атома на внутренней поверхности УНТ; 3 – миграция адсорбированных атомов; 4 – миграция вакансий; 5 – перемещение адсорбированных атомов между поверхностями УНТ через обменный процесс

На процессы перемещения носителей заряда и структурных дефектов в наноматериалах оказывают влияние как квантовые, так и классические размерные эффекты. В рамках классических представлений описываются отличия процессов миграции радиационных дефектов в объемных и наноструктурированных материалах (рис. 7.37). Предполагается, что в объемных материалах (рис. 7.37а) смещенные из узлов решетки атомы могут достаточно свободно выходить на поверхность материала, создавая на ней рельефные образования. При этом малоподвижные вакансии объединяются, формируя пустоты, наличие которых ухудшает механические свойства материала. В наноматериалах (рис. 7.37б), состоящих из большого количества наноразмерных зерен, смещенные атомы выходят из объема зерен к их границам и закрепляются на них. После захвата на границах атомы могут инжектироваться в глубь зерен, аннигилируя с имеющимися вакансиями. Таким образом, в наноструктурированных материалах, для которых характерно наличие боль-

шего количества поверхностей раздела, действует эффективный механизм стока смещенных атомов на эти поверхности, препятствующий накоплению радиационных дефектов в объеме зерен. Вместе с тем сохраняется возможность выхода смещенных атомов на поверхность образца по границам зерен.

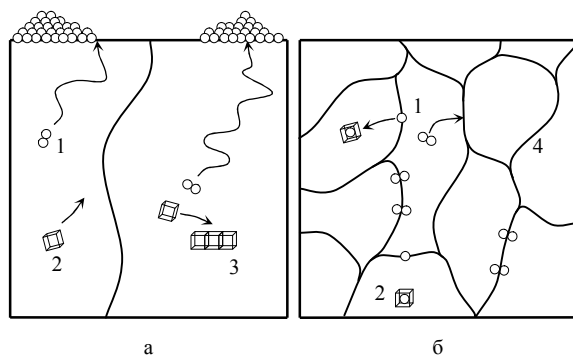


Рис. 7.37. Схема процессов миграции радиационных дефектов в объемных (а) и наноструктурированных (б) материалах: 1 – смещенные атомы; 2 – вакансии; 3 – объединение вакансий; 4 – границы зерен

Следует в то же время отметить, что при воздействии ионизирующего излучения на углеродные наноструктуры и нанокристаллические материалы из-за их структурных особенностей возможно образование пар Френкеля, в которых вакансии и смещенный атом удалены друг от друга на значительное расстояние. Это затрудняет аннигиляцию пар и в конечном итоге способствует накоплению радиационных дефектов.

В НИИЯФ МГУ для моделирования образований вакансий в УНТ и графене под действием атомов Н, О и С с энергиями до 500 эВ был использован метод DFTB. На рис. 7.38 показаны результаты моделирования процесса выбивания атомов С из стенок УНТ налетающим атомом Н (направления скоростей атомов показаны стрелками). В данном случае налетающий атом создал вакансию в передней стенке УНТ (1), выбив атом углерода (3), после чего вылетел из УНТ. Вторая вакансия (2) была образована смещенным атомом углерода (3), переданной которому в резуль-

тате столкновения энергии оказалось достаточно не только для того, чтобы покинуть пределы УНТ, но и выбить еще один атом углерода (4).

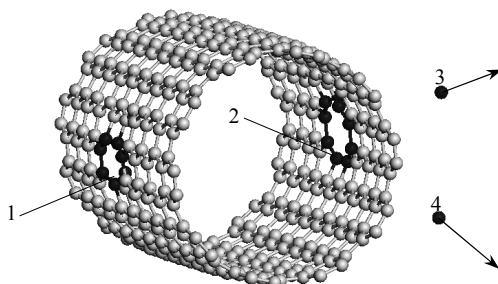


Рис. 7.38. Образование вакансий в УНТ в результате взаимодействия с атомом Н

На основании результатов математического моделирования для объяснения высокой радиационной стойкости УНТ предложена физическая модель, в основе которой лежат представления о менее плотной по сравнению с объемными твердыми телами и анизотропной упаковке атомов в УНТ и адсорбции поверхностью трубки выбиваемых из нее атомов углерода. Миграционные процессы, протекающие на поверхности УНТ, приводят к отмечавшемуся уже «залечиванию» радиационных дефектов. А кроме того, адсорбированные поверхностью атомы могут создавать дополнительные связи между однослойными УНТ, собранными в пучок (рис. 7.39а), и между трубками, входящими в состав многослойной УНТ (рис. 7.39б).

Накопленные к настоящему времени экспериментальные данные, характеризующие воздействие электронов и ионов с энергиями в диапазоне $\sim 10^2$ – 10^6 кэВ на УНТ и нанокомпозиты, в целом согласуются с результатами математического моделирования. Так, при облучении УНТ электронами с энергиями до 1,25 МэВ и ионами (He, Ne, Ar, Kr, Xe) до 3 кэВ при флюенсах $\sim 10^{16}$ см $^{-2}$ были получены данные об образовании дефектов, согласующиеся с результатами математического моделирования.

Результаты исследования радиационной стойкости системы УНТ, используемой в составе полевого транзистора, к воздействию протонов с энергиями 10–35 МэВ при флюенсах $4 \cdot 10^{10}$ – $4 \cdot 10^{12}$ см⁻² показали, что при таком воздействии исходные характеристики транзистора меняются весьма незначительно. Заключение о достаточно высокой радиационной стойкости нанотранзисторов, используемых в составе flash-памяти, было сделано также на основании эксперимента по облучению наноструктуры ионами Вг с энергией 240 МэВ.

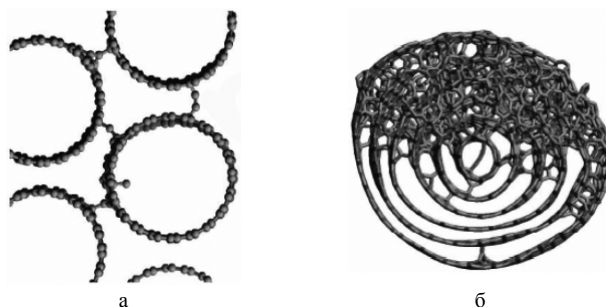


Рис. 7.39. Молекулярная модель облученных УНТ с адсорбированными атомами

Радиационная стойкость полимерных и композиционных материалов, содержащих наночастицы и нанотрубки, исследовалась при облучении их протонами с энергиями, лежащими в двух диапазонах: 30–200 кэВ и 1–800 МэВ при флюенсах до 10^{16} см⁻². В обоих случаях было показано, что введение наноструктур существенно повышает радиационную стойкость исходных материалов.

Еще одно доказательство более высокой радиационной стойкости наноструктур по сравнению с объемными материалами получено при облучении ионами Кг с энергией 85 МэВ образцов нитрида галлия (GaN), рассматриваемого в качестве перспективного материала для создания фотоэлектронных приборов. Было показано, что в результате облучения при флюенсе 10^{13} см⁻² интенсивность фотолюминесценции для монокристаллического образца GaN снизилась в 10 раз, в то время как для наноструктурированного образца – только в 3 раза.

Энергии электронов и ионов, использовавшихся в описанных экспериментах, соответствуют энергиям частиц РПЗ и СКЛ. Приведенные значения флюенсов характерны для достаточно продолжительных полетов КА на различных околоземных орбитах. Поэтому на основании обсуждавшихся данных можно сделать вывод о возможности применения исследовавшихся наноструктур и материалов, созданных с их применением, в составе конструкции КА.

Наноккомпозиты на основе УНТ привлекают особое внимание благодаря уникальным особенностям УНТ – высокой механической прочности, электропроводности и теплопроводности. Одной из важнейших характеристик полимерного наноккомпозита на основе УНТ, оказывающей существенное влияние на его макроскопические свойства, является «растворимость» в нем УНТ – степень равномерности распределения нанотрубок по всему объему полимера. Растворимость УНТ в полимере определяется в первую очередь силами взаимодействия между полимерными цепями и УНТ и силами ван-дер-ваальсового притяжения между самими нанотрубками. В зависимости от соотношения этих сил УНТ могут быть равномерно распределены в полимерной матрице или собираются в жгуты. Усиление взаимодействия между УНТ и полимерной матрицей, повышающее растворимость УНТ в матрице, может быть достигнуто путем функционализации УНТ, т.е. присоединения к их поверхности за счет сил химического или физического взаимодействия различных молекулярных групп. Дислокации, образовавшиеся в стенках УНТ под действием ионизирующего излучения могут служить центрами присоединения к поверхности УНТ молекулярных групп, т.е. повышающих степень функционализации УНТ.

Влияние функционализации на растворимость УНТ в полимерной матрице иллюстрируется рис. 7.40, на котором приведены результаты математического моделирования процесса диспергирования УНТ в матрице, выполненного в НИИЯФ МГУ методом диссипативной динамики частиц (*dissipative particle dynamics*, DPD), относящимся к группе мезомасштабных методов.

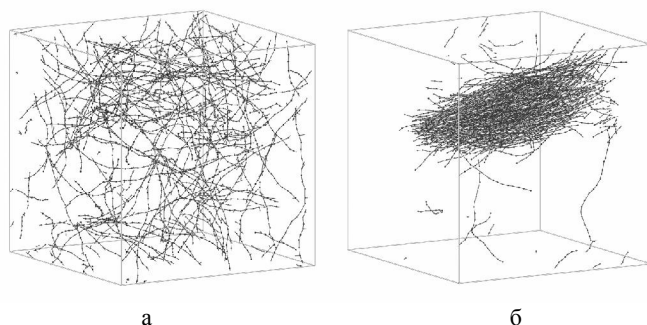


Рис. 7.40. Равномерное распределение в полимерной матрице функционализированных УНТ (а) и формирование в матрице жгута из УНТ, не подвергшихся функционализации (б)

В тех случаях, когда необходимо исследовать только роль особенностей конфигурации наноструктур в каких-то процессах, при математическом моделировании можно использовать укрупненные геометрические модели, в которых наноразмерные элементы заменены, например, элементами микронных размеров с сохранением конфигурации структуры. Такой прием позволяет применять при моделировании расчетные методы, хорошо отработанные для микродиапазона.

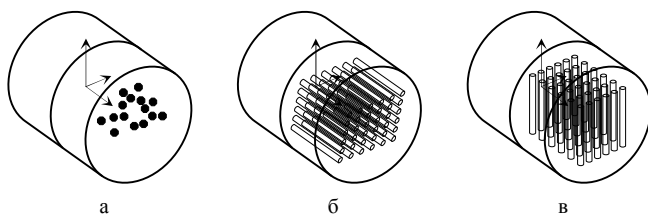


Рис. 7.41. Расчетные геометрические модели образцов нанокompозитов: а – с фуллеренами; б, в – с УНТ

В НИИЯФ МГУ описанный подход был реализован с помощью основанного на методе Монте-Карло программного комплекса GE-ANT. На рис. 7.41 показаны использованные в расчетах геометрические модели образцов композиционных материалов, в которых в матрицу введены фуллерены (а) и ориентированные различным

образом УНТ (б, в). Было выполнено моделирование воздействия на представленные структуры потоков электронов и протонов с характерными для космического излучения энергетическими и пространственными распределениями. На рис. 7.42 в качестве примера показано полученное пространственное распределение переданной веществу энергии в одном из образцов.

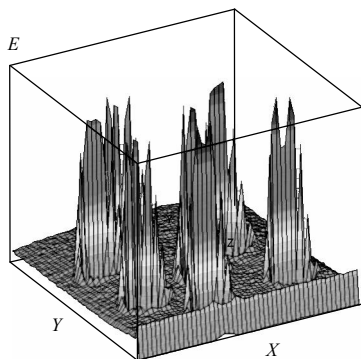


Рис. 7.42. Распределение переданной энергии в образце

Применение математического моделирования оказывается весьма эффективным также при изучении воздействия атомарного кислорода на наноструктуры и нанокompозиты. Возможным механизмом повреждения УНТ потоком атомов кислорода является так называемое «расстегивание» (в англоязычной литературе *unzipping*) УНТ. Результат математического моделирования этого явления, выполненного в НИИЯФ МГУ с помощью описанных выше методов DFT и DFTB, приведен на рис. 7.43. Видно, что данное явление может быть причиной достаточно значительных структурных повреждений УНТ.

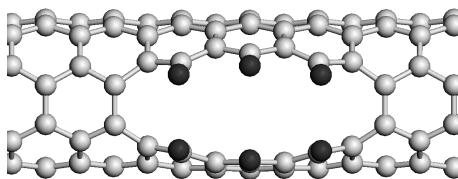


Рис. 7.43. Явление расстегивания УНТ

Программный комплекс GEANT был применен для моделирования воздействия потока атомарного кислорода на полимерный композит. Исследовался образец композита, полученного путем введения в полиимидную матрицу наноразмерных частиц сверхразветвленного полиорганосилоксана, представляющих собой «сердцевину» из диоксида кремния, окруженную органическими группами.

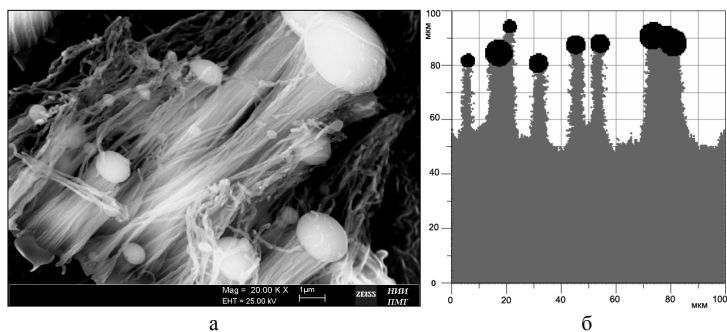


Рис. 7.44. Результаты экспериментального исследования эрозии полимерного композита под действием атомарного кислорода (а) и математического моделирования этого процесса (б)

На рис. 7.44а представлено полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа изображение поверхности образца после облучения потоком атомарного кислорода на магнетоплазмосином ускорителе НИИЯФ МГУ, описанном выше. В данном образце произошло объединение изначально наноразмерных частиц наполнителя в более крупные микроразмерные структуры подобно рассмотренному выше собиранию УНТ в жгуты. Однако хорошо видно, что эти микроразмерные частицы, устойчивые к воздействию атомарного кислорода, защищают находящиеся под ними полимерные звенья от разрушения атомами кислорода. Рис. 7.44б демонстрирует результаты моделирования этого эффекта с помощью комплекса GEANT.

7.4. Перспективы применения наноматериалов и нанотехнологий в космонавтике

7.4.1. Программы разработки нанотехнологий для космической техники

В начале 2000-х годов крупнейшими космическими державами были разработаны перспективные программы развития нанотехнологий и создания наноматериалов для космической техники. Структура одной из таких программ, разработанной в США под эгидой Национального управления по аэронавтике и исследованию космического пространства (NASA) представлена на рис. 7.45.



Рис. 7.45. Программа NASA развития нанотехнологий

Основными разделами этой программы, которые показаны в нижней части рис. 7.45, являются наноматериалы, элементы бортовой электроники, сенсоры различного назначения и нанокомпоненты оборудования КА. В верхней части рисунка указаны воз-

7.4. Перспективы применения наноматериалов в космонавтике

возможности, открываемые применением новых материалов и элементов, при этом на начальных этапах, завершение которых было запланировано к 2011 г., достижения связываются в основном с применением многофункциональных материалов, а в дальнейшем – с применением интеллектуальных материалов и биосистем.

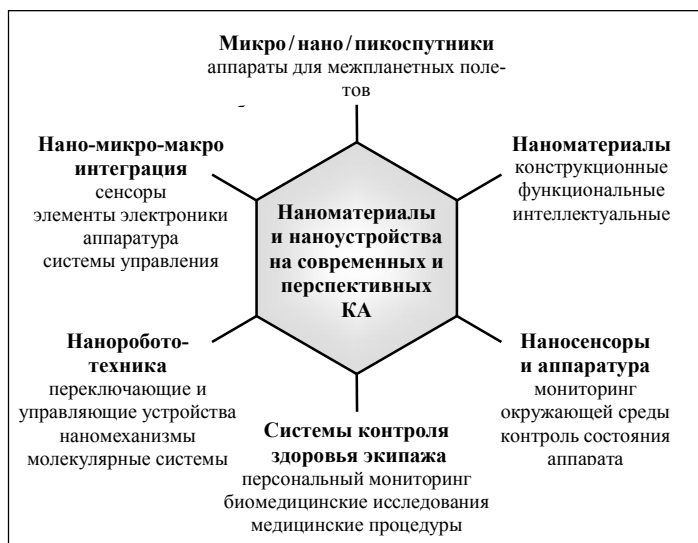


Рис. 7.46. Основные направления развития нанотехнологий для космической техники

С учетом быстрого развития нанотехнологий и изменения представлений о возможностях их использования в космических исследованиях приведенная на рис. 7.45 программа была скорректирована в 2004 г. В этой программе можно выделить шесть основных направлений развития нанотехнологий, которые показаны на рис. 7.46. При этом в качестве важнейших перспективных задач, для решения которых необходимо использование нанотехнологий, указываются:

- ♦ увеличение удельных (по отношению к массе) размеров конструкции для изготовления антенн диаметром более 25–50 м, солнечных батарей и т.п.;

7. Наноматериалы в космической технике

- ♦ повышение в 10–100 раз удельной прочности материалов для новых систем запуска КА, обитаемых космических сооружений и др.;
- ♦ расширение функциональных возможностей устройств при минимизации массы и потребляемой энергии для создания квантовых сенсоров, биохимических «лабораторий на чипе», малых КА;
- ♦ повышение уровня удельного информационного обеспечения и уровня «интеллекта» систем КА для организации автономного медицинского обслуживания экипажей и создания комплексных развивающихся космических систем.



Рис. 7.47. Прогноз развития космических нанотехнологий

Анализ этих и других имеющихся данных позволяет сделать прогноз развития космических технологий, представленный на рис. 7.47. На этом рисунке горизонтальная шкала отражает рост потенциальных возможностей космических систем на разных временных этапах, а движение вверх по вертикальной шкале показывает повышение уровня сложности и интеграции систем. Каждый новый шаг по шкале времени, приведенной в верхней части рисунка

ка, предполагает появление более сложных объектов, а также возникновение и развитие новых областей знаний и технологий или функций.

Как можно видеть из приведенной прогностической схемы, на начальном этапе продолжительностью в 5 лет ожидается появление и даже начало практического применения нескольких классов наноматериалов. Прежде всего, речь идет о новых конструкционных материалах на основе наночастиц и нанотрубок, которые позволят резко снизить вес КА без ущерба для его прочности. Другим успешно развиваемым направлением является нанoeлектроника с использованием УНТ и иных наноструктур. В дальнейшем планируется создание стойких к воздействию космической радиации молекулярных компьютеров и биокомпьютеров, реализация известного проекта строительства «космического лифта» на основе сверхпрочного троса протяженностью от земной поверхности до геостационарной орбиты, разработка биосенсоров, использующих эффект «молекулярного распознавания», создание сенсорных сетей для диагностики состояния среды в окрестности Земли и других планет, а также систем нанороботов, способных выполнять масштабные работы, в том числе направленные на улучшение окружающей среды.

Европейские исследователи также уделяют значительное внимание анализу возможных направлений развития космических нанотехнологий. В целом представленная картина развития космических нанотехнологий схожа с рассмотренной программой США, хотя ее структура несколько иная. Европейские исследователи в качестве наиболее важных направлений работ в области нанотехнологий для аэрокосмической отрасли выделяют следующее:

- ♦ многоцелевые конструкционные и функциональные материалы, включая интеллектуальные материалы;
- ♦ элементы нанoeлектроники;
- ♦ материалы и изделия для систем энергообеспечения КА (накопители энергии, топливные элементы, солнечные батареи и т.д.);

7. Наноматериалы в космической технике

- ♦ оборудование КА и научная аппаратура с использованием наносенсоров, электромеханических наносистем и т.д.;
- ♦ системы обеспечения жизнедеятельности;
- ♦ перспективные космические проекты, реализуемые с помощью нанотехнологий;

Нанотехнологии, безусловно, рассматриваются как один из ключевых моментов при реализации перспективных космических проектов: освоении Луны, Марса, Венеры и создании крупных спутниковых систем для научных исследований и мониторинга состояния Солнца и космической среды. Предполагается непрерывное совершенствование основных систем КА за счет применения нанотехнологий и наноматериалов. Это позволит уже в ближайшие годы использовать созвездия малых спутников для мониторинга Земли, околоземной космической среды и Солнца, а позднее – ввести в строй подобные созвездия для изучения дальнего космоса и построить космические телескопы с большой апертурой. Роботы, созданные с применением нанотехнологий и наноматериалов, будут играть важную роль при изучении Марса, а также Венеры и планет-гигантов Солнечной системы, в окрестности и на поверхности которых КА должны работать в экстремальных условиях. И конечно же, осуществление таких крупных космических проектов как строительство обитаемых баз на Луне и пилотируемый полет на Марс, немыслимо без нанотехнологий и наноматериалов, начиная от использования конструкционных и функциональных материалов с уникальными свойствами и заканчивая применением разнообразных устройств и систем, обеспечивающих диагностику состояния здоровья и жизнедеятельность космонавтов.

Оценки российских специалистов достигнутого уровня и перспектив развития нанотехнологий для космической отрасли охватывают, как и рассмотренные выше программы, вопросы создания на основе наноструктур принципиально новых конструкционных и функциональных материалов, защитных покрытий, элементов электронных систем КА, источников электроэнергии, сенсоров, высокопроизводительных бортовых компьютеров и интеллектуальных систем на их основе.

7.4.2. Применение наноматериалов в перспективных космических проектах

Все описанные выше наноматериалы и устройства на их основе найдут в той или иной мере применение при разработке перспективных КА и реализации космических проектов XXI столетия.

Большое внимание специалистов разных стран привлекает, в частности, задача создания нового поколения космических кораблей многоразового использования для замены американских кораблей *Space Shuttle*, полеты которых были завершены в 2011 г. после 30 лет эксплуатации.

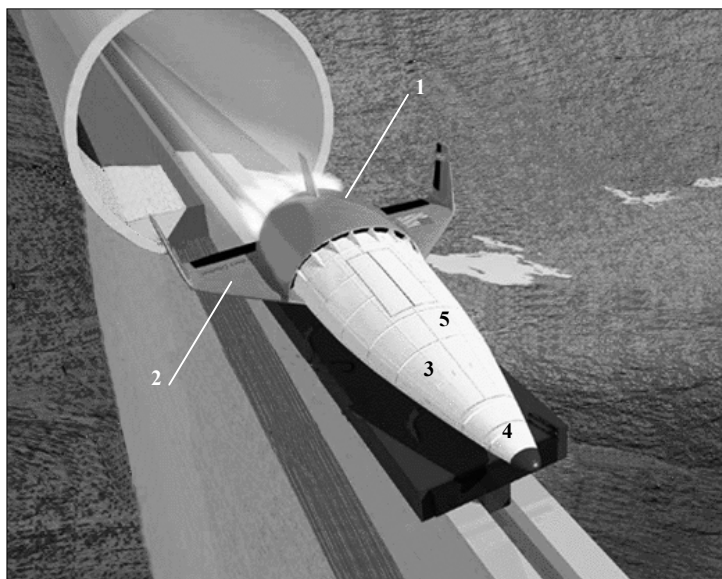


Рис. 7.48. Макет нового космического корабля многоразового использования

На рис. 7.48 изображен макет одного из разрабатываемых новых космических кораблей многоразового использования с обозначением элементов конструкции и систем, характеристики которых могут быть значительно улучшены за счет применения

нанотехнологий и наноматериалов. Корабль оснащается кислородно-водородными жидкостными ракетными двигателями (1) с внешним расширением, получившими за рубежом название *Aerospike*. Отличительной их особенностью является наличие в сопле центрального тела (штыря), обтекаемого сверхзвуковой газовой струей, внешняя поверхность которой взаимодействует с окружающей средой. Такие двигатели пригодны для работы в широком интервале высот в атмосфере Земли, что очень важно при использовании их на космических кораблях, а кроме того, они малогабаритны. Наноматериалы могут применяться для создания как элементов конструкции двигателей (1), так и хранилищ топлива (2).

Внешняя оболочка корпуса корабля, изготовленная с применением интеллектуальных и самоизлечивающихся нанокompозитов, обеспечит возможность непрерывной автоматической диагностики состояния корпуса и высокий уровень защиты от ударов метеороидов и частиц космического мусора, а также от воздействия космической радиации. Нанокompозиты будут использоваться и при создании теплозащитных элементов, устанавливаемых в носовой части корабля (4). В бортовых компьютерах и электронных системах корабля (3), располагаемых внутри корпуса корабля, предполагается широкое использование элементов нанoeлектроники. Энергоснабжение корабля обеспечивается с помощью новых высокоэффективных литиевых батарей и топливных элементов (5), при конструировании которых значительную роль могут сыграть углеродные наноматериалы.

По мере развития нанотехнологий будут создаваться все более совершенные материалы с требуемыми свойствами, что позволяет уже сейчас рассматривать концепцию обеспечения с помощью одного экрана, изготовленного из нанокompозитов, тройной защиты – тепловой, радиационной и противоударной. Это концепция, получившая в зарубежной литературе название TRIPS (*Thermal, Radiation, Impact Protective Shield*) обсуждается не только в связи с созданием космических кораблей многоразового использования, но и применительно к аппаратам, проектируемым для освоения Луны и полетов к планетам Солнечной системы.

Еще в середине 1970-х годов были выдвинуты первые проекты создания на геостационарной орбите солнечных электростанций для снабжения энергией наземных и космических объектов путем передачи ее с помощью пучков лазерного или СВЧ-излучения. Предполагалось, что мощность таких электростанций может достигать 5–10 ГВт. Для сопоставления укажем, что максимальная мощность Красноярской гидроэлектростанции, являющейся одной из крупнейших в нашей стране и в мире, составляет 6 ГВт. Столь мощные космические электростанции должны были иметь солнечные батареи площадью 50–100 км², при этом поперечные размеры всей конструкции оценивались в 20–30 км, а ее масса – в 100 тыс. тонн. Сборку этих огромных конструкций планировалось производить на низкой околоземной орбите, а затем доставлять их на геостационарную орбиту с помощью межорбитальных буксиров, оснащенных жидкостными ракетными двигателями или электроракетными двигателями, которые создают тягу за счет испускания плазменных струй.

Строительство и последующая эксплуатация подобных искусственных космических объектов сопряжены с серьезными техническими, экономическими и экологическими трудностями. Последние возникают в связи с выбросом в околоземную среду большого количества продуктов сгорания ракетного топлива при доставке грузов на низкую монтажную орбиту и при транспортировке собранной станции на геостационарную орбиту, а также в связи с воздействием мощного лазерного или СВЧ-излучения на верхнюю атмосферу и ионосферу Земли.

Достаточно вспомнить, что мощные ракеты-носители «Протон», «Сатурн», Ariane-5, стартовая масса которых измеряется сотнями тонн, выводят на низкую орбиту полезный груз в 20–25 тонн, а на геостационарную, используя дополнительную ступень (так называемый разгонный блок), – всего 2,5 тонны. При этом в атмосферу Земли выбрасывается 180–250 тонн продуктов сгорания ракетного топлива (CO₂, H₂, NH₃). Стоимость же доставки на орбиту 1 кг груза составляет около 20 тыс. долларов США.

7. Наноматериалы в космической технике

Применение нанотехнологий и наноматериалов при строительстве космических электростанций позволит преодолеть многие из указанных трудностей. Описанные выше новые фотоэлектрические преобразователи обеспечат необходимую электрическую мощность при значительно меньших габаритах и массе солнечных батарей. Если с применением нанотехнологий удастся создать высокоэффективные гибкие батареи и тонкопленочные излучатели, разворачиваемые на геостационарной орбите, то можно будет значительно снизить трудоемкость и продолжительность этапов сборки электростанции на низкой орбите и последующей ее транспортировки на геостационарную орбиту, а в перспективе – полностью отказаться от них.

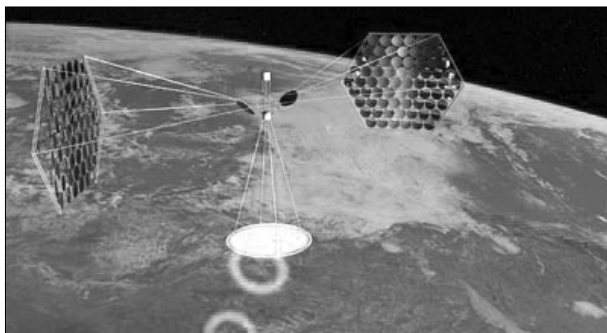


Рис. 7.49. Предполагаемая конструкция космической электростанции

В качестве первых реальных шагов на пути создания космической солнечной энергетики рассматривается строительство на геостационарной орбите электростанций в 1000 раз меньшей мощности по сравнению с первыми проектами. Схематическое изображение одной из предполагаемых современных конструкций солнечной космической электростанции показано на рис. 7.49. Сборка подобных электростанций может производиться непосредственно на геостационарной орбите с помощью роботов. Но даже при строительстве на первых этапах электростанций мощностью порядка 10 МВт потребуются доставить на геостационарную орбиту большое количество грузов.

Выше отмечалось, что для геостационарных КА большую опасность представляет их электризация, возникающая за счет взаимодействия аппаратов с окружающей космической плазмой. Конструкции, содержащие крупногабаритные тонкопленочные элементы, могут повреждаться и выводиться из строя не только в результате обусловленных электризацией разрядов, но и за счет появления электростатических сил, способных нарушить конфигурацию объекта.

Хотя применение нанотехнологий и наноматериалов позволяет значительно снизить габариты и массу КА, проблема увеличения грузопотоков на трассах «Земля–Космос» остается актуальной. Поэтому ищутся новые способы доставки грузов на орбиты. Одним из наиболее широко обсуждаемых и реалистичных является проект строительства упоминавшегося выше космического лифта, который должен курсировать от земной поверхности до геостационарной орбиты. Идея, лежащая в основе проекта, достаточно проста: поскольку геостационарный КА постоянно находится над одной точкой поверхности Земли, то возможно протянуть между КА и этой точкой трос, по которому в обоих направлениях будет перемещаться грузовая капсула (рис. 7.50а). Трос растягивается под действием двух противоположно направленных сил: гравитационной и центробежной, первая из которых уменьшается по мере удаления от Земли, а вторая увеличивается. На высоте геостационарной орбиты эти силы взаимно уравниваются, однако для обеспечения необходимого натяжения троса требуется, чтобы центробежная сила преобладала. Для этого конец троса с закрепленным на нем дополнительным космическим объектом, выполняющим роль своеобразного противовеса, должен находиться несколько выше геостационарной орбиты. Грузовая капсула, оснащенная служебным и научным оборудованием (рис. 7.50б), будет приводиться в движение с помощью электромоторов или иных устройств, которые могут получать энергию от солнечной космической электростанции.

Возможность создания подобных космических конструкций рассматривалась еще К.Э. Циолковским. Правда, он описал башню, поддерживаемую в устойчивом состоянии действием гравитацион-

ной и центробежной сил. Проекты создания космических лифтов с использованием троса стали появляться в 1960–1970-х гг. сначала как научно-популярные публикации, а затем с достаточно серьезным техническим обоснованием. Главной трудностью при осуществлении всех предлагаемых проектов является изготовление троса с требуемой прочностью. Согласно расчетам, стальной трос разорвется под действием силы тяжести при длине 50–70 км. Использование композиционных материалов позволяет увеличить длину троса до 150–300 км. С учетом уравнивающего действия центробежной силы нагрузка на трос снижается в 4–5 раз, но и этого совершенно недостаточно для решения проблемы.

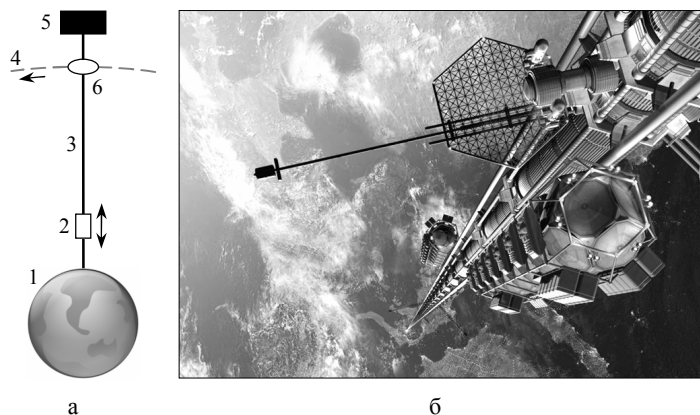


Рис. 7.50. Схема функционирования (а) и один из проектов (б) космического лифта: 1 – Земля; 2 – грузовая капсула; 3 – трос; 4 – ГСО; 5 – противовес; 6 – КА

Надежды ученых и конструкторов здесь вновь связаны с применением УНТ, прочность которых (~ 100 ГПа) в десятки раз превышает прочность лучших легированных сталей при значительно меньшей удельной массе. Результаты математического моделирования показали, что материал троса космического лифта должен обладать прочностью около 20 ГПа и быть вдвое легче алюминия. УНТ принципиально удовлетворяют этому требованию. Однако для изготовления троса нужно научиться создавать из УНТ, макси-

мальная длина которых пока не превышает 2–3 см, своеобразную пряжу, свиваемую затем в жгуты. Первые образцы таких жгутов уже получены, но их прочность еще далека от прочности самих УНТ. Тем не менее можно ожидать, что технологический прогресс приведет к созданию троса из УНТ с требуемыми прочностными характеристиками.

При всех существующих трудностях, в числе которых нужно особо выделить проблему обеспечения стойкости троса к воздействию ФКП и околоземной среды, включая грозовые явления и ветры в тропосфере, а также помехи, которые трос будет создавать другим космическим объектам и самолетам, и потенциальные опасности, связанные с аварийным обрывом троса, некоторые проекты создания космических лифтов уже финансируются. Суммарные затраты на строительство лифта оцениваются в 10 млрд. долларов США при сроке ввода его в эксплуатацию к 2020 г. Предполагается, что грузоподъемность лифта будет достигать нескольких десятков тонн при снижении стоимости доставки груза на геостационарную орбиту более чем в 100 раз по сравнению с использованием мощных ракет-носителей.

Для обеспечения возможности длительного пребывания людей на Луне и безотказного функционирования техники как внутри лунной базы, так и вне ее, требуется решить проблемы защиты от воздействия радиации, метеорных тел, выбиваемых ими вторичных частиц лунного грунта и лунной пыли. Наноматериалы и нанотехнологии, безусловно, сыграют важную роль в решении этих проблем, особенно при конструировании защитных скафандров и оборудования, используемого космонавтами при работе на поверхности Луны. В данном случае вновь можно говорить о применении создаваемых на основе нанокомпозитов универсальных экранов, обеспечивающих комплексную защиту от воздействия космических факторов, т.е. об использовании упоминавшейся выше TRIPS-концепции создания защиты.

Нанотехнологии найдут применение и при создании научного оборудования, предназначенного для использования на Луне. Одним из интересных проектов является строительство на Луне теле-

скопа с жидким зеркалом диаметром до 100 м, отражающая поверхность которого образована пленкой из наночастиц серебра, нанесенной на слой так называемой ионной жидкости.

Идея создания жидких зеркал для телескопов, в основе которой лежит способность жидкости принимать параболическую форму при вращении, не нова и была многократно реализована. Однако практически во всех случаях в качестве отражающей жидкости использовалась ртуть, которая тяжела, токсична и, кроме того, замерзает при -38°C . Предлагаемая в качестве основы зеркала органическая ионная жидкость намного легче ртути, замерзает при более низкой температуре (-98°C), мало испаряется в вакууме из-за сильного взаимного притяжения противоположно заряженных частиц и хорошо удерживает на поверхности серебряную пленку, имеющую высокий коэффициент отражения в инфракрасной области.

Низкая гравитация на Луне способствует получению весьма совершенной формы поверхности зеркала, фокусное расстояние которого можно менять путем изменения скорости вращения жидкости или с помощью магнитного поля, создаваемого встроенным в сосуд с жидкостью электромагнитом. Такой телескоп, установленный на Луне, позволит наблюдать объекты в 100–1000 раз более слабые по сравнению с лучшими оптическими телескопами, устанавливаемыми на КА.

При разработке пилотируемого марсианского корабля и автоматических КА для межпланетных полетов проблема обеспечения надежной комплексной защиты экипажа и оборудования от воздействия ФКП остается одной из важнейших. И в этих случаях TRIPS-концепция защиты, реализуемая с помощью наноматериалов, может оказаться весьма плодотворной.

Как показывают результаты расчетов, наиболее эффективно радиационную защиту марсианского космического корабля можно обеспечить с помощью сверхпроводящего электромагнита, отклоняющего заряженные частицы ГКЛ и СКЛ в сочетании с поглощающими экранами. Использование наноматериалов в такой конструкции позволит значительно уменьшить ее габариты и массу. Безусловно, для обеспечения жизнедеятельности экипажа марси-

анского корабля на протяжении 2–3 лет полета будет использован весь арсенал новейших средств, создаваемых с помощью нанотехнологий: рассмотренные выше сверхчувствительные газоанализаторы, лаборатории на чипе, средства адресной доставки лекарств и т.д.

При подготовке пилотируемого полета на Марс разрабатываются новые методы и приборы на основе различных наносенсоров для изучения образцов марсианского грунта.

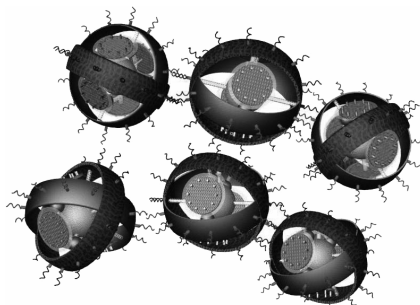


Рис. 7.51. Система нанороботов

Важным направлением при изучении планет является применение малых КА и роботов различной степени сложности для получения данных об условиях на поверхности планет и в околопланетном пространстве с передачей их в пилотируемый корабль или на Землю. Подобные устройства достаточно давно используются в космонавтике. Однако нанороботы последующих поколений будут обладать значительно более широкими функциональными возможностями. Их можно будет объединять в самоорганизующиеся системы (рис. 7.51), обеспечивающие информационную поддержку космических миссий, управление полетом КА, подготовку места посадки, обследование и ремонт КА и даже снабжение КА материалами и продуктами, которые могут производиться роботами из окружающих их химических элементов, и выполнение многих других функций. Несмотря на кажущуюся фантастичность подобных проектов они вполне могут быть осуществлены в ближайшие 20–30 лет.

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ

АКЛ	аномальные космические лучи
ВУФ	вакуумное ультрафиолетовое (излучение)
ВЭО	высокоэллиптическая орбита
ВЭУ	вторично-электронный умножитель
ГКЛ	галактические космические лучи
ГСО	геостационарная орбита
ИС	интегральная схема
ИСЗ	искусственный спутник Земли
КА	космический аппарат
КЭУ	канальный электронный умножитель
ЛПЭ	линейная передача энергии
МДМ	металл-диэлектрик-металл (структура)
МКС	Международная космическая станция
МОП	металл-окисел-полупроводник (структура)
МЭМС	микроэлектромеханические системы
НЭМС	наноэлектромеханические системы
ОКП	околоземное космическое пространство
РПЗ	радиационные пояса Земли
СБ	солнечная батарея
СВ	солнечный ветер
СВА	собственная внешняя атмосфера
СКЛ	солнечные космические лучи
ТРП	терморегулирующее покрытие
УНТ	углеродные нанотрубки
УФ	ультрафиолетовое (излучение)
ФКП	факторы космического пространства
ФЭП	фотоэлектрический преобразователь
ЭСР	электростатический разряд
ЮАА	Южно-Атлантическая аномалия

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов, Н.П. Юдин. Частицы и атомные ядра. Учебник. – М.: Издательство МГУ, 2005. – 638 с.
2. Л.И. Мирошниченко. Физика Солнца и солнечно-земных связей. Учебное пособие. Под ред. М.И. Панасюка. – М.: Университетская книга, 2011. – 174 с.
3. Радиационные условия в космическом пространстве. Учебное пособие. Под ред. М.И. Панасюка. – М.: Библион – Русская книга, 2006. – 132 с.
4. Л.С. Новиков. Основы экологии околоземного космического пространства. Учебное пособие. – М.: Университетская книга, 2006. – 84 с.
5. Ю.И. Логачев. Исследование космоса в НИИЯФ МГУ. Первые 50 лет космической эры. – М.: КДУ, 2007. – 176 с.
6. А.И. Назаренко. Моделирование космического мусора. – М.: ИКИ РАН, 2013. – 216 с.
7. Новые наукоемкие технологии в технике. Энциклопедия. Т. 16, 17. Воздействие космической среды на материалы и оборудование космических аппаратов. Под ред. Л.С. Новикова, М.И. Панасюка. – М.: «ЭНЦИТЕХ», 2000. – 296 с., 276 с.
8. Л.С. Новиков. Радиационные воздействия на материалы космических аппаратов. Учебное пособие. – М.: Университетская книга, 2006. – 120 с.
9. А.И. Чумаков. Действие космической радиации на интегральные схемы. – М.: Радио и связь, 2004. – 320 с.
10. Ч. Пул мл., Ф. Оуэнс. Нанотехнологии, 3-е изд. – М.: Техносфера, 2007. – 376 с.
11. Л.С. Новиков, Е.Н. Воронина. Перспективы применения наноматериалов в космической технике. Учебное пособие. – М.: Университетская книга, 2008. – 188 с.
12. Ю.В. Меликов. Экспериментальные методы ядерной физики. – М.: Изд. МГУ, 1996. – 226 с.

Научно-исследовательский институт ядерной физики
имени Д.В. Скобельцына

Лев Симонович Новиков

КОСМИЧЕСКОЕ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЕ

Учебное пособие

Подписано в печать 22 декабря 2013 г.
Формат 60х84/16. Бумага офсетная.
Гарнитура: Times New Roman, Futura
Печать цифровая.

Печ. л. 28. Тираж 150 экз. Заказ №

Отпечатано в типографии МГУ
Тел./факс: (495) 939-20-01
E-mail: