

Московский государственный университет
имени М. В. Ломоносова
Научно-исследовательский институт ядерной физики
имени Д. В. Скобельцына

Л. С. Новиков

РАДИАЦИОННЫЕ
ВОЗДЕЙСТВИЯ
НА МАТЕРИАЛЫ
КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

Москва
Университетская книга
2010

УДК 629.78.023(07)

ББК 39.62-03я7

Н73

Новиков Л. С.

Н73 Радиационные воздействия на материалы космических аппаратов: учебное пособие / Л. С. Новиков. – М. : Университетская книга, 2010. – 192 с.

ISBN 978-5-91304-190-6

В пособии приведены сведения о характеристиках различных составляющих космической радиации и механизмах воздействия космических излучений на материалы, рассмотрены эффекты, возникающие в материалах и элементах оборудования космических аппаратов в результате радиационных воздействий, описаны экспериментальные и расчетно-теоретические методы исследования воздействия космических излучений на материалы, сформулированы важнейшие задачи современных и будущих исследований в обсуждаемой области.

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

УДК 629.78.023(07)

ББК 39.62-03я7

© Л. С. Новиков, 2010

© НИИЯФ МГУ, 2010

© Обложка. Издательство «КДУ», 2010

ISBN 978-5-91304-190-6

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	4
1. ХАРАКТЕРИСТИКИ КОСМИЧЕСКИХ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ.	10
1.1. История исследований космической радиации	10
1.2. Усредненные параметры и модели космической радиации	14
1.3. Радиационные условия полетов на Луну и к планетам Солнечной системы	31
2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЙ С ВЕЩЕСТВОМ.	36
2.1. Основные термины и определения	36
2.2. Прохождение ионизирующего излучения через вещество	38
3. РАСЧЕТ ПОГЛОЩЕННЫХ ДОЗ.	51
3.1. Расчет доз за защитными экранами простой конфигурации	52
3.2. Лучевые модели для расчета радиационных нагрузок на КА	65
3.2. Расчет распределения поглощенных доз в элементах КА методом Монте–Карло	70
3.2. От макродозиметрии к микро- и нанодозиметрии	77
4. ВОЗДЕЙСТВИЕ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА МАТЕРИАЛЫ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ.	89
4.1. Классификация материалов космических аппаратов	89
4.2. Специфика механизмов радиационного воздействия	91
4.3. Воздействие космической радиации на солнечные батареи космических аппаратов	95
4.4. Радиационная деградация терморегулирующих покрытий	103
4.5. Радиационное воздействие на оптические и полимерные материалы	106
4.6. Радиационная электризация диэлектриков	111
4.7. Радиационные эффекты в элементах микроэлектроники	126
5. ВОЗДЕЙСТВИЕ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА НАНОМАТЕРИАЛЫ. . .	135
5.1. Особенности радиационных воздействий на наноструктуры	135
5.2. Радиационная стойкость наноматериалов и изделий на их основе	141
5.3. Новые материалы радиационной защиты	151
6. МЕТОДЫ ИЗУЧЕНИЯ РАДИАЦИОННЫХ ВОЗДЕЙСТВИЙ НА МАТЕРИАЛЫ .	158
6.1. Общая схема организации исследований	158
6.2. Лабораторное оборудование для проведения радиационных испытаний	163
6.3. Исследование радиационных воздействий в природных условиях	184
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.	190
РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА	191

ВВЕДЕНИЕ

Космический аппарат (КА) в полете подвергается воздействию обширного комплекса факторов космического пространства: потоков электронов и ионов высокой энергии, плазмы, солнечного электромагнитного излучения, метеорных частиц и т.д. В результате такого воздействия в материалах и элементах 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 КА.

Согласно имеющимся экспертным оценкам, более половины отказов в работе оборудования КА обусловлено неблагоприятным влиянием факторов космического пространства. При этом возникновение отказов связано преимущественно с теми или иными радиационными эффектами, вызываемыми воздействием на материалы КА электронов и ионов, энергии которых лежат в очень широком диапазоне: $\sim 10^3$ – 10^{20} эВ. Существующие в космическом пространстве потоки заряженных частиц с такими энергиями принято называть *космическим ионизирующим излучением*, или *космической радиацией*. При анализе воздействия кос-

мической радиации на материалы и элементы оборудования КА в некоторых случаях необходимо учитывать также вторичные излучения, прежде всего – потоки нейтронов и γ -квантов, которые возникают, например, в результате взаимодействия первичного излучения с атмосферой Земли, грунтом Луны или Марса, а также с материалами самого КА.

Воздействие космической радиации 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.

В околоземном космическом пространстве, где функционирует подавляющее большинство КА, основными компонентами космического ионизирующего излучения, отличающимися по происхождению, локализации, энергетическим характеристикам и составу, являются частицы *радиационных поясов Земли* (РПЗ), *солнечных космических лучей* (СКЛ) и *галактических космических лучей* (ГКЛ).

Внутри *магнитосферы* Земли – области локализации геомагнитного поля, поперечные размеры которой в меридиональной плоскости составляют 200–250 тыс. км, а в направлении на Солнце – около 60 тыс. км, основным фактором, оказывающим радиационное воздействие на КА, являются частицы РПЗ – захваченные геомагнитным полем электроны, протоны и более тяжелые ионы. Характерные значения энергии частиц РПЗ лежат в диапазоне $\sim 10^5$ – 10^8 эВ, а плотность их потоков составляет 10^8 – 10^{12} м⁻²·с⁻¹. С момента открытия РПЗ принято разделять на внутренний, центр которого в экваториальной плоскости нахо-

дится на высоте около 3000 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*.

Вне магнитосферы главными факторами радиационного воздействия на КА являются ГКЛ и 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, но плотность их потока мала $\sim 10^1$ – 10^4 м⁻²·с⁻¹. Под СКЛ принято понимать потоки заряженных частиц (в основном протонов) с энергиями $\sim 10^6$ – 10^{10} эВ и плотностью потока 10^7 – 10^8 м⁻²·с⁻¹, которые испускаются Солнцем во время интенсивных вспышек и существуют в космическом пространстве в течение нескольких суток. 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 и внутри магнитосферы, особенно в полярных областях, где геомагнитные силовые линии направлены почти перпендикулярно к земной поверхности.

Помимо рассмотренных трех основных составляющих космической радиации, вызывающих повреждение материалов и элементов оборудования КА, можно упомянуть еще две: так называемые «аномальные космические лучи» (АКЛ), открытые в начале 1970-х гг., и горячую магнитосферную плазму. АКЛ представляют собой 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.

Горячая плазма с энергиями электронов и ионов $\sim 10^2\text{--}10^5$ эВ присутствует в магнитосфере Земли преимущественно на высотах, измеряемых десятками тысяч километров, но в полярных областях она может проникать вдоль геомагнитных силовых линий на высоты в сотни километров. Частицы горячей плазмы способны оказывать радиационное воздействие лишь на приповерхностные слои материалов толщиной до 20–30 мкм. Однако из-за достаточно высокой плотности их потока ($10^{11}\text{--}10^{14}$ м⁻²·с⁻¹) это воздействие необходимо принимать во внимание для КА, функционирующих на высоких орбитах, а также на низких орбитах, проходящих через полярные области.

Значительно более опасным для бортовых систем КА является обусловленное воздействием магнитосферной плазмы накопление электрического заряда на поверхности аппарата (*электризация* КА), приводящее к возникновению электрических разрядов на аппарате. Анализ этого явления посвящено учебное пособие «Взаимодействие космических аппаратов с окружающей плазмой», указанное в списке рекомендуемой литературы.

Реальная радиационная обстановка в местах расположения аппаратуры КА определяется не только характеристиками внешних воздействующих факторов, но и особенностями конструкции КА, прежде всего толщиной и физическими свойствами оболочки КА и других элементов конструкции, частично поглощающих внешние излучения. В последние годы в развитии космической техники отчетливо обозначилась тенденция создания негерметизированных КА. Применение подобных конструкций позволяет снизить вес аппаратов и уменьшить затраты на их изготовление. Однако в этом случае из-за отсутствия защитного герметичного

корпуса значительно повышаются требования к стойкости материалов и элементов оборудования к воздействию окружающей космической среды, включая воздействие радиации.

Еще одним новым направлением развития космической техники является создание малых спутников разных классов, наиболее миниатюрные из которых – так называемые «пикоспутники» – весят менее 1 кг. Малые спутники в большинстве своем являются негерметизированными, т.е. для них радиационные воздействия являются весьма критичными.

В первой половине XXI столетия мировому сообществу предстоит реализовать ряд крупных космических проектов, наиболее важными из которых являются полет пилотируемого корабля на Марс, строительство долговременных обитаемых баз на Луне и полет группы автоматических КА к Юпитеру с посадкой на некоторые его спутники. Во всех трех случаях космической технике и космонавтам предстоит работать в весьма жестких радиационных условиях, существенно отличающихся от условий на околоземных орбитах. Поэтому при разработке указанных проектов обеспечению радиационной безопасности уделяется особое внимание.

Современный этап развития космонавтики характеризуется также началом использования наноматериалов и нанотехнологий при создании КА. Нанотехнологии в настоящее время стремительно внедряются во все сферы человеческой деятельности. Естественно, этот процесс происходит и в космонавтике, которая традиционно интегрирует самые передовые достижения в различных научно-технических областях: материаловедении, электронике, вычислительной технике и т.д. Применение наноматериалов и создаваемых на их основе элементов оборудования позволит значительно расширить функциональные возможности малых КА и приблизить их к возможностям современных тяжелых спутников. Наноматериалы будут играть большую роль и при осуществлении упомянутых выше крупных космических проектов. Предполагается, в частности, что на их основе удастся создать более эффективные системы радиационной и комплексной защиты КА. Подробнее эти вопросы рассмотрены в учебном

пособии «Перспективы применения наноматериалов в космической технике», включенном в список рекомендуемой литературы.

Однако изучение радиационной стойкости наноматериалов только начинается. Учитывая значительные отличия структуры и свойств наноматериалов от соответствующих характеристик традиционных материалов космической техники, применительно к ним необходимо пересмотреть существующие и разработать новые экспериментальные и расчетно-теоретические методы изучения радиационных воздействий, а также провести большой объем работ по исследованию радиационной стойкости наноматериалов разных типов и изготовленных с их применением изделий.

Следует, наконец, отметить, что в настоящее время предъявляются весьма высокие требования к надежности и продолжительности функционирования КА. Современные и перспективные КА должны сохранять работоспособность в течение 12–15 и более лет. Важнейшую роль в решении этой задачи играет обеспечение высокой радиационной стойкости материалов и элементов оборудования, используемых при создании КА.

В предлагаемом учебном пособии приведены сведения о характеристиках различных составляющих космической радиации и механизмах воздействия космических излучений на материалы, рассмотрены эффекты, возникающие в материалах и элементах оборудования КА в результате радиационных воздействий, описаны экспериментальные и расчетно-теоретические методы исследования воздействия космических излучений на КА, сформулированы важнейшие задачи современных и будущих исследований в обсуждаемой области.

1. ХАРАКТЕРИСТИКИ КОСМИЧЕСКИХ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

1.1. История исследований космической радиации

Прежде чем перейти к непосредственному рассмотрению характеристик различных составляющих космической радиации, кратко остановимся на истории ее изучения, огромный вклад в которое внесли ученые МГУ. Выдающиеся работы академика С.Н. Вернова, 100-летие со дня рождения которого было отмечено научной общественностью в 2010 г., и коллектива ученых Научно-исследовательского института ядерной физики МГУ (НИИЯФ МГУ), который С.Н. Вернов возглавлял 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 искусственном спутнике Земли (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.

В табл. 1.1 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. Здесь, помимо упоминавшихся выше исследований на 2-м и 3-м ИСЗ, особо следует отметить исследования на ИСЗ серии «Электрон», выполненные в 1964 г. Эти ИСЗ, запускаясь попарно («Электрон-1, 2» и «Электрон-3, 4») с помощью одной ракеты-носителя, имели существенно различные орбиты (см. табл. 1.1), 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 методы защиты оборудования от ее воздействия.

Раздел 1

Таблица 1.1. 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 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 этой серии, солнечные батареи были защищены тонкими прозрачными покрытиями, которые позволяли существенно 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 дозиметрические измерения, позволявшие 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 продолжают на Международной космической станции (МКС), сборка которой на орбите началась в 1998 г. с запуска российского функционального грузового блока «Заря» массой 20 тонн.

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.

В последние годы учеными НИИЯФ МГУ с участием специалистов других вузов и научных центров активно развиваются исследования околоземного пространства с помощью малых ИСЗ, в создании которых и последующей обработке получаемой с их помощью информации принимают непосредственное участие многие аспиранты и студенты. В январе 2005 г. накануне празднования 250-летнего юбилея Московского университета на орбиту с высотой около 1000 км был запущен ИСЗ «Университетский – Татьяна», проработавший более двух лет и позволивший получить много новой интереснейшей информации о явлениях в околоземном пространстве. Исследования были продолжены на запущенном в сентябре 2009 г. втором подобном ИСЗ, оснащенном более совершенной научной аппаратурой. В настоящее время готовятся запуски еще ряда научно-образовательных

спутников, среди которых следует особо отметить ИСЗ «Михайло Ломоносов», запуск которого приурочен к отмечаемому в 2011 г. 300-летию со дня рождения великого русского ученого М.В. Ломоносова, чье имя носит Московский государственный университет.

Более подробную информацию об истории и развитии исследований космической радиации можно найти в монографии одного из ведущих ученых–космофизиков НИИЯФ МГУ Ю.И. Логачева, указанной в списке рекомендуемой литературы.

1.2. Усредненные параметры и модели космической радиации

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: $F = dN / dt [c^{-1}]$;
- ♦ флюенс ионизирующих частиц – отношение числа ионизирующих частиц dN , проникающих в объем элементарной сферы, к площади поперечного сечения dS этой сферы: $\Phi = dN / dS [m^{-2}]$;
- ♦ плотность потока ионизирующих частиц – отношение потока ионизирующих частиц, проникающих в объем элементарной сферы, к площади поперечного сечения dS этой сферы: $\phi = dF / dS [m^{-2} \cdot c^{-1}]$.

На практике при определении указанных параметров применительно к космическому излучению часто рассматривают плоскую площадку.

Данные о параметрах основных составляющих космической радиации приведены в табл. 1.2.

Характеристики космических ионизирующих излучений

Функционирующие в околоземном пространстве КА научного и прикладного назначения имеют орбиты с различными высотами и наклонениями относительно экваториальной плоскости. Параметры ряда характерных орбит приведены в табл. 1.3.

Таблица 1.2. 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 ядра гелия более тяжелые ядра	$10^2\text{--}10^{15}$ (для всех групп ядер)	$1,5\cdot 10^4$ $1,0\cdot 10^3$ $1,2\cdot 10^1$
Солнечные космические лучи (СКЛ)	протоны	$1\text{--}10^4$	$10^7\text{--}10^8$
Радиационные пояса Земли (РПЗ)	протоны	$1\text{--}30$ > 30	$3\cdot 10^{11}$ $2\cdot 10^8$
	электроны	$0,1\text{--}1,0$ $> 1,0$	$1\cdot 10^{12}$ $1\cdot 10^{10}$
Горячая магнитосферная плазма	протоны электроны	$10^{-3}\text{--}10^{-1}$	$10^{11}\text{--}10^{14}$

Таблица 1.3. 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

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.

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 большей 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, в частности оцениваются возможные радиационные воздействия на материалы и элементы оборудования.

Указанные в табл. 1.2 значения энергии и плотности потока частиц позволяют произвести лишь ориентировочную оценку возможных радиационных воздействий на КА, функционирующих на различных орбитах. Для более точных расчетов, которые реально необходимы при анализе радиационных воздействий на материалы и оборудование КА, используются данные эмпирических моделей, построенных на основании результатов измерений потоков космических излучений с помощью приборов, устанавливаемых на КА. Такие модели описывают характеристики и пространственные распределения различных составляющих космической радиации с учетом вариаций, связанных с изменениями уровня солнечной активности и соответствующими изменениями состояния межпланетной среды и геомагнитного поля.

Следует отметить, что происходящие изменения состояния околоземной космической среды затрагивают не только обсуждаемые радиационные потоки, но и различные плазменные образования в магнитосфере, системы магнитосферных и ионосферных электрических токов, верхнюю атмосферу Земли. Для обозначения совокупности факторов, определяющих состояние космической среды и происходящие в ней изменения, в мировой научной литературе прочно утвердился термин «космическая погода» (*space weather*). Задачей различных моделей космической среды и является возможно более точное описание и прогнозирование космической погоды.

Важнейшей 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*. Строятся 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 ($> E$). При построении энергетических спектров может производиться нормировка потока на телесный угол прихода частиц, а в качестве единицы площади используют как $[м^2]$, так и $[см^2]$.

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

$$\phi(E) = \phi_0 \exp(-E/E_0) \quad \text{или} \quad \phi(E) = \phi_0 (E/E_0)^{-\gamma},$$

где ϕ_0 , E_0 , γ – параметры аппроксимации.

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

На рис. 1.1 показан обобщенный дифференциальный энергетический спектр протонов космической радиации, дающий наглядное представление о соотношении различных ее составляющих.

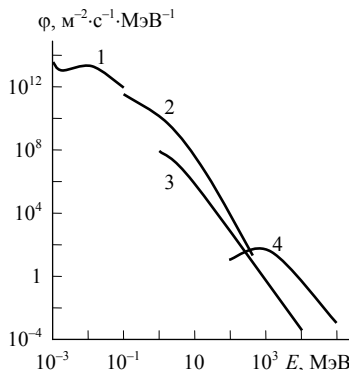


Рис. 1.1. Обобщенный дифференциальный энергетический спектр протонов космического излучения: 1 – горячая магнитосферная плазма; 2 – РПЗ; 3 – СКЛ; 4 – ГКЛ

Модели космической радиации позволяют, как правило, рассчитывать 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.

Модели РПЗ

Для описания характеристик потоков частиц РПЗ в международной практике широко используются разработанные американскими специалистами 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 $R_3 = 6370$ км, а B – локальная индукция магнитного поля. В этой системе координат поверхности Земли приблизительно соответствует $L = 1$, а ГСО располагается на $L \sim 6,6$. Геомагнитное поле, создаваемое внутриземными источниками, приближенно аппроксимируется с помощью магнитного диполя, ось которого наклонена относительно оси вращения Земли на $11,5^\circ$, а центр смещен на 500 км в сторону Тихого океана. В результате геомагнитные координаты не совпадают с географическими. У поверхности Земли $B \approx 0,5$ Гс, а в области ГСО $\sim 10^{-3}$ Гс.

Обсуждаемые эмпирические модели основываются на массивах экспериментальных данных о потоках частиц РПЗ, полученных с помощью приборов КА. На рис. 1.2 в качестве примера используемых первичных данных приведены радиальные профили плотности потока электронов и протонов РПЗ в экваториальной плоскости.

Раздел 1

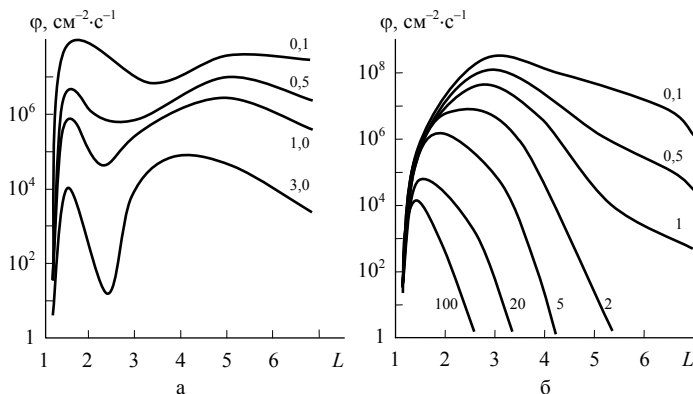


Рис. 1.2. Радиальные профили плотности потоков электронов (а) и протонов (б) в экваториальной плоскости при $E > E_0$ [МэВ] (значения E_0 указаны цифрами у кривых)

Более наглядное представление о расположении РПЗ в околоземном пространстве дает рис. 1.3, на котором изображено сечение меридиональной плоскостью области захваченной радиации.

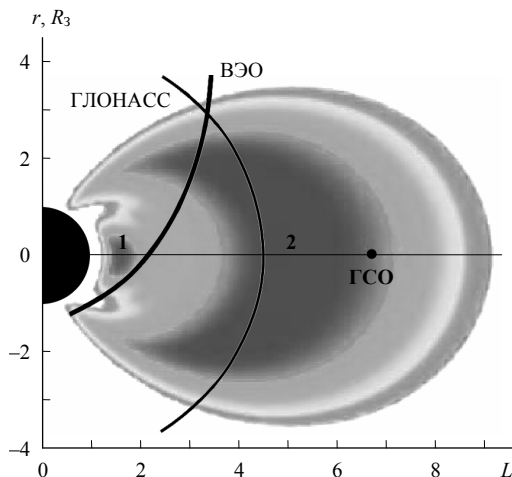


Рис. 1.3. Сечение области РПЗ меридиональной плоскостью с проекциями трех орбит (ВЭО, ГЛОНАСС, ГСО): 1 – внутренний РПЗ; 2 – внешний РПЗ

Там же показаны проекции на эту плоскость трех орбит из перечисленных в табл. 1.3. 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.

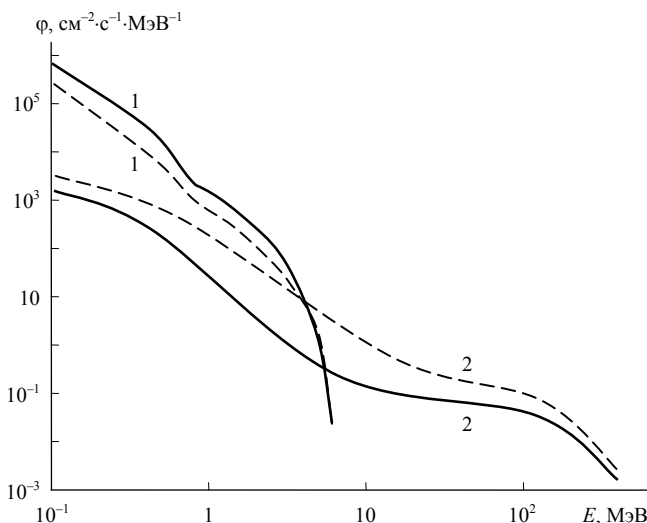


Рис. 1.4. Дифференциальные энергетические спектры электронов (1) и протонов (2) РПЗ на орбите МКС в годы максимума (сплошные линии) и минимума (штриховые линии) солнечной активности

На рис. 1.4 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 объясня-

ется отличиями пространственных распределений электронов и протонов РПЗ, характера их движения в геомагнитном поле и условий удержания в магнитной ловушке.

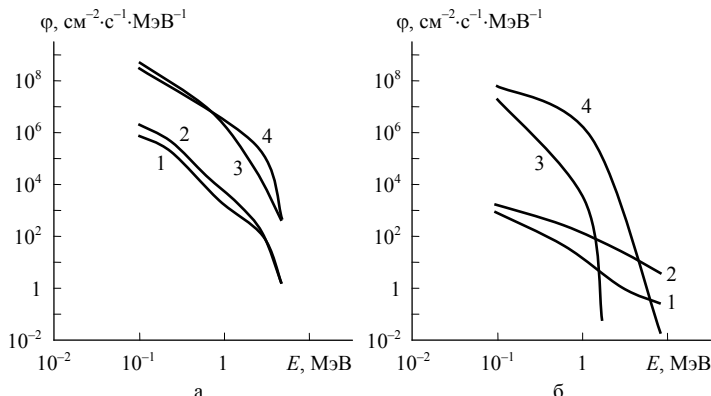


Рис. 1.5. Дифференциальные энергетические спектры электронов (а) и протонов (б) РПЗ на орбитах: 1 – МКС; 2 – ССО; 3 – ГСО; 4 – ГЛОНАСС

Наглядное представление о соотношении потоков электронов и протонов РПЗ на разных орбитах дает рис. 1.5, на котором приведены дифференциальные энергетические спектры частиц для следующих орбит: МКС, ССО, ГЛОНАСС и ГСО. Следует отметить, что на орбите ГЛОНАСС, проходящей, как видно из рис. 1.3, через центральную область 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. 1.3) она проходит через полярные области, где, как показано на рис. 1.3, к поверхности Земли приближаются «отроги» РПЗ. Поэтому потоки электронов и протонов РПЗ на ССО выше, чем на орбите МКС.

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 Южно–Атлантической магнитной аномалии (ЮАА), центр которой расположен вблизи восточного побережья Южной Америки. В этой области из-за ослабления геомагнитного поля внутренняя граница РПЗ опускается до высот в несколько сотен километров, в то время как ее среднее удаление от земной поверхности составляет 1000–1500 км. На рис. 1.6 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.

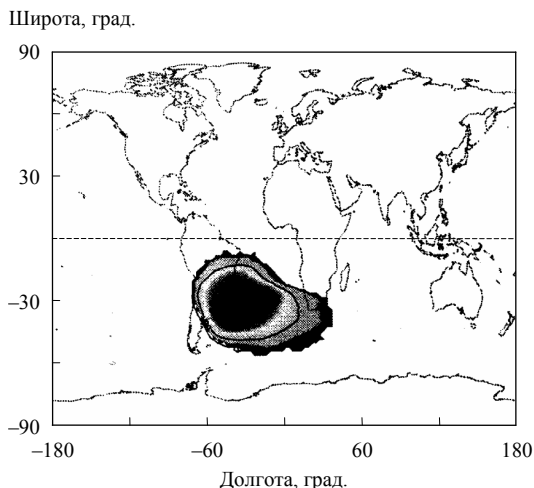


Рис. 1.6. Зона регистрации частиц РПЗ на высотах 400–500 км в области ЮАА

Поперечные размеры зоны, показанной на рис. 1.6, изменяются на протяжении существующего 11-летнего цикла солнечной активности в противофазе с уровнем активности Солнца. Это обу-

Раздел 1

словлено 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.

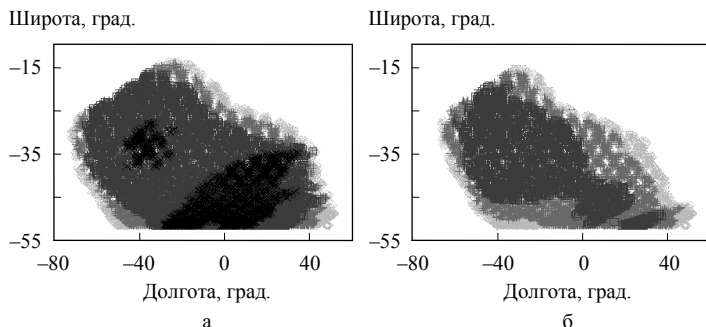


Рис. 1.7. Пространственное распределение в области ЮАА плотности потока протонов РПЗ с энергией $E > 2$ МэВ для периодов минимума (а) и максимума (б) солнечной активности

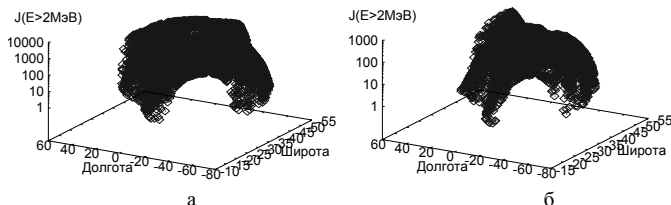


Рис. 1.8. Трехмерное представление пространственного распределения в области ЮАА плотности потока протонов РПЗ с энергией $E > 2$ МэВ, $[\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}]$ для периодов минимума (а) и максимума (б) солнечной активности

Такое изменение иллюстрируется рис. 1.7, на котором в системе географических координат показано пространственное распределение потока протонов с энергией $E > 2$ МэВ в области ЮАА. Видно, что в период минимума солнечной активности (рис. 1.7а) в центральной части сечения наблюдается обширная

зона, закрашенная темными оттенками, соответствующими высоким значениям плотности потока. На рис. 1.7б, относящемся к периоду максимума солнечной активности, размеры указанной зоны существенно меньше. Те же данные в трехмерном изображении приведены на рис. 1.8. Здесь по вертикальной шкале отложена плотность потока протонов.

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.

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, который характеризуется числом Вольфа W – усредненным по некоторому временному интервалу суммарным числом отдельных пятен и групп пятен на солнечном диске. В годы максимума солнечной активности значения W составляют ~ 150 – 200 , а в годы минимума ~ 1 – 10 .

На рис. 1.9 показано характерное изменение числа Вольфа в пределах 11-летнего цикла солнечной активности.

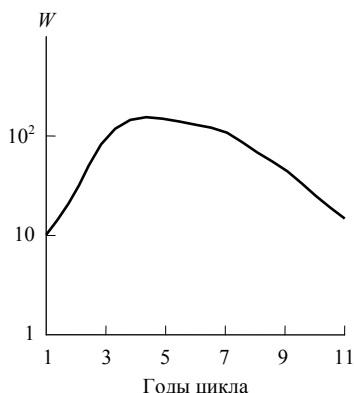


Рис. 1.9. Изменение числа Вольфа в пределах цикла солнечной активности

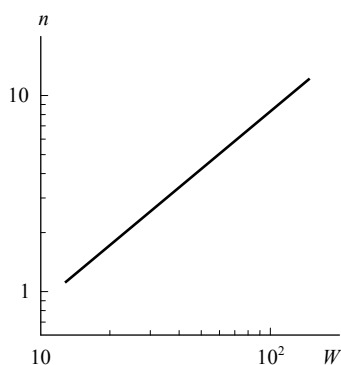


Рис. 1.10. Изменение годового числа протонных событий в зависимости от числа Вольфа

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. 1.10.

Для расчета дозовых нагрузок на материалы и элементы оборудования КА, создаваемых частицами СКЛ, необходимо иметь энергетические спектры этих частиц. Модель НИИЯФ МГУ по-

звolyет рассчитать такие спектры для флюенсов частиц СКЛ за различные временные интервалы и для пиковых потоков. На рис. 1.11 приведены рассчитанные энергетические спектры годовых флюенсов протонов СКЛ для разных вероятностей их появления.

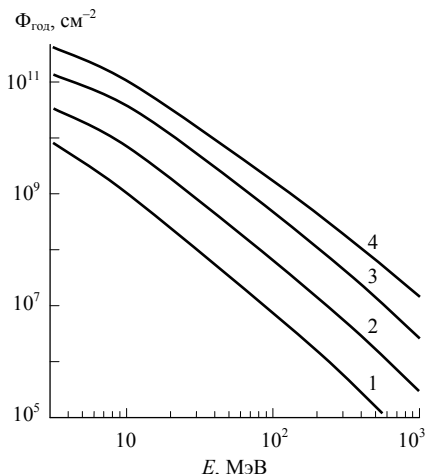


Рис. 1.11. Интегральные энергетические спектры годовых флюенсов протонов СКЛ при высокой солнечной активности ($W = 150$) для различных значений вероятности возникновения событий с такими спектрами: 1 – 0,9; 2 – 0,5; 3 – 0,1; 4 – 0,01

Энергетические спектры протонов СКЛ, представленные на рис. 1.11, характеризуют потоки частиц в межпланетном пространстве. При проникновении частиц СКЛ в магнитосферу Земли происходит, как уже указывалось, их частичное отклонение магнитным полем, вследствие чего энергетические спектры трансформируются. На рис. 1.12 приведены дифференциальные энергетические спектры годовых флюенсов 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. 1.12, зна-

чительное снижение потока протонов. Изменение уровня солнечной активности от максимального к минимальному также приводит к существенному уменьшению потока протонов.

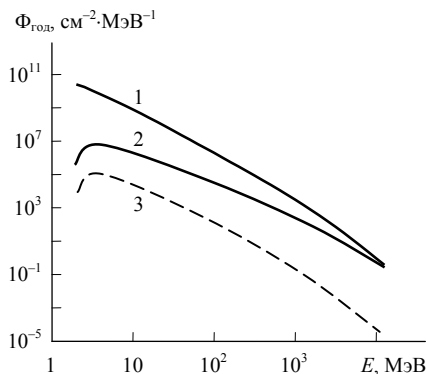


Рис. 1.12. Дифференциальные энергетические спектры годового флюенса протонов СКЛ при вероятности 0,5 на ГСО (1) и орбите МКС в период максимума (2) и минимума (3) солнечной активности

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.

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 ЮАО. 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).

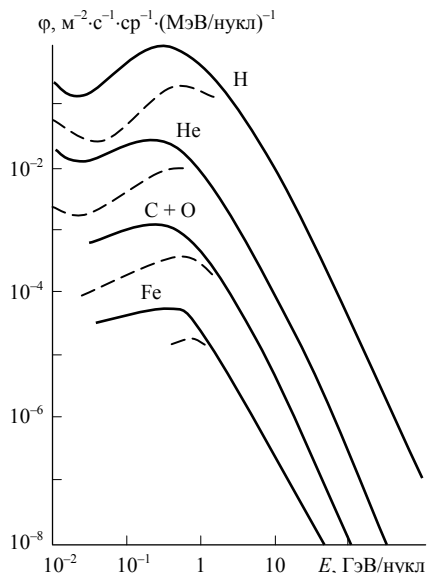


Рис. 1.13. Дифференциальный энергетический спектр различных элементов, измеренный вблизи Земли в год минимума солнечной активности (сплошные кривые) и в год максимума (штриховые кривые)

На рис. 1.13 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, обусловленные изменениями уровня солнечной активности, отчетливо проявляются при энергии частиц $E < 1$ ГэВ/нуклон.

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. 1.14 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 (3) 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.

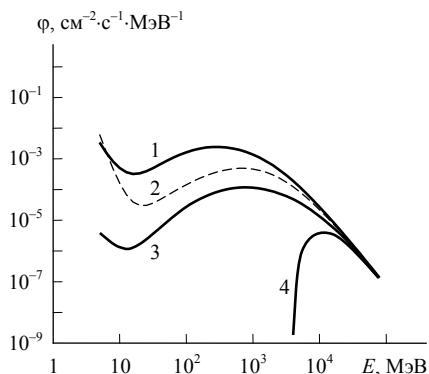


Рис. 1.14 Дифференциальные энергетические спектры протонов ГКЛ в области ГСО для периодов минимума (1) и максимума (2) солнечной активности, на орбите МКС (3) и орбите с малым наклонением (4) для минимума солнечной активности

На основе модели ГКЛ НИИЯФ МГУ также разработан Государственный стандарт, ее основные положения включены в международные справочные модели.

Более подробную информацию о характеристиках космической радиации в околоземном пространстве можно найти в учеб-

ном пособии «Радиационные условия в космическом пространстве» под ред. профессора М.И. Панасюка, включенном в список рекомендуемой литературы.

1.3. Радиационные условия полетов на Луну и к планетам Солнечной системы

Луна

Как уже отмечалось выше, проблема защиты космической техники и космонавтов от радиационных воздействий является одной из важнейших при подготовке к осуществлению крупнейших современных космических проектов: строительства лунных баз, полета на Марс и полета автоматических КА к Юпитеру.

После длительного перерыва в пилотируемых полетах на Луну, последовавшего за лунными экспедициями американских астронавтов по программе «Apollo» (1969–1972), в настоящее время рядом космических держав разрабатываются проекты создания на Луне долговременных обитаемых баз с целью проведения регулярных научных исследований и подготовки к освоению минеральных ресурсов Луны.

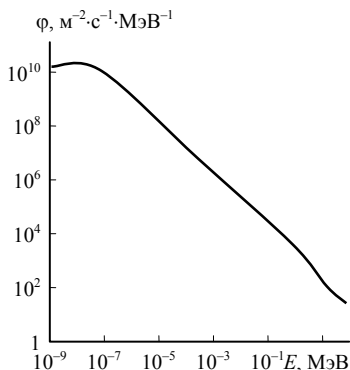


Рис. 1.15. Энергетический спектр нейтронов, образующихся при бомбардировке реголита частицами ГКЛ и СКЛ

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, хотя разрабатываются и специальные модели.

В результате воздействия первичных частиц ГКЛ и СКЛ на лунный грунт – реголит – образуется значительное количество нейтронов, которые могут заметно усиливать радиационные потоки вблизи лунной поверхности. На рис. 1.15 показан дифференциальный энергетический спектр нейтронов, образующихся при бомбардировке лунного грунта первичными частицами ГКЛ и СКЛ.

Марс

При осуществлении пилотируемого полета на Марс наибольшую радиационную опасность для оборудования и экипажей на трассе перелета создают частицы ГКЛ и СКЛ. Магнитное поле Марса в 10 000 раз слабее магнитного поля Земли, поэтому у Марса нет магнитосферы и, соответственно, радиационных поясов. Атмосфера Марса, состоящая в основном из CO_2 , весьма разрежена, ее эквивалентная толщина, учитываемая при расчете ослабления внешних корпускулярных потоков, составляет $\sim 16 \text{ г}\cdot\text{см}^{-2}$.

Радиационные условия на поверхности Марса так же, как и на лунной поверхности, определяются с учетом вторичных нейтронов, возникающих в марсианском грунте. Энергетический спектр таких нейтронов, обусловленных воздействием ГКЛ и СКЛ, показан на рис. 1.16.

Уже отмечалось, что дополнительное радиационное воздействие на материалы, оборудование и экипажи КА может создаваться потоками вторичных частиц, рождающихся в оболочке и элементах конструкции КА. Эти потоки увеличиваются с ростом массы КА, как это показано на рис. 1.17. Для тяжелых КА, таких

как марсианский корабль или МКС, масса которых измеряется сотнями тонн, вклад вторичных частиц в суммарное радиационное воздействие может быть весьма значительным.

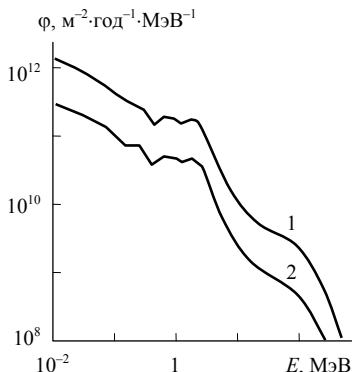


Рис. 1.16. Энергетический спектр годового флюенса вторичных нейтронов на поверхности Марса: 1 – от СКЛ; 2 – от ГКЛ

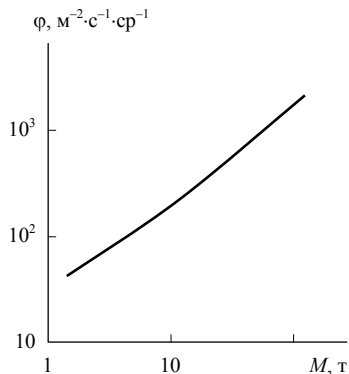


Рис. 1.17. Зависимость потока вторичных нейтронов от массы КА

В качестве примера на рис. 1.18 приведены результаты расчета дифференциального энергетического спектра вторичных нейтронов внутри пристыкованного к МКС в феврале 2008 г. европейского научного модуля «Columbus», образующихся под действием протонов ГКЛ. Для сопоставления на этом рисунке показан спектр нейтронов альbedo на орбите МКС.

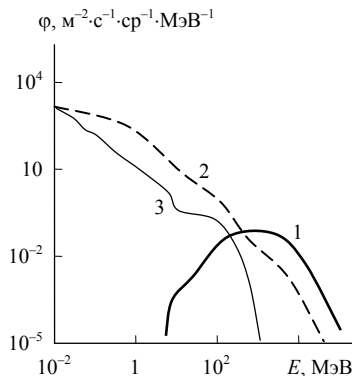


Рис. 1.18. Сопоставление энергетического спектра вторичных нейтронов внутри модуля «Columbus» с энергетическим спектром нейтронов альbedo: 1 – первичные частицы ГКЛ; 2 – вторичные нейтроны внутри модуля; 3 – нейтроны альbedo на орбите МКС

Юпитер

По сравнению с Землей Юпитер обладает значительно более мощными и протяженными радиационными поясами, поскольку его магнитное поле приблизительно на порядок сильнее. На рис. 1.19 приведены пространственные распределения плотности потока электронов в радиационных поясах Юпитера, аналогичные распределениям для РПЗ, показанным на рис. 1.2а. Здесь расстояние L выражено в радиусах Юпитера $R_{Ю} = 71,5$ тыс. км.

При осуществлении упоминавшегося выше проекта полета группы автоматических КА к Юпитеру особое внимание будет уделено изучению его спутника Европа, орбита которого лежит на расстоянии от центра планеты $\sim 9,5 R_{Ю}$. Этот спутник Юпитера, который несколько меньше Луны, привлекает внимание ученых из-за наличия на нем большого количества воды, что создает предпосылки для существования различных форм жизни. На рис. 1.20 представлен интегральный энергетический спектр электронов радиационного пояса Юпитера на орбите спутника Европа в сопоставлении с аналогичным спектром электронов РПЗ на

ГСО. Видно, что энергетический спектр электронов в радиационном поясе Юпитера простирается далеко в область высоких энергий при сохранении больших величин потоков.

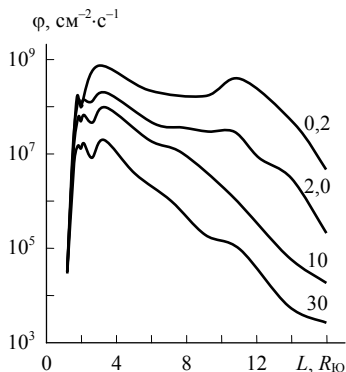


Рис. 1.19. Пространственное распределение плотности потока электронов в радиационных поясах Юпитера при $E > E_0$ [МэВ] (значения E_0 указаны цифрами у кривых)

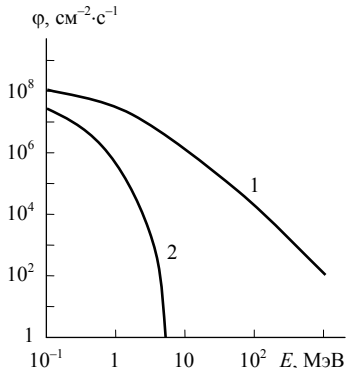


Рис. 1.20. Интегральные энергетические спектры электронов радиационного пояса Юпитера на орбите спутника Европа (1) и электронов РПЗ на ГСО (2)

2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЙ С ВЕЩЕСТВОМ

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 (радиационной проводимости), зависят от мощности дозы. *Мощностью поглощенной дозы* называется отношение приращения поглощенной дозы излучения dD за интервал времени dt к этому интервалу: $P = dD/dt$ [$\text{Гр} \cdot \text{с}^{-1}$].

Упомянутые выше 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, пере-

данная 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:

$$-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = \frac{1}{M} \sum_i N_i A_i \left(-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \right)_i,$$

где M – средний молекулярный вес вещества; N_i – количество атомов i -го сорта с массовым числом A_i в единице объема.

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 ко-

торого 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:

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ion}} = \frac{4\pi Z_i^2 e^4}{m_0 v^2} N Z \left[\ln \frac{2m_0 v^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 - \frac{C}{Z} - \delta \right],$$

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.

Раздел 2

На рис. 2.1 представлены значения ионизационных потерь энергии протонов в широком диапазоне энергий для тормозящих веществ с разной плотностью. Формула Бете–Блоха справедлива для области значений dE/dx , лежащих правее максимума на приведенных на рис. 2.1 зависимостях.

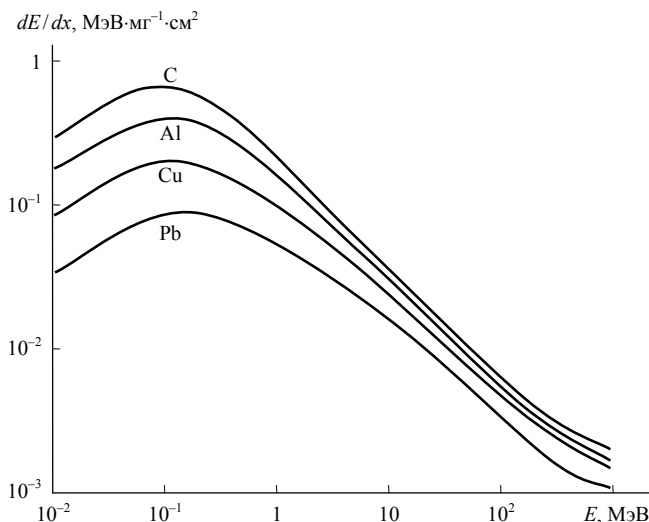


Рис. 2.1. Ионизационные потери энергии протонов в различных веществах

При малых значениях энергии ионов (в области левее максимума на кривых) ионизационные потери ионов удовлетворительно описываются формулой Фирсова:

$$\left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ion}} = 2,54 \cdot 10^{-15} (Z + Z_i) v, [\text{эВ} \cdot \text{см}^2 / \text{атом}].$$

Для области максимальных значений dE/dx на рис. 2.1 выполняется условие приближенного 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. 2.1 приведены пробеги протонов различной энергии в алюминии, выраженные в обеих единицах.

Таблица 2.1. 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. 2.2 показаны зависимости пробегов протонов от их энергии в различных веществах, согласующиеся с данными об удельных потерях энергии протонов, представленных на рис. 2.1.

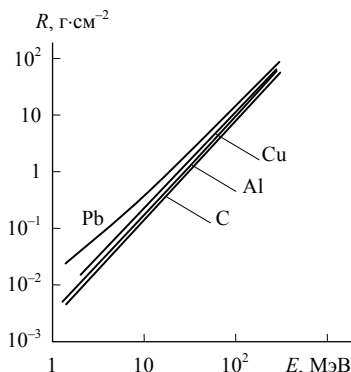


Рис. 2.2. Пробеги протонов в различных веществах

Рис. 2.3 характеризует удельные потери энергии и пробеги различных ионов в кремнии, который рассматривается как стандартный материал при оценке радиационных воздействий на эле-

Раздел 2

менты электронного оборудования КА. Видно, что с увеличением массы ионов растут удельные потери энергии и соответственно уменьшается длина пробега.

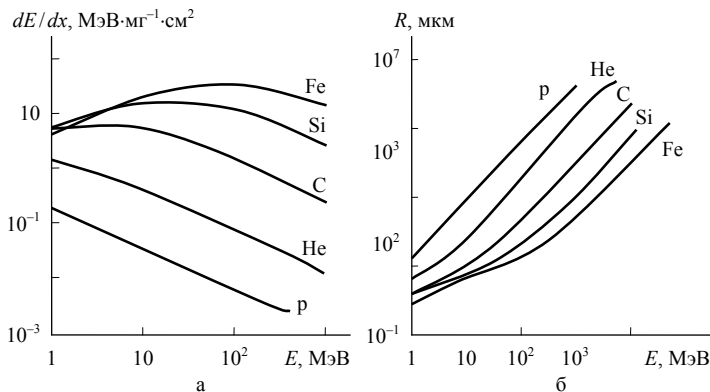


Рис. 2.3. Зависимость удельных потерь энергии (а) и пробегов (б) различных ионов от их энергии

Торможение электронов

При торможении электронов в веществе основную роль играют ионизационные и радиационные потери энергии, т.е.

$$-\frac{dE}{dx} = \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{ion}} + \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{rad}}.$$

При описании ионизационных потерь электронов учитываются их значительно большие 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:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ion}} = 4,6 \cdot 10^{-10} E \frac{\rho Z^3}{A} (14,6 - \ln Z), [\text{МэВ} \cdot \text{см}^{-1}].$$

В приведенных выражениях ρ – плотность тормозящего вещества; A – массовое число.

Радиационные потери энергии электронов описываются следующими выражениями:

$$\begin{aligned} \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{rad}} &= \frac{16}{3} NE \frac{Z^2 r_e^2}{137} && \text{при } E \ll m_0 c^2; \\ \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{rad}} &= NE \frac{Z^2 r_e^2}{137} \left[4 \ln \left(\frac{2E}{m_0 c^2} \right) - \frac{4}{3} \right] && \text{при } E \gg m_0 c^2, \end{aligned}$$

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 $E_{\text{кр}}$, при которой радиационные и ионизационные потери энергии одинаковы:

$$E_{\text{кр}} \approx \frac{800}{Z}, [\text{МэВ}].$$

Например, при торможении электронов в алюминии и кремнии $E_{\text{кр}} \approx 60$ МэВ.

На рис. 2.4 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.

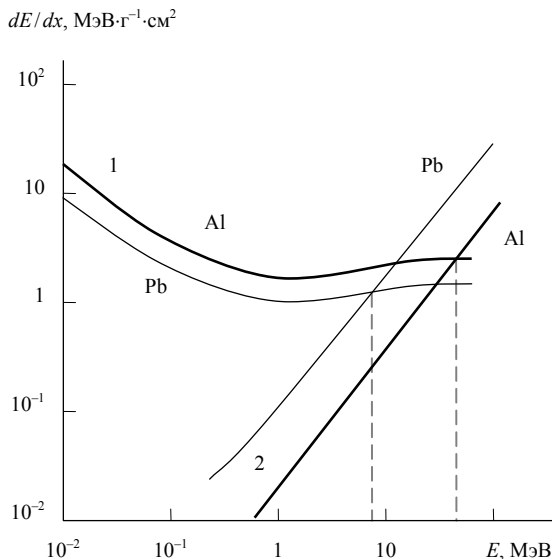


Рис. 2.4. Удельные потери энергии электронов в Al и Pb: 1 – ионизационные; 2 – радиационные

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 используется понятие *экстраполированный пробег*, который определяется по пересечению касательной к кривой поглощения электронов с осью абсцисс (рис. 2.5).

На рис. 2.6а 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. 2.6б демонстрирует пробеги электронов в Si и Ge. Для оценки пробегов электронов в других материалах R_X по известному пробегу в алюминии R_{Al} можно использовать соотношение:

$$R_X = R_{Al} \frac{(Z/A)_{Al}}{(Z/A)_X}.$$

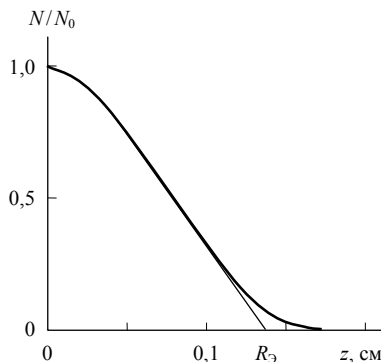


Рис. 2.5. Зависимость числа электронов N с исходной энергией 1 МэВ, прошедших через алюминиевый экран, от толщины экрана z : R_3 — экстраполированный пробег

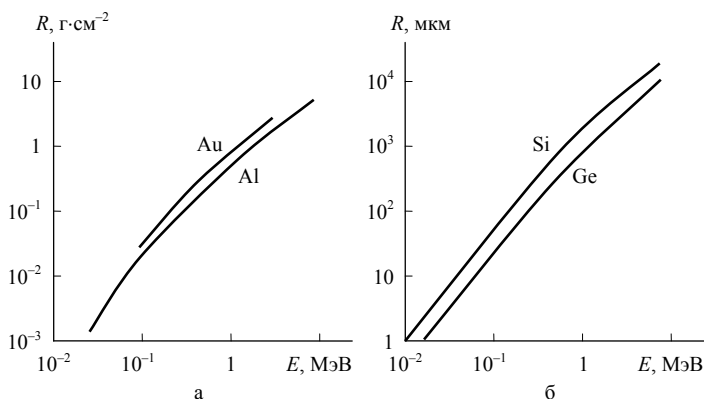


Рис. 2.6. Пробеги электронов в металлах (а) и полупроводниках (б)

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 z по экспоненциальному закону:

$$F = F_0 \exp(-\tau z),$$

где τ – линейный коэффициент ослабления.

Подобно описанию торможения заряженных частиц в данном случае может использоваться массовый коэффициент ослабления:

$$\mu = \tau / \rho, [\text{см}^2 \cdot \text{г}^{-1}].$$

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. 2.7 показаны в координатах E – Z области действия каждого из указанных физических механизмов.

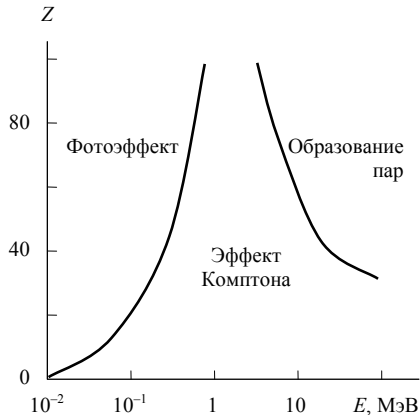


Рис. 2.7. Области преобладающего влияния эффектов, возникающих при взаимодействии γ -квантов с веществом

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 данному 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

Упомянувшиеся 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 междоузлии 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. 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. 2.8.

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 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.

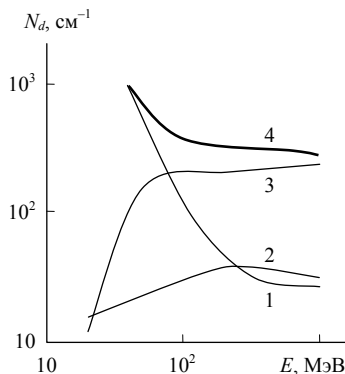


Рис. 2.8. Среднее число дефектов, образуемых протонами с различными энергиями, за счет кулоновского (1), ядерного упругого (2) и ядерного неупругого (3) взаимодействий; 4 – суммарное число дефектов

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, например, смещенный атом и вакансии, не являются устойчивыми образованиями, они перемещаются по решетке, рекомбинируя при встрече друг с другом. 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 и 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.

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 в разд. 1 данных о различных составляющих космической радиации.

3.1. Расчет доз за защитными экранами простой конфигурации

Общие принципы расчета

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:

$$S_j(E) = N \sum_n (\varepsilon_n - \varepsilon_0) \sigma_n^{(j)},$$

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 $D(x)$ 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 таких моделях чаще всего рассматривается Al, а вещества детектора – Si.

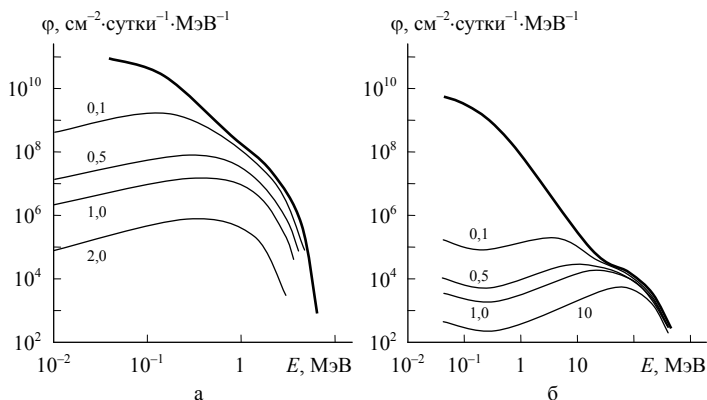


Рис. 3.1. Трансформация дифференциальных энергетических спектров электронов (а) и протонов (б) РПЗ за защитными экранами разной толщины

Рис. 3.1 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 ($\text{г}\cdot\text{см}^{-2}$) указаны цифрами у

кривых. Видно, что поток электронов достаточно эффективно поглощается во всем 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.

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. 3.2): 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.

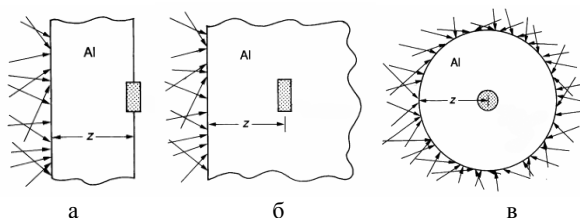


Рис. 3.2. Конфигурации экранов, используемых в модели SHIELDOSE

Следует обратить внимание на используемую в модели конфигурацию сферического экрана (в), стенки которого вплотную примыкают 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. На рис. 3.3 показано отношение величин поглощенной дозы для сплошного сферического экрана к величинам дозы для плоского экрана при одинаковых толщинах экрана z . Видно, что при значениях толщины экрана $\sim 2 \text{ г}\cdot\text{см}^{-2}$, которые достаточно типичны для оболочек КА, доза для сферического экрана в несколько раз выше. Этот результат указывает на важность правильного выбора конфигурации экрана при оценке радиационных воздействий на материалы и элементы оборудования КА.

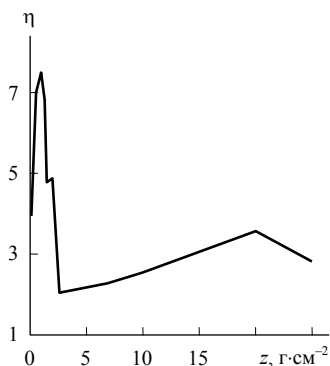


Рис. 3.3. Зависимость отношения η дозы за сферическим экраном (1/2 величины) к дозе за плоским экраном от толщины экрана для ГСО

Полый сферический экран (рис. 3.4), 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.

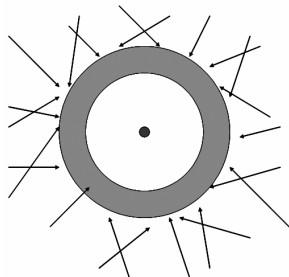


Рис. 3.4. Сферический экран с детектором в центре полости

В качестве материала экрана в модели SHIELDOSE рассматривается Al, а материалами детектора могут быть Al, Si, SiO₂ и H₂O. 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.

На базе модели SHIELDOSE была создана программа RADMODLS, в которой исходные данные об энергетических спектрах электронов и протонов РПЗ определяются с помощью описанных в разд. 1 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.

Дозы на околоземных орбитах

Общее представление о величинах поглощенной дозы на типовых орбитах дает табл. 3.1, в которой приведены средние значения годовой поглощенной дозы при двух значениях толщины защитного экрана.

Таблица 3.1. 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

На рис. 3.5 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 ~ 1 г·см⁻²) преобладает доза, обусловленная электронами РПЗ, а с увеличением толщины экрана основной вклад в дозу дают протоны. 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.

На рис. 3.6 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 которых сильно зависят от состояния приповерхностных слоев. На рис. 3.7 схематически показано распределение поглощенной дозы по толщине мишени, подобное представленному на рис. 3.6, для ГСО и ССО. В последнем случае горячая магнитосферная плазма проникает на малые высоты на участках орбиты, лежащих в полярных областях. Учет такого распределения поглощенной дозы при анализе радиационной деградации неметаллических материалов рекомендован Международным стандартом ISO, созданным при активном участии сотрудников НИИЯФ МГУ.

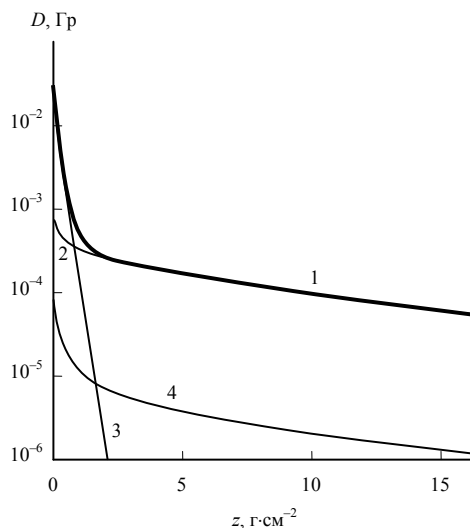


Рис. 3.5. Зависимость поглощенной дозы от толщины защитного экрана на орбите МКС: 1 – суммарная доза; 2 и 3 – вклад протонов и электронов РПЗ соответственно; 4 – вклад тормозного излучения, создаваемого электронами

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 ра-

кетой-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.

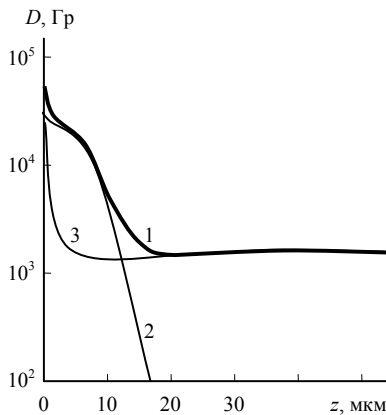


Рис. 3.6. Распределение поглощенной дозы в приповерхностном слое кремния на ГСО: 1 – суммарная доза; 2 и 3 – вклад протонов и электронов

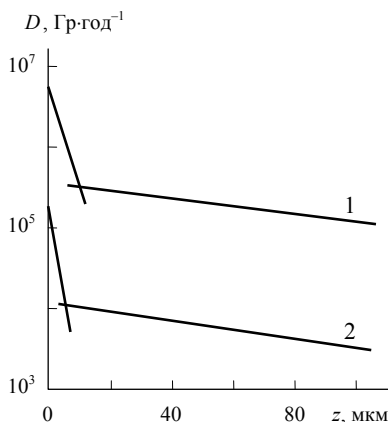


Рис. 3.7. Распределение поглощенной дозы в приповерхностных слоях диэлектрика на ГСО (1) и ССО (2)

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. 3.8 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.

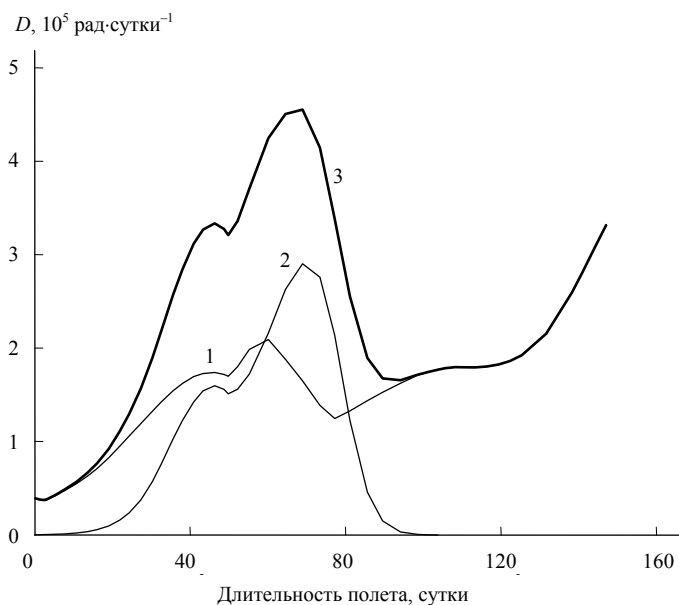


Рис. 3.8. Зависимость суточной дозы от времени полета КА при толщине защиты $0,01 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$: 1 — вклад электронов, включая тормозное излучение; 2 — вклад протонов; 3 — суммарное значение

Более наглядно демонстрирует зависимость поглощенной дозы от расположения орбиты КА рис. 3.9, 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.

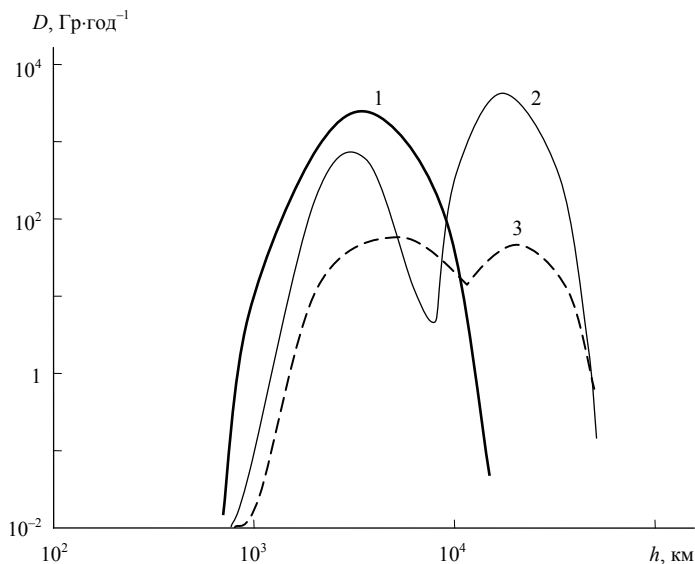


Рис. 3.9. Радиальное распределение поглощенной дозы, создаваемой частицами РПЗ: 1 – протонами; 2 – электронами; 3 – тормозным излучением, возникающим при торможении электронов в защитном экране

Для демонстрации соотношения доз, создаваемых частицами РПЗ, СКЛ и ГКЛ в области ГСО за защитными экранами разной толщины z , на рис. 3.10 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.

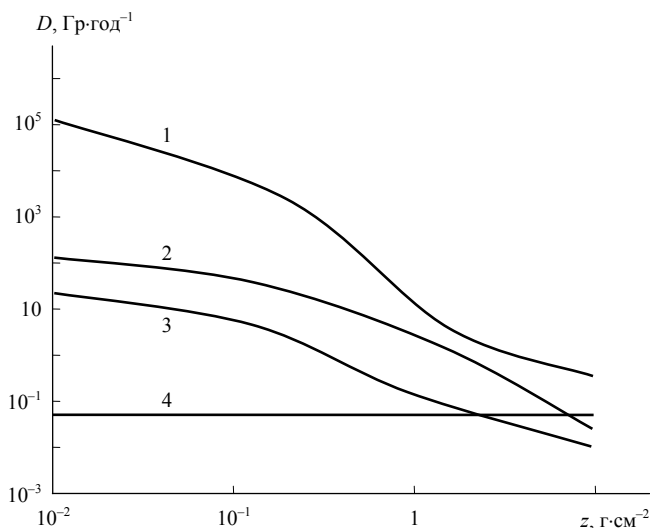


Рис. 3.10. Зависимость годовой поглощенной дозы на ГСО от толщины защитного экрана: 1 – от частиц РПЗ; 2, 3 – от СКЛ при вероятностях 0,1 и 0,9 соответственно; 4 – от ГКЛ

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 в соответствии с рис. 1.14 (разд. 1).

Дозы на Луне, Марсе, Юпитере

На рис. 3.11 представлены результаты расчета зависимости поглощенной дозы от толщины защиты, в качестве материала которой рассматривается реголит. Видно, что поток вторичных нейтронов, обсуждавшийся выше в разд. 1, дает 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).

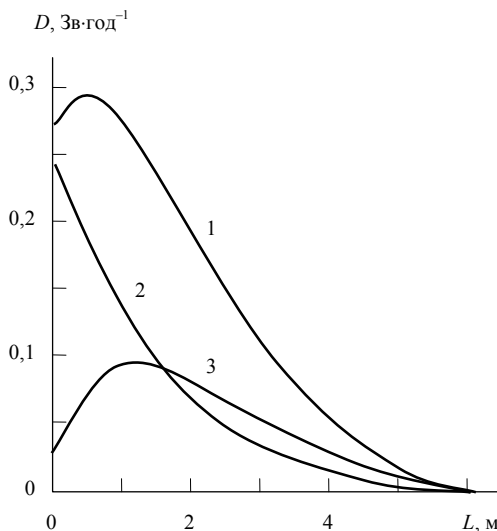


Рис. 3.11. Зависимость эквивалентной дозы от толщины защитного слоя реголита: 1 – суммарная доза; 2 – от частиц ГКЛ и СКЛ; 3 – от вторичных нейтронов

На рис. 3.12 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 – $16 \text{ г·см}^{-2} (\text{CO}_2)$.

На рис. 3.13а приведены значения поглощенной дозы, создаваемой за защитным экраном толщиной $2 \text{ г·см}^{-2} \text{ мм (Al)}$ частицами радиационных поясов Юпитера на разном расстоянии от него, которое выражено в радиусах планеты ($R_{\text{Ю}} = 71,5 \text{ тыс. км}$), там же указаны положения орбит трех спутников Юпитера: Ио, упоминавшейся уже Европы и Ганимеда, исследованию которых отводится значительное место в программе планируемого на период 2015–2030 гг. полета нескольких автоматических КА к Юпитеру. Рис. 3.13б показывает зависимость мощности поглощенной дозы от толщины защитной оболочки КА для орбит Европы и Ганимеда, а также еще одного спутника – Каллисто, удаленного от Юпитера на расстояние $\sim 26,8 R_{\text{Ю}}$.

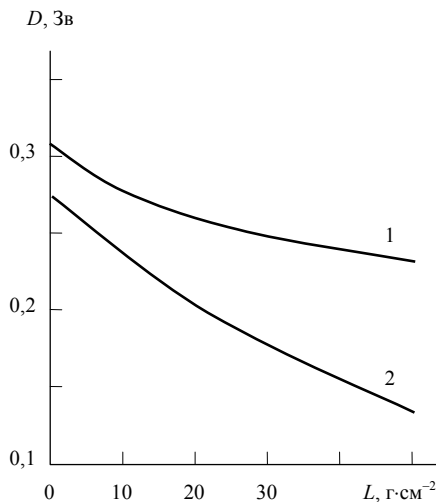


Рис. 3.12. Зависимость эквивалентной дозы от толщины стенок КА на поверхности Марса: 1 – годовая доза от ГКЛ; 2 – доза от солнечной вспышки

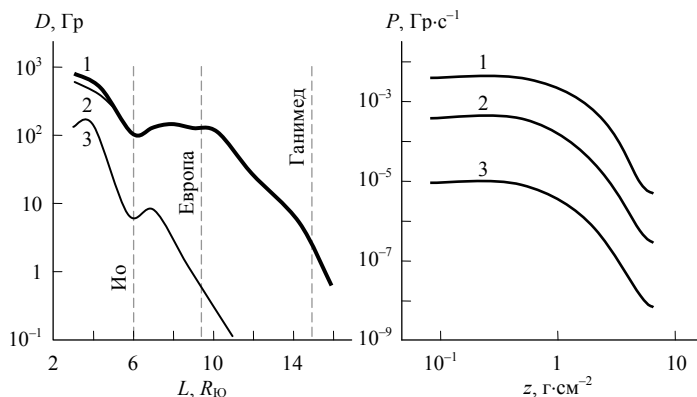


Рис. 3.13. а – величина поглощенной дозы за защитным экраном толщиной 2 г·см^{-2} (Al) в магнитосфере Юпитера на разных расстояниях от него: 1 – суммарная доза; 2 – от электронов; 3 – от протонов; б – зависимость мощности поглощенной дозы от толщины защитного экрана (Al) для орбит трех спутников Юпитера: 1 – Европа; 2 – Ганимед; 3 – Каллисто

3.2. Лучевые модели для расчета радиационных нагрузок на КА

Для решения задач, связанных с расчетом трехмерного пространственного распределения поглощенной дозы в элементах конструкции и оборудования КА, используются различные математические модели, разделяющиеся на две основные 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 или охватывающей ее сферы. 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 используются 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 лучевой модели RDOSE иллюстрируются рис. 3.14. 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.

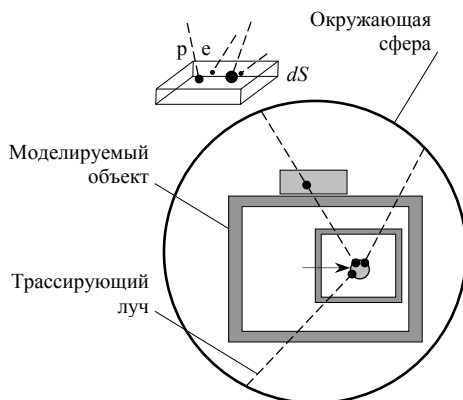


Рис. 3.14. Схема расчета поглощенной дозы с помощью лучевой модели. Стрелка указывает на точку расчета

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.

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, введения исходных данных, управления вычислительными задачами и графического представления результатов разработан универсальный интерактивный интерфейс пользователя.

На рис. 3.15 показано графическое окна 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.

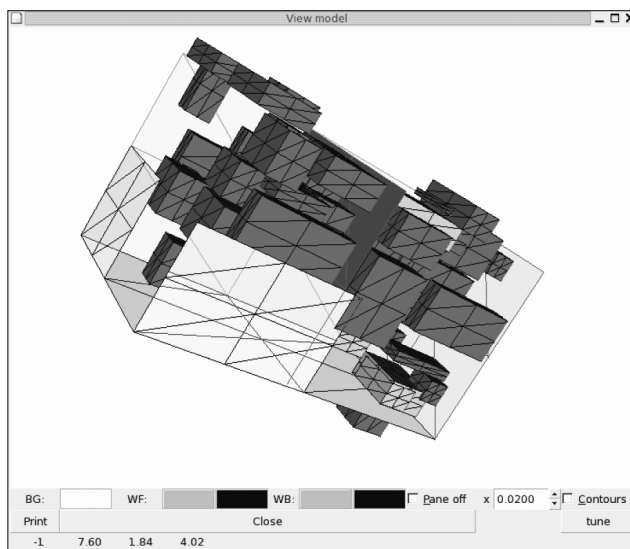


Рис. 3.15. Графическое окно интерфейса с моделью фрагмента КА

В качестве простейшего примера применения программы RDOSE можно привести результаты расчетов поглощенной дозы для детектора, находящегося внутри полого сферического экрана с внутренним радиусом r_0 (см. рис. 3.4). Очевидно, что при расположении точечного детектора в центре сферы для всех лучей, проведенных от детектора к ее поверхности, эквивалентная толщина экрана z одинакова и равна толщине стенки z_0 . По мере удаления детектора от центра растет число лучей, пересекающих стенку под большими углами относительно радиального направления, что увеличивает эквивалентную толщину экрана для таких лучей, как это показано на рис. 3.16. Приведенные на этом рисунке для трех случаев расположения детектора (в центре сферы и на расстояниях $r = 0,5r_0$ и $r = 0,75r_0$ от центра) гистограммы дают относительное значение числа лучей $\Delta N/N$ (%), соответствующих определенным значениям эквивалентной толщины защиты z/z_0 . В данном случае толщина стенки сферы $z_0 = 0,1r_0$, а общее число лучей $N = 2 \cdot 10^4$. В соответствии с улучшением общего экранирования детектора при удалении его от центра сферы происходит снижение дозы, поглощаемой в детекторе (рис. 3.17).

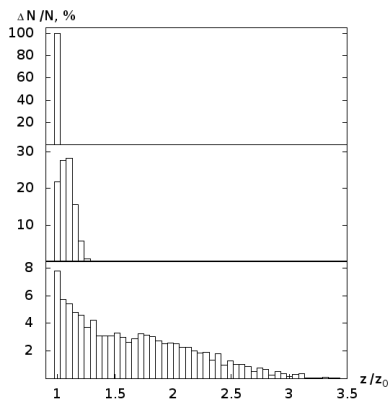


Рис. 3.16. Относительно число лучей, соответствующих различным эквивалентным толщинам экрана для трех расположений детектора: 1 – в центре сферы; 2, 3 – на расстоянии $r = 0,5r_0$ и $r = 0,75r_0$ от центра соответственно

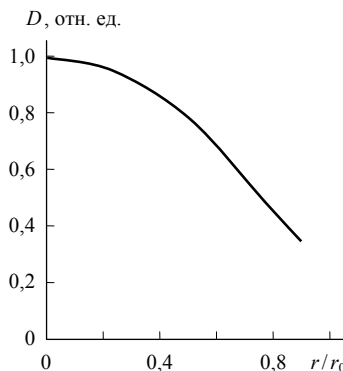


Рис. 3.17. Уменьшение поглощенной дозы по мере удаления детектора от центра сферы

На рис. 3.18 приведена гистограмма распределения числа лучей по эквивалентной толщине защитного экрана для модуля КА, показанного в окне интерфейса на рис. 3.15. Видно, что в данном случае распределение носит более неоднородный характер по сравнению с представленным на рис. 3.16. Это объясняется сложной внутренней структурой модуля. На рис. 3.19 показано распределение поглощенной дозы для рассматриваемого модуля в некотором его сечении. Цифрами на вертикальной шкале в левой части рисунка указана нормированная величина поглощенной дозы.

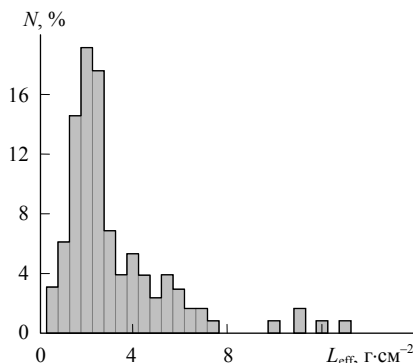


Рис. 3.18. Распределение числа лучей по эквивалентной толщине защиты

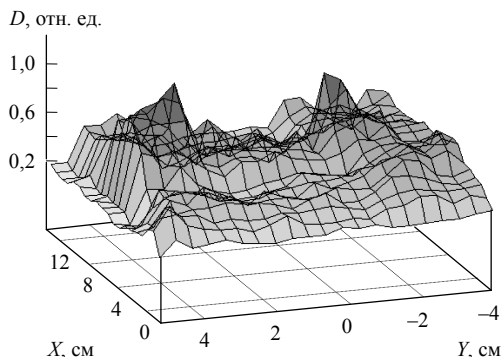


Рис. 3.19. Распределение поглощенной дозы в элементах конструкции КА

3.3. 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 аппаратов.

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-3 минимальная энергия 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 ядерными зарядами $Z = 1-100$, или сложными материалами, описываемыми как смесь атомов. В последнем случае среда характеризуется усредненными с учетом состава значениями ядерного заряда и массового числа.

Программный комплекс GEANT обладает развитой системой описания и представления геометрии сложных трехмерных объектов. Любой объект, как и при использовании лучевых моделей, конструируется из совокупности базисных элементов, образу-

щих иерархическую структуру. Количество элементов и сложность созданного объекта ограничивается лишь требуемыми вычислительными ресурсами.

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. 3.20). Размер ячейки сетки определяет величину расчетного шага. При необходимости могут использоваться неравномерные сетки.

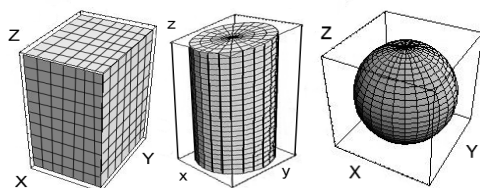


Рис. 3.20. Построение сеток разбиения моделей в разных системах координат

В модель КА могут входить как крупные блоки, так и более мелкие детали, вплоть до отдельных плат электронного оборудования с установленными на них микросхемами (рис. 3.21). 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.

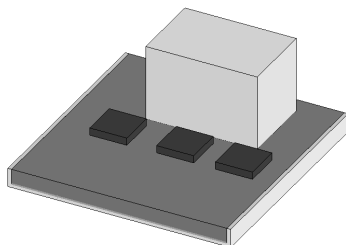


Рис. 3.21. Модель электронной платы КА

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. 3.22 изображена геометрическая модель одного из модулей МКС, содержащая большое количество элементов, окруженных общей цилиндрической оболочкой, а на рис. 3.23 представлено пространственное распределение поглощенной дозы в некотором фрагменте этой модели. В нижней части рис. 3.23 показаны изолинии дозы в координатной плоскости.

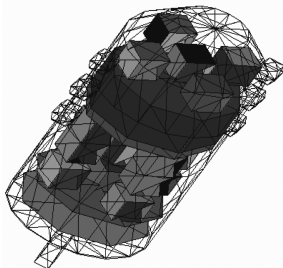


Рис. 3.22. Расчетная геометрическая модель модуля МКС

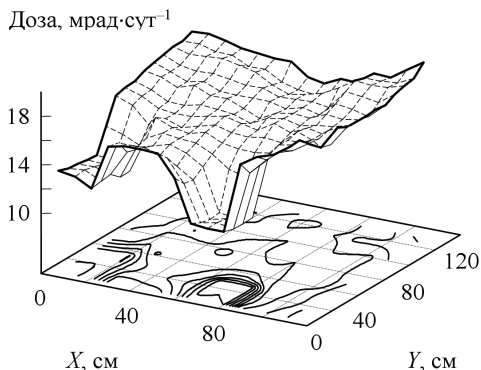


Рис. 3.23. Распределение суточной поглощенной дозы в сечении координатной плоскостью фрагмента модели

Еще один пример результатов расчетов приведен на рис. 3.24, который демонстрирует расчетную модель скафандра, используемого космонавтами при работе в открытом космосе, и распределение поглощенной дозы внутри него за время 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 необходимых органов, для которых необходимо получить значение поглощенной дозы.

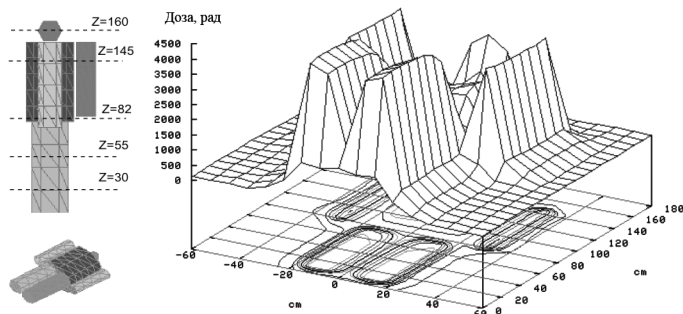


Рис. 3.24. Расчетная модель скафандра космонавта и распределение поглощенной дозы внутри него

Следует отметить, что распределения поглощенной дозы, подобные приведенным на рис. 3.23 и рис. 3.24, 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 вто-

ричных частиц, их угловых распределениях и т.д. В качестве простого примера получения такой информации на рис. 3.25 приведены энергетические спектры электронов с исходной энергией 1 МэВ после прохождения ими алюминиевого экрана с различной толщиной. Расчет выполнен для 10^6 частиц, падающих на экран. Видно, что после прохождения экрана возникает распределенный энергетический спектр электронов, заметно смещенный в область низких энергий.

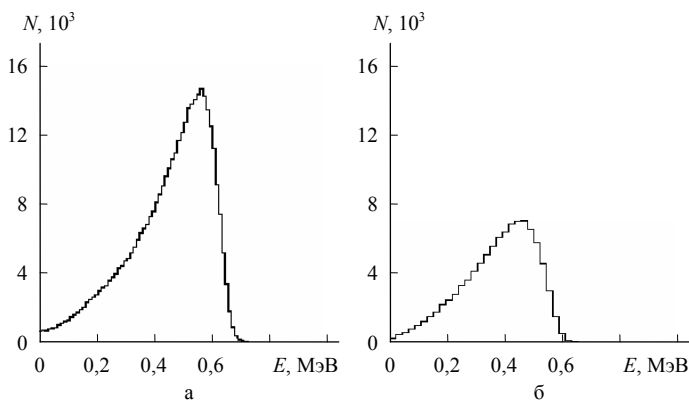


Рис. 3.25. Энергетические спектры электронов с исходной энергией 1 МэВ после прохождения через алюминиевый экран толщиной 1 мм (а) и 1,2 мм (б)

При создании современных КА часто используется внешняя защитная оболочка в виде сотовой конструкции, фрагмент которой изображен на рис. 3.26. Экран представляет собой тонкие алюминиевые «соты», помещенные между двумя пластинами, изготавливаемыми из алюминия или другого материала. Применение такой конструкции позволяет снизить массу аппарата при достижении высокой прочности оболочки и ее стойкости к воздействию метеорных частиц и других внешних факторов.

На рис. 3.27 показана рассчитанная с помощью комплекса GEANT кривая поглощения энергии излучения в таком экране для падающего на него изотропного потока электронов с энергетическим спектром, характерным для РПЗ. Здесь по оси ординат

Раздел 3

отложено отношение потока энергии P , прошедшего в экран на некоторую глубину z , к потоку P_0 , падающему на верхнюю пластину. Приведенная кривая поглощения имеет три ярко выраженные области, соответствующие основным частям рассматриваемого экрана: верхней пластине, алюминиевым «сотам» и нижней пластине. Сопоставление полученной расчетной кривой поглощения с аналогичной зависимостью для сплошного алюминиевого экрана показывает, что одинаковое ослабление потока энергии обеспечивается при массовой толщине сотовой конструкции приблизительно в 2 раза меньшей по сравнению со сплошным экраном. Исследование угловых распределений электронов в разных точках такой структуры позволило установить, что в данном случае ослабление потока электронов в значительной степени зависит от процессов рассеяния электронов в «сотах», вследствие чего результирующее ослабление достаточно сильно зависит от толщины их стенок.

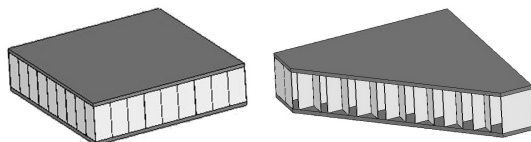


Рис. 3.26. Модель «сотового» защитного экрана

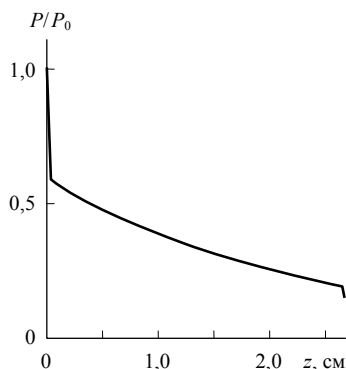


Рис. 3.27. Эффективность поглощения потока энергии электронов сотовым экраном

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 альбеда, воздействующих на низкоорбитальные КА, составляет порядка 1–3%.

3.4. От макродозиметрии к микро- и нанодозиметрии

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.

Реальностью становится применение при создании перспективных КА наноматериалов и изделий на их основе, включая элементы электронного и измерительного оборудования КА. *Наноматериалами* или наноструктурированными материалами называют материалы, созданные на основе *нанообъектов*, которые, в свою очередь, называют *наноструктурными элементами* или *наноструктурами* в зависимости от их конфигурации. К нанообъектам относят материальные объекты различной конфигурации: частицы (зерна), волокна, трубки, пленки и др., хотя бы один линейный размер которых лежит в диапазоне 1–100 нм. Со сто-

роны малых значений этот диапазон 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, определяющими 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.

Общее представление о типичных объектах нанодиапазона и положении их среди объектов других размеров дает табл. 3.2. 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), о которых подробнее будет рассказано ниже. Топологические элементы современных интегральных микросхем занимают место в верхней части нанодиапазона, при этом уже рассматриваются возможности постепенного перехода к принципиально новым элементам наноэлектроники.

Размеры вирусов лежат на границе между нано- и микродиапазонами. В некоторых классификациях граничную область размеров 0,1–1 мкм выделяют в самостоятельный субмикронный диапазон. Бактерии и эритроциты измеряются уже единицами микрометров, а размеры живых клеток достигают 100 мкм и более. Наконец, диаметр хорошо знакомого нам шарика, используемого в пишущем узле авторучки, близок к верхней границе микродиапазона. Частицы диаметром более 1 мм относят к макрообъектам.

При создании наноматериалов, элементов наноэлектроники и наносенсоров очень часто используются углеродные наноструктуры: фуллерены, упоминавшиеся выше УНТ и графен. За сле-

ланное в 2004 г. открытие графена нашим соотечественникам А. Гейму и К. Новоселову в 2010 г. была присуждена Нобелевская премия по физике.

Таблица 3.2. 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
Менее 1 нм Простые молекулы, атомы	диаметр	2,0
	Фуллерен C₆₀	нм 0,71
	N ₂	0,34
	H ₂ O	0,28
	Fe	0,25
	Si	0,24

Фуллерены представляют собой шарообразные молекулы, состоящие из 60, 70, 76 (C₆₀, C₇₀, C₇₆ соответственно) и более атомов углерода. Самым изученным является фуллерен C₆₀, который был открыт в 1985 г. в экспериментах по лазерному испарению графитовой мишени. Поверхность молекулы C₆₀ представляет

собой многогранник, состоящий из 20 шестиугольных и 12 пятиугольных граней (рис. 3.28).

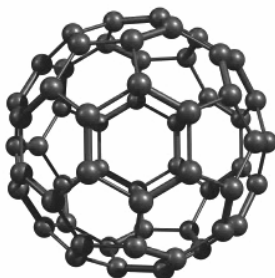
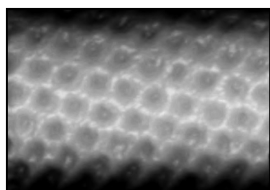


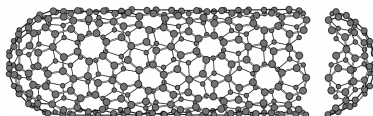
Рис. 3.28. Структура молекулы фуллерена C_{60}

УНТ является фактически свернутым в цилиндр диаметром 1–5 нм моноатомным слоем графита, который и называется графеном. На рис. 3.29а показано изображение фрагмента боковой поверхности УНТ, полученное с помощью сканирующего туннельного микроскопа, а на рис. 3.29б – схематическое изображение торцовых 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.



а



б

Рис. 3.29. Изображение УНТ, полученное с помощью сканирующего туннельного микроскопа (а) и схема торцовых участков УНТ (б)

Помимо однослойных УНТ, существуют многослойные 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.

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. Нанотрубки могут проявлять металлические или полупроводниковые свойства. УНТ с металлическим типом проводимости могут пропускать ток плотностью до $10^9 \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$, что примерно в 1000 раз больше по сравнению с традиционными металлическими проводниками. При деформациях УНТ может происходить изменение электронной структуры и, соответственно, электрических свойств нанотрубок. Этот эффект может использоваться при создании элементов нанoeлектроники на основе УНТ.

Подобно графиту и алмазу УНТ обладают высокой теплоемкостью и теплопроводностью. 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.

Графен, как уже указывалось, представляет собой изолированный моноатомный слой графита, т.е. слой атомов углерода, размещенных в узлах гексагональной двумерной кристаллической решетки (рис. 3.30).

Свойства графена во многом уникальны. Он обладает очень высокой прочностью, имеет 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.

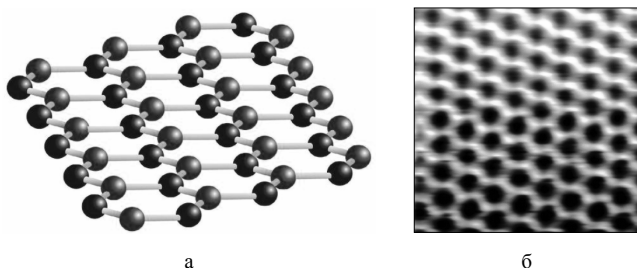


Рис. 3.30. Структура листа графена (а) и ее изображение, полученное с помощью сканирующего туннельного микроскопа (б)

В настоящее время многие исследователи считают графен перспективным заменителем кремния в качестве полупроводникового материала для создания элементов нанoeлектроники. В таких изделиях предполагается использовать графеновые наноленты, вырезаемые определенным образом из листа графена.

Уникальными характеристиками могут обладать различные устройства, созданные на основе квантовых точек, упомянутых в табл. 3.2. Квантовыми точками называются нанообъекты, внутри которых движение электронов ограничено во всех трех измерениях квантовомеханическими эффектами. Такое ограничение наступает, когда размеры объекта становятся сопоставимыми с длиной волны де Бройля для электронов, движущихся в его веществе. Типичные размеры полупроводниковых квантовых точек составляют 5–15 нм, а количество содержащихся в них атомов может измеряться десятками тысяч. Вследствие указанного квантовомеханического ограничения распределение плотности электронных состояний для квантовых точек имеет дискретный характер, подобно отдельным атомам. Благодаря этому на основе квантовых точек могут с успехом создаваться лазеры и различные элементы нанoeлектроники.

Рис. 3.31 показывает конструкцию простейшего полевого транзистора на УНТ. Нанотрубка (1) помещается между двумя

металлическими контактами (2), изолированными с помощью оксидного слоя SiO_2 (3) от проводящей 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.

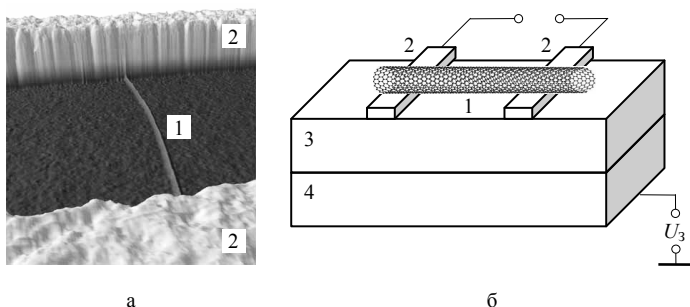


Рис. 3.31. Изображение (а) и схема (б) полевого транзистора на УНТ

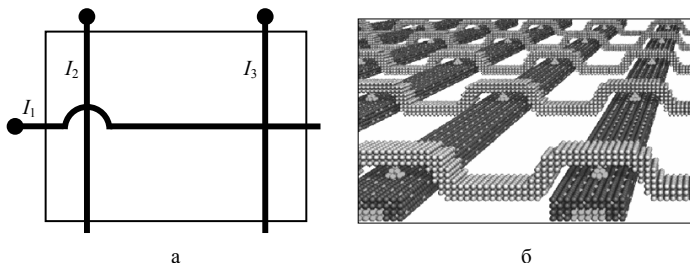


Рис. 3.32. Схема (а) и структура (б) переключающего устройства на основе УНТ

На рис. 3.32а схематически показана ячейка переключающего устройства (рис. 3.32б) 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 са-

мым 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.

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. 3.33). 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.

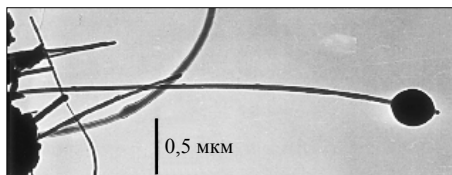


Рис. 3.33. Простейшие нановесы

Однако внедрение наноматериалов и наноструктур в изделия ракетно-космической техники сопряжено с необходимостью пересмотра многих физических представлений о процессах воздействия космической среды на материалы и создания новых методов исследования этих процессов. Так, при радиационных воздействиях на наноматериалы и наноструктуры уход продуктов ядерных реакций 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*.

В общем случае математическое моделирование воздействия факторов космического пространства на наноструктуры, наноматериалы и изготовленные из них элементы конструкции и оборудования КА имеет целый ряд особенностей. Происходящие 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

Раздел 3

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 моделирование*, основанное на применении некоторой совокупности расчетных методов, размерно-временная иерархия которых представлена на рис. 3.34.

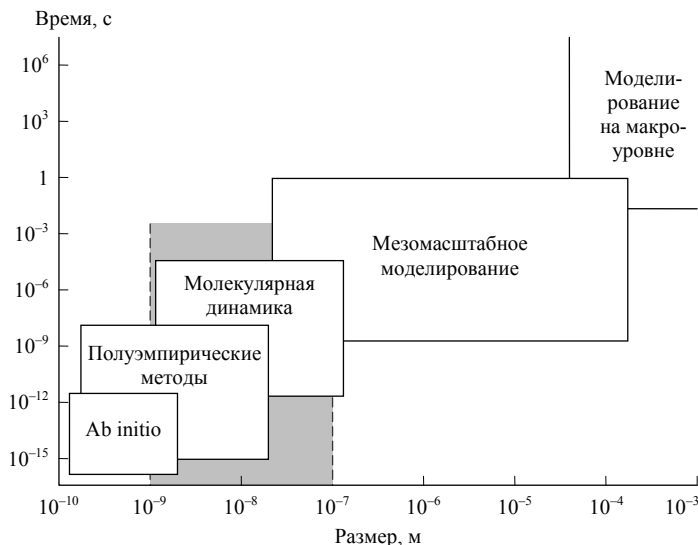


Рис. 3.34. Иерархия расчетных методов при многомасштабном моделировании

Не останавливаясь на описании расчетных методов, указанных на рис. 3.34, отметим, что главной проблемой при реализации многомасштабного моделирования 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 дру-

гими 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. Более подробную информацию об упомянутых расчетных методах и общих принципах многомасштабного моделирования при анализе наноструктур можно найти в отдельном учебном пособии по проблеме применения наноматериалов в космической технике, включенном в список рекомендуемой литературы.

Программный комплекс GEANT-4 позволяет рассчитывать с высокой степенью детализации распределение поглощенной дозы в микроструктурах. В тех случаях, когда специфика радиационных воздействий на наноструктуры определяется преимущественно их геометрическими особенностями, аналогичный анализ можно проводить для укрупненных геометрических моделей наноструктур, в которых наноразмерные элементы заменены элементами микронных размеров с сохранением конфигурации структуры. Такой прием позволяет применять при моделировании расчетные методы, хорошо отработанные для микродиапазона.

На рис. 3.35 показаны использовавшиеся при проведении в НИИЯФ МГУ подобных расчетов 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. 3.36 показано полученное пространственное распределение переданной веществу энергии в одном из образцов. Результаты моделирования свидетельствуют об эффективности использования описанного подхода при изучении закономерностей воздействия корпускулярных потоков на наноструктурированные материалы.

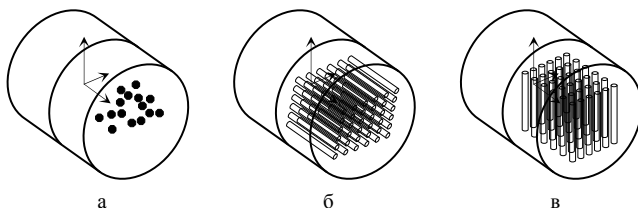


Рис. 3.35. Расчетные геометрические модели образцов нанокомпозитов: а – с фуллеренами; б, в – с УНТ

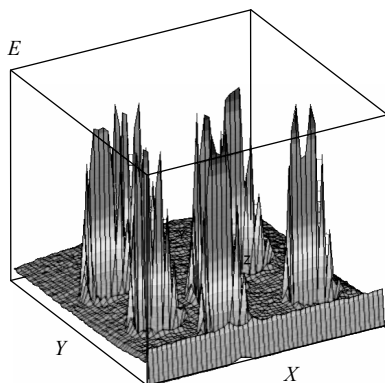


Рис. 3.36. Распределение переданной энергии в образце

Отмечавшееся выше высокое пространственное разрешение при расчете распределения поглощенной дозы, обеспечиваемое программным комплексом GEANT-4, позволяет приблизиться к расчету поглощенной дозы для реальных наноструктур. В некоторых работах предприняты попытки расчета с помощью этого комплекса величины поглощенной дозы в молекулах ДНК.

4. ВОЗДЕЙСТВИЕ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА МАТЕРИАЛЫ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

4.1. Классификация материалов космических аппаратов

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

Конструкционные материалы предназначены для изготовления элементов изделия, воспринимающих механические нагрузки. Такие элементы обеспечивают необходимую прочность КА 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.

С помощью функциональных материалов, обладающих определенными физико-химическими свойствами, изделиям придают необходимые эксплуатационные характеристики и решаются разнообразные технические и технологические задачи. Круг функциональных материалов КА очень широк. К ним относят электротехнические материалы, материалы микроэлектроники и сенсорной техники, оптические материалы, компаунды и герме-

тики, лакокрасочные материалы, специальные покрытия, наносимые на поверхность конструкционных материалов, и т.д.

Разновидностью функциональных материалов являются так называемые «интеллектуальные» материалы, 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. Такие материалы чрезвычайно важны при разработке перспективных автоматических и пилотируемых КА.

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 развертывания антенн КА.

Наноматериалы, благодаря их уникальным свойствам и многообразию, безусловно, найдут применение во всех указанных сферах. В частности, чрезвычайно перспективными для применения в космической технике являются композиционные материалы (композиты) на основе наноструктур.

Композиты состоят в общем случае 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.

Наибольшее распространение получили матричные композиты, в которых один из компонентов является матрицей (металлической или неметаллической), а другие – включениями в эту матрицу, которые называют также наполнителями. 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 роль наполнителей – УНТ, фуллерены, графеновые ленты, металлические и неметаллические наночастицы, нановолокна и нанопленки.

Путем варьирования сочетаний матриц и наполнителей нанокомпозитам можно придавать самые различные свойства, что делает их пригодными для применения в качестве как конструкционных, так и функциональных материалов. В ближайшем будущем нанокомпозиты, 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.

4.2. Специфика механизмов радиационного воздействия

Физические механизмы радиационных воздействий 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 в разд. 2.

Электронно-дырочные пары, генерируемые в твердом теле тормозящимися заряженными частицами в результате ионизационных потерь энергии, вызывают радиационную проводимость, радиoluminesценцию, радиационное окрашивание и радиационно-химические превращения.

Радиационная проводимость и радиoluminesценция определяются в основном мощностью дозы излучения и относительно быстро исчезают после прекращения облучения. Время релаксации составляет $\sim 10^{-9}$ – 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. По-

следний процесс, как мы увидим далее, 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, как уже отмечалось выше, 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*, заключающиеся в том, что при одновременном или последовательном воздействии на материалы КА нескольких факторов конечный эффект не равен сумме эффектов от воздействия отдельных факторов. При этом комплексное воздействие факторов космического пространства может как усиливать, так и ослаблять повреждение материалов. Применительно к воздействию космической среды на материалы КА синергетические эффекты исследованы совершенно недостаточно, их изучению уделяется большое внимание.

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, диапазон изменения которой для материалов, находящихся на поверхности КА, составляет от -150 до $+100^{\circ}\text{C}$. Это еще более усложняет

характер процессов, протекающих в материалах и элементах оборудования КА.

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, во время и после воздействия ионизирующих излучений;
- ♦ *предел радиационной стойкости* – доза или флюенс ионизирующего излучения, при которых изменения основных наиболее важных технических характеристик материалов не превышает допустимых значений;
- ♦ *радиационный отказ* – нарушение работоспособности материала, элемента, изделия за счет воздействия ионизирующих излучений.

Усредненные данные о радиационной стойкости некоторых материалов и элементов оборудования, используемых при создании КА, приведены в табл. 4.1.

Из рассмотрения табл. 4.1 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 результатов комплексных лабораторных и натурных испытаний и сведений о поведении материалов в космической среде, получаемых методами математического моделирования. Применяемые экспериментальные и расчетно-теоретические методы описаны ниже в разд. 6.

Таблица 4.1. 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

4.3. Воздействие космической радиации на солнечные батареи космических аппаратов

Системы энергоснабжения 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 при-

менение 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. 4.1. 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.

Неосновные носители, рожденные в легированном слое, устремляются к p - n переходу за счет диффузии и дрейфа в электрическом поле. Носители, образованные светом в базовой области, перемещаются только за счет диффузии. Электронно-дырочные пары разделяются p - n переходом, и разность потенциалов, возникающая на омических контактах, присоединенных к n - и p -областям ФЭП, создает ток во внешней цепи.

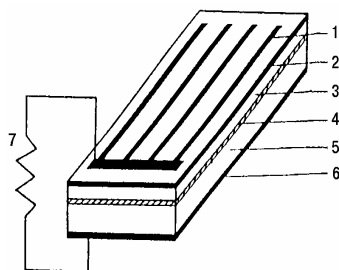


Рис. 4.1. Схематическое изображение полупроводникового ФЭП: 1 – контакт к легированному слою; 2 – просветляющее покрытие; 3 – легированный слой; 4 – область p - n перехода; 5 – область базы; 6 – контакт к базовой области; 7 – внешняя электрическая цепь

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 возбужде-

нием носителей, то этот процесс характеризует распределение генерируемых электронно-дырочных пар. Большая часть света поглощается за p - n переходом – в базовой области ФЭП. Сможет ли неосновной носитель преодолеть расстояние от места образования до p - n перехода, определяется длиной диффузии L . В первом приближении величина L определяет активную толщину области, из которой рожденные светом носители собираются p - n 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 параметры вольт-амперной характеристики ФЭП: тока короткого замыкания ($I_{кз}$) и напряжения холостого хода ($U_{хх}$) – и, 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.

Весьма перспективными являются ФЭП 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. 4.2 показано устройство такого ФЭП, 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).

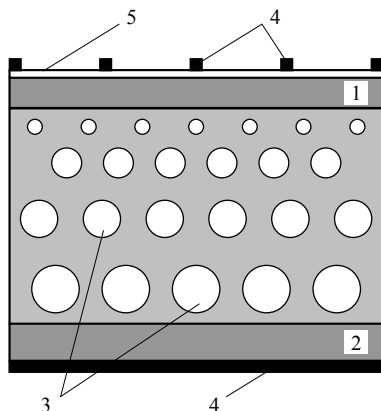


Рис. 4.2. Устройство фотоэлектрического преобразователя на квантовых точках

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 подобных ФЭП может достигать 60–65%.

Представляют интерес попытки создания тонкопленочных ФЭП на основе УНТ. В одной из предполагаемых конструкций используется полупроводниковая пленка из многослойных УНТ, помещаемая на поверхность пластины Si *n*-типа. Пока КПД опытных образцов таких ФЭП составляет лишь 1–2%, однако исследуются возможности повышения их эффективности.

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 :

$$L^{-2} = L_0^{-2} + K_L \Phi.$$

Таблица 4.2. 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. 4.2 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

Раздел 4

ние для электронов с энергией 1 МэВ, которые принято использовать при стандартных испытаниях ФЭП на радиационную стойкость.

На рис. 4.3а показано изменение вольт-амперной характеристики ФЭП, а на рис. 4.3б – относительной величины тока короткого замыкания $I_{кз}$ при облучении протонами с энергией 6,3 МэВ в зависимости от флюенса протонов.

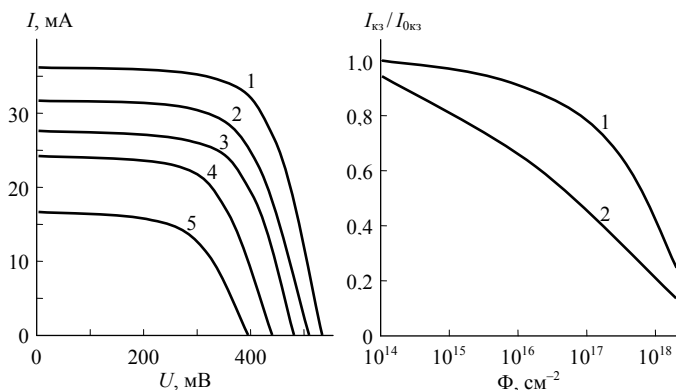


Рис. 4.3. а – Изменение вольт-амперной характеристики ФЭП от флюенса протонов $[м^{-2}]$ с энергией 6,3 МэВ: 1 – до облучения; 2 – 10^{14} ; 3 – 10^{15} ; 4 – 10^{16} ; 5 – 10^{17} . б – Зависимость относительной величины тока короткого замыкания $I_{кз}$ от флюенса протонов для ФЭП из GaAs (1) и Si (2)

Кремниевые ФЭП обеспечивают напряжение холостого хода $U_{хх} \sim 0,5\text{--}0,6$ В при плотности тока короткого замыкания $I_{кз} \sim 40\text{--}45 \text{ мА} \cdot \text{см}^{-2}$. 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 характеристики ФЭП как частиц одного вида с различной энергией, так и частиц разных видов. Это позволяет охарактеризовать влияние облучения на ФЭП через эквивалентный поток моноэнергетических час-

тиц, в качестве которых выбраны, как уже указывалось, электроны с энергией 1 МэВ. На рис. 4.4 показаны зависимости параметров ФЭП от флюенса электронов с такой энергией.

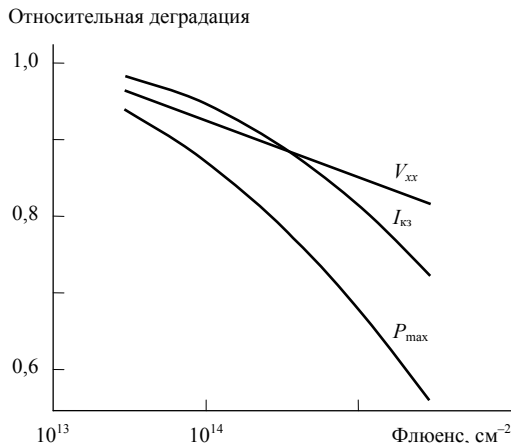


Рис. 4.4. Зависимость параметров ФЭП от флюенса электронов с энергией 1 МэВ

Обычно потеря мощности солнечной батареи с защитным стеклом за счет воздействия космической радиации измеряется долями процента в год, однако во время мощных солнечных вспышек, генерирующих протоны СКЛ, могут происходить резкие снижения мощности на 1–3%, как это показано на рис. 4.5.

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 полу-

проводнике, равная $1/\tau$, складывается из вероятности рекомбинации через центры, существовавшие до облучения, и центры, созданные ионизирующим излучением.

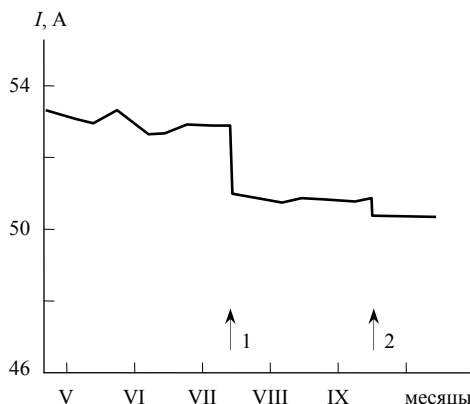


Рис. 4.5. График изменения тока солнечных батарей КА при возникновении солнечных вспышек (стрелками указаны моменты вспышек)

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.

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.

4.4. 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, соответственно, коэффициентом поглощения солнечного излучения α_s и степенью черноты поверхности ε . Для эффективного отвода избыточного тепла с поверхности КА необходимы ТРП, имеющие $\alpha_s \sim 0,1-0,3$ и $\varepsilon \sim 0,8-0,9$. 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 . При этом 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 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 слож-

ности обусловлены возможностью химического взаимодействия термализованных протонов с веществом ТРП, приводящего к постепенному восстановлению окислов с образованием гидроксильных групп.

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. 4.6 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}).

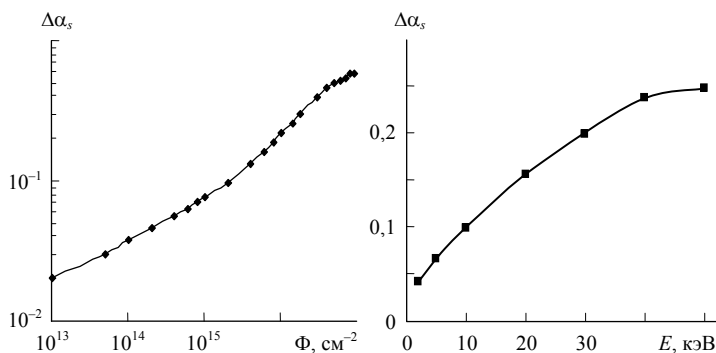


Рис. 4.6. Зависимость приращения коэффициента поглощения $\Delta\alpha_s$ от флюенса (а) и энергии (б) протонов

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 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) или 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. 4.7 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.

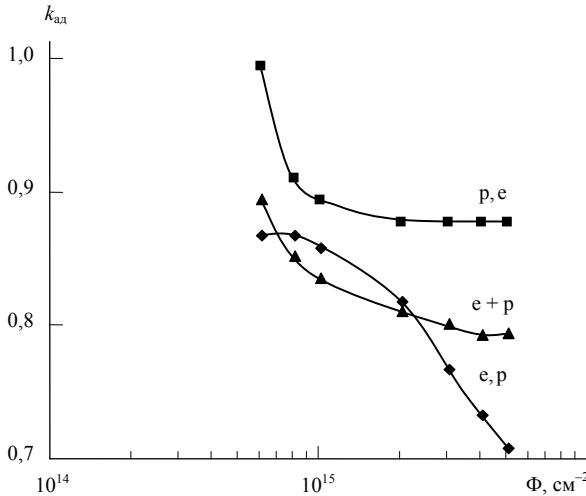


Рис. 4.7. Зависимость коэффициента аддитивности $K_{\text{ад}}$ от флюенса частиц при разных вариантах облучения

4.5. 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 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.

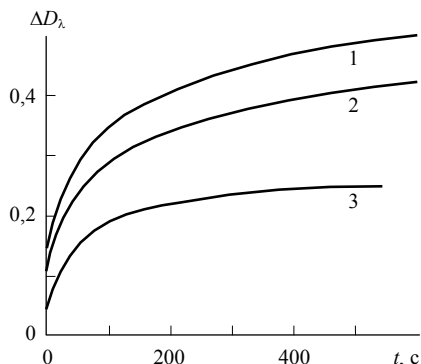


Рис. 4.8. Изменение оптической плотности стекла К-8 от времени облучения для длин волн: 1 – 0,45 мкм; 2 – 0,5 мкм; 3 – 0,6 мкм

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. 4.8 показана зависимость прираще-

ния оптической плотности 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 приращения 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. Упомянутые 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.

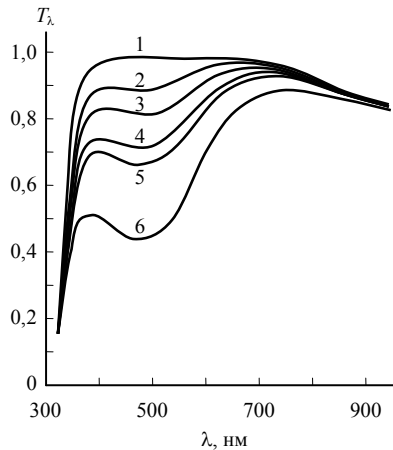


Рис. 4.9. Изменение коэффициента T_λ в зависимости от продолжительности пребывания КА на полярной орбите (годы): 1 – исходная характеристика; 2 – 0,5; 3 – 1; 4 – 2; 5 – 3; 6 – 6

На рис. 4.9 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 (ССО).

Еще одним практически важным эффектом, возникающим в стеклах под действием ионизирующего излучения, является их свечение (радиолуминесценция). 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. 4.10 приведены зависимости основных параметров радиолуминесценции от поглощенного потока энергии, полученные при облучении стекла электронами.

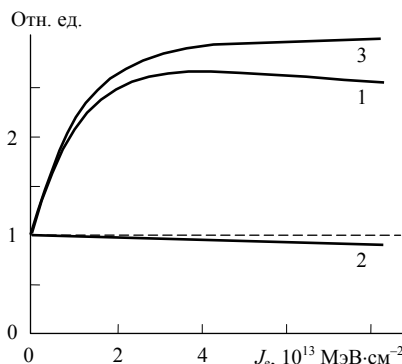


Рис. 4.10. Зависимость светового потока (1), коэффициента пропускания света собственной люминесценции (2) и люминесцентной способности (3) от поглощенного потока энергии электронного излучения J_e

Спектры радиолуминесценции 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 $\sim(1-5) \cdot 10^3 \text{ кД} \cdot \text{м}^{-2}$.

При создании современных КА широко используются полимерные материалы. Они применяются для изготовления несущих элементов конструкции, антенн, баков и других изделий, в составе обсуждавшихся выше ТРП, в качестве электроизоляционных материалов, герметиков и т.п. Поэтому 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 все перечисленные выше физико-химические процессы в той или иной степени свойственны всем полимерам с преобладанием каких-то из них. При этом интенсивность процессов, характеризующаяся 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 высо-

ких дозах ($> 10^5$ Гр) радиационные превращения полимеров и накопление продуктов радиолиза 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 эффектов, наблюдаемых в полимерах, существенно зависит от вида воздействующего излучения, но с увеличением поглощенной дозы такая зависимость уменьшается.

На рис. 4.11 приведена в качестве примера зависимость предела прочности при растяжении поливинилхлорида 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.

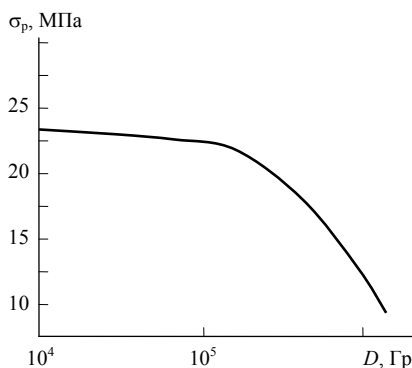


Рис. 4.11. Зависимость предела прочности σ_p поливинилхлорида от поглощенной дозы

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 обученного 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 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, изменяющийся 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.

4.6. Радиационная электризация диэлектриков

Еще одним важным эффектом, обусловленным воздействием ионизирующих излучений космического пространства, является радиационная электризация диэлектрических материалов, под которой понимают накопление электрического заряда на их поверхности или в объеме. Соответственно различают поверхност-

ную и объемную (внутреннюю) электризацию. В условиях космического пространства поверхностная электризация диэлектриков внешней оболочки КА вызывается воздействием горячей магнитосферной плазмы, электроны которой с характерными энергиями до 50–100 кэВ проникают в материал на глубину ~20–30 мкм, а объемная электризация – воздействием электронов РПЗ с энергиями ~2–10 МэВ, способных проникнуть в толщу диэлектрика на 0,5–2 см.

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} А·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} А·см⁻², характерные времена заряджения измеряются часами. Вторично-эмиссионные токи в этом случае не оказывают влияния на процесс формирования внедренного объемного заряда.

Существуют два подхода к описанию и анализу явления поверхностной радиационной электризации диэлектриков. При рассмотрении поверхностной электризации реальных КА, когда главной целью является получение картины распределения потенциала и напряженности электрического поля на поверхности аппарата и в прилегающем пространстве, вычисляется суммар-

ный заряд на элементе поверхности без описания его распределения в приповерхностном слое диэлектрика. В этом случае уравнение для полного тока J , текущего через элемент поверхности, записывается в виде:

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

где J_e и J_i – электронный и ионный токи плазмы; δ , η , γ – коэффициенты истинной вторичной электронной эмиссии, отражения электронов, ионно-электронной эмиссии; J_{ph} – ток фотоэлектронной эмиссии; J_{cond} – токи утечки на металлический корпус КА и соседние элементы поверхности за счет объемной и поверхностной проводимости диэлектрика.

Величины первичных и вторичных токов, входящих в уравнение, 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 $J = 0$.

Для реальных КА сложной конфигурации с неоднородной поверхностью потенциалы отдельных ее участков могут значительно отличаться из-за различия электрофизических свойств находящихся на них диэлектрических материалов, различия условий попадания первичных частиц окружающей плазмы на эти участки, неодинакового освещения их Солнцем и т.д. При этом потенциал металлического корпуса КА не остается постоянным в процессе заряджения.

Во втором подходе, используемом в ряде случаев для анализа и интерпретации результатов лабораторных экспериментов по облучению диэлектриков электронами с энергией $\sim 10\text{--}100$ кэВ, предполагается возникновение в приповерхностной области двойного электрического слоя за счет ухода вторичных электронов из непосредственно примыкающего к поверхности слоя толщиной $\sim 10\text{--}50$ нм и локализации первичных электронов на глубине в несколько десятков микронетров.

Объемная электризация диэлектриков при их облучении электронами с энергиями $\sim 1\text{--}10$ 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 воздействие 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. 4.12.

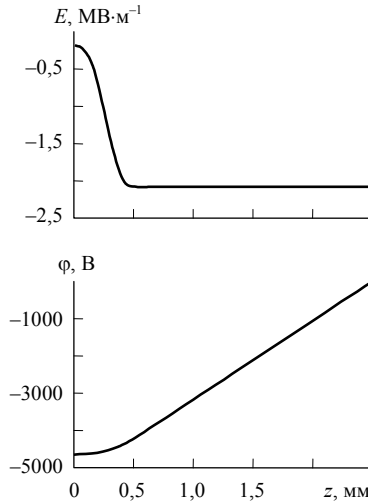


Рис. 4.12. Распределение по глубине диэлектрика z напряженности электрического поля E и потенциала ϕ

Экспериментальными и расчетными методами исследовалась также динамика накопления объемного заряда в облучаемых диэлектриках.

На рис. 4.13 приведена зависимость потенциала поверхности образца эпоксидного материала толщиной 725 мкм от времени при его облучении электронами со спектром, характерным для РПЗ в области ГСО. 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 об-

разом, возникновение радиационной проводимости в рассматриваемом случае эквивалентно увеличению собственной проводимости примерно на 2 порядка.

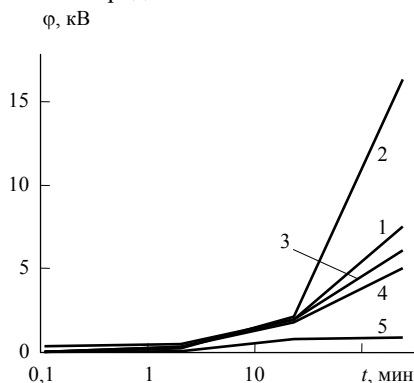


Рис. 4.13. Зависимость от времени облучения потенциала поверхности эпоксидного образца: 1 – экспериментальные данные; 2–5 – результаты расчетов

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 элект-

ронов $\sim 10^{12} - 10^{14} \text{ см}^{-2}$ 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 электростатических 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 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, воздействующих 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 поро-

вого флюенса ($\sim 10^{10} \text{ см}^{-2}$) была включена впоследствии в ряд нормативных документов в качестве критерия при оценке опасности возникновения объемных разрядов.

Рис. 4.14 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 $\sim 5 \cdot 10^{10} - 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

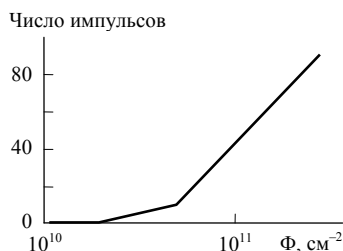


Рис. 4.14. Зависимость максимального числа разрядов за один виток от флюенса электронов

Способность диэлектрика эффективно аккумулировать электрический заряд определяется его высоким удельным сопротивлением ($\rho > 10^{14} \text{ Ом}\cdot\text{см}$), 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 ($\sim 10^8 \text{ В}\cdot\text{м}^{-1}$), то произойдет электрический пробой диэлектрика на его поверхность с образованием разветвленного разрядного канала, который, как уже указывалось выше, принято называть фигурой Лихтенберга или «электрическим деревом». Импульсные разрядные токи могут достигать 100 А при плотности тока $\sim 10^6 \text{ А}\cdot\text{см}^{-2}$. Для образцов

оптических стекол и ПММА при облучении их в лабораторных условиях пучками электронов с энергией $\sim 1\text{--}10$ МэВ самопроизвольный разряд в объеме образца происходит при флюенсах $10^{13}\text{--}10^{14}$ см $^{-2}$.

На рис. 4.15 показана фигура Лихтенберга, образовавшаяся в блоке из ПММА в результате его облучения электронами с энергией 4 МэВ. Из рисунка видно, что при подобных разрядных явлениях наблюдается краевой эффект, проявляющийся в отсутствии разрядных каналов в зоне шириной около 0,5 см от края облучавшегося блока.

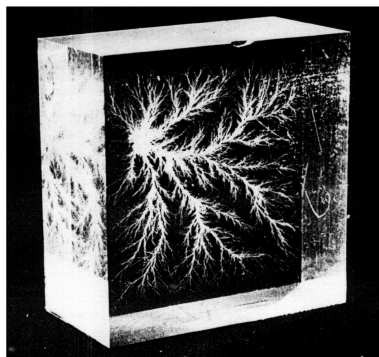


Рис. 4.15. Фигура Лихтенберга в блоке из ПММА, образовавшаяся при облучении электронами

На рис. 4.16 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 $\sim 10^{13}$ см $^{-2}$. Хорошо видно, что электроразрядные 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.

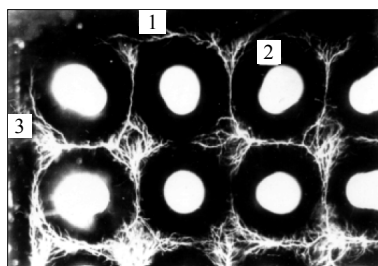


Рис. 4.16. Фрагмент пластины из ПММА с цилиндрическими каналами после облучения электронами

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 микрометров. На рис. 4.17 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 облучаемую поверхность, вокруг которого в плоскости образца возникли разветвленные разрядные каналы. В данном случае также наблюдается краевой эффект.

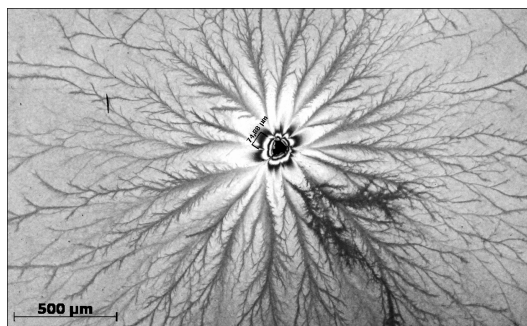


Рис. 4.17. Картина разрядных каналов в образце защитного стекла фотоэлектрического преобразователя

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 в разд. 3.

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. Для учета этого эффекта в НИИЯФ МГУ была проведена модификация программы GEANT и добавлена процедура, описывающая движение заряженных частиц в электрическом поле. При проведении расчетов наряду с указанными распределениями объемного заряда и электрического поля вычисляются угловые и энергетические 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 модифицированного описанным образом программного комплекса GEANT было выполнено моделирование накопления внедренного заряда для случаев воздействия на мишень моноэнергетического пучка электронов и электронов с характерным для РПЗ энергетическим спектром. 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. 4.18 приведены результаты расчета распределения числа остановившихся электронов по глубине z диэлектрического образца при различных условиях облучения. Рис. 4.18а демонстрирует результаты вычислений для пучка электронов с энергией 2 МэВ, а рис. 4.18б – результаты подобных вычислений для изотропного потока электронов РПЗ, выполненных без учета влияния внутреннего электрического поля объемного заряда. Сравнение рис. 4.18а и 4.18б показывает, что распределение остановившихся электронов в этих двух случаях носит различный характер – для моноэнергетического пучка максимум распределения числа остановившихся электронов лежит на глубине ~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: наличием 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.

На рис. 4.18в и рис. 4.18г показаны результаты аналогичных расчетов с учетом самосогласованного электрического поля внешнего заряда. Для удобства представления шкала глубины на этих рисунках отличается от шкалы на рис. 4.18а и 4.18б.

Из сравнения рис. 4.18а и рис. 4.18в 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. 4.18г) показывают, что в этом случае почти весь заряд концентрируется в тонком слое $z < 0,005$ см на облучаемой поверхности образца.

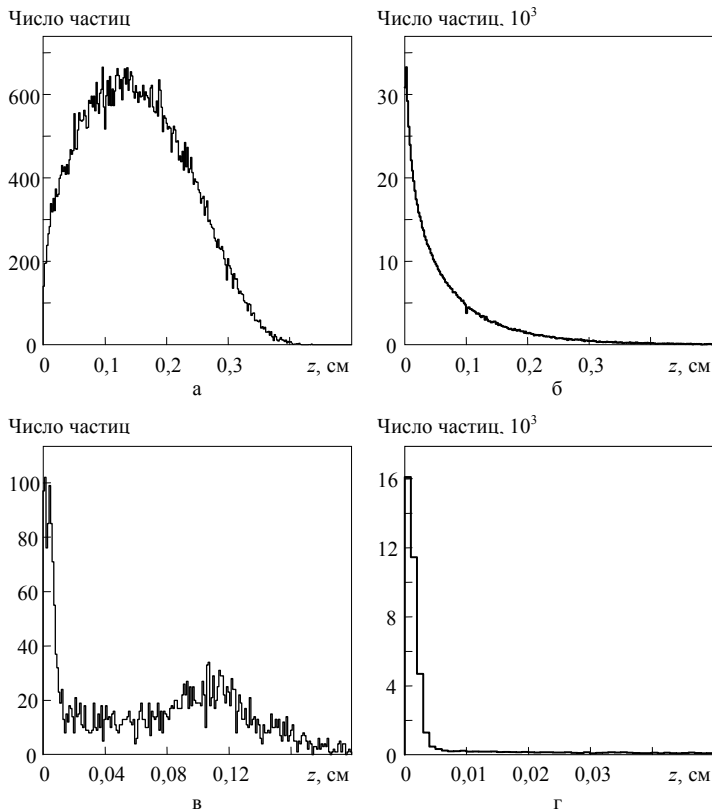


Рис. 4.18. Распределение числа остановившихся электронов в зависимости от глубины образца z : а, в – для моноэнергетического пучка электронов с энергий 2 МэВ при нормальном угле падения без учета (а) и с учетом (в) внутреннего электрического поля объемного заряда; б, г – для электронов РПЗ с изотропным угловым распределением без учета (б) и с учетом (г) внутреннего электрического поля объемного заряда

Таким образом, характеристики объемного заряда, возникающего в диэлектрике при проведении лабораторных экспериментов на ускорителях и в натурных 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. 4.19.

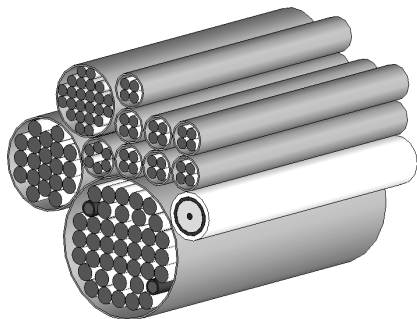


Рис. 4.19. Модель фрагмента кабельной сети КА

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. 4.20 показаны результаты расчета распределения электрического заряда в сечении проводника, имеющего изоли-

рующее покрытие и металлическую оплетку. Расчет выполнен для изотропного потока электронов с энергией 5 МэВ. Распределение, приведенное на рис. 4.20а, получено без учета эффекта рождения вторичных частиц, на рис. 4.20б – с учетом этого эффекта. Из сопоставления рисунков видно, что рождение вторичных частиц приводит к возникновению в рассматриваемой структуре двойного электрического слоя, образованного частицами с зарядами противоположных знаков.

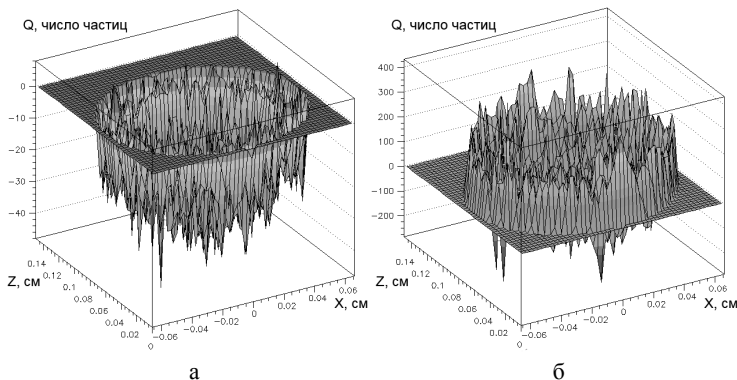


Рис. 4.20. Распределение внедренного заряда в элементе модели при облучении изотропным потоком электронов с энергией $E = 5$ МэВ: а – без учета эффекта образования вторичных частиц; б – с учетом эффекта образования вторичных частиц

Реализуемая в программных комплексах GEANT и RDOSE процедура расчета пространственного распределения объемного заряда аналогична процедуре расчета распределения поглощенной дозы. На рис. 4.21 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, подобной представленной в разд. 3 на рис. 3.15.

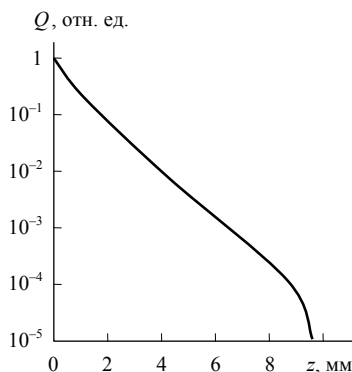


Рис. 4.21. Зависимость величины объемного заряда от толщины экрана

4.7. 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.

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 неос-

новых 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. 4.22 демонстрирует уменьшение коэффициента усиления β биполярного транзистора, входящего в состав ИС, с ростом поглощенной дозы.

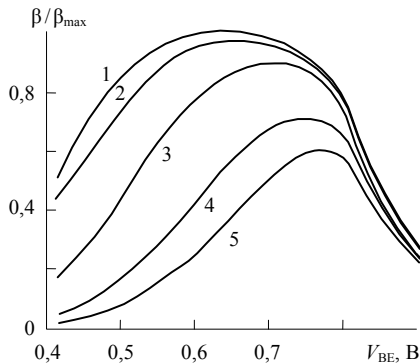


Рис. 4.22. Зависимость коэффициента усиления биполярного транзистора от напряжения смещения на переходе база–эмиттер V_{BE} для различных доз облучения D , [Гр]: 1 – 0; 2 – 100; 3 – 500; 4 – 2000; 5 – 5000

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.

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 отдельны-

ми заряженными частицами ГКЛ, СКЛ или РПЗ. Существует несколько видов подобных 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. Борьба с возникновением одиночных сбоев в элементах микроэлектроники значительно труднее. Применение экранов может даже усугублять ситуацию в результате облучавшегося 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: 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. 4.23. На этом рисунке показан также процесс образования пар лазерным излучением, используемым в лабораторных условиях для исследования механизмов возникновения одиночных сбоев.

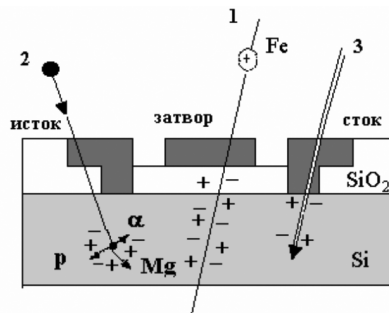


Рис. 4.23. Образование электронно-дырочных пар в материале микросхемы ядром Fe (1), протоном РПЗ, вызывающим ядерную реакцию (2), и лазерным излучением (3)

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. 4.3 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. 1.3.

Таблица 4.3. 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

Из табл. 4.3 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 протонов РПЗ является рис. 4.24. 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 интенсивности потока 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.

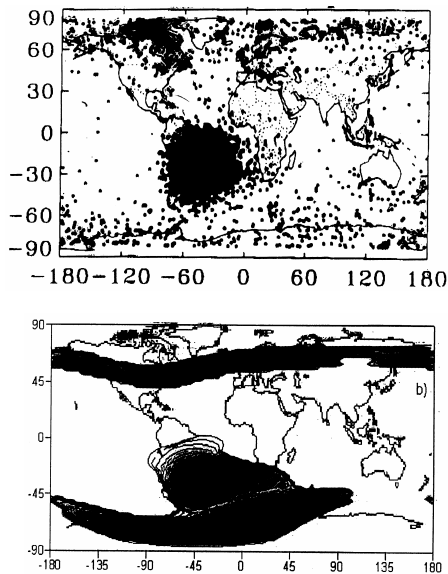


Рис. 4.24. Географические карты распределения сбоев (вверху) и потоков протонов РПЗ (внизу)

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. 4.25.

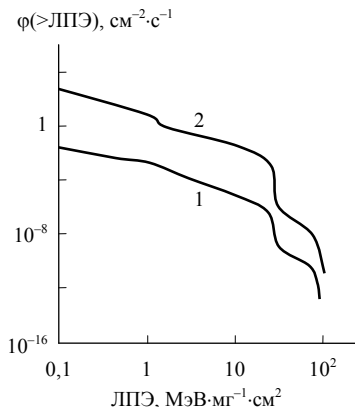


Рис. 4.25. Интегральный спектр ЛПЭ: 1 – от ГКЛ; 2 – от СКЛ (пиковое значение) на ГСО за экраном из Al толщиной $0,7 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$

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 :

$$\sigma_i(E, E_0) = N \sum_k \int_{E_0} \frac{\sigma_i^k(E, E_r)}{dE_r} dE_r.$$

Для расчетов таких сечений используются как различные феноменологические подходы, так и сложные современные ядерные модели.

На рис. 4.26а показаны результаты выполненных в НИИЯФ МГУ расчетов полных сечений ($E_0 = 0$) образования различных ядер в реакции $p + {}^{28}\text{Si}$ в зависимости от энергии падающих протонов. На рис. 4.26б 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 ($1 \text{ мбн} = 10^{-27} \text{ см}^2$).

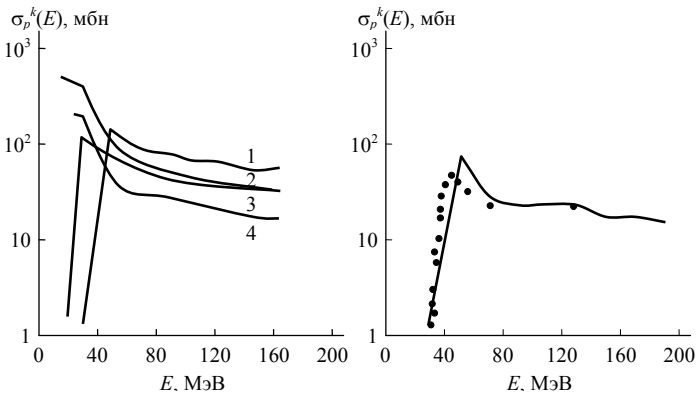


Рис. 4.26. а – сечения образования в реакции $p + {}^{28}\text{Si}$ ядер отдачи в зависимости от энергии протонов: 1 – ${}^{26}\text{Al}$, 2 – ${}^{27}\text{Al}$, 3 – ${}^{27}\text{Si}$, 4 – ${}^{24}\text{Mg}$. б – сопоставление экспериментальных данных для образования ядра ${}^{22}\text{Na}$ в реакции $p + {}^{27}\text{Si}$: точки – эксперимент, кривая – расчет

Рис. 4.27а 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 пороговой характер, т.е. для фиксированной энергии E_0 существует минимальная энергия протонов $E_{\min}(E_0)$, при которой происходит сбой ИС.

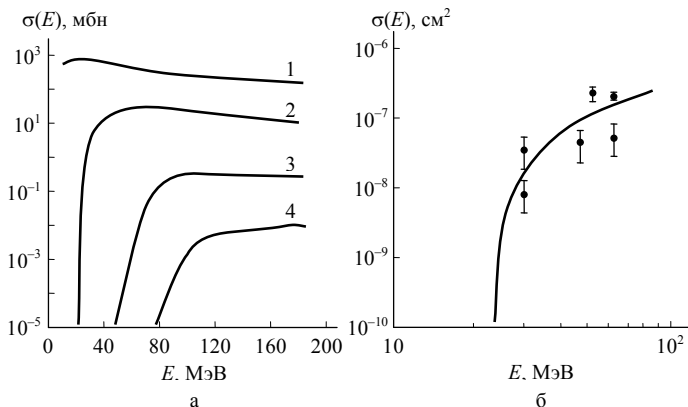


Рис. 4.27. а – интегральные сечения образования ядер отдачи в зависимости от энергии протонов E при различных значениях пороговой энергии E_0 , МэВ: 1 – 0; 2 – 5; 3 – 15; 4 – 25. б – сечение одиночных сбоев для ИС памяти объемом 128 Мбит: точки – эксперимент, кривая – результат аппроксимации

Такой характер энергетической зависимости сечений образования вторичных ядер согласуется с имеющимися экспериментальными данными по сечениям одиночных сбоев. На рис. 4.27б показана аппроксимация экспериментальных результатов с помощью функции $\sigma = \sigma_{\text{нас}}(1 - \exp(-(E/E_{\min} - 1)^{1/2}))^4$, 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. 4.27а и рис. 4.27б позволяет оценить параметры одиночных сбоев – пороговую энергию E_0 и чувствительный объем, которые для исследовавшейся ИС составляют соответственно $\sim 5 \text{ МэВ}$ и $\sim 3,6 \text{ мкм}^3/\text{бит}$.

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. ВОЗДЕЙСТВИЕ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА НАНОМАТЕРИАЛЫ

5.1. Особенности радиационных воздействий на наноструктуры

Космическая отрасль является одной из наиболее перспективных и масштабных в отношении внедрения наноматериалов. В настоящее время интенсивно исследуются возможности применения в космической технике различных композиционных и полимерных материалов на основе нанокomпонентов, создания для КА наноструктурированных терморегулирующих и защитных покрытий, разнообразных наносенсоров, электронных нанорайств для применения в бортовых компьютерах и т.д.

Однако, как уже отмечалось, широкое использование наноматериалов при разработке новых образцов ракетно-космической техники должно сопровождаться всесторонними исследованиями особенностей их поведения в экстремальных условиях космоса, включая исследования специфики радиационных воздействий на наноматериалы.

Радиационные эффекты, возникающие под действием ионизирующего излучения в наноструктурах и созданных на их основе материалах, имеют ряд особенностей по сравнению с аналогичными эффектами в объектах, размеры которых лежат в микро- и макродиапазонах.

Очевидно, что при взаимодействии электрона или иона достаточно высокой энергии, характерной для космического излучения, с наноструктурой ей передается лишь очень незначительная энергия налетающей частицы. Следовательно, в наноразмерном объекте возникает малое количество дополнительных носителей заряда или структурных дефектов. При этом с ростом энергии налетающих частиц количество создаваемых носителей и дефектов будет снижаться в соответствии с уменьшением линейной передачи энергии, хотя применительно к наноструктурам правильнее говорить об уменьшении сечения взаимодействия с атомами вещества. В противоположность этому в обычных объемных материалах суммарное число носителей заряда и структурных дефектов растет с увеличением энергии налетающих частиц, если их пробег укладывается в линейные размеры объекта.

Следующим важным обстоятельством, которое необходимо учитывать при таком сопоставлении, является отличие условий перемещения зарядов и структурных дефектов в двух рассматриваемых случаях. Выше на примере квантовых точек было указано на квантовомеханические ограничения, накладываемые на перемещение носителей зарядов в наноструктурах. Такие же ограничения существуют для нанотрубок и нанопленок, к которым по данному признаку следует отнести и графен. Но в отличие от квантовых точек, в нанотрубках носители могут свободно перемещаться вдоль оси трубки, а в нанопленках — в двух измерениях в плоскости листа. На основании конфигурации потенциального барьера, ограничивающего движение электронов в нанотрубках и нанопленках, эти структуры называют, соответственно, *квантовыми проволоками* и *квантовыми ямами*.

При анализе влияния квантовых эффектов на свойства наноструктур используется понятие *размерность*, или *наноразмерность*. Размерность наноструктур определяется числом измерений, в которых размеры рассматриваемого объекта лежат вне нанодиапазона и в которых, следовательно, не проявляются указанные выше квантовомеханические ограничения.

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.

Приведенную классификацию часто распространяют также на материалы, состоящие из объектов соответствующих групп.

Размерность относится к важнейшим факторам, определяющим электрические и оптические свойства нанообъектов и состоящих из них материалов. Так, в УНТ может существовать только продольный электрический ток. При этом движение электронов носит баллистический характер, т.е. электроны проходят расстояние между концами трубки без промежуточных столкновений. Такой режим движения электронов создает предпосылки для высокой чувствительности электрических параметров УНТ к радиационным дефектам. Следует, однако, отметить, что УНТ могут наряду с металлическими проявлять полупроводниковые свойства в зависимости от ориентации гексагональных углеродных ячеек, образующих УНТ, относительно продольной оси трубки. Подробнее эти вопросы рассмотрены в учебном пособии «Перспективы применения наноматериалов в космической технике», указанном в списке рекомендуемой литературы.

Вместе с тем 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 способст-

вует и то обстоятельство, что из-за развитой поверхности нанотрубки значительная часть атомов углерода, выбиваемых из узлов гексагональных ячеек, уходит из УНТ, не вступая во взаимодействие с другими атомами. Общая схема процессов, протекающих в УНТ при воздействии ионизирующего излучения, показана на рис. 5.1. Подобные особенности присущи и другим углеродным наноструктурам – фуллеренам и графену.

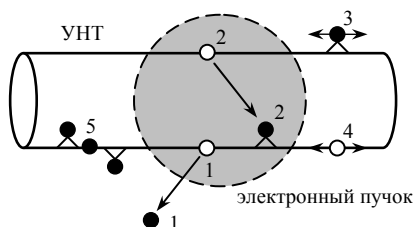


Рис. 5.1. Схема процессов, инициируемых воздействием электронного пучка на УНТ: 1 – образование вакансии в стенке УНТ в результате удаления атома углерода; 2 – образование вакансии с адсорбцией выбитого атома на внутренней поверхности УНТ; 3 – миграция адсорбированных атомов; 4 – миграция вакансий; 5 – перемещение адсорбированных атомов между поверхностями УНТ через обменный процесс

На процессы перемещения носителей заряда и структурных дефектов в наноматериалах помимо квантовых размерных эффектов, рассмотренных выше, оказывают влияние размерные эффекты, описываемые в рамках классической физики. Для классических размерных эффектов в качестве параметров, сопоставляемых с размерами объекта, могут рассматриваться пробег заряженных частиц в веществе, диффузионная длина, диаметр скольжения дислокаций – областей нарушения кристаллической структуры, размеры которых значительно превышают расстояние между атомами в ее узлах, называемое постоянной решетки, и т.д.

В рамках классических представлений описываются отличия процессов миграции радиационных дефектов в объемных и нано-

структурированных материалах (рис. 5.2). Предполагается, что в объемных материалах (рис. 5.2а) смещенные из узлов решетки атомы могут достаточно свободно выходить на поверхность материала, создавая на ней рельефные образования. При этом мало-подвижные вакансии объединяются, формируя пустоты, наличие которых ухудшает механические свойства материала. В наноматериалах (рис. 5.2б), 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 большого 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.

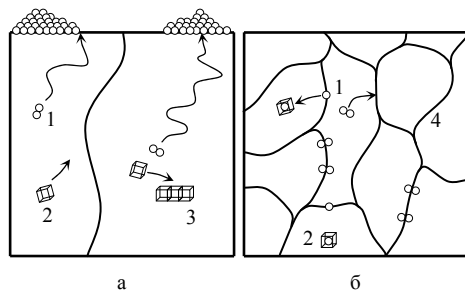


Рис. 5.2. Схема процессов миграции радиационных дефектов в объемных (а) и наноструктурированных (б) материалах: 1 – смещенные атомы; 2 – вакансии; 3 – объединение вакансий; 4 – границы зерен

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.

При наличии большого количества дефектов возможно разрушение кристаллической структуры материала, т.е. его аморфизация. Это явление, по-видимому, не характерно для условий космического пространства, где плотность потока ионизирующего излучения сравнительно невысока. Но при низкой интенсивности воздействующего ионизирующего излучения могут проявляться специфические эффекты, один из которых, заключающийся в усилении радиационного повреждения аналоговых интегральных микросхем по мере снижения мощности поглощенной дозы, обсуждался в разд. 4.7. Для наноэлементов, используемых в составе электронных и фотоэлектронных приборов, в ряде случаев может наблюдаться некоторое улучшение характеристик в результате поглощения малых доз.

Наконец, необходимо подчеркнуть, что характеристики взаимодействия излучения с веществом в большинстве своем определяются на основании усреднения по большому числу столкновений частиц, по объему облучаемого вещества, длине пробега и т.п. Применительно к наноструктурам такой подход, как это уже было показано на примере расчета поглощенной дозы, часто некорректен.

Таким образом, процессы образования в наноструктурированных материалах носителей заряда и дефектов структуры под действием ионизирующего излучения, равно как последующие процессы перемещения и исчезновения носителей и дефектов, имеют ряд существенных отличий от соответствующих процессов, наблюдаемых в объемных материалах. Влияние особенностей указанных процессов на радиационное повреждение наноматериалов неоднозначно. Кроме того, необходимо учитывать, что связь между устойчивостью наноструктур к образованию и накоплению радиационных дефектов и радиационной стойкостью наноматериалов, определяемой по изменению их эксплуатационных характеристик, как это было указано в разд. 3, может иметь весьма сложный характер.

До настоящего времени отсутствует достаточно полное и общепринятое описание специфики радиационных эффектов в наноструктурах и их влияния на свойства наноматериалов и характеристики изделий, создаваемых на их основе. Поэтому активно ведутся расчетно-теоретические и экспериментальные исследования, направленные на решение всей совокупности обозначенных вопросов. Некоторые результаты этих исследований представлены ниже.

5.2. Радиационная стойкость наноматериалов и изделий на их основе

Известные пока относительно немногочисленные данные о радиационной стойкости тех или иных наноструктур получены как расчетными, так и экспериментальными методами. При математическом моделировании взаимодействия заряженных частиц с наноструктурами возникают принципиальные трудности: с одной стороны, методы, используемые для расчетов систем из небольшого количества атомов и молекул, оказываются мало пригодными для решения подобных задач в случае наноструктур, поскольку последние состоят из значительного большего числа атомов (более 10^4 – 10^5), а с другой – наноструктуры не обладают достаточным количеством элементов, чтобы использовать статистические методы. Кроме того, как уже отмечалось, изменения макроскопических свойств материалов за счет введения наноэлементов определяются структурными особенностями на атомном и молекулярном уровне, поэтому методы расчетов должны учитывать различные пространственные и временные масштабы.

При проведении компьютерного моделирования радиационных воздействий на наноструктуры необходимо располагать программными средствами, позволяющими строить нужные структуры из отдельных атомов и исследовать некоторые их свойства. Для решения этих задач разрабатываются и уже используются различные пакеты компьютерных программ, основанные глав-

ным образом на расчетных методах квантовой химии и молекулярной динамики. Существуют программы с хорошо развитым интерфейсом, предоставляющие возможность создавать разнообразные трехмерные структуры из произвольно выбираемых атомов и с помощью подключаемых расчетных модулей определять как их фундаментальные свойства (структуру электронных уровней, концентрацию носителей заряда и т.д.), так и важнейшие эксплуатационные свойства (электропроводность, оптические параметры и др.). На рис. 5.3 приведены в качестве примеров наноструктуры, построенные в программе *Virtual NanoLab*, которая включает в себя расчетный модуль *Atomistix Toolkit*.

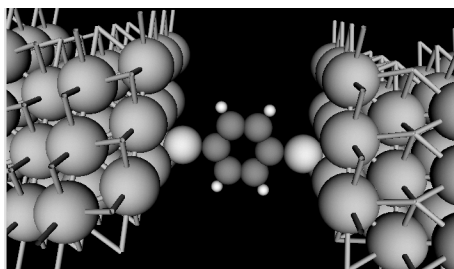


Рис. 5.3. Наноструктуры, построенные с помощью программы *Virtual NanoLab*

Широкое распространение получили также пакеты программ *Vienna ab-initio simulation package* (VASP), MPQC (*Massively Parallel Quantum Chemistry Program*), GAMESS (*General Atomic and Molecular Electronic Structure System*), PC GAMESS/Firefly, GROMACS. Четыре первых пакета используются преимущественно в квантовой химии и базируются на так называемых методах «из первых принципов» (от лат. *ab initio* – от начала), названных так потому, что они основаны на численном интегрировании уравнений квантовой механики и не требуют привлечения каких-либо дополнительных эмпирических предположений. Программный пакет GROMACS основан на методах молекулярной динамики и предназначен в первую очередь для расчетов больших систем со сложными взаимодействиями.

Перспективным является пакет программ *NanoEngineer*, позволяющий производить трехмерное моделирование сложных композитных структур и органических молекул, а также разнообразных наномеханизмов и наноустройств. На рис. 5.4 в качестве примера показана построенная с помощью *NanoEngineer* модель наноавтомобиля – реально созданного с помощью нанотехнологий устройства, способного самостоятельно перемещаться.

Пакет программ *NanoEngineer* позволяет применять при проведении расчетов как *ab initio* методы, так и методы молекулярной динамики. Такой подход дает возможность сочетать достоинства различных методов, используя их для исследования механических, химических и электрофизических свойств построенных трехмерных наноструктур. Например, встроенная библиотека программ MPQC позволяет проводить методами «из первых принципов» расчеты проводимости структур и распределения электростатического потенциала, а пакет GROMACS, основанный на методах молекулярной динамики, дает возможность моделировать процессы взаимодействия частиц внутри созданных структур и изменение структур под действием внешних факторов.

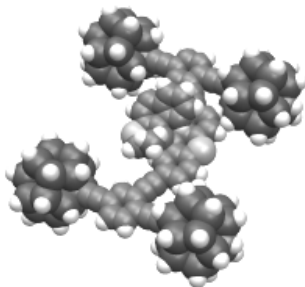


Рис. 5.4. Модель наноавтомобиля, построенная с помощью программы *NanoEngineer*

Программа *Nano-Hive* используется для изучения динамики процессов на уровне атомов и молекул и предполагает совместное использование различных расчетных модулей. В этой программе реализованы более широкие возможности описания

сложных систем и задания условий воздействия на них. Модульная архитектура пакетов *NanoEngineer* и *Nano-Hive* позволяет встраивать их в другие программы или использовать совместно с ними. По-видимому, весьма перспективным может оказаться их применение в сочетании с программами семейства CAD, используемыми для автоматизации проектирования, в том числе проектирования КА.

Описанные методы и программные пакеты могут быть использованы для моделирования воздействия ионизирующих излучений на наноструктуры и материалы. Например, сложную наноструктуру, созданную в *NanoEngineer*, можно импортировать в *Nano-Hive* и смоделировать взаимодействие с ней налетающей частицы (рис. 5.5).

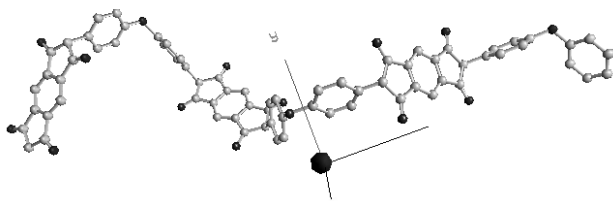


Рис. 5.5. Моделирование взаимодействия налетающей частицы с полимером

При анализе воздействия космического излучения на наноструктуры и созданные на их основе материалы необходимо рассматривать процессы, вызываемые заряженными частицами в широком диапазоне энергий. К настоящему времени наиболее изученными наноструктурами, используемыми при создании новых материалов, являются УНТ. Например, известны результаты компьютерного моделирования воздействия на УНТ различных ионов с энергиями до 1–5 кэВ. На рис. 5.6а показана использованная при проведении расчетов молекулярная модель нанотрубки, в стенках которой видны образовавшиеся вакансии, а на рис. 5.6б приведены результаты расчета сечений образования дефектов.

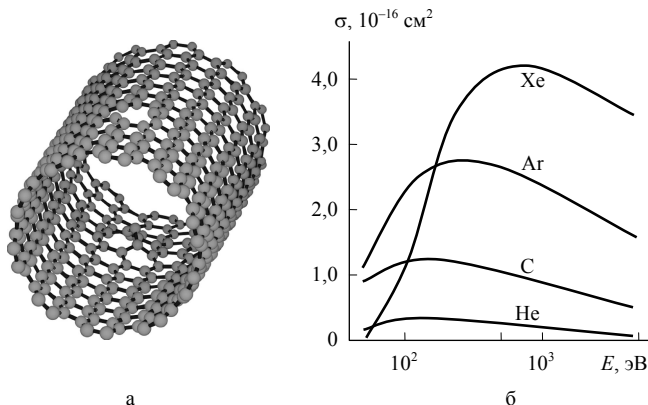


Рис. 5.6. Молекулярная модель углеродной нанотрубки (а) и зависимость сечения образования дефектов в нанотрубках от энергии воздействующих ионов (б)

Результаты математического моделирования и экспериментальные данные, которые будут приведены ниже, свидетельствуют о высокой радиационной стойкости УНТ. Для объяснения этого 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, как уже отмечалось, к «залечиванию» радиационных дефектов. А кроме того адсорбированные поверхностью атомы могут создавать дополнительные связи между однослойными УНТ, собранными в пучок (рис. 5.7а), и между трубками, входящими в состав многослойной УНТ (рис. 5.7б).

Известны также результаты экспериментального изучения воздействия электронов и ионов с энергиями в диапазоне $\sim 10^2 - 10^6$ кэВ на УНТ и наноккомпозиты на их основе. В частности, исследовалось возникновение радиационных дефектов в УНТ при облучении их электронами с энергиями до 1,25 МэВ и ионами (He, Ne, Ar, Kr, Xe) до 3 кэВ при флюенсах $\sim 10^{16} \text{ см}^{-2}$. Были получены данные об образовании дефектов в наноструктурах, в

целом согласующиеся с результатами математического моделирования, приведенными на рис. 5.6.

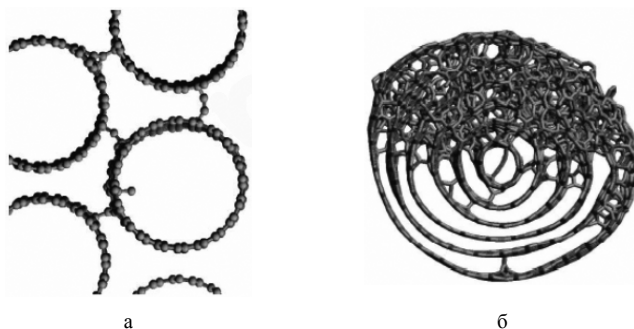


Рис. 5.7. Молекулярная модель облученных УНТ с адсорбированными атомами

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.

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 перспектив-

ного 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.

При исследовании фотолюминесценции была продемонстрирована также более высокая радиационная стойкость структуры из квантовых точек InGaAs, образованной на подложке GaAs, по сравнению с аналогичной структурой в виде нанопленки (квантовой ямы). В случае облучения указанных структур протонами с энергией 1,5 МэВ радиационная стойкость структуры из квантовых точек оказалась приблизительно на порядок выше по сравнению с пленочной структурой.

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 на их основе в составе конструкции КА.

Воздействие ионизирующего излучения на наноструктуры в ряде случаев может использоваться в технологических целях, например, при создании полимерных нанокомпозитов, которые относятся к числу наиболее перспективных материалов для применения в космической технике. Нанокомпозиты на основе УНТ привлекают особое внимание благодаря уникальным особенностям УНТ – высокой механической прочности, электропроводности и теплопроводности.

Одной из важнейших характеристик полимерного нанокомпозита 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, как это показано на рис. 5.8а, или собираются в жгуты (рис. 5.8б). Установлено, что растворимость УНТ в полимерах существенно зависит от количества дислокаций, образовавшихся в стенках УНТ под действием ионизирующего излучения. При этом дислокации могут как ухудшать растворимость УНТ, так и улучшать ее. В последнем случае дислокации служат центрами присоединения к поверхности УНТ молекулярных групп, способствующих усилению взаимодействия УНТ с полимерной матрицей.

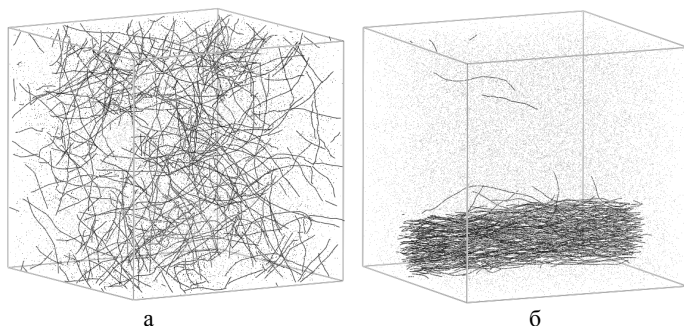


Рис. 5.8. Результаты выполненного в НИИЯФ МГУ математического моделирования поведения УНТ в полимерной матрице при высокой (а) и низкой (б) растворимости

Проведенные экспериментальные исследования показали, что для ряда композиционных материалов наблюдается улучшение механических свойств с ростом в определенных пределах поглощенной дозы. Этот эффект очень важен для материалов, предназначенных для эксплуатации в условиях воздействия космической радиации. На рис. 5.9 приведены экспериментальные данные, свидетельствующие об увеличении поверхностной твердости полимерного нанокомпозита при облучении его электронами с энергией 2 МэВ.

Пучки заряженных частиц могут использоваться также для направленного формирования наноструктур, предназначенных для

создания различных элементов наноэлектроники. В качестве примера на рис. 5.10 показано сращивание двух перекрещенных УНТ при облучении электронным пучком, в результате чего образовалась X-образная углеродная наноструктура.

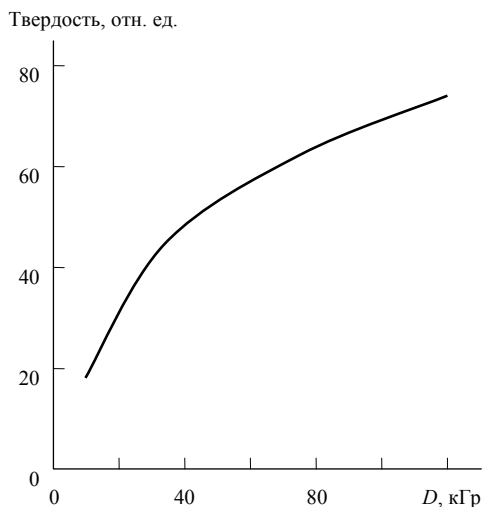


Рис. 5.9. Влияние поглощенной дозы на поверхностную твердость полимерного нанокompозита

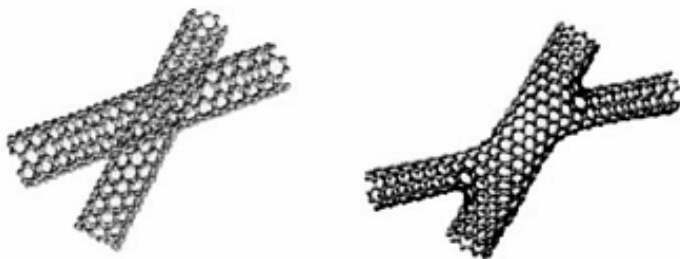


Рис. 5.10. Образование X-образной углеродной наноструктуры под действием электронного пучка

Несмотря на ограниченность полученных к настоящему времени расчетных и экспериментальных данных о радиационной стойкости наноструктур, наноматериалов и изделий на их осно-

ве, можно утверждать, что в целом они обладают более высокой радиационной стойкостью по сравнению с традиционными материалами и элементами оборудования КА. Однако пока это относится только к дозовым радиационным эффектам. Эффекты, вызываемые в наноструктурах воздействием одиночных заряженных частиц, еще предстоит исследовать. Но и в этом отношении некоторые устройства, созданные на основе наноструктур, могут оказаться более стойкими.

Весьма перспективным представляется использование в бортовом оборудовании КА элементов *спинтроники* и *фотоники*. Спинтроника, в отличие от традиционной электроники, строящейся на регистрации зарядов, 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. Их достоинством является весьма низкая чувствительность к воздействию ионизирующих излучений. Поэтому применение подобных устройств возможно позволит решить проблему возникновения одиночных сбоев в бортовых компьютерах КА. Дополнительным достоинством рассмотренных элементов является их энергонезависимость – способность сохранять записанную информацию в отсутствие источника питания. Это делает их еще более привлекательными для использования в электронном оборудовании КА.

Фотоника использует в качестве информации кванты света, что принципиально обеспечивает целый ряд преимуществ по сравнению с традиционной зарядовой электроникой в отношении быстродействия, помехоустойчивости, энергопотребления и тепловыделения.

5.3. 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.

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 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. 5.11 приведены микрофотографии образцов полимерного композита при различном процентном содержании микрочастиц BN, являющихся наполнителем.

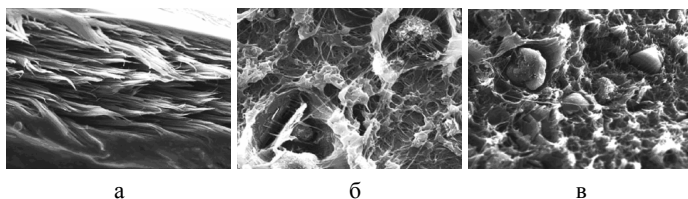


Рис. 5.11. Композит на основе полиэтилена с различным объемным содержанием микрочастиц BN: а – 1%; б – 5%; в – 15%

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, термо-

стойкости и наличия необходимых в каждом конкретном случае электрофизических характеристик. Поэтому разрабатываемые новые композиционные материалы радиационной защиты проходят экспертные оценки и испытания с учетом указанных требований.

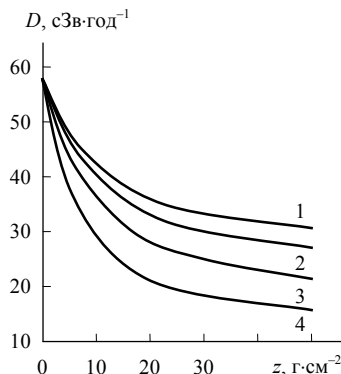


Рис. 5.12. Зависимость эквивалентной дозы, обусловленной частицами ГКЛ, от толщины защитных экранов, изготовленных из разных материалов: 1 – алюминий; 2 – лунный реголит; 3 – вода; 4 – полиэтилен

На рис. 5.12 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.

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 запол-

няться 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.

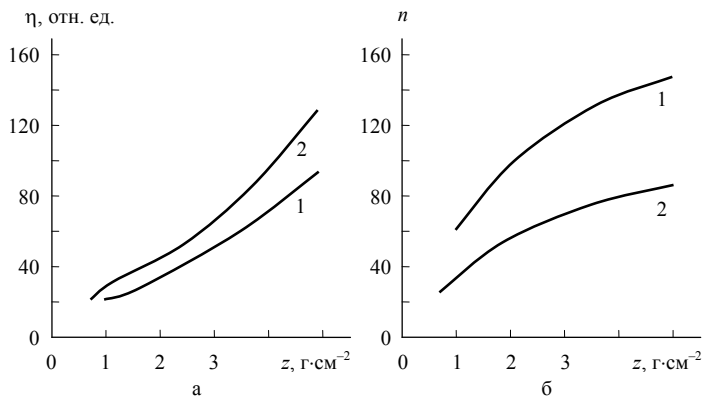


Рис. 5.13. Зависимость коэффициента ослабления потока протонов η (а) и числа генерируемых нейтронов n (б) от толщины экрана: 1 – алюминий; 2 – новый материал

На рис. 5.13а 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. 5.13б – аналогичные зависимости количества нейтронов, генерируемых одним протоном внутри экранов. Видно, что новый материал обладает предпочтительными характеристиками в обоих случаях.

Обсуждавшая выше роль водорода в обеспечении эффективной радиационной защиты иллюстрируется рис. 5.14, на котором показаны зависимости тех же параметров от концентрации 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. 5.15 приведена зависимость прошедшего через экран потока энергии P к полному потоку энергии падающего излучения P_0 . При моделировании рассматривался нормально падающий пучок протонов с $E = 50$ МэВ.

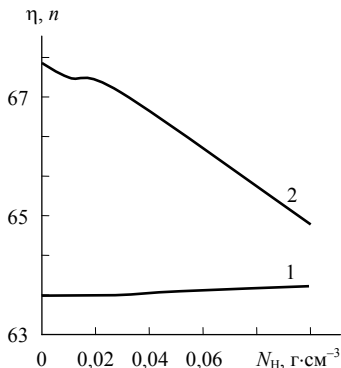


Рис. 5.14 Зависимость коэффициента ослабления потока протонов η (1) и числа генерируемых нейтронов n внутри экрана от концентрации водорода N_H внутри стеклянных микросфер

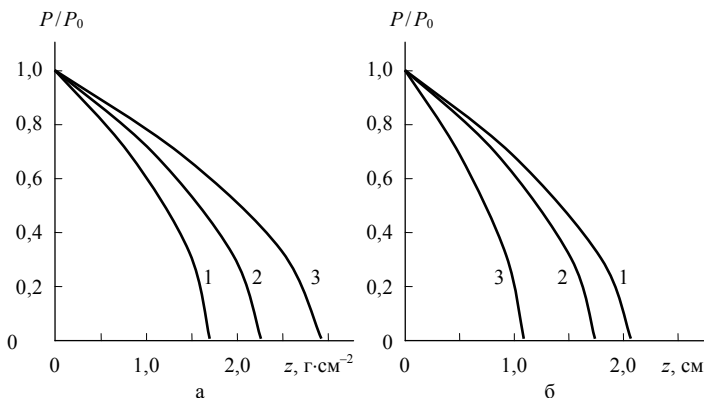


Рис. 5.15. Зависимость P/P_0 от толщины экрана для различных материалов: 1 – полиэтилен с добавлением водорода; 2 – полиэтилен с добавлением нитрида бора; 3 – алюминий

Из рис. 5.15а 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. 5.15б).

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 конгломераты с поперечными размерами $\sim 1\text{--}50$ мкм.

На рис. 5.16 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.

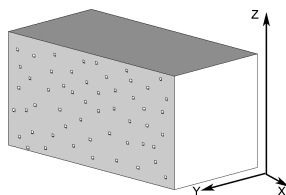


Рис. 5.16. Модель композиционного материала с цилиндрическими микровключениями

На рис. 5.17 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.

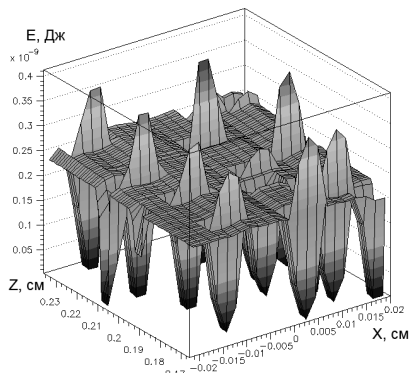


Рис. 5.17. Распределение поглощенной энергии в плоскости XZ модели композита

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 полетов. Рассмотренные методы математического моделирования позволяют произвести оптимизацию состава и структуры композитов применительно к конкретным условиям эксплуатации КА.

6. МЕТОДЫ ИЗУЧЕНИЯ РАДИАЦИОННЫХ ВОЗДЕЙСТВИЙ НА МАТЕРИАЛЫ

6.1. 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. 6.1.

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, используемые 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). Затем с учетом этих требований выбираются наиболее подходящие экспериментальные методы и установки (5) и/или математические модели и программы (6).



Рис. 4.8. Схема организации исследований воздействия космической радиации

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.

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 испытуемый 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. 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 замена 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 испытуемые 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.

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.

6.2. 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. 6.2), 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, 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.

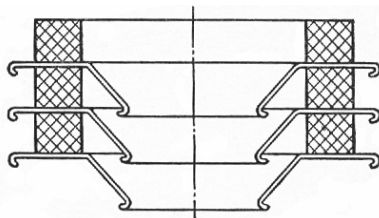


Рис. 6.2. Схема фрагмента ускорительной трубки

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.

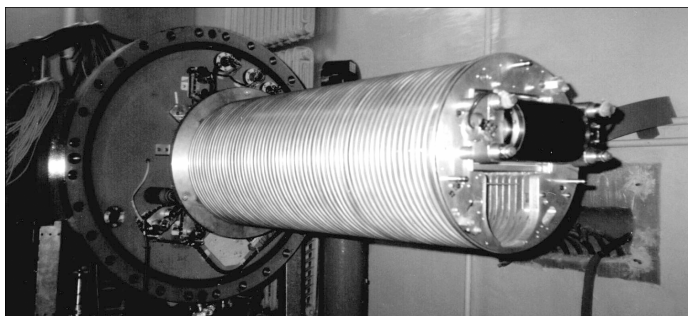


Рис. 6.3. Ускорительная трубка электростатического ускорителя AN-2500

На рис. 6.3 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. 6.4. 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.

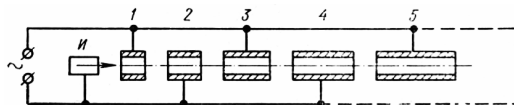


Рис. 6.4. Схема линейного ускорителя с трубками дрейфа: И – ионный источник; 1–5 – трубки дрейфа

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, сообщаям 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.

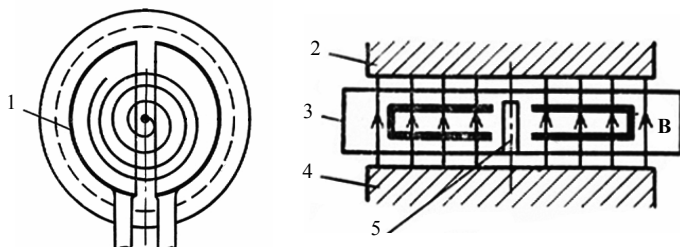


Рис. 6.5. Схема циклотрона: 1 — дуанты; 2, 4 — полюсы электромагнита; 3 — вакуумная камера; 5 — источник ионов

Схема циклотрона показана на рис. 6.5. В рабочей камере размещены полые металлические электроды — дуанты, к которым через специальные штокы 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*.

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 препятст-

вие 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 электромагнит. 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 составляют 10–100 МэВ.

Все описанные ускорители используются в фундаментальных и прикладных исследованиях, включая исследования радиационных воздействий на материалы и оборудование КА.

Таблица 6.1. 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

В табл. 6.1 приведены параметры трех электронных ускорителей, разработанных и эксплуатируемых в НИИЯФ МГУ.

На рис. 6.6 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 $1,0 \pm 0,03 \text{ МэВ}$.

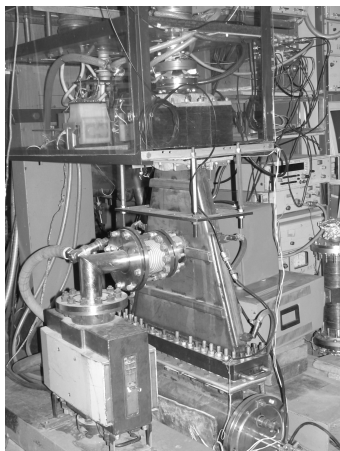


Рис. 6.6. Нижняя часть линейного ускорителя электронов с соединенной экспериментальной камерой

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 рис. 6.7. 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.

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.

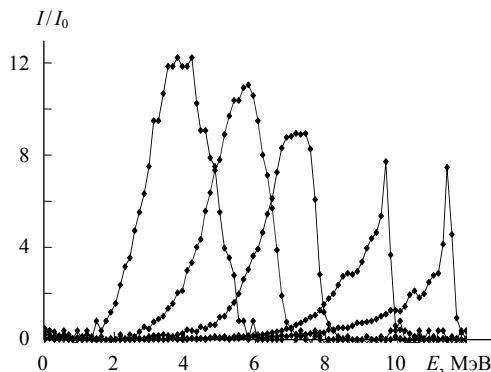


Рис. 6.7. Энергетические спектры электронов при различных режимах работы ускорителя

Параметры ряда ионных ускорителей, эксплуатируемых в НИИЯФ МГУ и других научных центрах, приведены в табл. 6.2. 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. 4 результаты, характеризующие такие воздействия, были получены на этих ускорителях.

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.

Таблица 6.2. 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

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 $\sim 0,05$ – $0,5$ 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 $\sim 10^{10}\text{--}10^{12}\text{ см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$, 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. 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. 6.8 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, $\Phi = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$.

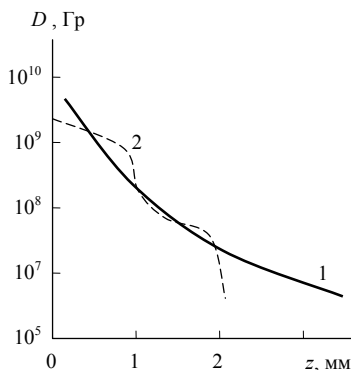


Рис. 6.8. Распределение поглощенной дозы по толщине образца в натуральных (1) и лабораторных (2) условиях

Выше была продемонстрирована также возможность последовательного получения на линейном ускорителе пучков электронов с достаточно широкими спектрами, укладывающимися в определенный энергетический интервал (см. рис. 6.7).

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 $\sim 0,5\text{--}10$ МэВ могут быть получены с помощью тормозящей пластины переменного сечения, устанавливаемой на пути первичного моноэнергетического пучка частиц (рис. 6.9а). Профиль пластины, характеризуемый шириной элементов структуры и их высотой, рассчитывается с учетом требуемого энергетического спектра частиц. На рис. 6.9б 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.

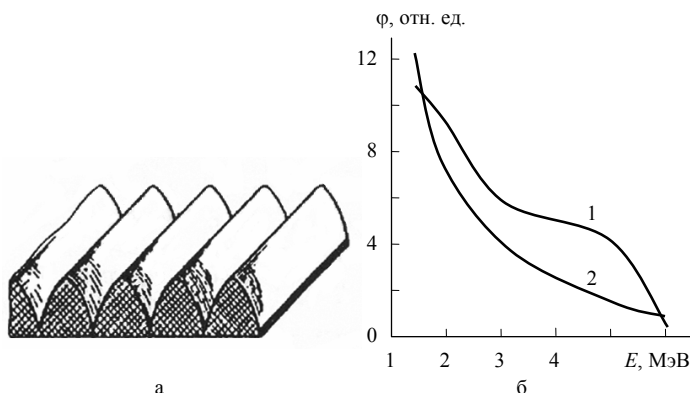


Рис. 6.9. а – тормозящая пластина; б – энергетический спектр протонов после прохождения через нее (1) и спектр протонов РПЗ (2)

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 сгустков. Выбирая энергию и количество электронов в каждом

сгустке, можно сформировать необходимый спектр. На рис. 6.10 показан полученный таким способом спектр электронов, воздействующих на объект за защитной оболочкой КА, в сопоставлении с аналогичным спектром, создаваемым электронами РПЗ.

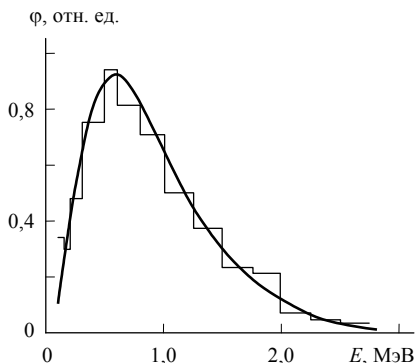


Рис. 6.10. Спектры электронов: сплошная кривая – натурный спектр в РПЗ; гистограмма – смоделированный спектр

Лабораторные экспериментальные установки

Лабораторные исследования радиационной стойкости материалов и элементов оборудования КА проводятся как правило в сочлененной с ионопроводом ускорителя экспериментальной вакуумной камере при давлении $\sim 10^{-4} - 10^{-5}$ Па. В тех случаях, когда пробег заряженных частиц в веществе достаточно велик (при энергии электронов $E_e > 2$ МэВ и энергии протонов $E_p > 30$ МэВ) исследования можно проводить на воздухе при атмосферном давлении, выпуская пучок частиц из ионопровода через металлическую фольгу.

Экспериментальные вакуумные установки оснащаются системами мониторинга пучка и системами контроля параметров (электрических, оптических, механических и др.) испытуемых объектов. Для исследования параметров пучка, а также вторичных излучений, возникающих при взаимодействии пучка с веществом образца, используются различные детекторы.

В основе действия всех детекторов лежат те или иные физические процессы, возникающие при взаимодействии регистрируемых частиц или квантов с веществом детектора: ионизация или возбуждение атомов и молекул, вторично-эмиссионные процессы, ядерные реакции и др., причем рабочее вещество детектора может находиться в твердом, жидком и газообразном состояниях. По этим признакам и классифицируются главным образом существующие детекторы. Кроме того, все детекторы разделяются на спектрометрические, т.е. дающие информацию об энергии регистрируемых частиц или квантов, и счетные – регистрирующие лишь факт попадания в детектор частицы или кванта. Детекторы и разные их сочетания могут дополнительно характеризоваться способностью селективной регистрации излучений, диаграммой направленности, быстродействием и т.п.

Газовые ионизационные детекторы

К газовым ионизационным детекторам, в которых рабочим веществом служит инертный газ (Ar, Ne, Kr, Xe) с какими-либо добавками при давлении $\sim 10^4$ – 10^5 Па, относятся: ионизационная камера, пропорциональный счетчик и газоразрядный счетчик (счетчик Гейгера).

Ионизационные камеры могут работать в двух режимах: токовом (измерение плотности потока ионизирующего излучения) и импульсном (измерение энергии отдельных частиц). В соответствии с этим они применяются при решении задач дозиметрии либо при решении спектрометрических задач. Обычно с помощью ионизационных камер регистрируют тяжелые заряженные частицы с энергиями порядка единиц–десятков мегаэлектронвольт, так как выходной сигнал ионизационной камеры (ток или импульс напряжения), создаваемый только за счет начальной ионизации газа в камере, мал. Например, при регистрации α -частиц с энергией 6 МэВ каждая частица создает в рабочем объеме камеры порядка $2 \cdot 10^5$ ионов и электронов, поскольку энергия, затрачиваемая на один акт ионизации, составляет около 30 эВ. Нетрудно

подсчитать, что заряд частиц одного знака составляет в этом случае $3,2 \cdot 10^{-14}$ Кл, а амплитуда сигнала камеры при емкости ее электродной системы 20 пФ будет равна 1,6 мВ.

В пропорциональных счетчиках заряд, собираемый на электродах, увеличивается за счет эффекта газового усиления, т.е. размножения зарядов за счет актов вторичной ионизации. Коэффициент газового усиления составляет $\sim 10^2 - 10^3$, что позволяет регистрировать с их помощью заряженные частицы, а также кванты с энергиями порядка 50–500 кэВ. Следует, однако, учитывать, что минимальная энергия регистрируемых частиц ограничивается также толщиной входного окна, через которое частицы попадают в рабочую камеру счетчика.

Предельное энергетическое разрешение, определяемое по ширине спектральной линии на половине ее высоты, составляет для импульсных ионизационных камер около 0,5% при регистрации α -частиц с энергиями 5–10 МэВ. Для пропорциональных счетчиков этот показатель хуже при прочих равных условиях, так как относительные флуктуации выходного заряда возрастают за счет статистического характера газового усиления. Реальное энергетическое разрешение пропорциональных счетчиков обычно составляет 5–10%.

Газоразрядные счетчики применяются только для регистрации (счета) отдельных частиц (электронов, протонов и т.д.) или γ -квантов, поскольку амплитуда импульса на выходе счетчика не зависит от энергии регистрируемых частиц и квантов. Большая амплитуда выходного сигнала (10–30 В) позволяет применять газоразрядные счетчики без сложной усилительной аппаратуры, необходимой при работе с ионизационной камерой и пропорциональным счетчиком.

Предельная скорость счета газоразрядных счетчиков, определяемая временем исчезновения ионов в камере счетчика после регистрации предыдущей частицы (временем восстановления), составляет $\sim 10^3 - 10^4$ с⁻¹. Минимальная энергия регистрируемых частиц определяется толщиной входного окна, например, при использовании слюдяного окна толщиной 5 мкм минимальная

энергия регистрируемых электронов составляет около 40 кэВ, а протонов – около 500 кэВ. Счетчики, предназначенные для регистрации электронов высокой энергии и γ -квантов, обычно не имеют входных окон, а регистрируемые излучения проникают в камеру счетчика через металлические или стеклянные боковые стенки. Эффективность регистрации газоразрядными счетчиками заряженных частиц близка к 100%, а для γ -квантов $\sim 0,1$ –1%.

Полупроводниковые детекторы

Полупроводниковые детекторы, изготавливаемые преимущественно из кремния или германия, являются в определенном смысле твердотельными аналогами импульсной ионизационной камеры: амплитуда их выходного импульса определяется количеством электронно-дырочных пар, создаваемых в рабочем веществе детектора регистрируемой частицей. Однако, поскольку на образование одной электронно-дырочной пары расходуется приблизительно на порядок меньшая энергия (3,6 эВ для Si; 2,8 эВ для Ge) по сравнению со средней энергией, затрачиваемой на один акт ионизации в газе, полупроводниковые детекторы обеспечивают более высокое энергетическое разрешение. А из-за относительно малых пробегов заряженных частиц в твердом теле полупроводниковые детекторы могут быть сделаны весьма компактными. Эти их свойства в сочетании с механической прочностью и долговечностью определили очень широкое применение полупроводниковых детекторов при решении задач спектрометрии и дозиметрии корпускулярных и квантовых излучений в энергетическом диапазоне $\sim 10^4$ – 10^8 эВ. С помощью полупроводниковых детекторов может быть обеспечена скорость счета 10^5 – 10^6 с⁻¹. Специальные полупроводниковые детекторы позволяют определять место попадания частицы в детектор.

Недостатками полупроводниковых детекторов являются малая, как и у ионизационной камеры, амплитуда выходного сигнала и достаточно сильно выраженная зависимость уровня собственных шумов, а следовательно – реально достижимого энерге-

тического разрешения, от температуры. Тем не менее благодаря отмеченным положительным качествам полупроводниковые детекторы широко используются в лабораторных экспериментах.

Сцинтилляционные детекторы

Детекторы этого типа, как и полупроводниковые, позволяют решать спектрометрические и дозиметрические задачи, обеспечивая при этом **большую**, по сравнению с полупроводниковыми детекторами, амплитуду выходного сигнала за счет усиления сигнала фотоэлектронным умножителем (ФЭУ). Однако наличие ФЭУ делает сцинтилляционные детекторы весьма громоздкими, требующими во всех случаях высокого питающего напряжения и очень чувствительными к световым помехам. Кроме того, по энергетическому разрешению сцинтилляционные детекторы уступают не только полупроводниковым детекторам, но и газовым ионизационным детекторам. Это связано с тем, что в системе «сцинтиллятор – фотокатод ФЭУ» на образование одного носителя заряда (фотоэлектрона) расходуется энергия ~ 300 эВ, т.е. соответственно в 100 и 10 раз больше по сравнению с полупроводниковым детектором и ионизационной камерой.

Поэтому, хотя сцинтилляционные детекторы были созданы значительно раньше полупроводниковых, они постепенно были вытеснены из ряда областей применения полупроводниковыми детекторами. В настоящее время они применяются преимущественно для регистрации заряженных частиц с энергиями ~ 10 МэВ и γ -квантов.

Вторично-электронные умножители

Для регистрации заряженных частиц с энергией ниже 10–20 кэВ обычно применяются детекторы открытого типа, работа которых возможна только в вакууме, а принцип действия основан на возникновении электронной эмиссии из мишени, подвергающейся облучению регистрируемыми частицами. Такие

детекторы, называемые вторично-электронными умножителями (ВЭУ) делятся на два класса: с дискретной диодной системой (подобной диодной системе ФЭУ) и с непрерывным диодом. Последние приборы также называют канальными или каналowymi электронными умножителями (КЭУ), так как их диод представляет собой свернутую в спираль или изогнутую стеклянную трубку диаметром $\sim 1,5\text{--}3$ мм и длиной $\sim 50\text{--}60$ мм с полупроводящим покрытием. Формирование электронной лавины происходит внутри трубки (в канале).

Разновидностью подобных детекторов являются микроканальные пластины (МКП), представляющие собой изготовленные из специального стекла пластины различной формы толщиной $0,5\text{--}2$ мм с многочисленными (до 10^6 на 1 см^2) каналами диаметром $5\text{--}25$ мкм между поверхностями. Поперечные размеры МКП лежат в диапазоне $20\text{--}100$ мм.

Отмеченные конструкционные различия детекторов отражаются прежде всего на таких их эксплуатационных параметрах, как коэффициент усиления (достигает $\sim 10^8$ для КЭУ) и геометрический фактор. Наибольшим геометрическим фактором обладают МКП, кроме того, на их основе могут быть построены детекторы, чувствительные к месту попадания регистрируемых частиц, при существенно меньших энергиях частиц по сравнению с аналогичными полупроводниковыми детекторами. Однако МКП имеют на $3\text{--}4$ порядка меньший коэффициент усиления по сравнению с КЭУ. Для устранения этого недостатка применяются двухкаскадные детекторы, состоящие из двух последовательно установленных МКП.

Минимальная энергия регистрируемых электронов для ВЭУ всех типов составляет $\sim 10\text{--}50$ эВ и определяется энергетическими характеристиками процесса вторичной электронной эмиссии. Ионы регистрируются при энергиях выше $10^2\text{--}10^3$ эВ. Эффективность регистрации сильно зависит от энергии и вида частиц. Максимальная скорость счета для КЭУ составляет порядка 10^4 с^{-1} , а для ВЭУ с дискретной диодной системой и МКП она несколько выше.

Все ВЭУ используются почти исключительно как счетчики частиц. Для спектрометрии потоков электронов и ионов низких энергий перед ВЭУ устанавливаются анализаторы энергии частиц, чаще всего – электростатические.

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. 4.7, 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, ма-

лая длина свободного пробега осколков позволяет достаточно просто осуществить плавное изменение энергии, с которой они достигают поверхности исследуемой микросхемы, путем изменения 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 $\sim 10\text{--}20$ 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 $\sim 3\text{--}10$ Гр·с⁻¹.

6.3. Исследование радиационных воздействий в натуральных условиях

Для оценки характера и уровня радиационных воздействий на КА в большинстве случаев используются модели космической радиации, построенные на основании результатов измерений ее параметров с помощью бортовых приборов КА. Несмотря на достигнутые успехи в создании таких моделей, они описывают, как было показано в разд. 1, только наиболее общие закономерности изменения характеристик космических излучений и, конечно, не могут дать информацию о радиационных условиях полета конкретного КА в любой момент времени.

Тем не менее модели позволяют достаточно достоверно прогнозировать радиационные нагрузки на материалы и оборудование КА, усредняемые по длительным временным интервалам, и, соответственно, оценивать эффекты, связанные с поглощенной дозой. Однако в тех случаях, когда радиационные эффекты проявляются на достаточно коротких временных интервалах (поверхностная и объемная электризация материалов), определяются мощностью поглощенной дозы (радиолуминесценция, радиационная проводимость) или вызываются воздействием отдельных заряженных частиц (одиночные сбои), первостепенное значение для их идентификации приобретает точное знание радиационных условий на трассе полета КА, в том числе мелкомасштабных пространственно-временных вариаций параметров воздействующих излучений.

Получение таких данных обеспечивается специальными аппаратными комплексами, устанавливаемыми на КА. В их состав входят приборы для измерения параметров космических излучений и создаваемых ими дозовых нагрузок. Корреляционные связи между радиационными воздействиями и ухудшением свойств материалов КА или возникновением отказов в работе оборудования могут выявляться как на основании данных о работе штатных бортовых систем, так и с помощью образцов материалов и различных элементов оборудования, устанавливаемых на КА в качестве испытываемых объектов.

Примерами реакции бортовых систем на радиационные воздействия могут служить приведенные в разд. 4 данные о снижении эффективности солнечных батарей в результате воздействия протонов СКЛ (рис. 4.5) или о возникновении одиночных сбоев в электронном оборудовании КА (рис. 4.24), а примерами использования специальных образцов материалов и технических устройств – данные КА CRRES об электрических разрядах в образцах диэлектрических материалов (рис. 4.14), результаты исследований на борту КА характеристик образцов ТРП и т.д.

Очевидно, что при одновременной регистрации на борту КА параметров ионизирующих излучений и вызываемых ими радиа-

Раздел 6

ционных эффектов возможно получение наиболее достоверной информации о природе таких эффектов и условиях их возникновения. В НИИЯФ МГУ разработаны различные аппаратные комплексы для проведения подобных исследований.

Таблица 6.3. Детекторы аппаратного комплекса КДК-М

Тип детектора	Тип регистрируемого излучения	Энергия регистрируемых частиц
Газоразрядные счетчики СБТ-9, СТС-5, СИ-ЗБГ	протоны электроны	более 18, 45 МэВ 0,04; 1,6; 5,0 МэВ
Сцинтилляционный счетчик НС	электроны	0,25–1,2 МэВ
Полупроводниковый спектрометр ДПС	протоны	0,03–1,0 МэВ
Спектрометр СПА	ионы H^+ , He^{++}	1–150 МэВ/нуклон
Ионизационная камера (дозиметр) ИК	электроны протоны тормозное излучение	более 1,6 МэВ более 25 МэВ более 30 кэВ

В табл. 6.3 указаны типы детекторов, регистрируемые с их помощью излучения и энергетические диапазоны регистрации для контрольно-дозиметрического комплекса КДК-М, устанавливавшегося на КА «Молния». Из таблицы видно, что благодаря использованию набора детекторов разных типов, которые были рассмотрены выше, аппаратура обеспечивала регистрацию электронов и протонов РПЗ в широком энергетическом диапазоне, а также более детальное исследование их потоков в области низких энергий. Последнее было предусмотрено в связи с необходимостью получения данных для прогнозирования радиационной стойкости ТРП и солнечных батарей при их эксплуатации на высокоэллиптических орбитах. Спектрометр СПА, состоящий из двух полупроводниковых детекторов и сцинтилляционного счетчика, обеспечивал изучение ионного состава излучения.

Наконец, важно отметить, что в состав данного аппаратного комплекса была включена специально разработанная ионизационная камера, с помощью которой производились измерения поглощенной дозы, создаваемой электронами, протонами и квантами тормозного излучения. Рабочим веществом камеры являлся аргон при давлении 4–5 атмосфер. Заряд, создаваемый в камере за счет ионизации атомов аргона проникающими через ее стенки излучениями, регистрировался дискретно путем накопления его на емкости и последующего ее разряда. В зависимости от особенностей конструкции и режима работы камеры один разрядный импульс был эквивалентен поглощенной дозе от 1 до 150 мрад.

Для исследования эффектов электризации КА, обусловленных взаимодействием КА с горячей магнитосферной плазмой, был создан аппаратный комплекс АД ИПЭ (аппаратура для измерения параметров электризации). Главной отличительной особенностью этого комплекса является использование в его составе электростатических анализаторов, которые позволяли исследовать энергетические спектры электронов и протонов горячей магнитосферной плазмы в диапазоне 0,1–12 кэВ. Регистрация частиц в этих приборах производилась с помощью КЭУ. Потoki частиц с энергиями выше 30 кэВ регистрировались малошумящими полупроводниковыми детекторами, перед которыми устанавливались электростатические и магнитные анализирующие системы. Применение в составе комплекса АД ИПЭ спектрометров, построенных по указанной схеме, позволило получить данные об энергетических спектрах электронов и ионов в диапазоне 30–300 кэВ и провести более детальные исследования вида и зарядового состояния регистрируемых ионов. Совместно с описанными приборами, измерявшими потоки заряженных частиц, на КА устанавливались датчики для измерения напряженности электрического поля у поверхности аппарата и регистрации возникающих электрических разрядов. Такое сочетание позволило получить достаточно полную информацию о механизмах электризации КА и вызываемых ею эффектах.

На базе аппаратных комплексов КДК-М и АД ИПЭ с учетом опыта их эксплуатации был создан комплекс ДИЭРА (диагностика и измерение электризации и радиации), рассматривавшийся как компактный патрульно-диагностический комплекс (его общая масса составляет около 6,5 кг) для установки на различные КА вместе со штатным оборудованием. Комплекс обеспечивает измерение потоков частиц горячей магнитосферной плазмы, РПЗ и СКЛ, а также величины поглощенной дозы. Таким образом, он предоставляет необходимый набор данных для анализа радиационных условий эксплуатации конкретного КА и влияния космической радиации на работу бортовых систем.

Все описанные аппаратные комплексы построены по блочному принципу. Блоки, объединяющие детекторы и электронные устройства, устанавливаются на внешней поверхности КА и во внутренних отсеках. На рис. 6.11 показан один из блоков аппаратуры ДИЭРА.

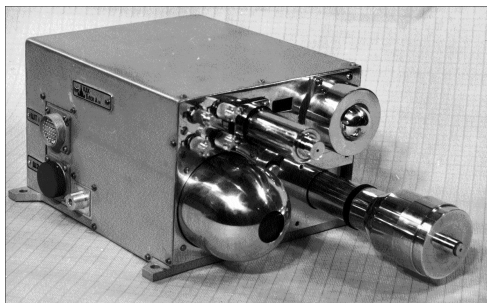


Рис. 6.11. Блок детекторов аппаратуры ДИЭРА

С помощью комплекса ДИЭРА, устанавливавшегося на геостационарных КА и аппаратах серии ГЛОНАСС, были получены обширные данные о радиационных условиях на их орбитах. На рис. 6.12 приведены в качестве примера результаты измерения величины поглощенной дозы на геостационарном КА «Горизонт». Видно, что измеренные значения дозы могут в несколько раз отличаться от среднего значения, рассчитанного на основании модельных данных о радиационных условиях на ГСО.

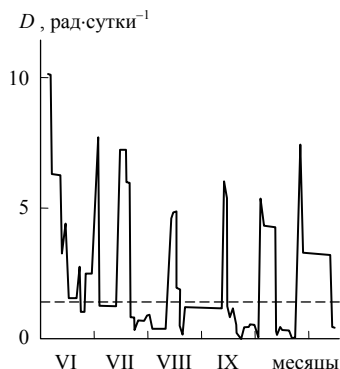


Рис. 6.12. Результаты измерения суточной дозы на КА «Горизонт» в сопоставлении с расчетным значением (штриховая линия)

Дозиметры НИИЯФ МГУ, построенные на основе ионизационных камер, использовались на орбитальной станции «Мир» в течение всего времени ее эксплуатации. Именно с их помощью была получена уникальная информация об изменении радиационных условий в области Южно-Атлантической магнитной аномалии на протяжении 11-летнего цикла солнечной активности.

Дозиметрические измерения с помощью аналогичной аппаратуры и дозиметров нового поколения, построенных на основе полупроводниковых детекторов, продолжают на МКС. Очень важно, что с помощью таких приборов можно оперативно отслеживать увеличение дозовых нагрузок на экипажи и оборудование орбитальных станций во время солнечных вспышек.

Помимо этого, для применения на орбитальных станциях в НИИЯФ МГУ созданы большие аппаратные комплексы СПРУТ и СКОРПИОН, обеспечивающие контроль радиационных условий вне станций и в их внутренних отсеках, а также исследование радиационных эффектов в различных элементах оборудования и образцах материалов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании проведенного рассмотрения проблемы радиационных воздействий на материалы и элементы оборудования космических аппаратов можно сформулировать наиболее важные задачи дальнейших исследований в данной области:

- ♦ совершенствование моделей и стандартов, используемых для описания космических ионизирующих излучений;
- ♦ точное определение и прогнозирование распределения поглощенных доз космической радиации в материалах и оборудовании КА с детализацией его структуры вплоть до отдельных микро- и наноразмерных элементов;
- ♦ изучение механизмов возникновения одиночных сбоев в элементах микро- и нанoeлектроники;
- ♦ исследование процессов радиационного заряжения диэлектриков в космической среде;
- ♦ изучение синергетических эффектов при радиационных воздействиях;
- ♦ создание физико-математических моделей для описания радиационных воздействий на наноструктуры;
- ♦ создание новых высокоэффективных композиционных материалов для систем радиационной защиты КА;
- ♦ разработка методов защиты оборудования КА от возникновения одиночных сбоев;
- ♦ разработка лабораторных установок нового поколения для исследования свойств наноматериалов и их поведения в условиях космической среды;
- ♦ создание экспертных систем для прогнозирования и анализа функционирования КА в условиях воздействия космической радиации в сочетании с другими факторами.

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Л.С. Новиков. Основы экологии околоземного космического пространства. Учебное пособие. – М.: Университетская книга, 2006. – 84 с.
2. Л.С. Новиков. Взаимодействие космических аппаратов с окружающей плазмой. Учебное пособие. – М.: Университетская книга, 2006. – 120 с.
3. 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.
4. Радиационные условия в космическом пространстве. Учебное пособие. Под ред. М.И. Панасюка. – М.: Библион – Русская книга, 2006. – 132 с.
5. Ю.И. Логачев. Исследование космоса в НИИЯФ МГУ. Первые 50 лет космической эры. – М.: КДУ, 2007. – 176 с.
6. Е.А. Мурзина. Взаимодействие излучения высокой энергии с веществом. – М.: КДУ, 2007. – 96 с.
7. С.М. Варзарь, А.П. Черняев. Прохождение ионизирующего излучения через вещество. Теория и задачи. – М.: УНЦ ДО, 2003. – 128 с.
8. А.И. Чумаков. Действие космической радиации на интегральные схемы. – М.: Радио и связь, 2004. – 320 с.
9. Л.С. Новиков, Е.Н. Воронина. Перспективы применения наноматериалов в космической технике. Учебное пособие. – М.: Университетская книга, 2008. – 188 с.
10. 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

РАДИАЦИОННЫЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ НА МАТЕРИАЛЫ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

Учебное пособие

Подписано в печать 22 ноября 2010 г.
Формат 60х84/16. Бумага офсетная.
Гарнитура: Times New Roman, Futura
Печать цифровая.
Печ. л. 12. Тираж 100 экз. Заказ № Т-281.

Отпечатано в типографии КДУ
Тел./факс: (495) 939-44-91
E-mail: press@kdu.ru