

Ионизирующие излучения и их воздействие на полупроводниковые материалы (по данным литературных источников).

Часть 1

К.т.н. Оксана Вовк, к.т.н. Михаил Марченко, д.т.н. Владимир Соколов
МОКБ «Марс» – филиал ФГУП «ВНИИА», государственная кооперация по атомной энергии «Росатом»

Введение

Развитие современной космической техники, освоение новых орбит, расширение круга задач, решаемых с помощью космических аппаратов, а также производство новых видов вооружений (с увеличенным радиусом действия и поражающей способностью), повышение требований к достоверности результатов, получаемых с помощью космических аппаратов, требует улучшения точности прогнозирования работоспособности космических аппаратов в полях ионизирующих излучений.

Решение этих задач связано, прежде всего, с определением механизмов воздействия факторов космического пространства на аппаратуру. Для этого необходимо, в частности, обратить внимание на состав факторов космического пространства и способы оценки воздействия этих факторов на радиоэлектронную аппаратуру.

Если рассмотреть основополагающие принципы воздействия ионизирующих излучений на ЭРИ, образующих аппаратуру, то эти вопросы достаточно подробно изучены. Фактически одновременно с развитием полупроводниковой электроники и ракетно-космического приборостроения активно разрабатывалась концепция радиационной стойкости и надёжности ЭРИ, создавались моделирующие установки, и в результате был наработан обширный материал по систематизации изменения параметров изделий в результате радиационных воздействий, создавалась нормативная база оценки стойкости изделий при проведении НИОКР.

Однако при постоянстве физических процессов взаимодействия заряженных частиц с материалами аппаратуры разрабатываются комплектующие новых классов, микросхемы со всё возрастающей степенью интеграции, полупроводниковые изделия с низкими уровнями темновых токов и уровнем шумов и пр.

Владение физико-аналитическим аппаратом описания воздействия ионизирующих излучений на материалы позволяет оценивать стойкость и разрабатывать рекомендации по минимизации результатов влияния факторов космического пространства на различные приборы, изготовленные на основе этих материалов.

Состав ионизирующих излучений космического пространства

Общеизвестно [1], что космическое излучение подразделяется на галактическое и солнечное.

Галактическое излучение, вызванное внешними по отношению к Солнечной системе источниками, распределяется в пространстве изотропно. Из-за взаимодействия с магнитным полем Солнца, испытывающим циклические модуляции, интенсивность галактического излучения подвержена периодическим изменениям. Около 90% галактического излучения приходится на долю протонов, от 7 до 15% – на долю альфа-частиц, около 1% – на ядра тяжёлых элементов. Энергетический спектр галактического излучения – $10^8 \dots 10^{20}$ эВ. Из-за малой плотности галактического излучения (1–2 част./см²·с) средняя доза облучения космического объекта на его поверхности не превышает 10 рад.

Солнечное ионизирующее излучение связано с хромосферными процессами на Солнце, которые имеют нерегулярный характер, проявляясь в период повышенной солнечной активности (до 10 вспышек, длящихся несколько суток в год). В состав солнечного излучения входят протоны (90%), остальные 10% приходятся на альфа-частицы и ядра других элементов. Плотность потока частиц может составлять 10^6 част./см²·с при энергии до 10^7 эВ. Интенсивность солнечного излучения изменяется от вспышки к вспышке,

годовые дозы радиации могут составлять $10^3 \dots 10^4$ рад на поверхности космического аппарата.

Радиационные пояса Земли образуются захваченными магнитным полем Земли заряженными частицами с энергией от сотых долей до десятков миллионов электрон-вольт.

Внутренний радиационный пояс Земли состоит из протонов с энергией 20...800 МэВ и максимальным потоком порядка 10^4 част./см²·с и электронов с энергией 20 кэВ – 1 МэВ и расположен на расстоянии около 4000 км от Земли.

Внешний радиационный пояс Земли состоит в основном из электронов с энергией до 1 МэВ и расположен на расстоянии около 17 000 км от Земли.

Радиационные пояса Земли имеют сложное асимметричное строение, определяемое структурой магнитного поля Земли, и подвержены влиянию потоков солнечного ионизирующего излучения [1].

Доза ионизирующего излучения, которую может накопить бортовая аппаратура при нахождении в радиационном поясе в течение 5 лет, составляет $5 \times 10^4 \dots 2 \times 10^5$ рад [4]. Это достаточно высокая доза.

Магнитное поле Земли надёжно защищает всё, находящееся на Земле, и международную космическую станцию от воздействия ионизирующих излучений космического пространства.

Высота орбиты международной космической станции постоянно меняется в диапазоне от 340 до 417 км над уровнем моря. Данный диапазон высот выбран по целому ряду причин, как оптимальный с точки зрения всех плюсов и минусов. Например, переход с 360-километровой орбиты на 410-километровую позволил заметно снизить расход топлива на поддержание орбиты, но увеличил дозу облучения экипажа примерно на 20%.

Однако средняя доза, получаемая космонавтом на МКС за полугодовую экспедицию, примерно равна средней дозе ликвидатора Чернобыльской аварии. И это примерно одна

шестая от допустимой предельной дозы за всю карьеру космонавта [2].

Эта величина создаётся преимущественно за счёт пребывания станции в районе Южной Атлантики. Именно здесь радиационные пояса «провисают» над Землёй из-за существования глубоко под Землёй магнитной аномалии [3]. Кроме того, дипольное магнитное поле Земли искажается во время магнитных бурь, в результате чего уменьшается минимальный энергетический порог отсекаемых ионизирующих излучений Солнца, позволяя им проникать на низкие широты. Географическое положение космического аппарата относительно опасных радиационных мест определяет конкретный уровень воздействующих на него ионизирующих излучений.

В открытом космосе уровни воздействующих излучений на космические аппараты намного выше, чем на МКС.

Космические аппараты [3] снабжены защитным слоем для защиты экипажей от воздействия проникающей радиации, их характеристики приведены в табл. 1.1.

В [4] описаны радиационные условия на геостационарной орбите (ГСО), которая широко используется для спутников связи. ГСО расположена в плоскости географического экватора на расстоянии 36 тыс. км от поверхности Земли в области внешнего ЕРПЗ. Поток частиц в области геостационарной орбиты подвержены как регулярным, так и нерегулярным изменениям.

На ГСО наблюдаются потоки электронов ЕППЗ с энергией 6 МэВ и протонов ЕРПЗ с энергией до 2 МэВ. Алюминиевая пластинка с толщиной 0,01 г/см² практически полностью поглощает все протоны на ГСО.

В [4] утверждается, что для аппаратуры, установленной на космических аппаратах на ГСО и защищённой экраном менее 1 г/см² алюминия, основную радиационную угрозу представляют потоки электронов ЕРПЗ, для аппаратуры на ГСО, защищённой экраном более 2 г/см² алюминия, основную угрозу представляют потоки частиц СКИ и тормозного излучения электронов. Чаще всего, протоны ГКИ и СКИ с энергией не менее 28 МэВ преодолевают геомагнитный барьер с запада, а электроны с энергией не менее 230 МэВ – с востока.

Целесообразно отметить сразу, что вся совокупность ионизирующих излучений космического про-

странства (ИИ КП) не может быть воспроизведена в земных условиях, при исследовании радиационной стойкости приборов используется метод моделирования, состоящий в замене всего спектра космических излучений излучениями частиц определённого вида с плотностью потока $10^6 \dots 10^9$ част/(см²·с) [3].

Иногда воздействие протонного излучения целесообразно моделировать нейтронным облучением с применением коэффициентов эффективности [5]. Это связано с тем, что установки нейтронного воздействия бывают более доступны или такие испытания предусмотрены техническим заданием. Часто сведения о стойкости к воздействию нейтронного облучения имеются в отношении применяемых комплектующих. Поэтому в обзоре также коротко остановимся и на воздействии нейтронного облучения на аппаратуру космических аппаратов.

Характеристики ионизирующих излучений космического пространства

Характеристики ионизирующих излучений, воздействующих на изделия, функционирующие в космическом пространстве, подробно изучены и описаны во многих источниках [1]. Расхождения во мнениях существуют в эффектах второго и более высокого порядков. Рассмотрим общеизвестные факты.

Протонное излучение – это потоки протонов. Протон – стабильная элементарная частица с массой $1,673 \times 10^{-24}$ г (практически совпадающей с массой нейтрона) и электрическим зарядом $q = 1,6 \times 10^{-19}$ Кл, равным по величине и противоположным по знаку заряду электрона. Протоны вместе с нейтронами образуют ядра атомов, а сам протон можно рассматривать как ядро атома водорода. Протонное излучение возникает в процессе ядерных реакций и составляет заметную часть космического излучения. Протон – это достаточно тяжёлая частица, уступающая по проникающей способности только нейтрону из-за наличия заряда.

Альфа-излучение состоит из альфа-частиц – ядер гелия ${}^4_2\text{He}$, содержащих два протона и два нейтрона, массой $6,644 \times 10^{-24}$ г и зарядом, равным удвоенному положительному элементарному заряду.

Таблица 1.1. Толщина защит космических аппаратов и скафандра космонавта

Космический аппарат	Толщина, г/см ²
Командный модуль «Apollo»	7...8
«Shuttle»	До 10–11
МКС	До 15
Скафандр космонавта	0,25

Альфа-частицы возникают при ядерных превращениях элементов, которых известно около 200. В результате альфа-распада происходит выделение альфа-частицы и уменьшение первоначального заряда ядра на два единичных заряда, а массового числа – на четыре единицы.

Альфа-частицы имеют по сравнению с другими ионизирующими частицами наименьшую длину пробега в веществе (несколько сантиметров в воздухе и доли сантиметров в плотных материалах) из-за большой массы и электрического заряда, поэтому оказывают значительное ионизирующее воздействие.

Электронное излучение (бета-излучение, если источником являются ядерные превращения) состоит из электронов – стабильных элементарных частиц с минимальной для материальных объектов массой $0,91 \times 10^{-27}$ г и минимальным электрическим зарядом $-1,6 \times 10^{-19}$ Кл и позитронов.

Характеристики ионизирующих излучений определяют особенности их взаимодействия с веществом. Наибольшую проникающую способность имеют нейтроны с энергией в диапазоне МэВ, как достаточно тяжёлые незаряженные частицы. Протон, являясь заряженной частицей с массой, аналогичной массе нейтрона, обладает меньшей проникающей способностью. Электроны с минимальной массой вызывают преимущественно ионизацию и наименьшие структурные повреждения. Альфа-частицы из-за большой массы имеют минимальную проникающую способность.

Механизмы воздействий ионизирующих излучений на электронную аппаратуру и их характеристики

Известно, что под действием проникающей радиации изменяют свойства все материалы: менее прочными становятся металлы, теряют прозрачность стёкла, ухудшаются электрические характеристики полупроводников [1, 6].

Таблица 1.2. Уровни энергии, приводящие к повреждению или деградации различных электронных компонентов

Тип компонента	Пороговая энергия, Дж
Генераторы, электродвигатели (большие), трансформаторы	$10^4 \dots 10^6$
Реле (контакты, обмотки), измерительные приборы, малые электродвигатели	$10^{-3} \dots 10^0$
Вакуумные электронные лампы	$10^{-3} \dots 10^1$
Мощные проволочные резисторы	$10^{-3} \dots 10^2$
Плёночные (тонкослойные) резисторы	$10^{-4} \dots 10^{-2}$
Композиционные и проволочные резисторы	$8 \times 10^{-5} \dots 10^0$
Конденсаторы	$10^{-4} \dots 10^{-3}$
Конденсаторы (танталовые на низком напряжении)	$10^{-6} \dots 10^0$
Катушки индуктивности	$10^{-2} \dots 10^{-1}$
Маломощные переключаемые диоды	$10^{-6} \dots 10^{-2}$
Выпрямительные и стабилизирующие диоды	$8 \times 10^{-5} \dots 6 \times 10^{-1}$
Микроволновые диоды	$10^{-7} \dots 10^{-4}$
Транзисторы средней и высокой мощности	$5 \times 10^{-5} \dots 5 \times 10^{-2}$
Маломощные транзисторы	$10^{-6} \dots 5 \times 10^{-3}$
Интегральные микросхемы	$10^{-7} \dots 10^{-3}$
Чувствительные элементы ЭВМ	$10^{-7} \dots 10^{-3}$

В настоящее время основная часть фактически всех электронных комплектов состоит из полупроводников.

Полупроводники являются более чувствительными к уровню радиационных воздействий, чем остальные компоненты ЭРИ (стёкла и другие диэлектрики, металл) [5].

Ионизирующие излучения теряют в материалах ЭРИ энергию, передавая её веществу. В табл. 1.2 приведены уровни энергии, приводящие к повреждению или деградации электронных комплектов [8].

Согласно табл. 1.2 микросхемы теряют работоспособность при воздействии энергии $10^{-7} \dots 10^{-3}$ Дж.

Поэтому рассмотрим подходы к анализу взаимодействия ионизирующих излучений с полупроводниками.

При постоянстве физических процессов взаимодействия заряженных частиц с материалами аппаратуры существуют два основных подхода к описанию воздействия ионизирующих излучений на материалы аппаратуры, которые полезно иметь в виду при оценке этих процессов.

Один подход состоит в разделении воздействия излучений на атомные столкновения и ионизацию. Другой подход описывает эти же процессы в терминах поглощённой дозы.

Хорошо известно, что ионизирующие излучения в полупроводниковых материалах теряют свою энергию в основном за счёт двух физических процессов: атомных столкновений и ионизации [8]. При упругих столкновениях атомы полупроводника выбиваются из равновесных положений в

кристаллической решётке, в результате чего образуются различного типа дефекты. Основные типы радиационных дефектов, возникающих в различных полупроводниковых материалах при воздействии ионизирующих излучений, энергетические уровни, создаваемые этими дефектами в запрещённой зоне и термическая устойчивость этих дефектов исследованы и достаточно подробно описаны, в частности, в [9]. Если говорить о первичных радиационных дефектах, например, в кремнии, то это вакансии и междоузельные атомы (френкелевские пары), подвижные даже при очень низких температурах. В [9] на основе обширного экспериментального и литературного материала указывается, что в результате их взаимодействия с исходными технологическими примесями кристаллов, в зависимости от температуры облучения, предварительной термической обработки образцов образуются вторичные радиационные дефекты, которые идентифицируются как:

- А-центр (комплекс вакансии + атом кислорода) $E_c - 0,17$ эВ;
- Е-центр (комплекс вакансии + атом фосфора) $E_c - 0,40$ эВ;
- углерод, кислород, дивакансия $E_c - 0,45$ эВ;
- сложный дефект, включающий в себя кислород и углерод, $E_v + 0,35$ эВ;
- комплекс (окончательная природа не установлена) $E_v + 0,45$ эВ;
- комплекс бор + дивакансия $E_v + 0,21$ эВ;
- междоузельный кислород или дивакансия $E_v + 0,27$ эВ.

Также в [9] утверждается, что основные дефекты, образующиеся при облу-

чении кремния различными видами радиации, в основном совпадают.

В [10] говорится о том, что протонное излучение с энергией 3 МэВ и электронное облучение создаёт дефекты, образующие в запрещённой зоне *n*-кремния, легированного фосфором, центры с глубокими энергетическими уровнями, только протонное излучение создаёт большее их количество. Это А-центры, дивакансии, Е-центры и сложные комплексы.

Согласно [11] в кремнии типа КДБ10 после облучения электронами с энергией 4,5 МэВ, обнаружен уровень, соответствующий К-центру, в кремнии КДБ10, облучённом электронами 7 МэВ, обнаружены уровни, соответствующие А-центру.

Потоки протонов, входящие в состав космических излучений, характеризуются значительным диапазоном энергий (0,001...700 МэВ) [2, 3]. Большие поглощённые дозы протонного излучения в тонких приповерхностных слоях вызывают протоны низких энергий. Образование радиационных дефектов характерно для протонов средних энергий (1...10 МэВ). Для протонов высоких энергий (более 200 МэВ) характерно развитие различных видов ядерных реакций [1].

Эффективность введения дефектов протонами с увеличением энергии протонов имеет обратную зависимость, чем у нейтронов. С увеличением энергии протонов эффективность введения дефектов уменьшается.

Установлено, что с ростом энергии протонов от 2 до 60 МэВ критерияльные уровни стойкости транзисторов повышаются в 2–4 раза [12].

Аналогичные результаты получены и во многих других работах. Такой характер изменения параметров полупроводниковых приборов от энергии протонов могут объяснить результаты, приведённые в [13], где определено, что с ростом энергии протонов эффективность введения дефектов и коэффициент радиационного изменения диффузионной длины уменьшаются. Причём рекомбинация идёт через точечные дефекты и области разупорядочения, а с ростом энергии протонов роль областей разупорядочения возрастает.

Факт того, что с ростом энергии протонов коэффициент радиационного изменения времени жизни в кремнии *p*-типа уменьшается, изложен также в [14, 15, 16, 17].

Важно отметить, что с ростом энергии протонов поглощённая энергия, идущая на смещение атомов, уменьшается [18].

В [19] исследовано пространственное распределение по глубине удельного электрического сопротивления в кремнии, облучённом протонами с энергией 0,1; 0,4 и 6,3 МэВ.

Результаты этих исследований показывают, что в облучённом кремнии существует область повышенного сопротивления вблизи окончания пробега протонов. С увеличением потоков протонов эта область расширяется, и её максимум смещается в сторону облучаемой поверхности.

Это объясняется следующим.

Упругое рассеяние протонов на атомах вещества при энергиях до 50 МэВ является в основном резерфордским рассеянием на кулоновском потенциале атомов.

Величина энергии, передаваемая протонами (до 50 МэВ) атомам, определяется по формуле [19]:

$E_A = (4M_1 \cdot M_2) / (M_1 + M_2)^2 \cdot E_{p(n)} \cdot \sin^2(\Theta/2)$,
где M_1, M_2 – масса частицы и атома;
 $E_{p(n)}$ – кинетическая энергия частицы;
 Θ – угол отдачи между направлением движения частицы до и после столкновения.

Согласно [20] при протонном облучении более вероятно передача атомам малых количеств энергии, так как они рассеиваются главным образом под малыми углами к первоначальному направлению.

Средняя энергия, передаваемая атому при протонном облучении, определяется по формуле:

$E_{A \text{ средн}} = ((E_d \cdot E_{A \text{ max}}) / (E_{A \text{ max}} - E_d)) \cdot \ln(E_{A \text{ max}} / E_d)$,
где E_d – пороговая энергия смещения (энергия, необходимая для необратимого смещения атома из узла кристаллической решётки).

Протоны передают атомам облучаемого вещества меньшую энергию, идущую на их смещение, по сравнению с нейтронным облучением. Поэтому при облучении вещества протонами энергий меньше 50 МэВ роль вторичных процессов в смещении атомов невелика. Так, например, протон с энергией 2 МэВ передаёт атому кремния среднюю энергию 130 эВ, а нейтрон с энергией 2 МэВ передаёт атому кремния среднюю энергию 135 кэВ [21].

Число смещений в веществе при протонном и при нейтронном облучении определяется по формулам:

$$N_A = \Phi \cdot N \cdot \sigma_d,$$

$$N_d = v(E_A) \cdot N_A,$$

где N_A – число первичных смещений в единице объёма;

Φ – флюенс частиц, см⁻²;

N – число атомов в 1 см³;

σ_d – поперечное сечение столкновений, вызывающих выбивание атомов;

N_d – полное число смещённых атомов;

$v(E_A)$ – число смещённых атомов, включая и сам смещённый атом.

Полное поперечное сечение упругого резерфордского рассеяния для протонов определяется выражением [22]:

$$\sigma_d^{\text{уп}} = 16\pi a_0^2 Z_1^{-2} Z_2^{-2} (M_1^2) / (M_1 + M_2)^2 (E_R^2 / E_{A \text{ max}}^2) (E_{A \text{ max}} / (E_d - 1)),$$

где a_0 – борковский радиус;

Z_1 и Z_2 – заряды протона и ядра смещаемого атома;

E_R – постоянная Ридберга;

$E_{A \text{ max}}$ – максимальная энергия, передаваемая атому вещества.

Из этого соотношения следует, что при снижении энергии протонов $\sigma_d^{\text{уп}}$ увеличивается. Поэтому в конце пробега протона, когда его энергия снижается, резко возрастает число смещений атомов. На заключительной стадии пробега, когда протон обладает относительно невысокой кинетической энергией, он способен захватывать электрон с образованием атома водорода, обладающего достаточной кинетической энергией для генерации вторичных радиационных дефектов. После полного торможения атом водорода превращается в примесь. Поэтому одинаковые концентрации радиационных дефектов вводятся при облучении существенно меньшим потоком протонов, чем нейтронов [21].

То есть протон, как и нейтрон, в полупроводнике испытывает упругие столкновения с атомами вещества, вызывая их смещение из узлов кристаллической решётки и неупругие столкновения. Протон, как правило, в конце пробега испытывает поглощение с образованием новых элементов.

При энергиях протонов свыше 50 МэВ предлагается учитывать как упругое, так и неупругое рассеяние [9].

Протоны и нейтроны, теряя свою энергию в веществе, могут поглощаться ядрами вещества с образованием новых элементов, выделяя другие частицы. Это неупругие столкновения. Всё это создаёт необратимые изменения.

Рассеяние энергии протонов до торможения обусловлено, в основном, ионизационными потерями в веществе.

При неупругом рассеянии протонов в результате ядерных реакций возможно образование каскадов вторичных частиц – нейтронов, протонов, мезонов и гамма-квантов, которые также влияют на процесс радиационного дефектообразования [22].

Только около 50% энергии быстрых нейтронов расходуется на упругие атомные столкновения, приводящие к смещению атомов из узлов кристаллической решётки.

При облучении полупроводников нейтронами, протонами, высокоэнергетическими электронами в них могут образовываться области радиационных нарушений, которые называются областями разупорядочения или кластерами радиационных дефектов [13].

Как отмечалось выше, физические процессы создания структурных повреждений, происходящие при воздействии реакторных нейтронов и протонов с $E_p = 14$ МэВ и протонов, одинаковы. Это введение стабильных радиационных дефектов. Известно, что когда энергия, передаваемая быстрыми частицами первичному атому вещества, намного превышает пороговую энергию, то выбитый атом при соударении с другими атомами решётки, находящимися в положении равновесия, вызывает вторичные, третичные и т.д. смещения, образуя на своём пути целый каскад таких смещений. Таким образом, для взаимодействия частиц различных энергий с атомами среды характерны процессы развития каскадов смещений, так называемых кластеров, средний радиус которых возрастает при увеличении энергии нейтронов с 1 до 14 МэВ в 2,3 раза [24, 25]. Быстрые нейтроны реактора создают области разупорядочения со средним радиусом 90 Ангстрем в n -кремнии с $\rho = 10 \dots 40$ Ом·см, выращенном методом бестигельной зонной плавки, и ~70 Ангстрем в кислородном n -кремнии с таким же удельным сопротивлением.

Известно также [26], что объёмный заряд вокруг и внутри кластера создаёт нарушение периодичности электростатического поля кристалла. В [27] показано, что при облучении высокоэнергичными нейтронами неосновные носители захватываются как кластерами радиационных дефектов, так и точечными радиационными дефектами.

Причём $v = v_{\text{тд}} + v_{\text{кт}}$, где v – скорость удаления носителей, $v_{\text{тд}}$ – скорость удаления носителей точечными дефектами,

Таблица 1.3. Относительная поглощённая энергия, расходуемая на образование радиационных дефектов структуры при протонном облучении

Начальная энергия протонов E_p , МэВ	K_{pd}
2	0,00023
5	0,0012
10	0,0038
20	0,012
50	0,053
100	0,15

$v_{кл}$ – скорость удаления носителей кластерами РД.

Там же показано, что скорость удаления носителей кластерами РД не зависит от дозы облучения, пока можно пренебречь изменением уровня Ферми в матрице кристалла по сравнению с величиной потенциального барьера на кластере. В это время скорость удаления носителей точечными дефектами падает, т.е. при различных потоках (в зависимости от концентрации носителей в исходном материале) $v_{тд} = 0$, $v = v_{кл}$. Этот процесс обуславливает большую величину коэффициента изменения удельного сопротивления при воздействии нейтронов с $En = 14$ МэВ.

Классическая методика определения коэффициентов изменения времени жизни и эффективности изменения параметров ($K_{эф}$) при облучении нейтронами с $En = 14$ МэВ и реакторными нейтронами биполярных транзисторов основана на линейности изменения тока базы (I_b), а следовательно, и времени жизни неосновных носителей заряда от потоков нейтронов с различной энергией [28, 29].

Нелинейная зависимость коэффициента изменения удельного сопротивления (K_r) от потока как реакторных нейтронов, так и нейтронов с $En = 14$ МэВ выявлена в [30]. Значения отношений коэффициентов удаления носителей, представленные в [31], составляют $2,8 \pm 0,5$, коэффициент генерации носителей 2,26. Результаты исследований изменения параметров различных транзисторов при облучении реакторными нейтронами и нейтронами с $En = 14$ МэВ приведены в [32]. Для полевых транзисторов отношение $\rho_{14}/\rho_{реакт} \sim 1,45$, $K_{r14}/K_{rреакт} \sim 2$, для биполярных транзисторов $I_{б14}/I_{бреакт} \sim 2,7$.

Как упоминалось выше, протоны, будучи заряженными частицами, также вызывают ионизацию вещества. Физи-

ческий механизм при ионизации – кулоновское взаимодействие быстрых заряженных частиц с электронами оболочек атома вещества. Возникающие под действием ионизирующих излучений электроны и дырки в полупроводниках влияют на функционирование приборов. Важнейшие характеристики ионизационных процессов – удельные потери энергии и средняя энергия ионизации систематизированы в ряде источников, например, [1, 9].

Ионизирующее излучение вызывает в полупроводниковых приборах также кратковременные, обратимые эффекты, обусловленные генерацией электронно-дырочных пар в момент воздействия излучения, т.е. с прекращением воздействия радиации ионизационный ток исчезает. Работоспособность приборов после прекращения ионизационных процессов восстанавливается, если ионизационные токи не привели к пробоем аппаратуры.

Относительная роль механизмов взаимодействия излучений с веществом определяется характером радиационного воздействия. Электроны теряют свою энергию в полупроводниках в основном за счёт ионизации, а также за счёт создания простых дефектов.

Электронное излучение при взаимодействии с материалами создаёт генерацию вторичных электронов по всему объёму прибора, что способствует возникновению дефектов типа френкелевских пар, а также дефектов, представляющих собой комплексы основных и примесных атомов, взаимодействующих с дефектами решётки [1].

В [33] установлено, что с ростом энергии электронов коэффициенты радиационного изменения времени жизни и концентрации основных носителей заряда возрастают.

Количественные характеристики и особенности радиационных эффектов, создаваемых при облучении приборов, определяются коэффициентами полных потерь энергии протонов и величин пробега протонов в различных материалах [26].

В [9] представлено выражение для определения средней энергии ионизации от ширины запрещённой зоны:

$$E_{и} = 2,67 \cdot E_g + 0,87, \text{ эВ.}$$

По утверждению [9], значения, получаемые по этой формуле, хорошо согласуются с экспериментальными результатами.

В случае, когда все протоны тормозятся в образце, количество электрон-

но-дырочных пар определяется выражением:

$$n_{и} = \varphi_p \cdot E_p / R_p \cdot E_{и},$$

где φ_p – плотность потока протонов;

E_p – энергия протонов;

R_p – пробег протонов.

Пробеги протонов одинаковых энергий в разных средах определяются по соотношению [21]:

$$R_2/R_1 = r_1 A_2^{1/2} / r_2 A_1^{1/2}.$$

Например, пробег в кремнии R_2 ($\rho_2 = 2,4 \times 10^3 \text{ кг/м}^3$; $A_2 = 28$) определяется по пробегу R_1 в алюминии ($\rho_1 = 2,7 \times 10^3 \text{ кг/м}^3$; $A_1 = 27$). Согласно этой зависимости, пробег протонов в кремнии составляет $R_2 = 1,14 R_1$.

Из таблиц пробега протонов различных энергий в алюминии [34] следует, что необходимость расчёта приповерхностных поглощённых доз в кремнии возникает при $E_p < 5$ МэВ, когда линейный пробег протонов в кремнии меньше толщины подложки микросхемы.

Как упоминалось ранее, для описания процессов деградации материалов под воздействием ионизирующих излучений полезно обратиться к дозовым зависимостям.

Для тонких образцов в условиях однородного энерговыделения поглощённая доза электронного или протонного излучения определяется по формуле:

$$D_{e(p)} = 1,6 \times 10^{-13} (dE/dx) \cdot \Phi,$$

где $D_{e(p)}$ – поглощённая доза электронного (протонного) излучения;

dE/dx – коэффициент, характеризующий полные потери энергии электрона или протона;

x – толщина образца;

Φ – флюенс потока частиц [1].

Это же соотношение справедливо и для электронов.

Тормозная способность среды характеризуется средним пробегом заряженных частиц R , рассчитываемым по приближённому соотношению:

$$R = E / (dE/dx).$$

Средние пробеги сокращаются с ростом потерь энергии частиц.

Соотношение составляющих поглощённой энергии протонного излучения, расходуемой на ионизацию и смещение атомов, зависит от энергетической зависимости эффективного сечения взаимодействия протона с ядром атома $s_p(E_p)$ и ионизационных потерь энергии протона dE_p/dx .

В общем случае:

$$D_p = D_{pd} + D_{pl} = D_{pl} (1 + K_{pd}),$$

$$K_{pd} \gg D_{pd}/D_{pl}.$$

Значения K_{pd} от энергии протонов представлены в табл. 1.3.

Таблица 1.3 демонстрирует перераспределение поглощённой энергии на ионизацию и смещение атомов по мере увеличения энергии.

Сравнительный анализ показывает, что при равных энергиях ионизационные потери энергии протонов на 1,5–2 порядка выше, а пробеги ниже, чем у электронов, для большинства материалов [21, 34]. Это означает, что при равных энергиях протон быстрее расходует энергию и проникает в структуру прибора на меньшую глубину.

Значения полных потерь энергии (dE_c/dx) и экстраполированных пробегов электронов в алюминии представлены в табл. 1.4.

Полные потери энергии электронов в кремнии практически совпадают с данными табл. 1.4, а значения экстраполированного пробега примерно в $\rho_{Al}/\rho_{Si} = 1,15$ раз больше.

Приведённые оценки указывают на избирательное воздействие электронов на отдельные элементы структуры микросхем. Поглощённая энергия низкоэнергетических электронов локализуется в тонких слоях прибора (тонкоплёночных проводниках, окисных слоях и др.). Поглощённая доза высокоэнергетических электронов локализуется в объёме приборов. Поэтому необходима количественная оценка приповерхностной поглощённой дозы, если длина пробега электрона существенно меньше толщины облучаемого образца.

В реальных условиях кристаллы микросхем частично защищены от потока электронов элементами конструкции, выполняющей роль экранов. Ослабление плотности потока электронов экранами толщиной меньше пробега электронов происходит по закону:

$$\varphi_c = \varphi_{c0} \cdot \exp(-\mu_n \cdot d),$$

где d – толщина экрана (в виде поверхностной плотности), $кг/м^2$;

μ_n – массовый коэффициент поглощения электронов, $м^2/кг$.

Зависимость массового коэффициента поглощения от энергии электрона аппроксимируется приближённой эмпирической формулой [21]:

$$\mu_n \approx 17 \cdot E_c^{-1,43}.$$

Расчёт относительной поглощённой энергии электронов для кремния при E_c равной 0,1; 0,4 и 1 МэВ, показывает, что при облучении кремния электронами низких энергий эффекты смещения атомов практически отсутствуют,

Таблица 1.4. Полная потеря энергии и экстраполированные величины пробегов электронов в алюминии в зависимости от величины энергии электронов

Начальная энергия электронов E_c , МэВ	Полные потери энергии электронов dE_c/dx , МэВ·м ² /кг	Экстраполированный пробег электронов R_p , кг/м ²
0,01	1,64	0,003
0,02	0,98	0,008
0,04	0,59	0,027
0,1	0,32	0,13
0,4	0,17	1,15
1	0,15	3,95
2	0,15	9,12
3	0,16	14,4
5	0,17	25,2
10	0,19	51,8

и поглощённая энергия расходуется на ионизацию. По мере увеличения E_c расходуемая на образование радиационных дефектов часть поглощённой энергии растёт пропорционально R_p . Для толстых образцов, в которых R_p меньше толщины образца, энергия электронов поглощается в приповерхностной области.

Координаты зон максимальной потери энергии электронами совпадают с величиной экстраполированного пробега электронов R_p . Это может служить причиной усиления эффектов дефектообразования в соответствующих областях. Особенно опасно совпадение областей резонансного поглощения с глубинами залегания эмиттерных и коллекторных переходов интегральных транзисторов. В результате в этих областях произойдут усиленные процессы дефектообразования и увеличится степень деградации электрических параметров микросхем. При воздействии импульсных потоков электронов высокой плотности подобные ситуации могут сопровождаться значительным превышением расчётных амплитуд фототоков.

Таким образом, ионизирующее излучение вызывает в полупроводниковых приборах кратковременные обратимые эффекты, обусловленные генерацией электронно-дырочных пар в момент воздействия излучения, и необратимые долговременные остаточные эффекты, обусловленные процессами радиационной деградации. Первые из них обусловлены в основном ионизационными процессами и вызывают появление объёмных токов, увеличение поверхностных токов утечки и т.д., но после снятия возмущающего воздействия ионизирующего излучения возможно

полное или частичное восстановление рабочих характеристик приборов, если они не выходят из строя. Эффекты второго типа обычно вызываются образованием дефектов или поверхностных зарядов. Обусловленные этими факторами изменения параметров приборов носят устойчивый характер.

Кроме того, описывая взаимодействие заряженных частиц с аппаратурой космических аппаратов, необходимо учесть усиление дозовых нагрузок на ЭРИ в составе бортовой аппаратуры космических аппаратов за счёт тормозного излучения, создаваемых электронами космического пространства при прохождении экранов, роль которых выполняют корпуса аппаратуры космических аппаратов. В [35] проведён комплекс расчётных исследований для оценки эффекта «усиления дозы» за счёт тормозного излучения, действующего на ЭРИ, применяемые в составе бортовой аппаратуры космических аппаратов, функционирующих на высокой круговой ($H = 20\,000$ км) и геостационарной орбитах. В [35] показано, что этот эффект может приводить к увеличению поглощённой дозы космического пространства в чувствительном объёме ЭРИ МОП-технологий от двух до пяти раз.

В [36] методом Монте-Карло оценён вклад в поглощённую дозу радиации тормозного излучения на геостационарной орбите внутри космического аппарата. Установлено, что поглощённая доза излучения под защитой в 11 мм алюминия в две тысячи раз превосходит дозу от электронов, которые генерируют это излучение. При моделировании учитывались только фотоэффект, Комптон-эффект, рождение электрон-позитронных пар в поле ядра атома.

Перечень принятых сокращений

БА	бортовая аппаратура
ВВФ	внешние воздействующие факторы
ГКИ	галактическое космическое излучение
ЕРПЗ	естественные радиационные пояса Земли
ИИ	ионизирующее излучение
ИРПЗ	искусственные радиационные пояса Земли
ИМС	интегральные микросхемы
ИЭТ	изделия электронной техники
КА	космический аппарат
КД	конструкторская документация
КИ	комплектующее изделие
КМОП	комплементарные структуры металл-окисел-полупроводник
КП	космическое пространство
МКС	международная космическая станция
МОП	структуры металл-окисел-полупроводник
МУ	моделирующая установка
НИОКР	научно-исследовательские и опытно-конструкторские работы
НТД	нормативно-технический документ
ОЗУ	оперативное запоминающее устройство
ОКР	опытно-конструкторская работа
ПЗС	прибор с зарядовой связью
ПФ	поражающие факторы
РД	радиационные дефекты
РКД	рабочая конструкторская документация
РА	радиоэлектронная аппаратура
СКИ	солнечное космическое излучение
ФКП	фактор космического пространства
ЭРИ	электрорадиоизделия
ЯВ	ядерный взрыв

Литература

1. *Заитов Ф.А., Литвинова Н.Н., Савицкий В.Г., Средин В.Г.* Радиационная стойкость в оптоэлектронике. М.: Воениздат, 1987. 166 с.
2. Блог компании RUVDS.com // URL: <http://nuclphys.sinp.msu.ru/pilgrims/cr16.htm>.
3. Модель космического пространства / под ред. акад. С.Н. Вернова. М.: МГУ, 1983.
4. *Безродных И.П. и др.* Радиационные условия на геостационарной орбите // Вопросы электромеханики. Т. 117. 2010. С. 33–42.
5. *Артемов А.Д., Данилин Ю.И., Курышев А.В. и др.* Функционирование БИС после протонного и нейтронного воздействий // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. 2019. Вып. 4. С. 50–56.
6. *Чернышев А.А., Глотюк А.Н., Попов Ю.А. и др.* Радиационная стойкость интегральных микросхем // Зарубежная электронная техника. 1984. № 8(279). С. 87.
7. Влияние облучения на материалы и элементы электронных схем / пер. с англ. под ред. В.Н. Быкова, С.П. Соловьева. М.: Атомиздат, 1986. 427 с.
8. *Мырова Л.О., Четиженко А.З.* Обеспечение стойкости аппаратуры связи к ионизирующим и электромагнитным излучениям. М.: Радио и связь, 1988. 297 с.
9. *Коришунов Ф.П., Богатырев Ю.В., Вавилов В.А.* Воздействие радиации на интегральные микросхемы. М.: Наука и техника, 1996. 254 с.
10. *Wondrak W., Betnge K., Silber O.* Radiation defect distribution in proton-irradiated silicon. J. Appl. Phys., 2017, vol.62(8), p. 3464–3466.
11. *Мальханов С.Е.* Энергетические уровни в кремнии, облученном быстрыми электронами // Физика и техника полупроводников. 1994. Т. 28. Вып. 8. С. 1431–1433.
12. *Курсалов Ю.В., Савченко И.С., Хорастянов Т.Л., Хрулев А.К.* Воздействие протонного излучения на кремниевые транзисторы.
13. *Азимов К.С., Григорьева Г.М. и др.* О влиянии областей разупорядочения на рекомбинацию в облученном протоном *p*-кремнии // Тез. докл. конференции «Радиационные дефекты в полупроводниках». М., 2012.
14. *Коноплева Р.Ф., Остроумов В.Н.* Взаимодействие заряженных частиц высоких энергий с германием и кремнием. М.: Атомиздат, 1975. 39 с.
15. *Hasegawa M., Mori S., Obsugi T., Kojima H., Taketani A., Kondo T., Noguchi M.* Radiation damage at silicon junction by neutron irradiation. Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Pes. 2019, A277, p. 395–400.
16. *Райкунов Г.Г.* Ионизирующие излучения космического пространства и их воздействие на бортовую аппаратуру космических аппаратов. М.: Физматлит, 2013. 256 с.
17. *Burke E.A.* Energy dependence of proton-induced displacement damage in silicon. IEEE Trans. Nucl. Sci. 1996, vol. NS-33, N6, p. 1276–1281.
18. *Dale C.J., Marshall P.W., Summers G.P., Wolicki E.A., Burke E.A.* Displacement damage equivalent to dose in silicon devices. Appl. Phys. Lett., 2009, vol.54(5), p. 451–453.
19. *Bulgakov Yu.V., Kolomenskaja T.I., Kuznetsov N.V., Yanzenko L.A.* The dependence of the resistance profile in silicon irradiated with hydrogen and Helium Ions on the ion energy and fluence. Phys.Stat.Sol.(A), 2016, vol.61, p. 77–79.
20. *Бор Н.* Прохождение атомных частиц через вещество. М.: Иностранная литература, 1950. 150 с.
21. *Устюжанов В.Н., Четиженко А.З.* Радиационные эффекты в биполярных интегральных микросхемах. М.: Радио и связь, 1989. 144 с.
22. *ДинсД., ВиньярдД.* Радиационные эффекты в твердых телах. М.: Иностранная литература, 2002. 243 с.
23. Действие проникающей радиации на изделия электронной техники / под ред. Е.А. Ладыгина. М.: НТМ по Решению 17-й отраслевой конференции НИТУ «МИСиС», 2007. 223 с.
24. *Кулаков В.М., Ладыгин Е.А., Шаховцев В.И.* Действие проникающей радиации на изделия электронной техники. М.: Советское радио, 1980. 224 с.
25. *Scour J.R.* Stable-damage comparisons for neutron-irradiated silicon. IEEE Trans.Nucl. Sci. М.:1983, vol. NS-20, N6, p. 190–195.
26. *Конозенко И.Д., Семенов А.К., Хиврич В.И.* Радиационные эффекты в кремнии. М.: Советское радио, 1995. 39 с.
27. Радиационная стойкость материалов радиотехнических конструкций / под ред. Н.Н. Сидорова, В.К. Князева. М.: Советское радио, 1986. 589 с.
28. *Luenera T.F., Kelly J.G., Stein H.J.* Neutron damage equivalence for silicon, silicon dioxide and gallium arsenide. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1987, vol. NS-34, N6, p. 1557.
29. *Polenz F.W., Taubke C.D., Walker R.L.* Application of silicon damage to neutron exposure measurement. IEEE Trans. Nucl. Sci. 1987, vol. NS-14, N6, p. 147–152.
30. *Stein H.J.* Energy dependence of neutron damage in silicon. J. of Appl. Phys., 2015, vol.38, N1, p. 139.
31. *Scour J.R., Shanfield Z., Harman R.A., Othmen S., Newberry D.M.* Permanent damage introduced by single particles incident to silicon devices. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1983, vol. NS-30, N6, p. 190–195.
32. *Mc. Kenzie J.M., Witt L.J.* Conversion of neutron spectra to then 14 MeV equivalences. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1982, vol. NS-19, N6, p. 194–199.
33. *Кузнецов Н.В., Соловьев Г.Г.* Радиационная стойкость кремния. М.: Энергоатомиздат, 1989.
34. Влияние облучения на материалы и элементы электронных схем / пер. с англ. под ред. В.Н. Быкова и С.П. Соловьева. М.: Атомиздат, 1989. 427 с.
35. *Булгаков Н.Н., Бахтызин И.В., Зинченко В.Ф.* Учёт эффекта «усиления дозы» вторичного тормозного излучения при прогнозировании дозовых нагрузок на электрорадиоизделия в составе бортовой аппаратуры космических аппаратов // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. 2020. Вып. 1. С. 31–38.
36. *Безродных И.П. и др.* Вопросы электромеханики. 2011. Т. 120. С. 37–44.

