

№ 1678

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
ИНСТИТУТ СТАЛИ и СПЛАВОВ
Технологический университет



МИСиС

Кафедра полупроводниковой электроники
и физики полупроводников

Е.А. Ладыгин, П.Б. Лагов, В.Н. Мурашев

**ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ ПРИ
ОБЛУЧЕНИИ БЫСТРЫМИ ЧАСТИЦАМИ.
ТЕОРИЯ И РАСЧЕТ**

Учебно-методическое пособие
для курсового и дипломного проектирования
для студентов специальности 200100

Рекомендовано редакционно-издательским
советом института в качестве учебного пособия

МОСКВА 2001

УДК 539.311.322:539.171

Л15

Л15 *Ладыгин Е.А., Лагов П.Б., Мурашев В.Н.* Физические процессы в полупроводниках при облучении быстрыми частицами. Теория и расчет: Учеб.-метод. пособие. – М.: МИСиС, 2001. – 47 с.

В пособии кратко изложены современные теоретические представления об образовании первичных дефектов в объеме полупроводника, приведены формулы для расчета основных электрофизических параметров монокристаллических полупроводников при воздействии быстрых частиц и гамма-квантов в широком диапазоне энергий. Цель пособия заключается в приобретении практических навыков выполнения расчета полного числа неравновесных смещений атомов в единице объема полупроводникового монокристалла при облучении различными видами частиц и гамма-квантов надпороговых энергий. Приведены точные значения фундаментальных физических констант, необходимых для расчетов, а также наглядные графические зависимости рассчитываемых параметров от условий облучения для кремния, которые полезно использовать для самопроверки результатов расчета.

Пособие предназначено для студентов специальности 200100 «Микроэлектроника и твердотельная электроника», выполняющих курсовые работы по дисциплине «Основы лучевой технологии микроэлектроники», а также пособие будет полезно студентам, аспирантам и специалистам, выполняющим дипломные и научно-исследовательские работы в области радиационной физики, материаловедения, технологии полупроводниковых приборов и интегральных схем.

© Московский государственный
институт стали и сплавов
(Технологический университет)
(МИСиС) 2001

ЛАДЬГИН Евгений Александрович

ЛАГОВ Петр Борисович

МУРАШЕВ Виктор Николаевич

**ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ
ПРИ ОБЛУЧЕНИИ БЫСТРЫМИ ЧАСТИЦАМИ.
ТЕОРИЯ И РАСЧЕТ**

Учебно-методическое пособие
для студентов специальности 200100

Рецензент канд. физ.-мат. наук, доц. *В.Г. Костишин*

Редактор *Л.В. Иванкова*

Заказ 983

Объем 47 стр.

Тираж 100 экз.

Цена "С"

Регистрационный № 489

Московский государственный институт стали и сплавов,
119991 Москва, Ленинский пр-т, 4

Отпечатано в типографии издательства «Учеба» МИСиС, ул. Орджоникидзе, 8/9

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	4
1. Облучение быстрыми электронами	7
1.1. Смещение атомов из узлов кристаллической решетки	7
1.2. Максимальная энергия, передаваемая атому облучаемого кристалла	8
1.3. Средняя энергия, передаваемая атому облучаемого кристалла	9
1.4. Поперечное сечение упругих столкновений и скорость электронов	10
1.5. Каскадный процесс смещений	13
1.6. Полное число смещений в единице объема кристалла	15
1.7. Энергетические потери и длина пробега	17
1.8. Представление исходных данных и результатов расчета	21
2. Облучение гамма-квантами	22
2.1. Фотоэффект	22
2.2. Рассеяние гамма-излучения (эффект Комптона)	24
2.3. Образование электрон-позитронных пар	27
2.4. Расчет числа смещений	28
3. Облучение нейтронами	32
3.1. Общие сведения о взаимодействии нейтрона с веществом	32
3.2. Смещение атомов	33
3.3. Максимальная и средняя энергия, передаваемая атому	34
3.4. Поперечное сечение взаимодействия	35
3.5. Каскадный процесс смещений	35
3.6. Полное число смещений	36
3.7. Неупругое рассеяние нейтронов	37
4. Облучение протонами	38
4.1. Общие сведения	38
4.2. Максимальная и средняя энергия, передаваемая атому вещества	39
4.3. Поперечное сечение столкновений и длина пробега	40
4.4. Каскадный процесс смещений	42
4.5. Полное число смещений	43
Заключение	45

ВВЕДЕНИЕ

Результаты исследований радиационной стойкости полупроводниковых элементов радиоэлектронной аппаратуры, проведенных в течение последних десятилетий отечественными и зарубежными учеными, показали, что ионизирующие излучения и радиационные методы с их использованием представляют большой практический и научный интерес для различных направлений полупроводниковой электроники, технологии микроэлектроники, физики и материаловедения полупроводников. Назовем некоторые из этих направлений:

- изучение радиационных эффектов в полупроводниковых приборах (ППП) и интегральных схемах (ИС), определение их радиационной стойкости;

- радиационная технология ППП и ИС (управление электрофизическими параметрами в конце цикла их изготовления, получение качественно новых сочетаний электрических параметров полупроводниковых структур);

- радиационная отбраковка ППП и ИС (выявление потенциально ненадежных элементов с использованием небольших потоков ионизирующего излучения);

- повышение радиационной стойкости полупроводниковых элементов путем конструктивно-технологических решений совместно с использованием радиационной обработки до эксплуатации в радиационной среде;

- изучение механизмов образования, кинетики накопления и отжига радиационных дефектов в полупроводниках и активных областях приборных структур;

- исследование влияния радиационных дефектов на электрофизические, оптические и другие свойства полупроводников и приборных структур на их основе;

- трансмутационное легирование и др.

Согласно современным теоретическим представлениям, которые надежно подтверждены экспериментальными работами, независимо от вида ионизирующего излучения (быстрые нейтроны, электроны, протоны, альфа-частицы, гамма-кванты) его взаимодействие с полупроводниками осуществляется посредством следующих процессов:

- ионизация атомов кристалла, обусловленная смещением электронов и разрывом валентных связей, т. е. кратковременная генерация неравновесных носителей заряда (электронно-дырочных пар) – обратимый процесс;

- смещение атомов из узлов кристаллической решетки, т.е. образование простейших радиационно-структурных дефектов – пар Френкеля (вакансия + межузельный атом);

- возбуждение атомов и электронов без смещения (разогрев кристалла);

- генерация вторичного гамма- и рентгеновского излучения;

- трансмутационное легирование за счет ядерных превращений.

Необходимо указать, что начиная с некоторого уровня энергий, который определяется видом излучения, а также кристаллохимической природой полупроводника, в облучаемых образцах происходят:

- каскадные процессы смещения атомов;

- ядерные превращения (необратимый процесс).

С позиций радиационной технологии микроэлектроники процесс смещения атомов из узлов кристаллической решетки наиболее интересен, поскольку именно он в первую очередь определяет концентрацию и свойства вторичных радиационных дефектов – радиационных центров (РЦ), образующихся в результате последующего взаимодействия компонент пар Френкеля с имеющимися до облучения точечными дефектами. Стабильные во времени и по температуре РЦ действуют в полупроводнике подобно донорам, акцепторам или рекомбинационным примесям, что позволяет управлять основными электрофизическими и даже геометрическими характеристиками активных областей неоднородной структуры и изменять в широком диапазоне параметры ППП или ИС в конце цикла их изготовления [1, 2].

В связи с тем, что технологический метод и аппаратура, с помощью которых он реализуется, должны быть одновременно эффективными, легко управляемыми, воспроизводимыми и экологически безопасными, наибольшую популярность в радиационной технологии микроэлектроники приобрел радиационно-термический процесс (РТП) с использованием пучков быстрых электронов в диапазоне энергий 1...10 МэВ, получаемых линейными ускорителями. Это обусловлено тем, что при энергиях менее 1 МэВ эффективность образования смещений атомов, а следовательно, и вторичных электри-

чески активных, термостабильных радиационных центров слишком мала. При энергиях свыше 10 МэВ увеличивается вероятность дополнительного легирования и остаточной активации облучаемых образцов.

При выполнении курсовой работы целью расчета является определение полного числа смещений атомов N_d в полупроводниковом материале при воздействии быстрых электронов, гамма-квантов, нейтронов и протонов. Для проведения корректных расчетов необходимо сначала определить фундаментальные физические параметры (максимальную и среднюю энергию, передаваемую атому полупроводника, каскадную функцию, поперечное сечение взаимодействия излучения с атомами полупроводника), характеризующие воздействие излучений надпороговых энергий (приводящих к смещению атома из узла кристаллической решетки) на полупроводниковый материал. Для случаев облучения быстрыми электронами и протонами необходимо рассчитать длину пробега частиц в материале, так как она может быть сравнима с толщиной реальных образцов.

Исходными данными при выдаче заданий на курсовую работу являются:

- вид излучения;
- полупроводниковый материал;
- энергия и поток быстрых частиц или гамма-квантов.

В качестве примера на всех этапах расчета приводятся вычисления для основного материала полупроводниковой электроники – кремния. Справочные данные по кремнию и другим полупроводниковым материалам приведены в разделе 1.8.

1. ОБЛУЧЕНИЕ БЫСТРЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

1.1. Смещение атомов из узлов кристаллической решетки

При прохождении быстрых электронов через кристалл полупроводника их энергия в основном расходуется на неупругое рассеяние на атомах, что приводит к ионизации и возбуждению последних. Кроме, того, может происходить смещение атомов из узла кристаллической решетки. В связи с тем, что электроны обладают очень малой массой, для передачи атому энергии около 10 эВ их энергия должна превышать 100 кэВ (для Si: 12,9 эВ и 145 кэВ при $T = 300$ К). Электроны таких энергий двигаются со скоростями близкими к скорости света и их называют релятивистскими, а также быстрыми или высокоэнергетичными. Быстрый электрон способен проникнуть сквозь облако орбитальных электронов и испытать кулоновское (упругое) взаимодействие с ядром, которое и вызывает смещение атома из узла решетки.

Энергия E_a , передаваемая атому массой M при упругом взаимодействии с быстрым электроном с энергией E_e и массой покоя m_0 (рис. 1.1), согласно закону сохранения энергии определяется в релятивистском случае ($m_0 \ll M$) соотношением

$$E_a = \frac{2(E_e + 2m_0c^2)}{Mc^2} E_e \sin^2\left(\frac{\Theta}{2}\right) \quad (1.1)$$

где m_0 – масса покоя электрона, $m_0 = 9,1093897 \cdot 10^{-31}$ кг [3];

$c = 299\,792\,458$ м/с – скорость света в вакууме, с [3];

Θ – угол, под которым рассеивается электрон по отношению к первоначальной траектории движения (см. рис. 1.1).



Рис. 1.1. Схема упругого взаимодействия быстрого электрона с атомом кристалла

1.2. Максимальная энергия, передаваемая атому облучаемого кристалла

Максимальная энергия передается при лобовом столкновении ($\Theta = 180^\circ$) и равна

$$E_{a \max} = \frac{2(E_e + 2mc^2)}{Mc^2} E_e. \quad (1.2)$$

Для проведения корректного расчета следует привести все единицы в систему СИ. В данном случае в этом нуждаются атомная масса облучаемого вещества M и энергия электронов E_e (для примера возьмем энергию $E_e = 6$ МэВ). При облучении кремния электронами энергией 6 МэВ имеем

$$M = 28,086 \text{ а.е.м.}, 1 \text{ а.е.м.} = 1,6605402 \cdot 10^{-27} \text{ кг},$$

тогда $M \approx 46,637932 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$;

$$E_e = 6 \cdot 10^6 \text{ эВ}, 1 \text{ эВ} = 1,60217733 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}, \text{ тогда}$$

$$E_e \approx 9,613064 \cdot 10^{-13} \text{ Дж}.$$

Подставляя эти значения в выражение (1.2), получаем

$$E_{a \max} = \frac{2 \cdot [9,613064 \cdot 10^{-13} \text{ Дж} + 2 \cdot 9,1093897 \cdot 10^{-31} \text{ кг} \cdot (299792458 \text{ м/с})^2] \cdot 9,613064 \cdot 10^{-13} \text{ Дж}}{46,637932 \cdot 10^{-27} \text{ кг} \cdot (299792458 \text{ м/с})^2}$$

$$E_{a \max} \approx 5160,39 \cdot 10^{-19} \text{ Дж} = 3220,86 \text{ эВ}.$$

На рис. 1.2 приведена зависимость $E_{a \max}$ от энергии быстрых электронов в диапазоне 0,1...100 МэВ, полученная согласно выражению (1.2).

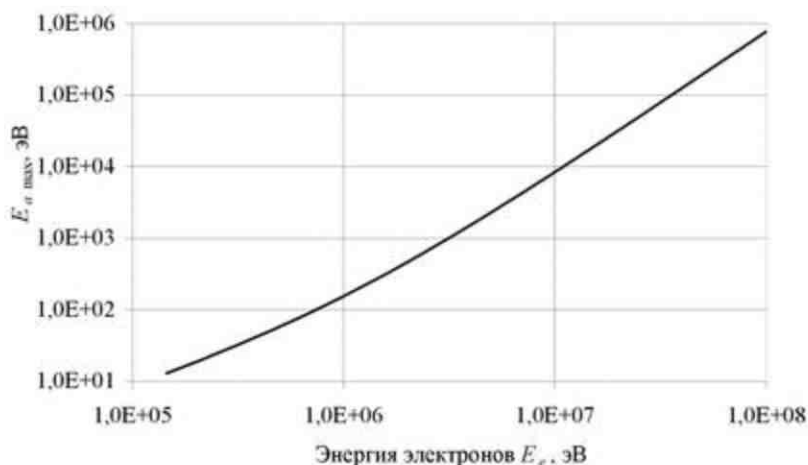


Рис. 1.2. Зависимость максимальной энергии, передаваемой атому кристалла $E_{a \max}$, от энергии бомбардирующих электронов E_e

1.3. Средняя энергия, передаваемая атому облучаемого кристалла

Важной особенностью электронного облучения является то, что лишь незначительная часть быстрых электронов может рассеиваться под большими углами Θ (упругое рассеяния Резерфорда). Подавляющее же число актов упругого рассеяния электронов происходит при небольших углах с передачей малых количеств энергии. Поэтому средняя энергия, передаваемая атому мишени при электронной бомбардировке, определяется выражением

$$E_{a \text{ ср}} = \frac{E_{a \max} \cdot E_d}{E_{a \max} - E_d} \cdot \ln \left(\frac{E_{a \max}}{E_d} \right), \quad (1.3)$$

где E_d – энергия смещения атома из узла кристаллической решетки.

В данном выражении значения энергий можно подставлять как в эВ, так и в Дж. Для случая кремния и электронов энергией 6 МэВ имеем

$$E_d = 12,9 \text{ эВ} \text{ и } E_{a \max} = 3220,86 \text{ эВ, тогда}$$

$$E_{a \text{ ср}} = \frac{3220,86 \text{ эВ} \cdot 12,9 \text{ эВ}}{3220,86 \text{ эВ} - 12,9 \text{ эВ}} \cdot \ln \left(\frac{3220,86 \text{ эВ}}{12,9 \text{ эВ}} \right) = 71,50 \text{ эВ}.$$

На рис. 1.3 приведена зависимость средней энергии $E_{a\text{ ср}}$ от энергии бомбардирующих электронов.

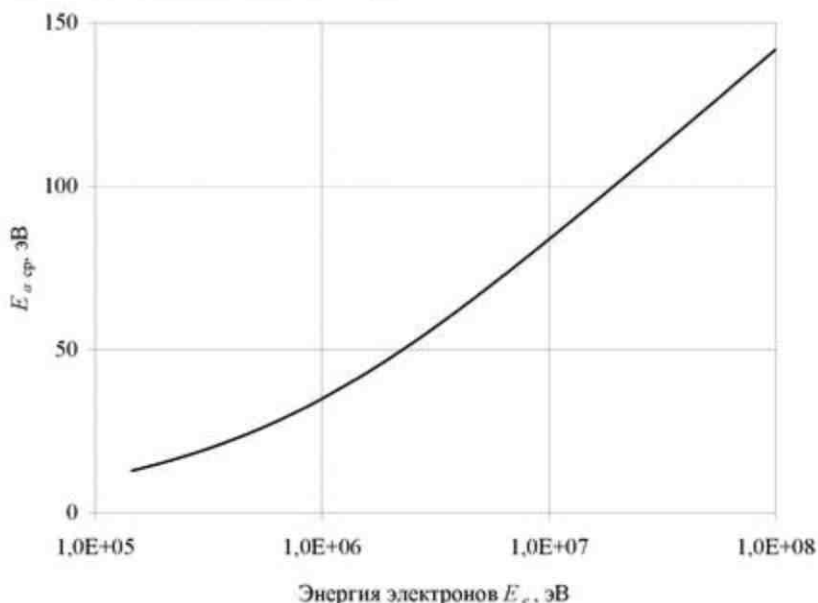


Рис. 1.3. Зависимость средней энергии, передаваемой атому $E_{a\text{ ср}}$, от энергии бомбардирующих электронов E_e

1.4. Поперечное сечение упругих столкновений и скорость электронов

Поперечное сечение столкновений σ_e , создающих смещения, при рассеянии релятивистских электронов зависит от их энергии E_e . Выражение, описывающее зависимость поперечного сечения упругих столкновений при рассеянии классических нерелятивистских электронов, впервые получено Резерфордом, а затем уточнено Дарвином для релятивистских электронов:

$$\sigma_{DR} = \pi \left(\frac{Ze^2}{mc^2} \right)^2 \frac{1}{\beta^4 \gamma^2} \left(\frac{E_{a\text{ max}}}{E_d} - 1 \right), \quad (1.4)$$

где Z – атомный номер облучаемого материала по периодической системе элементов Д. И. Менделеева;

e – заряд электрона в системе СГС, $e = 4,8 \cdot 10^{-10}$ ед;

β – скорость электрона в единицах скорости света, $\beta = v/c$;

$\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$.

Строгий расчет поперечного сечения зависимости $\sigma_e(E_e)$ впервые выполнен Моттом. Для веществ с малым Z ($Z \ll 137$) данная зависимость с большой точностью аппроксимируется формулой Мак-Кинли – Фешбаха:

$$\sigma_{MkF} = \pi \left(\frac{Ze^2}{mc^2} \right)^2 \frac{1}{\beta^4 \gamma^2} \left[\left(\frac{E_{\sigma \max}}{E_d} - 1 \right) - \beta^2 \ln \frac{E_{\sigma \max}}{E_d} + \pi \alpha \beta \left\{ 2 \left[\left(\frac{E_{\sigma \max}}{E_d} \right)^{1/2} - 1 \right] - \ln \frac{E_{\sigma \max}}{E_d} \right\} \right] \quad (1.5)$$

где α – постоянная тонкой структуры,

$$\alpha = \frac{Z \cdot \mu_0 \cdot c \cdot e^2}{2h} = Z \cdot 7,29735308 \cdot 10^{-3};$$

μ_0 – магнитная постоянная, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Н/А²;

h – постоянная Планка, $h = 6,6260755 \cdot 10^{-34}$ Дж·с.

Для численных расчетов в системе СИ удобнее заменить множитель $\pi \left(\frac{Ze^2}{mc^2} \right)^2$ на равноценный множитель (0,2495 барна)· Z^2 .

Один барн равен площади 10^{-24} см².

Таким образом, расчет поперечного сечения упругих столкновений при облучении быстрыми электронами следует проводить по формуле

$$\sigma_e = 0,2495 \cdot 10^{-24} Z^2 \frac{1}{\beta^4 \gamma^2} \left[\left(\frac{E_{\sigma \max}}{E_d} - 1 \right) - \beta^2 \ln \frac{E_{\sigma \max}}{E_d} + \pi \alpha \beta \left\{ 2 \left[\left(\frac{E_{\sigma \max}}{E_d} \right)^{1/2} - 1 \right] - \ln \frac{E_{\sigma \max}}{E_d} \right\} \right] \quad (1.6)$$

В этом случае значения сечения упругих столкновений получаются в см².

Некоторые затруднения могут возникнуть при определении скорости бомбардирующих электронов и соответственно β . В связи с этим ниже приведено выражение для определения β согласно теории относительности:

$$\beta = \frac{v}{c} = \sqrt{1 - \left(\frac{1}{\frac{E_e}{m_0 c^2} + 1} \right)^2} \quad (1.7)$$

Зависимости $\beta(E_e)$ и $\sigma_e(E_e)$, полученные согласно выражениям (1.7) и (1.6), приведены на рис. 1.4 и 1.5 соответственно. Бомбардирующим кремний электронам с энергией 6 МэВ соответствуют значения $\beta = 0,9969$ и $\sigma_e = 7,65 \cdot 10^{-23} \text{ см}^2$. Штриховой линией на рис. 1.5 для сравнения также показана зависимость $\sigma_{DR}(E_e)$, полученная согласно выражению (1.4).

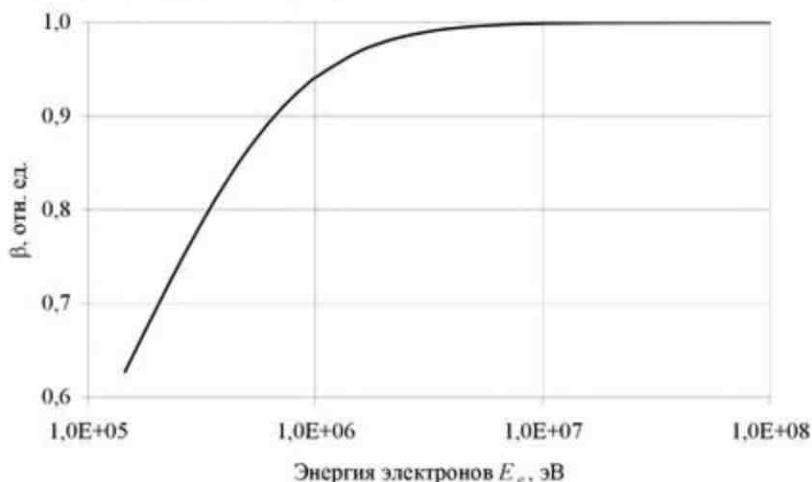


Рис. 1.4. Зависимости скорости электронов β в единицах скорости света от их энергии E_e

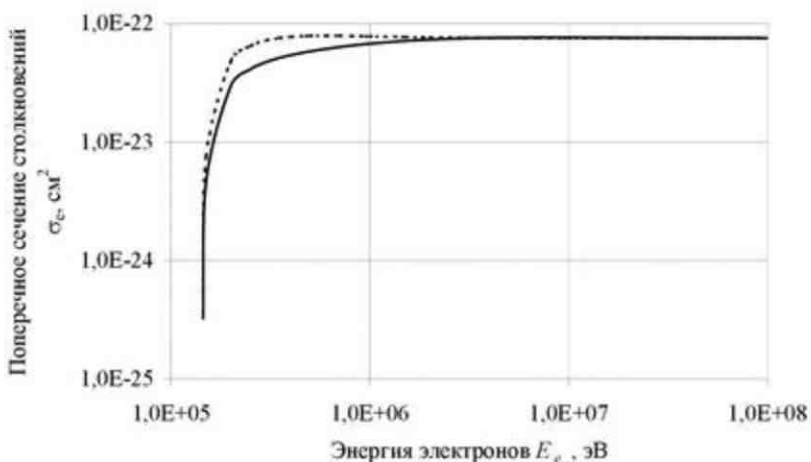


Рис. 1.5. Зависимость сечения упругих столкновений быстрых электронов с атомами кремния от их энергии

Как видно из рис. 1.5, при энергиях электронов свыше 2 МэВ обе зависимости начинают выходить на насыщение. При этом $\sigma_{DR} \approx \sigma_{MeF} = \sigma_e \approx 7,7 \cdot 10^{-23} \text{ см}^2$. В крайних случаях при минимальной пороговой энергии электронов ($\sim 145 \text{ кэВ}$ при $T = 300 \text{ К}$) для кремния величина $\sigma_e \approx 10^{-28} \text{ см}^2$, а при $E_e \geq 100 \text{ МэВ}$ величина σ_e стремится к величине $\sim 2 \cdot 10^{-22} \text{ см}^2$.

1.5. Каскадный процесс смещений

Первично смещенный атом, получивший при воздействии на него быстрой частицы достаточно большую энергию ($E_a \gg E_d$), может смещать в результате упругих столкновений соседние атомы, которые, в свою очередь, могут производить дальнейшие смещения, пока энергия выбитого атома не станет столь малой, что при последующем столкновении он не сможет передать следующему атому энергию, значительно превышающую энергию смещения. Другими словами, первично смещенные атомы способны создавать каскад дополнительных смещений, вследствие чего полное число смещений превышает число актов рассеяния бомбардирующих частиц. Наиболее ярко этот процесс выражен при облучении полупроводников нейтронами спектра деления, что приводит к образованию областей разупорядочения и многовакансионных комплексов. При облучении

быстрыми электронами с $E_e \leq 10$ МэВ число атомов, смещенных в результате каскадного процесса, составляет нескольких единиц, включая первично смещенный атом. При облучении быстрыми электронами более высоких энергий ($E_e \geq 20$ МэВ) вероятность образования областей разупорядочения возрастает с ростом энергии электронов.

Число атомов ν , смещенных в результате каскадного процесса, зависит от энергии первично смещенного атома E_a и согласно модели Кинчина [1, 2, 4] определяется следующими соотношениями:

$$\nu(E) = 1 \text{ при } 0 < E_{a\text{cp}} < 2E_d; \quad (1.8)$$

$$\nu(E) = E_{a\text{cp}}/(2E_d) \text{ при } 2E_d < E_{a\text{cp}} < E_i; \quad (1.9)$$

$$\nu(E) = E_i/(2E_d) \text{ при } E_{a\text{cp}} > E_i; \quad (1.10)$$

где E_i – пороговая энергия ионизации движущегося атома, эВ.

Физический смысл модели Кинчина и соответственно выражений (1.8) – (1.10) заключается в том, что в среднем половина энергии смещенного атома расходуется на образование вторичных смещений, а вторая половина – на ионизацию (при $E_{a\text{cp}} > E_i$) и возбуждение ($E_{a\text{cp}} < 2E_d$) соседних атомов.

Поясним величину E_i . При облучении частицами высоких энергий может произойти вторичный процесс – ионизация первично смещенных атомов, если их энергия превышает некоторое предельное значение энергии ионизации движущегося атома E_i , определяемое согласно условию ионизации по Зейтцу [1, 2] (равенство скоростей движущегося атома и самого медленного орбитального электрона) для полупроводников по формуле

$$E_i = \frac{M}{8m_0} \cdot \Delta E_g, \quad (1.11)$$

где M – масса движущегося атома, кг;

m_0 – масса покоя электрона, кг;

ΔE_g – ширина запрещенной зоны полупроводника, эВ.

Для кремния при комнатной температуре ΔE_g составляет 1,12 эВ. Отсюда

$$E_i = \frac{46,637932 \cdot 10^{-27} \text{ кг}}{8 \cdot 9,1093897 \cdot 10^{-31} \text{ кг}} \cdot 1,12 \text{ эВ} \approx 7,17 \text{ кэВ}$$

При облучении быстрыми электронами процесс ионизации движущегося атома становится возможным лишь при энергиях свыше 10 МэВ при условии лобового столкновения с атомом мишени (см. рис. 1.1). Но поскольку электроны в подавляющем большинстве случаев рассеиваются под малыми углами θ , и, кроме того, в модели Кинчина речь идет о средней энергии, передаваемой атому, то расчет величины ν в нашем случае производится по выражению (1.9) при $E_e > 0,5$ МэВ. При меньших энергиях бомбардирующих электронов можно принять $\nu = 1$, т.е. выполняется условие (1.8).

Как было вычислено выше, для 6 МэВ электронов средняя энергия $E_{a\text{cp}} = 71,5$ эВ. Тогда

$$\nu = 71,5 \text{ эВ} / (2 \cdot 12,9 \text{ эВ}) \approx 2,77.$$

Зависимость числа атомов, смещенных в результате каскадного процесса $\nu(E_e)$, приведена на рис. 1.6.

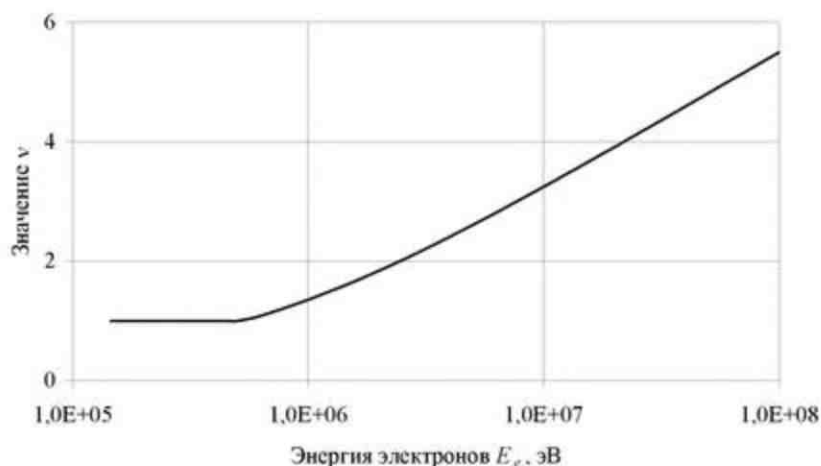


Рис. 1.6. Зависимость числа атомов ν , смещенных в результате каскадного процесса, от энергии воздействующих электронов

1.6. Полное число смещений в единице объема кристалла

Полное число смещений атомов в единице объема полупроводника при облучении различными видами ионизирующего излучения определяется выражением [4]

$$N_d = \int_{E_d}^{E_{\sigma \max}} N_0 \Phi \sigma(E) \nu(E) dE, \quad (1.12)$$

где N_0 – концентрация атомов в кристалле (для кремния

$$N_0 = 4,99 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3});$$

Φ – интегральный поток быстрых частиц различных типов (электроны, нейтроны, протоны и др.) и/или гамма-квантов, см^{-2} .

При облучении быстрыми электронами фиксированной энергии E_e выражение (1.12) упрощается:

$$N_d = N_0 \Phi_e \sigma_e(E_e) \nu(E_e), \quad (1.13)$$

где Φ_e – поток электронов фиксированной энергии, см^{-2} .

Поток представляет собой число быстрых частиц, пересекающих поверхность полупроводника площадью 1 см^2 . На практике Φ_e определяется как произведение плотности потока быстрых электронов φ_e , $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, на длительность процесса облучения t , с: $\Phi_e = \varphi_e t$.

При проведении РТП значения φ_e и t задаются оператором ускорителя и зависят от специфики решаемой задачи. При этом φ_e контролируется путем измерения тока ионизации, регистрируемого специальными датчиками – цилиндрами Фарадея, а задается путем изменения расстояния от выходного окна ускорителя до облучаемого образца. Реально воспроизводимые значения φ_e лежат в диапазоне $10^{10} \dots 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, а для задач радиационной технологии микроэлектроники диапазон сужается до $\varphi_e = 10^{11} \dots 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Длительность процесса облучения составляет $t = 1 \dots 10^5 \text{ с}$.

Вычислим значения N_d при воздействии 6 МэВ электронов с $\Phi_e = 10^{15} \text{ е/см}^2$ на кремний:

$$N_d = 4,99 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3} \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot 7,65 \cdot 10^{-23} \text{ см}^2 \cdot 2,77 \approx 1,058 \cdot 10^{16} \text{ или}$$

$N_d \approx 10,58 \cdot \Phi_e$. Это означает, что на один быстрый электрон энергией 6 МэВ приходится 10,58 смещенных им атомов при пробеге 1 см. Отношение N_d / Φ_e можно определить как эффективность образования первичных смещений (полное число смещений, приходящееся на одну частицу), зависящую от энергии бомбардирующих электронов и физико-химической природы облучаемого кристалла:

$$\eta_d = N_d / \Phi_e = N_0 \sigma_e(E_e) \nu(E_e), \quad (1.14)$$

Зависимость $\eta_d(E_e)$ приведена на рис. 1.7.

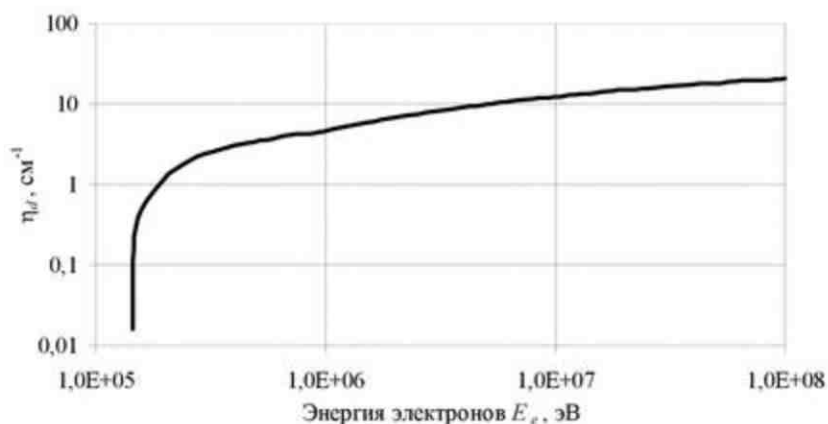


Рис. 1.7. Зависимость эффективности образования первичных смещений η_0 от энергии действующих электронов E_e

1.7. Энергетические потери и длина пробега

Необходимо заметить, что в приведенном алгоритме расчета заложено упрощение, суть которого состоит в том, что пробег электронов в кремнии много больше толщины облучаемых образцов и потерями энергии электронов по мере прохождения через толщу образцов ($-dE_e/dx$) можно пренебречь. В свою очередь, величина потерь энергии, их природа и длина пробега быстрых электронов существенно зависят от их начальной энергии. Следовательно, для проведения корректных расчетов необходимо учесть длину пробега быстрых электронов в полупроводнике в зависимости от их энергии и соответственно, механизмов ее потерь.

Для практических расчетов длины пробега (см) быстрых электронов от их начальной энергии $L_e(E_e)$ следует использовать степенную зависимость вида

$$L_e = a \cdot E_e^b, \text{ [см]} \quad (1.15)$$

где E_e – энергия электронов, МэВ.

Для кремния в диапазоне энергий $E_e = 0,1 \dots 100$ МэВ $a = 0,1846$; $b = 1,056$.

Данная зависимость дает приближенные значения L_e . Для получения более точных значений следует корректировать значения

множителя a и показателя степени b для каждого поддиапазона энергии: для $E_e = 0,01...0,1$ МэВ соответствуют a_1 и b_1 , для $0,1...1$ МэВ соответствуют a_2 и b_2 . Однако для практических оценок L_e при выборе режимов РТП в этом нет необходимости.

Для физико-математического моделирования расчет L_e следует проводить с учетом всех видов энергетических потерь. Кратко разберем основные из них.

Энергия быстрых электронов при их прохождении через полупроводник тратится на ионизацию атомов (dE_1/dx), генерацию тормозного рентгеновского излучения (dE_2/dx), смещение и возбуждение атомов мишени. Энергетические потери, расходуемые на смещение атомов, невелики, и ими можно пренебречь при оценке пробегов. При определении длины пробега электронов с учетом энергетических потерь в конкретной мишени часто используется понятие тормозящей способности мишени S , учитывающей плотность ρ облучаемого материала.

$$S = S_1 + S_2 = \frac{1}{\rho} \left(\frac{dE_1}{dx} + \frac{dE_2}{dx} \right). \quad (1.16)$$

Зависимость энергетических потерь dE/dx от начальной энергии электронов E_e представлена на рис. 1.8.

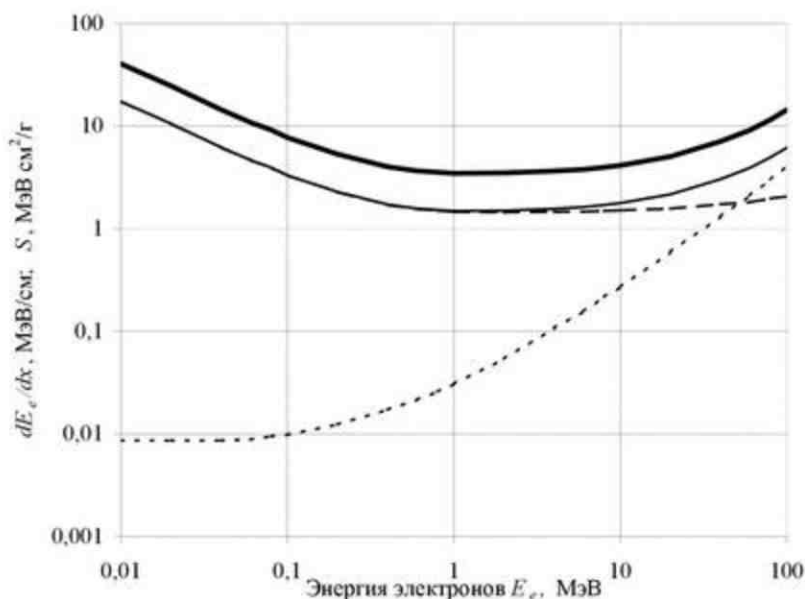


Рис. 1.8. Зависимость энергетических потерь dE/dx и тормозящей способности S быстрых электронов в кремнии от их энергии:

— $-dE/dx$; — S ; - - - S_1 ; ···· S_2

Из представленных на рис. 1.8 зависимостей видно, что ионизационные потери обратно пропорциональны энергии бомбардирующих электронов. В общем случае при облучении материалов с различной плотностью упаковки атомов N данная зависимость имеет вид $dE_1/dx \sim N/E_e$. Энергетические потери на генерацию тормозного рентгеновского излучения в мишени при малых энергиях бомбардирующих электронов незначительны и возрастают с ростом энергии $E_e > 10$ МэВ. При этом $dE_2/dx \sim Z \cdot E_e$ (Z – атомный номер облучаемого вещества). Для вычисления энергетических потерь и пробега быстрых электронов в других материалах (индекс «м») следует домножить ионизационные энергетические потери на множитель $(Z/A)_m / (Z/A)_{Si}$, (A – атомная масса) и потери энергии, связанные с генерацией рентгеновских лучей – на множитель (Z_m/Z_{Si}) . Наименьшие потери энергии с учетом обоих механизмов для кремния и большинства других полупроводников находятся в диапазоне энергии быстрых электронов $E_e = 1 \dots 4$ МэВ. Данная особенность объясняет неточность формулы (1.15).

Как видно из рис. 1.8, весь диапазон энергий E_e можно разбить на два характерных поддиапазона с границей для кремния порядка ~ 1 МэВ, в котором энергетические потери минимальны. Длина пробега в этих поддиапазонах ($E_e \leq 1$ МэВ, $E_e > 1$ МэВ) может быть описана для кремния с учетом зависимости $dE/dx = f(E_e)$ в диапазоне $E_e = 0,01 \div 100$ МэВ.

$$L_e = \int_0^{E_e} \frac{dE_e}{(-dE/dx)}, \quad (1.17)$$

Зависимость пробега быстрых электронов в кремнии от их начальной энергии представлена на рис. 1.9.

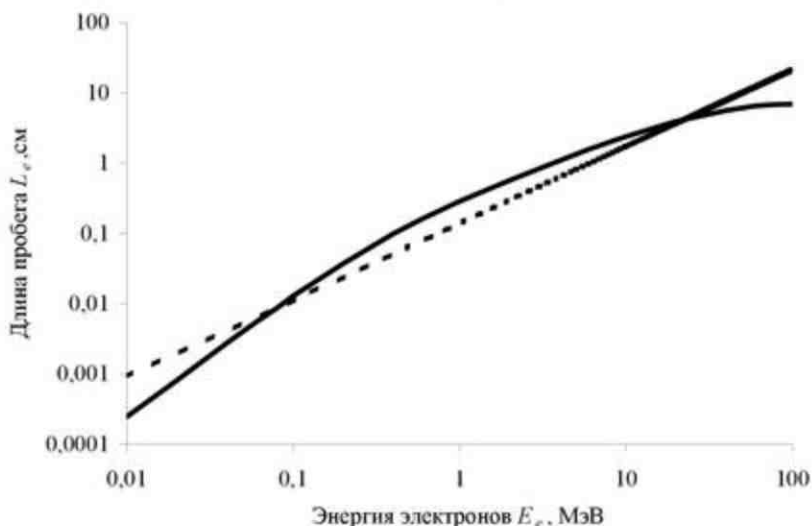


Рис. 1.9. Зависимость длины пробега электронов в кремнии L_e от их начальной энергии E_e : — — зависимость, соответствующая выражению (1.17) с учетом зависимости на рис. 1.8; — степенная аппроксимация по выражению (1.15)

1.8. Представление исходных данных и результатов расчета

Исходные данные и результаты, получаемые на этапах расчета, рекомендуется представить в виде таблиц, аналогичных табл. 1.1 и 1.2.

Таблица 1.1

Исходные данные (для всех вариантов)

Материал и смешиваемый атом	Z	M, а.е.м.	$\Delta E_g(300K)$, эВ	$E_{пор}$, кэВ	E_d , эВ	E_e , МэВ (Варианты)	Φ_e , е/см ² (Варианты)
Si	14	28,086	1,12	145	12,9	1...100	$10^{12}...10^{18}$
Ge	32	72,6	0,66	360	14,5	1...100	$10^{12}...10^{18}$
C	6	12	5,5	—	70	1...100	$10^{12}...10^{18}$
GaAs	Ga	31	69,7	1,43	228	8,8	$10^{12}...10^{18}$
	As	33	74,9		355		
GaSb	Ga	31	69,7	0,69	170	1...100	$10^{12}...10^{18}$
	Sb	51	121,8		340		
InP	In	49	114,8	1,28	270	1...100	$10^{12}...10^{18}$
	P	15	31,0		110		
InAs	In	49	114,8	0,36	277	1...100	$10^{12}...10^{18}$
	As	33	74,9		236		
InSb	In	49	114,8	0,17	268	1...100	$10^{12}...10^{18}$
	Sb	51	121,8		398		
ZnSe	Zn	30	65,4	2,58	180	1...100	$10^{12}...10^{18}$
	Se	34	79,0		238		
CdTe	Cd	48	112,4	1,5	235	1...100	$10^{12}...10^{18}$
	Te	52	127,6		340		
CdSe	Cd	48	112,4	1,74	320	1...100	$10^{12}...10^{18}$
	Se	34	79,0		250		
CdS	Cd	48	112,4	2,53	290	1...100	$10^{12}...10^{18}$
	S	16	32,1		115		

Таблица 1.2

Результаты расчета для кремния (вариант $E_e = 6$ МэВ, $\Phi_e = 10^{15}$ см⁻²)

$E_a \text{ max.}$, эВ	$E_a \text{ ср.}$, эВ	β , отн. ед.	σ_e , см ²	E_d , эВ	ν	η_d , см ⁻¹	dE/dx , МэВ/см	L_e , см	N_d , см ⁻³
3220,86	71,50	0,9969	$7,65 \cdot 10^{-23}$	7170	2,77	10,58	3,8	1,58	$1,06 \cdot 10^{15}$

2. ОБЛУЧЕНИЕ ГАММА-КВАНТАМИ

Если не считать ядерных реакций под действием гамма-квантов, то основными видами взаимодействия гамма-квантов с веществом являются: фотоэффект, эффект Комптона и образование электронно-позитронных пар [5].

2.1. Фотоэффект

Фотоэффектом называется такой процесс взаимодействия гамма-кванта с электроном, связанным с атомом, при котором электрону передается вся энергия гамма-кванта. При этом электрон выбрасывается за пределы атома с кинетической энергией

$$E_e = E_\gamma + I_i \quad (2.1)$$

где E_γ – энергия гамма-кванта;

I_i – потенциал ионизации i -й оболочки атома.

Освободившееся в результате фотоэффекта место на электронной оболочке заполняется электронами с вышерасположенных оболочек. Этот процесс сопровождается испусканием рентгеновского излучения или испусканием электронов Оже (передача энергии возбуждения атома электрону этого же атома).

Фотоэффект возможен только на связанном электроном. Чем меньше связь электрона с атомом по сравнению с энергией фотона, тем менее вероятен фотоэффект. Это обстоятельство определяет все основные свойства фотоэффекта: зависимость сечения от энергии, соотношение вероятностей фотоэффекта на разных электронных оболочках и зависимость сечения от заряда среды. При больших энергиях гамма-квантов, для которых все электроны атома слабо связаны, сечение фотоэффекта мало. В общем случае для сечения фотоэффекта получается следующая зависимость от энергии гамма-излучения и заряда среды:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{фот}} &\sim Z^5 / E_\gamma \quad \text{для } E_\gamma \gg I_K; \\ \sigma_{\text{фон}} &\sim Z^5 / E_\gamma^{7/2} \quad \text{для } E_\gamma > I_K, \end{aligned} \quad (2.2)$$

где I_K – потенциал ионизации K -оболочки атома.

Фотоэффект особенно существен для тяжелых веществ, где он наблюдается даже при высоких энергиях гамма-квантов. В легких веществах фотоэффект становится заметен только при относительно небольших энергиях гамма-квантов.

Формулы для сечения фотоэффекта на электронах K -оболочки получены методами квантовой электродинамики и выглядят следующим образом [5]:

$$\sigma_{\text{фот}}^K = 1,09 \cdot 10^{-16} \cdot Z^5 [13,61 / h\nu(\text{эВ})]^{7/2} \text{ см}^2 \text{ при малых } h\nu,$$

$$\sigma_{\text{фот}}^K = 1,34 \cdot 10^{-33} \cdot [Z^5 / h\nu(\text{МэВ})] \text{ см}^2 \text{ при } h\nu \gg m_e c^2. \quad (2.3)$$

Сечения фотоэффекта для K -, L - и M -оболочек связаны соотношениями

$$\sigma_L / \sigma_K \approx 1/5 \text{ и } \sigma_M / \sigma_L \approx 1/4 \text{ (т. е. } \sigma_M / \sigma_K \approx 1/20), \quad (2.4)$$

поэтому для вычисления полного сечения фотоэффекта перед формулой (2.3) ставят коэффициент 5/4.

Формула для дифференциального сечения фотоэффекта при $E_\gamma \ll m_e c^2$ имеет вид

$$d\sigma_\Phi = 4\sqrt{2} \frac{Z^5}{137^5} r_e^2 (m_e c^2 / E_\gamma)^{7/2} \sin^2 \theta \cos^2 \varphi (1 + 4\beta \cos \theta) d\Omega, \quad (2.5)$$

где Z – заряд атома; $r_e = e^2 / m_e c^2 = 2,8 \cdot 10^{-13}$ см – классический радиус электрона; θ – угол между импульсом гамма-кванта p_γ и импульсом электрона p_e ; φ – угол между плоскостями $(p_e; p_\gamma)$ и $(E; p_\gamma)$, $\beta = v/c$.

Из формулы следует, что фотоэлектроны, вызванные мягкими (длинноволновыми) гамма-квантами, испускаются преимущественно в направлении электрического вектора E ; с ростом энергии E_γ распределение электронов вытягивается вперед в направлении их распространения.

Наличие резких селективных полос в спектре фотоэлектрического поглощения находит практическое применение при измерении энергии гамма-излучения. В этом методе энергия исследуемого излучения определяется сравнением его фотоэлектрического поглощения в разных поглотителях, имеющих различные значения границ поглощения.

2.2. Рассеяние гамма-излучения (эффект Комптона)

Наряду с фотоэффектом, при котором вся энергия гамма-кванта передается атомному электрону, взаимодействие гамма-излучения со средой может приводить к его рассеянию, т.е. отклонению от первоначального направления распространения на некоторый угол θ . Классическая теория рассеяния справедлива при $h\nu \ll m_e c^2$. Если это условие не выполняется, то наблюдается рассеяние с изменением длины волны. Впервые такое рассеяние обнаружено в опытах по исследованию свойств жесткого рентгеновского излучения. Эти опыты показали, что проникающая способность жесткого рентгеновского излучения после рассеяния становится меньше, т.е. его длина волны возрастает.

Детальное изучение рассеяния электромагнитного излучения с изменением длины волны было проведено в 1923 г. Комптоном, который обнаружил следующее:

1. Спектр рассеянного излучения кроме первоначальной длины волны λ_0 содержит также смещенную линию с длиной волны $\lambda' > \lambda_0$;

2. $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda_0$ растет с увеличением угла рассеяния;

3. При данном угле рассеяния $(\Delta\lambda)_0$ не зависит от λ_0 ;

4. $(\Delta\lambda)_0$ постоянна для всех рассеивающих веществ.

Для объяснения наблюдаемых явлений Комpton предложил рассматривать рентгеновское излучение как поток частиц – фотонов, упруго рассеивающихся на других частицах – электронах. Так как электроны содержатся во всех атомах и для них выполняется условие $E_\gamma > \epsilon_e$ (связь с атомом не существенна, ϵ_e – энергия связи), то рассматриваемый процесс можно описать в любой среде как рассеяние фотона на свободном электроне. В связи с этим характер рассеяния (под данным углом) не зависит от вещества рассеивателя и описывается выражением

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \Lambda(1 - \cos\theta) = 2\Lambda \sin^2(\theta/2), \quad (2.6)$$

где Λ – комптоновская длина волны электрона,

$$\Lambda = h/m_e c = 2,42 \cdot 10^{-10} \text{ см.}$$

Из формулы(2.6) видно, что длина волны смещенной линии λ' растет с углом рассеяния θ таким образом, что для $\theta = 0$ $\Delta\lambda = 0$; для $\theta = \pi/2$ $\Delta\lambda = \Lambda$; для $\theta = \pi$ $\Delta\lambda = 2\Lambda$.

Но при рассеянии под данным углом θ величина $\Delta\lambda$ не зависит от λ . Поэтому эффект Комптона несуществен для длинноволнового излучения, когда $\Delta\lambda \ll \lambda$ (например, для света и даже мягкого рентгеновского излучения), и наоборот, играет большую роль для коротковолнового гамма-излучения, когда $\Delta\lambda \approx \lambda$. Энергия кванта, рассеянного на угол θ , выражается формулой

$$hv' = hv / [1 + \frac{hv}{m_e c^2} (1 - \cos\theta)]. \quad (2.7)$$

Из формулы (2.7) следует, что:

– при $hv > m_e c^2$ для достаточно малых углов рассеяния, а при $hv \ll m_e c^2$ для всех углов рассеяния $hv (1 - \cos\theta) / m_e c^2 \ll 1$ и $hv' \approx hv$;

– при $hv \gg m_e c^2$ и больших углов рассеяния $hv (1 - \cos\theta) / m_e c^2 \gg 1$ и $hv' \approx m_e c^2 / (1 - \cos\theta)$.

Следовательно при $\theta = \pi/2$ $hv' \approx m_e c^2$, а

при $\theta = \pi$ $hv' \approx m_e c^2 / 2$.

Убыванию энергии hv' и, следовательно, импульса hv'/c рассеянного кванта с ростом угла рассеяния соответствует возрастание энергии и импульса электрона отдачи.

Формула для вычисления дифференциального сечения комптоновского рассеяния получена Клейном, Нишиной и советским физиком И.Е. Таммом. Она имеет следующий вид:

$$d\sigma(\theta) = r_e^2 \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \frac{d\Omega}{[1 + \varepsilon(1 - \cos\theta)]^2} \left\{ 1 + \frac{\varepsilon^2 (1 - \cos\theta)^2}{(1 + \cos^2 \theta)[1 + \varepsilon(1 - \cos\theta)]} \right\}, \quad (2.8)$$

где $r_e = e^2 / m_e c^2$; $\varepsilon = hv / m_e c^2$; θ – угол рассеяния.

Схематично эффект Комптона показан на рис. 2.1.

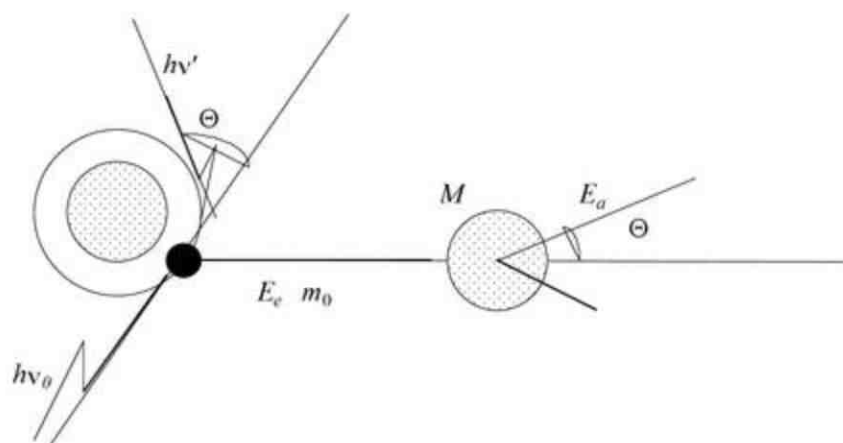


Рис. 2.1. Схема эффекта Комптона и упругого взаимодействия быстрого электрона с атомом кристалла

Формула для полного сечения комптоновского рассеяния получается интегрированием формулы (2.8) по всем углам и с учетом атомного номера облучаемого вещества имеет вид

$$\sigma_c = 2\pi Zr_e^2 \left\{ \frac{1+\varepsilon}{\varepsilon^2} \left[\frac{2(1+\varepsilon)}{1+2\varepsilon} - \frac{1}{\varepsilon} \ln(1+2\varepsilon) \right] + \frac{1}{2\varepsilon} \ln(1+2\varepsilon) - \frac{1+3\varepsilon}{(1+2\varepsilon)^2} \right\}. \quad (2.9)$$

В кремнии вследствие комpton-эффекта происходит основное поглощение гамма-квантов с энергией от 50 кэВ до 15 МэВ. Зависимость сечения комптоновского рассеяния в диапазоне энергий гамма-квантов $E_\gamma = 0,1 \dots 10$ МэВ для кремния представлена на рис. 2.2.

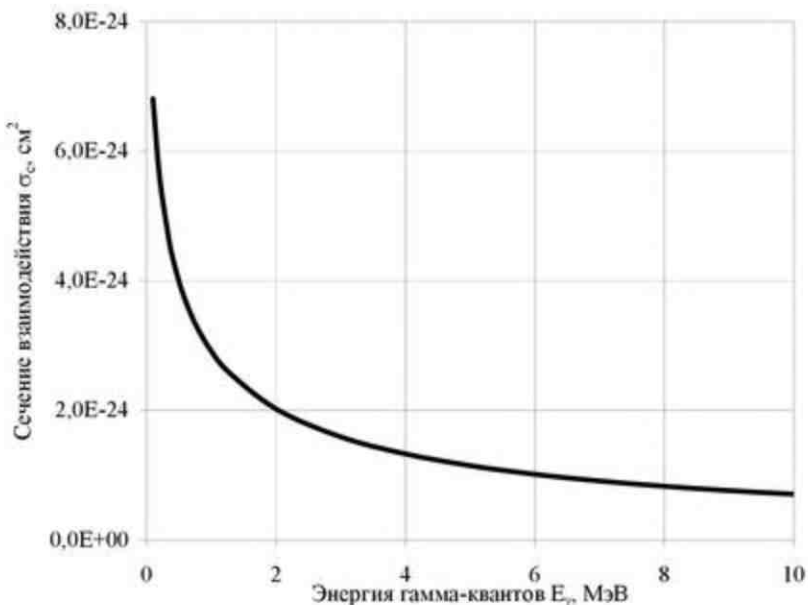


Рис. 2.2. Зависимость сечения комптоновского рассеяния гамма-квантов от их энергии для монокристаллического кремния

2.3. Образование электрон-позитронных пар

При достаточно высокой энергии гамма-кванта наряду с фотозффектом и эффектом Комптона может происходить третий вид взаимодействия гамма-квантов с веществом – образование электрон-позитронных пар. Возможность такого процесса была обнаружена в 1928 г. Дираком в результате анализа релятивистского квантовомеханического уравнения для электрона.

Процесс образования пар не может происходить в пустоте, а требует обязательного соседства ядра и электрона. В присутствии ядра или электрона процесс образования пары гамма-квантом возможен, так как можно распределить энергию и импульс гамма-кванта между тремя частицами без противоречия с законами сохранения. При этом, если процесс образования пары идет в кулоновском поле ядра или протона, энергия образующегося ядра отдачи оказывается весьма малой, так что пороговая энергия гамма-кванта, необходимая

для образования пары, практически совпадает с удвоенной массой покоя электрона $E_0 \approx 2m_e c^2 = 1,02$ МэВ.

При образовании пары в кулоновском поле электрона пороговая энергия гамма-кванта повышается до $E_0 \approx 4m_e c^2 = 2,04$ МэВ. В кремнии данный эффект начинает играть существенную роль при энергии гамма-квантов свыше 15 МэВ.

2.4. Расчет числа смещений

В результате всех трех процессов в облучаемом материале возникают электроны с энергиями, сравнимыми с энергиями воздействующих гамма-квантов. Поэтому можно утверждать, что гамма-облучение приводит к внутренней бомбардировке вещества быстрыми электронами. Энергия комптоновских электронов зависит от энергии падающего гамма-кванта и атомного веса мишени. Для большинства полупроводниковых материалов и значений энергий, характерных для гамма-излучения атомного реактора, атомного взрыва и различных изотопных источников ($E_\gamma = 0,1-10$ МэВ), преобладающим является эффект Комптона. Таким образом, действие гамма-излучения на вещество может приводить к смещению атомов в результате внутреннего облучения комптоновскими электронами.

Упрощенно среднее количество смещенных атомов при облучении моноэнергетическим пучком гамма-квантов можно рассчитывать в предположении, что все комптоновские электроны обладают одной эффективной энергией, равной средней энергии комптоновских электронов. При облучении вещества немонахроматическими гамма-квантами часть гамма-квантов, имеющих энергию ниже пороговой, не учитывается, а для оставшейся части гамма-квантов оценку количества дефектов для упрощения расчета можно производить по средней энергии. Среднюю энергию комптоновских электронов с учетом выражения (2.7) можно определить по формуле

$$\bar{E}_e = \frac{\sqrt{2} \cdot h\nu \varepsilon}{1 + 2\varepsilon} \quad (2.10)$$

Зависимость средней энергии комптоновских электронов от энергии гамма-квантов для кремния показана на рис. 2.3.

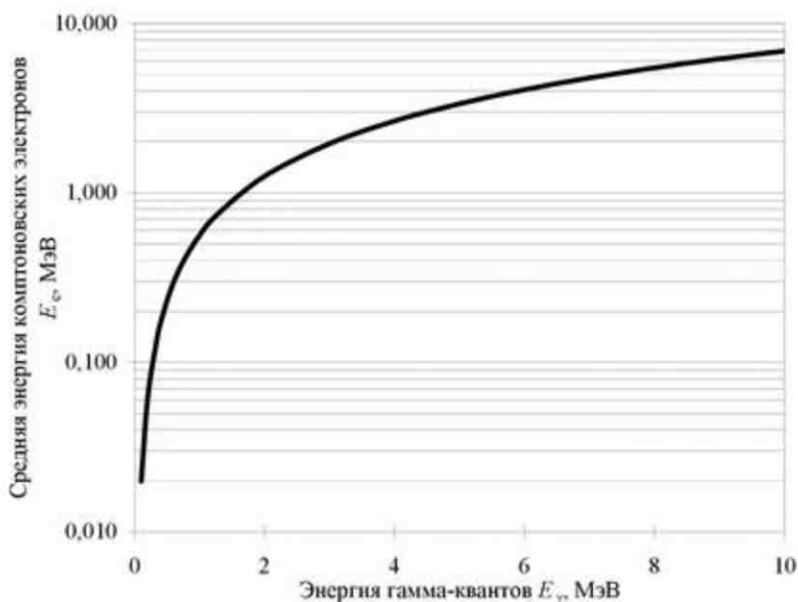


Рис. 2.3. Зависимость средней энергии комптоновских электронов от энергии воздействующих гамма-квантов

Среднее число смещенных атомов в единице объема вещества при облучении гамма-квантами с учетом замедления комптоновских электронов ($-dE/dx$) можно определить по формуле

$$N_d = \Phi_\gamma N_0^2 \left(-\frac{dE}{dx} \frac{1}{\bar{E}_e} \right)^{-1} \sigma_c(\bar{E}_\gamma) \sigma_e(\bar{E}_e) v_e(\bar{E}_e), \quad (2.11)$$

где Φ_γ – поток гамма-квантов;

$\sigma_c(\bar{E}_\gamma)$ – поперечное сечение образования комптоновских электронов;

$\sigma_e(\bar{E}_e)$ – поперечное сечение смещения атома комптоновским электроном [см. (1.6)];

$\bar{E}_e, \bar{E}_\gamma$ – средние энергии комптоновских электронов и гамма-квантов;

Для примера выполним расчет числа смещений, образующихся в единице объема кремния при воздействии гамма-квантов

Co^{60} ($E_\gamma = 1,25$ МэВ). Необходимо заметить, что после определения средней энергии комптоновских электронов расчет выполняется по схеме, описанной в гл. 1.

Пример расчета

1. Сечение комптоновского рассеяния гамма-квантов [ф-ла (2.9)]

$$\sigma_c = 2\pi \cdot 14 \cdot (2,818 \cdot 10^{-13})^2 \cdot 0,38 \approx 2,65 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2.$$

2. Средняя энергия комптоновских электронов [ф-ла (2.10)]

$$\bar{E}_e = \frac{\sqrt{2} \cdot 1,25 \cdot (1,25/0,511)}{1 + 2 \cdot (1,25/0,511)} = 0,73 \text{ МэВ}.$$

3. Сечение резерфордского рассеяния комптоновских электронов [ф-ла (1.5)]

$$\sigma_e(0,73\text{МэВ}) \approx 6,41 \cdot 10^{-23} \text{ см}^2.$$

4. Энергетические потери комптоновских электронов (рис. 1.8)

$$dE_e / dx \approx 3,62 \text{ МэВ/см}.$$

5. Среднее число смещений, включая первично смещенный атом [ф-лы (1.8) – (1.10)],

$$v_e(0,73\text{МэВ}) \approx 1,17.$$

6. $N_d \approx (4,99 \cdot 10^{22})^2 (0,73/3,62) 2,65 \cdot 10^{-24} \cdot 6,41 \cdot 10^{-23} \cdot 1,17 \approx 0,1 \cdot \Phi_\gamma.$

Отметим, что при облучении быстрыми электронами энергией 1,25 МэВ число смещений составляет около 5,25 Φ_e , т.е. примерно в 50 раз больше, чем при облучении гамма-квантами такой же энергии. Зависимость числа смещений атомов для единичного потока (эффективности образования смещений) от энергии воздействующих гамма-квантов приведена на рис. 2.4.

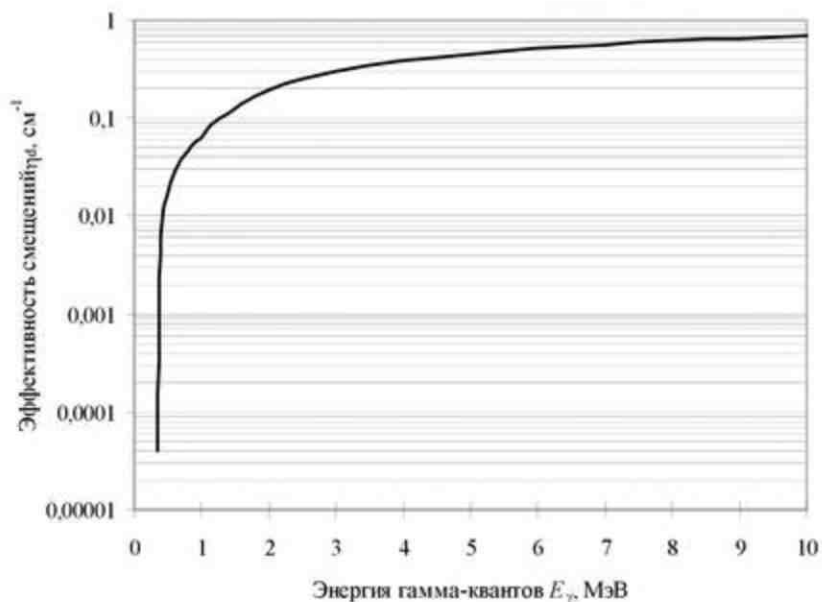


Рис. 2.4. Зависимость эффективности первичных смещений в кремнии от энергии воздействующих гамма-квантов

Из представленной на рис. 2.4 зависимости хорошо просматривается пороговый механизм образования смещений при облучении гамма-квантами. При этом пороговая энергия гамма-квантов, способных создать комптоновские электроны, которые, в свою очередь, могут выбить атом из узла кристаллической решетки, передав ему энергию более 12,9 эВ, составляет примерно 355 кэВ (для электронов 145 кэВ).

Таким образом, при рассмотрении эффектов, связанных с образованием смещений, можно считать облучение гамма-квантами аналогичным облучению быстрыми электронами, вводя лишь поправку на эффективность образования смещений η_d .

3. ОБЛУЧЕНИЕ НЕЙТРОНАМИ

3.1. Общие сведения о взаимодействии нейтрона с веществом

Взаимодействие нейтронов с веществом осуществляется путем взаимодействия с электронами и ядрами. Электромагнитное взаимодействие нейтрона с электроном определяется величиной взаимодействия между их магнитными моментами. Но оно настолько мало, что его энергия достигает потенциала ионизации атома (~ 10 эВ) лишь на расстоянии порядка 10^{-11} см. Таким образом, сечение ионизационного торможения нейтрона составляет 10^{-22} см², т. е. приблизительно в 10^6 раз меньше, чем для заряженной частицы.

Правда, эта величина существенно больше, чем сечение взаимодействия быстрого нейтрона с ядрами ($\sim 10^{-24}$ см²), однако если учесть, что в процессе взаимодействия с электроном нейтрон теряет лишь ничтожную часть своей энергии (~ 10 эВ), тогда как при ядерном взаимодействии может потерять значительную ее долю (при лобовом столкновении с протоном – всю), то понятна малая роль ионизационных потерь при движении нейтрона в среде.

Эффект от взаимодействия магнитных моментов нейтрона и электрона становится заметным только тогда, когда магнитные моменты всех электронов ориентированы одинаковым образом (в ферромагнетиках). В этом случае взаимодействие магнитных моментов нейтрона и электронов приводит к макроскопическому эффекту дополнительного рассеяния, изучение которого позволяет оценить магнитный момент нейтрона [5].

Кроме магнитного взаимодействия нейтрона с электроном должно также наблюдаться их электрическое взаимодействие. Наличие у нейтрона магнитного момента можно понять, предположив, что часть времени своего существования нейтрон состоит из двух частиц с разноименными зарядами. В связи с этим нейтрон должен обладать распределенным электрическим зарядом, который и будет взаимодействовать с зарядом электрона. Однако это взаимодействие еще более слабое, чем магнитное.

Таким образом, основным видом взаимодействия нейтронов с веществом является их взаимодействие с атомными ядрами. В зависимости от того, попадает нейтрон в ядро или нет, его взаимодействие с ядрами можно разделить на два класса:

1) упругое потенциальное рассеяние на ядерных силах без попадания нейтрона в ядро $(n, n)_{\text{пот}}$;

ядерные реакции разных типов:

– (n, γ) , (n, p) , (n, α) , реакции деления и др.;

– неупругое рассеяние (n, n') ;

– упругое рассеяние с заходом нейтрона в ядро – упругое резонансное рассеяние $(n, n)_{\text{рез}}$.

В некоторых веществах, для которых роль упругого рассеяния относительно высока, быстрый нейтрон теряет свою энергию в серии последовательных актов упругого соударения с ядрами вещества (замедление нейтронов). Процесс замедления продолжается до тех пор, пока кинетическая энергия нейтрона не сравняется с энергией теплового движения атомов замедляющего вещества (замедлителя). Такие нейтроны называются тепловыми. Дальнейшие столкновения тепловых нейтронов приводят только к перемещению их в веществе (диффузия тепловых нейтронов), которое продолжается до тех пор, пока нейтрон не поглотится ядром.

3.2. Смещение атомов

Структурные радиационные дефекты при облучении вещества быстрыми нейтронами образуются в основном в результате их упругого взаимодействия с ядрами атомов вещества. При упругом взаимодействии быстрый нейтрон передает ядру часть своей кинетической энергии, зависящей от угла упругого соударения, в результате чего ядро увлекает с собой электронную оболочку атома.

Быстрое смещение атома в процессе отдачи может привести к его ионизации, если скорость атома будет больше скорости орбитальных электронов [см. условие ионизации по Зейтцу, ф-ла (1.11)]. Энергия, передаваемая быстрыми нейтронами ядрам атомов мишени при упругом взаимодействии, имеет значения от 0 до $E_{a \text{ max}}$. Из законов сохранения энергии и момента количества движения (в модели твердых шаров) следует, что

$$E_a = \frac{4M_1M_2}{(M_1 + M_2)^2} E_n \sin^2 \frac{\theta}{2}. \quad (3.1)$$

Из формулы (3.1) видно, что энергия E_a при облучении нейтронами сильно отличается от случаев облучения электронами и гамма-квантами см. ф-лу (1.1)

3.3. Максимальная и средняя энергия, передаваемая атому

Максимальная энергия передается атому при лобовом столкновении ($\theta = 180^\circ$).

$$E_{a \max} = \frac{4M_1M_2}{(M_1 + M_2)^2} E_n, \quad (3.2)$$

где M_1 и M_2 – масса нейтрона и атома;
 E_n – энергия нейтрона.

Поскольку быстрые нейтроны рассеиваются в основном в направлении распространения (а не изотропно), то значение средней энергии, передаваемой атому в общем случае, составляет $E_{a \text{ ср}} = 0,56 \dots 0,84$ от половины $E_{a \max}$. Для кремния средняя энергия атома с достаточно высокой точностью вычисляется по формуле

$$E_{a \text{ ср}} = \frac{\sqrt{2} \cdot M_1M_2}{(M_1 + M_2)^2} E_n. \quad (3.3)$$

Тогда для кремния, облучаемого 1 МэВ нейтронами,

$$E_{a \max} = \frac{4 \cdot 1,009 \cdot 28,086}{(1,009 + 28,086)^2} \cdot 10^6 \text{ эВ} = 134000 \text{ эВ} = 134 \text{ кэВ};$$

$$E_{a \text{ ср}} = 47,3 \text{ кэВ}.$$

Графики зависимостей $E_{a \max}$ и $E_{a \text{ ср}}$ от энергии воздействующих нейтронов приведены на рис. 3.1, из которых следует, что нейтроны могут производить смещения, начиная с энергии 270 эВ, если исходить из условия $E_{a \text{ ср}} = E_d$.

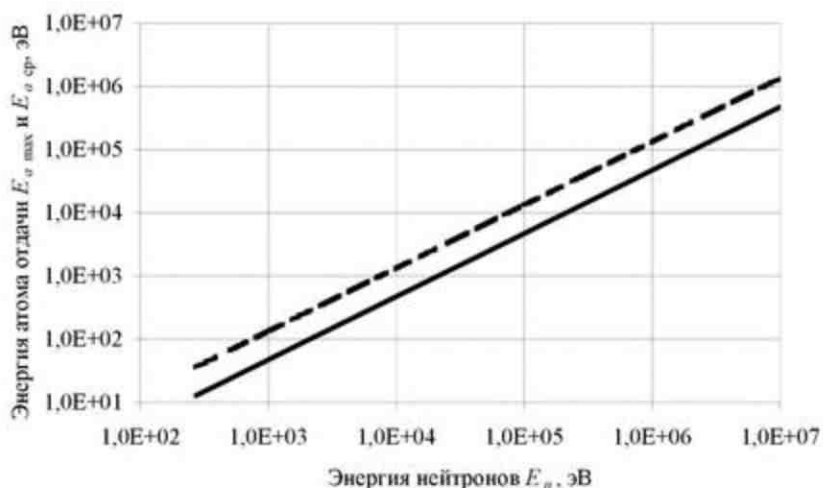


Рис. 3.1. Зависимость энергии, передаваемой атому мишени от энергии воздействующих нейтронов (сплошная линия соответствует $E_{a\text{ ср}}$)

3.4. Поперечное сечение взаимодействия

Поперечное сечение взаимодействия нейтронов с атомами большинства полупроводников в диапазоне энергий нейтронов $E = 0,5 \dots 10$ МэВ составляет несколько барн. Для кремния его приблизительно можно считать равным постоянной величине $\sigma_n \approx 2,5 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ в связи с очень слабой энергетической зависимостью $\sigma_n(E)$.

3.5. Каскадный процесс смещений

Наибольшую и можно сказать единственную роль в энергетической зависимости среднего числа смещений в объеме вещества при облучении быстрыми нейтронами играет среднее число смещенных атомов, приходящееся на каждый первично смещенный атом ν . Величина ν определяется согласно выражениям (1.8)–(1.10) и сильно зависит от энергии E_n (рис. 3.2). Для нейтронов 1 МэВ $E_{a\text{ ср}}$ составляет 47 кэВ, т. е. больше E_i ($E_i = 7,17$ кэВ). Поэтому число ν определяется по формуле (1.10): $\nu = E_i / (2 \cdot E_{a\text{ ср}}) = 7170 / 25,8 \approx 278$.

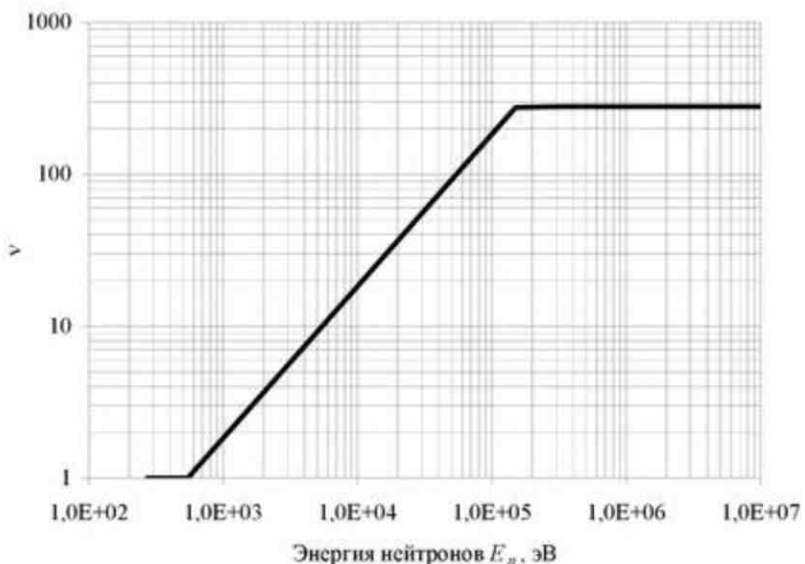


Рис. 3.2. Зависимость числа атомов, смещенных в результате каскадного процесса, от энергии воздействующих нейтронов (по модели Кинчина)

Заметим, что при облучении быстрыми нейтронами значения средних энергий первично смещенных атомов в тысячи раз превышают пороговые энергии смещения соответствующих атомов. В этих условиях первично смещенные атомы сами способны создавать каскад дополнительных смещений (до нескольких сотен), вследствие чего полное число смещений намного превышает число актов рассеяния нейтронов. Поэтому при облучении быстрыми нейтронами наряду с образованием простейших радиационно-структурных дефектов (по Френкелю) могут сразу образовываться более сложные первичные нарушения в виде ди- и более вакансий и целых областей разупорядочения.

3.6. Полное число смещений

Полное число смещений атомов в единице объема при облучении быстрыми нейтронами в общем случае определяется по выражению, аналогичному (1.12). Для фиксированной энергии нейтронов используется выражение, аналогичное (1.13).

$$N_d = N_0 \Phi_n \sigma_n v(E_n), \quad (3.4)$$

Тогда для кремния, облученного нейтронами энергией 1 МэВ, полное число смещений атомов в единице объема составит

$$N_d = 4,99 \cdot 10^{22} \cdot 2,5 \cdot 10^{-24} \cdot 278 \cdot \Phi_n \approx 35 \Phi_n.$$

Расчет N_d при облучении быстрыми нейтронами более прост, чем при облучении быстрыми электронами и гамма-квантами, поскольку σ_n не зависит от энергии.

3.7. Неупругое рассеяние нейтронов

Нейтроны с энергией, недостаточной для смещения атомов решетки – тепловые нейтроны с энергией до нескольких сотен эВ, – захватываются ядрами в результате неупругого рассеяния. При этом вследствие ядерных превращений в кристаллах полупроводников возникают химические примеси, т. е. происходит так называемое трансмутационное легирование.

Помимо ядерных превращений, в реакциях захвата, имеющих место при облучении тепловыми нейтронами, также могут возникать ядра отдачи с энергией, превышающей E_d . Однако вклад смещений от этого процесса мал по сравнению с упругим рассеянием нейтронов надпороговых энергий.

4. ОБЛУЧЕНИЕ ПРОТОНАМИ

4.1. Общие сведения

Влияние облучения протонами на свойства полупроводников изучено в диапазоне энергий от десятков кэВ до 1000 МэВ. Для целей радиационной технологии микроэлектроники целесообразно использовать ускоренные протоны с энергией не более нескольких десятков МэВ, так как эффективность облучения частицами более высоких энергий весьма сомнительна как с экономической точки зрения, так и в связи с появлением существенной остаточной радиоактивности облучаемых полупроводниковых структур.

В зависимости от начальной энергии при облучении протонами в материале образуются разнообразные дефекты от точечных до областей разупорядочения. При этом если длина пробега протона сравнима с толщиной образца, то образующиеся дефекты распределены неравномерно по толщине. Особенности взаимодействия протонов с полупроводниками являются существенно меньшие значения энергии, передаваемой первично смещенному атому и среднее число смещений, создаваемое им вследствие гораздо больших значений сечения взаимодействия по сравнению с нейтронами и другими частицами.

В большинстве случаев полупроводниковой технологии применяется радиационно-технологический процесс с использованием протонного облучения в диапазоне энергий $E = 10 \text{ кэВ} \dots 1 \text{ МэВ}$. Протонные РТП обладают рядом преимуществ перед другими видами РТП, и в некоторых случаях только они дают возможность получить необходимые структуры приборов с требуемыми свойствами. Так, кроме традиционного использования протонного облучения для локального введения рекомбинационных центров в активные области биполярных структур, в последнее время широкое распространение получил процесс SmartCut, используемый в КНИ-технологии (кремний на изоляторе) для удаления тончайших слоев со структурой Si – SiO₂. При этом отделение слоя выполняется механическим путем, а разрыв связей происходит на глубине, соответствующей среднему пробегу протонов (т. е. в разупорядоченном слое, которому соответствует пик смещений атомов) с энергией в несколько сотен кэВ.

При разработке конкретных радиационно-технологических процессов, основанных на протонном облучении, используется ин-

формация о характере взаимодействия протонов в указанном диапазоне энергий с облучаемыми материалами, а также сведения о пространственном распределении и свойствах дефектов, возникающих в полупроводниках после облучения и последующих термообработок.

4.2. Максимальная и средняя энергия, передаваемая атому вещества

При прохождении через вещество протоны теряют энергию за счет процессов электронного и ядерного торможения.

Процессы электронного торможения обусловлены неупругим кулоновским взаимодействием протонов с орбитальными электронами атомов тормозящей среды, в результате чего происходят ионизация и возбуждение атомов облучаемого полупроводника, что приводит к кратковременному возрастанию концентрации носителей заряда. При этом протоны теряют энергию малыми порциями и направление их движения практически не меняется.

Процессы ядерного торможения связаны с взаимодействием протонов с ядрами или атомами среды в целом. Ядерное торможение протонов в случае передачи атому среды энергии, большей E_d , приводит к смещению атомов из узлов и образованию структурных дефектов. При энергиях, превышающих несколько десятков кэВ, это воздействие подчиняется закону упругого рассеяния Резерфорда. При этом максимальная энергия $E_{a \max}$, которая может быть передана протоном атому отдачи, достаточно велика:

$$E_{a \max} = 4 \frac{m_p M}{(m_p + M)^2} E_p, \quad (4.1)$$

где m_p – масса протона (1,007 а.е.м.); M – масса атома облучаемого вещества.

Средняя передаваемая энергия $E_{a \text{ ср}}$, как при облучении другими заряженными частицами – электронами, относительно мала:

$$E_{a \text{ ср}} \approx \frac{E_{a \max} E_d}{E_{a \max} + E_d} \ln \frac{E_{a \max}}{E_d}, \quad (4.2)$$

где E_d – пороговая энергия смещения атома из узла решетки.

Тогда при облучении кремния протонами энергией 1 МэВ максимальная и средняя энергии, которые могут быть переданы атому, составляют согласно формулам (4.1) и (4.2) соответственно

$$E_{a\max} = 4 \frac{1,007 \cdot 28,086}{(1,007 + 28,086)^2} 10^6 = 134 \text{ кэВ};$$

$$E_{a\text{,ср}} \approx \frac{134000 \cdot 12,9}{134000 + 12,9} \ln \frac{134000}{12,9} = 119 \text{ эВ}.$$

Зависимость максимальной и средней энергии, передаваемой атому кремния протоном в диапазоне энергий протонов 1 кэВ...10 МэВ, представлена на рис. 4.1.

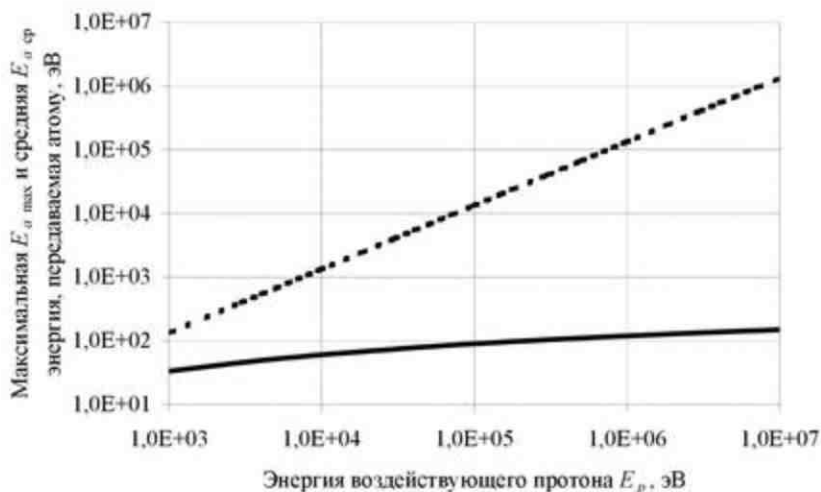


Рис. 4.1. Зависимость максимальной (---) и средней энергии (—), передаваемой атому кремния от энергии действующих протонов

4.3. Поперечное сечение столкновений и длина пробега

Если энергия протона достаточно велика (более 10 кэВ), то механизм его соударения с атомом вещества подчиняется упругому рассеянию Резерфорда. Поперечное сечение упругих резерфордовских столкновений протонов, приводящих к смещениям атомов, зависит от энергии протона (рис. 4.2) и определяется выражением

$$\sigma_d = \pi \left[\frac{4a_0 z_1 z_2 m E_R}{(m_p + M) E_{a\max}} \right]^2 \left(\frac{E_{a\max}}{E_d} - 1 \right), \quad (4.3)$$

где z_1, z_2 – заряды протона и атома облучаемого вещества;

E_R – постоянная Ридберга, $E_R = 13,6$ эВ.

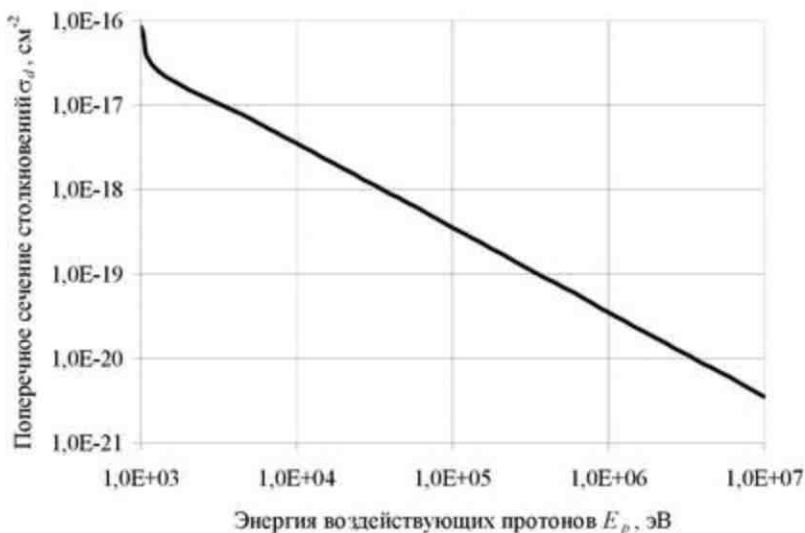


Рис. 4.2. Зависимость поперечного сечения упругих столкновений протонов от их энергии

Величина энергии, при которой ее потери на электронное и ядерное торможение равны, носит название пороговой энергии ионизации E_i . Порог ионизации, исходя из равенства скоростей движущейся заряженной частицы и самого медленного орбитального электрона атомов среды, определяется выражением (1.11).

При $E_p > E_i$ преобладают потери энергии протонов на ионизацию и возбуждение атомов. Пробег протонов R_p в кремнии с $E_p \geq 10$ кэВ определяется в основном ионизационными потерями энергии.

В конце пробега, когда энергия протона уменьшается до величины порядка единиц кэВ, соответствующей энергии ионизации атома водорода в кремнии, резко возрастает вероятность захвата протоном электрона и превращения его в нейтральную частицу – атом водорода, которая взаимодействует с атомами среды по механизму твердых шаров с характеристическим радиусом взаимодействия a .

$$a = \frac{a_0}{\sqrt{z^{2/3} + 1}}, \quad (4.4)$$

где a_0 – радиус первой борховской орбиты ($5,29 \cdot 10^{-9}$ см);
 z – порядковый номер атома тормозящей среды.

При этом возрастает средняя энергия, передаваемая атому среды, которая, как и в случае нейтронного воздействия, возрастает до половины максимальной $E_{a \text{ макс}}$, поскольку все направления отклонения налетающей частицы при указанном механизме рассеяния равновероятны.

Максимальная энергия, передаваемая атому отдачи, рассчитывается также в соответствии с выражением (4.1). Поперечное сечение столкновений атома водорода соответствует борховскому ($\sigma_a \sim 8,5 \cdot 10^{-17}$ см²).

Экспериментальные и расчетные данные по величинам пробега протонов L_p в кремнии в диапазоне $E_p = 50 \dots 500$ кэВ дают следующее эмпирическое соотношение:

$$L_p \approx L_0 \frac{E_p}{100}, \quad (4.5)$$

где $L_0 \approx 1,1$ и $1,5$ мкм для среднего и максимального пробегов соответственно.

Для других полупроводниковых материалов пробеги протонов также определяются потерями энергии на электронное торможение.

4.4. Каскадный процесс смещений

Среднее число каскадных смещений при облучении протонами в отличие от нейтронов невелико и имеет энергетическую зависимость, близкую для случая облучения быстрыми электронами. При этом, согласно модели Кинчина, число ν определяется по формуле (1.9). Единственным отличием на энергетической зависимости $\nu_p(E_p)$ является наличие небольшого пика (при энергии порядка 1 кэВ), соответствующего протонам, захватившим электрон. При этом происходит смена механизма передачи энергии с упругого резерфордского на механизм соударения твердых шаров (рис. 4.3).

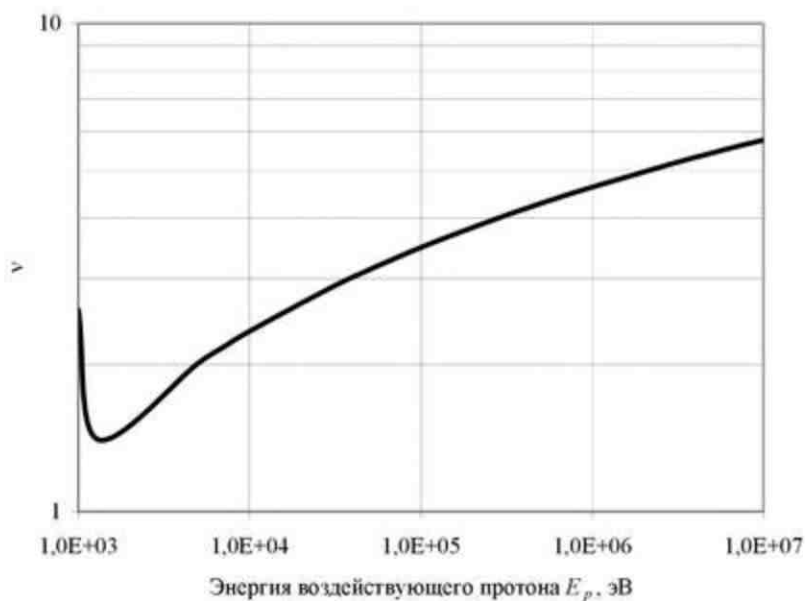


Рис. 4.3. Зависимость числа атомов кремния, смещенных в результате каскадного процесса, от энергии воздействующих протонов

4.5. Полное число смещений

Полное число смещений в единице объема N_d , создаваемых интегральным потоком протонов Φ_p с энергией E_p , можно оценить по выражению аналогичному (1.13).

$$N_d = N_0 \Phi_p \sigma_p(E_p) v(E_p) \quad (4.6)$$

Зависимость среднего числа смещений для единичного потока протонов представлена на рис. 4.4.

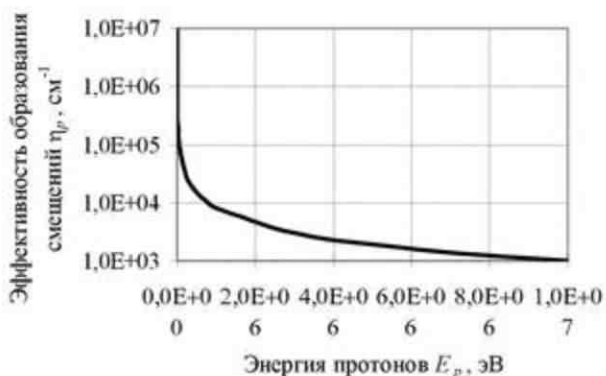


Рис. 4.4. Зависимость эффективности образования смещений протонами от их энергии

Наиболее важной особенностью торможения протонов в веществе является то, что в конце их пробега создается приблизительно на три-четыре порядка больше смещений, чем в начале пробега. Как отмечалось выше, это связано с резким увеличением сечения взаимодействия протонов с атомами облучаемого вещества по мере снижения его энергии до E_i , т. е. когда протон перестает быть ионизованным и становится атомом водорода. Наличие такого резко неравномерного распределения радиационных дефектов обуславливает использование протонного облучения для локального изменения свойств материалов и приборных структур. Однако необходимо заметить, что с ростом интегрального потока протонов характер распределения дефектов меняется – область, в которую вводятся дефекты, расширяется, а при интегральном потоке, превышающем некоторую пороговую величину (для 500 кэВ $3 \cdot 10^{13}$ см⁻²), наблюдается резкое возрастание концентрации дефектов у поверхности образца. Рост же концентрации дефектов в конце пробега протонов идет не столь резко.

Возникновение дефектов на глубинах, меньших пробега протонов, связано как с непосредственной генерацией дефектов протонами на треке за счет упругого резерфордского взаимодействия протонов с ядрами атомов среды, так и с обратным рассеянием протонов и диффузией дефектов к поверхности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенные в учебном пособии выражения для расчета полного количества смещений в объеме полупроводника при облучении позволяют получить значения, которые весьма отличаются в большую сторону (от нескольких раз до одного-двух порядков величины) от экспериментально наблюдаемых концентраций радиационных центров различными методами. Это, в первую очередь, связано со множеством факторов, влияющих на процесс образования устойчивых радиационных центров как в ходе самого процесса облучения, так и после него. Среди основных факторов следует указать следующие: вид излучения, температура облучаемого материала, плотность потока излучения, отжиг части простейших радиационных дефектов (пар Френкеля) непосредственно в ходе облучения, взаимодействие основных легирующих и остаточных примесей с вводимыми облучением структурными изменениями решетки. Тем не менее приведенные расчетные выражения позволяют достаточно точно судить об общих закономерностях и особенностях воздействия различных видов излучения на полупроводниковые материалы, чтобы корректно использовать тот или иной вид излучения для решения определенной технологической или исследовательской задачи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Основы радиационной технологии микроэлектроники: Курс лекций: В 3 ч./Е.А. Ладыгин, Н.Н. Горюнов, А.П. Галеев, А.В. Паничкин – М.: МИСиС, 1994–1996.
2. Ладыгин Е.А. Радиационная технология твердотельных электронных приборов. – М.: ЦНИИ «Электроника», 1976.
3. Электроника: Энцикл. слов. – М.: Сов. энцикл., 1991.
4. Действие проникающей радиации на изделия электронной техники/ В. М. Кулаков, Е. А. Ладыгин, В. И. Шаховцов и др. Под ред. Е. А. Ладыгина. – М.: Сов. радио, 1980.
5. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика: В 2 т. – М.: Атомиздат, 1974 – Т. 1. Физика атомного ядра., 584 с.