

Н.В. Кузнецов
Г.Г. Соловьев

Радиационная СТОЙКОСТЬ КРЕМНИЯ



ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ

Н.В. Кузнецов
Г.Г. Соловьев

Радиационная СТОЙКОСТЬ КРЕМНИЯ



МОСКВА
ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ
1989

УДК 537.311.33:539.125.04

Кузнецов Н.В., Соловьев Г.Г. Радиационная стойкость кремния. — М.: Энергоатомиздат, 1989. — 96 с. ISBN -5-283-02923-9

На примере монокристаллического кремния систематизированы экспериментальные и теоретические сведения, необходимые для качественных и количественных оценок изменения электрических параметров полупроводников и полупроводниковых приборов при воздействии на них ионизирующих излучений. Содержатся данные о влиянии радиационных дефектов на электрические и рекомбинационные характеристики кремния. Обсуждаются модели радиационного дефектообразования и расчетные методы определения изменения параметров полупроводников в зависимости от температуры, вида, энергии и флюенса излучения.

Для научных работников, занимающихся радиационной физикой полупроводников.

Табл. 9. Ил. 42. Библ. 90 назв.

Рецензент Е.А. Крамер-Агеев

К $\frac{1604110000-251}{051(01)-89}$ 15-89

ISBN -5-283-02923-9

© Энергоатомиздат, 1989

ПРЕДИСЛОВИЕ

Широкое применение полупроводников и изделий полупроводниковой электроники в условиях повышенного уровня излучения поставило перед специалистами проблему исследования их радиационной стойкости. Одно из практических направлений таких исследований — разработка методов оценки изменения электрических параметров полупроводников при воздействии ионизирующих излучений. В настоящее время в отечественной и зарубежной литературе накоплен обширный материал по этим вопросам. При написании книги авторы поставили перед собой задачу обобщить и систематизировать имеющиеся в данной области результаты. Выбор для этой цели монокристаллического кремния не случаен, так как радиационная стойкость этого полупроводника наиболее изучена.

Основное место в книге занимают результаты исследований, полученные в области радиационной физики полупроводников. Это направление возникло на стыке ядерной физики и физики полупроводников в связи с исследованиями фундаментальных физических процессов, протекающих в облученном полупроводнике. Благодаря этим исследованиям получены данные о структуре, свойствах, механизмах образования радиационных дефектов в полупроводниках, изучено влияние облучения на электрические и другие свойства полупроводников. Существует целый ряд книг, в которых обобщены полученные результаты и сформулированы основные понятия. Эти вопросы рассмотрены и в первой части (гл. 1 и 2) настоящей книги с таким расчетом, чтобы их можно было использовать для оценки изменения электрических параметров кремния при воздействии на него ионизирующих излучений.

Главы 3 и 4 посвящены конкретным физическим моделям радиационного дефектообразования, которые применяют для количественных оценок изменения электрических свойств кремния, в первую очередь, в зависимости от вида и энергии ионизирующих излучений. Авторы постарались отразить многообразие физических принципов, лежащих в основе таких моделей.

Несмотря на то что физические модели наиболее перспективны для обоснования методов оценки свойств полупроводников, они не охватывают всех сторон многопараметрической задачи радиационного прогнозирования. Это в значительной степени снижает их эффективность для предсказания результатов, в частности, комплексного воздействия на

полупроводниковые материалы излучений разного вида, энергии, плотности потока частиц, больших флюенсов излучения. В связи с этим разд. 2.4 посвящен принципам формального прогнозирования, основанного на математическом анализе экспериментальных данных. Такой подход в настоящее время, по-видимому, является единственным, если необходимо получить сведения о радиационной стойкости более сложных объектов, чем полупроводниковый материал.

Приведенные в книге результаты исследований радиационной стойкости кремния систематизированы таким образом, чтобы они могли быть полезными при оценке влияния излучения на электрические свойства в зависимости не только от параметров излучения, но и от других сопутствующих облучению факторов (температуры, степени легирования полупроводника, типа его проводимости и др.). Авторы надеются, что такая систематизация будет полезна специалистам при разработке и обосновании методов прогнозирования радиационной стойкости полупроводниковых приборов и других объектов.

РАДИАЦИОННЫЕ ДЕФЕКТЫ И ИХ ВЛИЯНИЕ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КРЕМНИЯ

1.1. Природа и свойства радиационных дефектов

Основные представления. Свойства облученного полупроводника зависят от многих факторов, к которым в первую очередь относятся ядерно-физические характеристики воздействующего излучения, а именно, вид, энергия, флюенс, доза и плотность потока частиц. Не менее важны исходная дефектность полупроводникового материала (концентрация легирующей и других примесей, ростовые дефекты и т.п.), а также температура облучения и последующего отжига. Однако в итоге все наблюдаемые в эксперименте различия при варьировании указанных факторов обусловлены различиями в качественном и количественном составе вводимых радиационных дефектов.

Радиационные дефекты, влияющие на электрические параметры полупроводника, имеют в его запрещенной зоне глубокие уровни, характеризующиеся энергетическим положением и сечением захвата носителей заряда. Эти характеристики глубоких уровней наряду с их концентрацией обуславливают электрическую активность радиационного дефекта.

Важной характеристикой радиационного дефекта является также его термическая стабильность, т.е. способность дефекта исчезнуть со временем или с увеличением температуры. В большинстве случаев концентрация радиационных дефектов N в зависимости от времени выдержки образца t при постоянной температуре T уменьшается по экспоненциальному закону

$$N = N_0 \exp [-\alpha(T)t],$$

где N_0 — концентрация радиационных дефектов после окончания облучения; $\alpha(T)$ — коэффициент термической стабильности дефекта, который зависит от вида дефекта и температуры,

$$\alpha(T) = \nu \exp [-E_a/kT],$$

где ν — частотный фактор; E_a — энергия активации; k — постоянная Больцмана.

При изучении термической стабильности дефекта на основании приведенных выше формул определяют значения ν и E_a в процессе изотермического отжига, который включает исследование зависимости концентрации дефекта от времени выдержки при фиксированных значениях температуры. Метод изотермического отжига очень трудоемок, требует

больших затрат времени, особенно если в образце содержится несколько видов дефектов. Поэтому наиболее часто используют отжиг другого типа, называемый изохронным, при котором температуру образца повышают ступенчато, выдерживая его на каждой ступени в течение определенного времени (обычно 15–30 мин). В этом случае для каждого дефекта существует температура, при которой выполняется условие $\alpha(T)t \gg 1$, и концентрация дефекта резко уменьшается. Эта температура называется температурой отжига и также служит характеристикой термической стабильности дефекта.

Все радиационные дефекты, существующие в кристалле, подразделяют в соответствии с их природой на собственные и примесные, а по размерам — на точечные и протяженные.

Нарушения идеального расположения атомов в решетке кристалла приводят к образованию собственных дефектов. К таким дефектам относятся пустые узлы (вакансии) и атомы основного вещества в междоузельных положениях решетки (междоузлия), которые соответственно называются собственными дефектами вакансионного и междоузельного типов. Причина образования примесных дефектов — наличие в кристалле атомов примесей, т.е. атомов иной химической природы, чем атомы основного вещества. Радиационные примесные дефекты образуются либо в результате изменения местоположения, которое атомы примесей занимали в решетке кристалла до облучения, либо в результате их объединения с собственными дефектами.

К точечным дефектам относятся простые дефекты, как собственные (вакансия, междоузлие), так и примесные (атом примеси), а также комплексы из нескольких простых дефектов. Образование точечных радиационных дефектов происходит, если атомы кристалла при воздействии ионизирующих излучений получают небольшую кинетическую энергию и смещаются из своего первоначального положения. Примерами излучений, воздействие которых на кремний приводит к образованию в нем только точечных радиационных дефектов, являются фотоны и электроны с энергией не выше 10 МэВ.

Скопления взаимодействующих между собой точечных дефектов, сосредоточенных в локальных областях кристалла с характерными размерами в несколько десятков или более межатомных расстояний, называются протяженными дефектами. К ним относятся дислокации, стержни и другие дефекты. Наряду с указанными дефектами в радиационной физике твердого тела выделяют особый тип протяженных дефектов — области скопления дефектов, называемые еще кластерами или разупорядоченными областями. Радиационные нарушения этого типа проявляют себя при исследовании электрических свойств облученных полупроводников, если концентрация точечных дефектов в локальных областях кристалла значительно превышает концентрацию точечных дефектов в матрице кристалла, что наблюдается в области образования каскада смешанных атомов. Наиболее отчетливо влияние областей скоп-

ления дефектов на свойства полупроводника проявляется при его облучении нейтронами. Облучение протонами, ионами, а также фотонами γ -излучения и электронами с энергией выше 10 МэВ приводит к образованию в кремнии как областей скопления дефектов, так и отдельных точечных дефектов.

Свойства и механизм образования радиационных дефектов в кремнии в основном исследовали электрическими, оптическими и емкостными методами [1, 2]. Электронную структуру и атомную конфигурацию точечных дефектов исследовали теоретически [3] и экспериментально методом электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) [4]. Для изучения областей скопления дефектов (их размеров, состава точечных радиационных дефектов в ядре и на периферии области и т.п.) применяли методы электронной микроскопии, а также оптические и электрические методы [5, 6].

Свойства собственных радиационных дефектов. Вакансия. Резонансные сигналы ЭПР от вакансии наблюдаются в кремнии, облученном электронами при гелиевых температурах [4]. Сигнал $G1$ появляется в кремнии p -типа от положительно заряженной вакансии V^+ , которая образуется при подсветке в результате ионизации равновесной нейтрально заряженной вакансии V^0 . Сигнал $G2$ возникает в кремнии n -типа от вакансии V^- , образующейся в результате ионизации вакансии V^{2-} . Положение двух акцепторных уровней вакансии, расположенных в верхней половине запрещенной зоны кремния, точно не установлено. Согласно современным теоретическим представлениям, подтвержденным экспериментально, вакансия V^+ в кремнии метастабильна и в зависимости от положения уровня Ферми E_f трансформируется либо в состояние V^{2+} ($E_f < E_v + 0,09$ эВ), либо в состояние V^0 ($E_f > E_v + 0,09$ эВ). Переходу $V^+ \rightarrow V^{2+}$ соответствует донорный уровень $E_v + 0,13$ эВ, а переходу $V^+ \rightarrow V^0$ — донорный уровень $E_v + 0,05$ эВ.

В процессе термического изохронного отжига сигналы $G1$ и $G2$ исчезают при температуре 140–180 и 60–80 К соответственно, что в свою очередь отвечает энергиям миграции $E_m = 0,33$ эВ вакансии V^0 и $E_m = 0,18$ эВ вакансии V^{2-} . Низкое экспериментальное значение энергии миграции вакансии требует обоснования, так как существенно расходится с теоретическими оценками этой величины, согласно которым $E_m = 1$ эВ [1].

Одним из объяснений низкой энергии миграции вакансии является предположение об образовании в облученном кремнии вакансии в расщепленной (гантельной) атомной конфигурации. Модель вакансии в такой конфигурации в отличие от модели изолированной вакансии, т.е. пустого узла решетки кристалла, предполагает наличие двух расположенных рядом пустых узлов решетки с междоузельным атомом посередине. В этом случае метастабильное расположение междоузельного атома позволяет получить меньшее теоретическое значение энергии E_m , чем значение энергии миграции изолированной вакансии.

Дивакансия. Дефект, состоящий из двух расположенных в соседних узлах решетки вакансий, называется дивакансией. Дефекты такого рода детально исследованы методом ЭПР [4, 8]. Дивакансии наиболее эффективно образуются в области каскада смещенных атомов, т.е. в той области кристалла, где существует высокая плотность простых дефектов.

Дивакансия — дефект, имеющий три уровня в запрещенной зоне кремния. Два резонансных сигнала ЭПР G_6 и G_7 в облученном кремнии идентифицированы с положительно заряженным состоянием дивакансии V_2^+ и с отрицательно заряженным состоянием дивакансии V_2^- соответственно.

Энергетическое положение электронных уровней дивакансии в запрещенной зоне кремния в настоящее время является предметом дискуссии. Согласно данным ЭПР, которые подтверждены другими методами исследования, существуют два акцепторных ($E_C - 0,40$ эВ, $E_C - 0,54$ эВ) и один донорный ($E_V + 0,25$ эВ) уровни дивакансии¹. В более поздних исследованиях [9], выполненных методом емкостной спектроскопии, к двум верхним акцепторным уровням дивакансии отнесены уровни $E_C - 0,22$ эВ и $E_C - 0,40$ эВ.

Температура отжига $T_{отж}$ дивакансии в кремнии, облученном электронами, равна 600–700 К и зависит от концентрации кислорода в материале. Эта зависимость свидетельствует о том, что одним из механизмов исчезновения дивакансии в процессе отжига является ее объединение с атомами кислорода. В кремнии, облученном нейтронами, дивакансия отжигается в интервале температур 400–600 К [10].

Многовакансионные комплексы. В кремнии, облученном нейтронами и ионами, несколько резонансных сигналов ЭПР идентифицировано с дефектами, состоящими из нескольких вакансий [2, 4]. Наиболее крупные из них, содержащие более семи вакансий, называют *IV*-центрами [11], они играют роль зародышей аморфной фазы. В настоящее время практически нет сведений о зарядовом состоянии многовакансионных комплексов и о положении их электронных уровней в запрещенной зоне кремния.

Температуры отжига, при которых обнаружены резонансные сигналы ЭПР многовакансионных комплексов, находятся в интервале 700–1050 К [4].

Междоузлие. Вопрос об устойчивых конфигурациях собственного междоузельного атома в решетке алмазоподобных полупроводников хорошо изучен теоретически на основе квантово-механических расчетов [3]. Атомная конфигурация дефекта, обладающая наибольшей энергией связи в решетке кристалла, представляет собой гантель из двух атомов. Эти атомы располагаются на равном расстоянии от пустого узла решетки по оси $\langle 100 \rangle$. Такой дефект назван расщепленным междоузлием. Су-

¹ E_C и E_V — энергетическое положение дна зоны проводимости и потолка валентной зоны в полупроводнике.

ществуют и другие, менее выгодные, энергетические состояния атома в междоузельных положениях решетки кристалла. По мере уменьшения энергии связи атома к таким состояниям относятся: положение атома посередине между двумя ближайшими узловыми атомами, гексагональное и тетраэдрическое положения атома.

В [12] приводятся данные о зарядовых состояниях, энергии переориентации и энергии миграции расщепленного междоузлия. Считается, что этот дефект имеет акцепторный и донорный уровни в запрещенной зоне кремния, положения которых равны $E_c - 0,39$ эВ и $E_v + 0,40$ эВ соответственно, причем от зарядового состояния дефекта зависит ориентация "гантели" в решетке кристалла и температура его отжига.

Наряду с образованием устойчивых атомных конфигураций в решетке кремния собственный междоузельный атом в процессе облучения способен мигрировать по кристаллу даже при гелиевых температурах [4]. Этот эффект называется радиационно-ускоренной диффузией. Возможные механизмы радиационно-ускоренной диффузии собственных междоузельных атомов в решетке кремния рассмотрены в [7].

Димеждоузлие (дивнедрение). В кремнии, облученном нейтронами, изучен дефект, состоящий из двух междоузельных атомов, которые расположены симметрично относительно собственного атома, находящегося в узле решетки [3]. Этот дефект в положительно заряженном состоянии (I_2^+) создает резонансный сигнал ЭПР P_6 и исчезает при температуре отжига $T_{отж} = 400 \div 450$ К. Предполагается, что при этих температурах отжига происходит переориентация положения димеждоузлия в решетке кремния. В новой конфигурации димеждоузлие создает резонансный сигнал ЭПР V_3 и имеет в запрещенной зоне кремния донорный уровень $E_v + 0,28$ эВ.

Свойства примесных радиационных дефектов. Дефекты вакансионного типа, содержащие атомы кислорода. В монокристаллах кремния, выращенных промышленным способом, всегда содержатся атомы кислорода с высокой концентрацией: $10^{16} - 10^{18}$ см⁻³. В решетке кристалла кремния атомы кислорода располагаются отдельно друг от друга или собираются группами до четырех атомов, образуя квазимолекулы SiO_n. Поведение кислорода в кремнии при его термообработке и радиационном воздействии еще недостаточно изучено, что затрудняет исследование природы и структуры радиационных дефектов, обусловленных этой примесью.

Как показали многочисленные исследования [2, 4, 13], при комнатной температуре в облученном кремнии *n*-типа с концентрацией атомов кислорода примерно $5 \cdot 10^{17}$ см⁻³ доминирующий радиационный дефект — комплекс вакансии с атомом кислорода, называемый *A*-центром. Из электрических и фотоэлектрических измерений облученного кремния найдено, что *A*-центр имеет акцепторный уровень $E_c - (0,16 \div 0,18)$ эВ. При положении уровня Ферми в запрещенной зоне кремния выше акцепторного уровня *A*-центра в спектрах ЭПР наблюдается резонансный сиг-

нал VI. Донорный уровень А-центра не обнаружен. Отжигается А-центр при температуре 600–650 К.

При гелиевых температурах облучения в кремнии образуются так называемые "предвестники" А-центра, резонансные сигналы ЭПР которых обозначены G3 и G4 [4]. В отличие от А-центра, у которого атом кислорода располагается в вакантном узле решетки, "предвестники" А-центра представляют собой вакансию и атом кислорода, расположенный по соседству с вакансией в направлениях $\langle 100 \rangle$ (G3) или $\langle 111 \rangle$ (G4). При температуре 90–120 К "предвестники" А-центра трансформируются в обычный А-центр.

Большинство других вакансионных комплексов, содержащих атомы кислорода, появляются в облученном кремнии в результате высокотемпературного отжига ($T_{\text{отж}} \geq 600$ К) [13] или облучения при высокой температуре [11]. Энергетические уровни этих дефектов находятся вблизи середины запрещенной зоны кремния.

Дефекты вакансионного типа, содержащие атомы легирующих примесей. В настоящее время в облученном кремнии изучено большое количество комплексов вакансии с примесным атомом III, IV или V групп Периодической системы Д.И. Менделеева [13].

Наиболее детально изучены свойства комплекса вакансии с атомом фосфора, который получил название Е-центра. Акцепторный уровень этого дефекта, по данным разных авторов, имеет в запрещенной зоне полупроводника положение $E_c - (0,40 \div 0,48)$ эВ. Если уровень Ферми в кремнии расположен ниже акцепторного уровня Е-центра, этот дефект дает резонансный сигнал ЭПР, обозначаемый G8. Вакансия и атом фосфора, согласно модели атомной конфигурации Е-центра, расположены в соседних узлах решетки кристалла. Отжиг Е-центра происходит при температурах 400–450 К в результате переориентации дефекта в решетке и его миграции.

Обобщение сведений [2, 14, 15] о свойствах вакансионных дефектов, включающих атомы III, IV и V групп Периодической системы элементов Д.И. Менделеева, показывает, что температура отжига этих дефектов растет с увеличением ковалентного радиуса примеси в пределах каждой группы. Атомная конфигурация большинства из этих дефектов предполагается аналогичной конфигурации Е-центра. Однако в случае комплекса вакансии с атомом олова считают, что атом олова расположен между двумя вакантными узлами решетки. Для комплекса вакансии плюс атом бора предложена модель, согласно которой атом бора расположен в узле решетки, находящемся во второй координационной сфере вакансии. Положение уровней известных дефектов в запрещенной зоне кремния и их зарядовые состояния показаны на рис. 1.

В кремнии вблизи окончания пробега протонов обнаружены дефекты, в состав которых входят атомы водорода. Образование этих дефектов сопровождается одновременным уменьшением эффективности введения других вакансионных комплексов и образованием донорных уровней

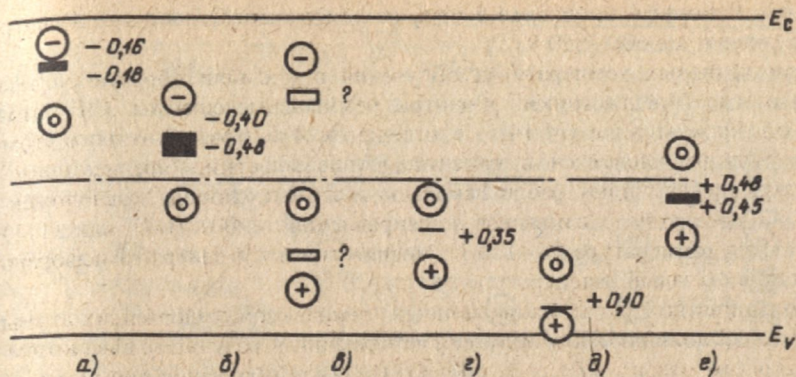


Рис. 1. Положение уровней в запрещенной зоне кремния и зарядовые состояния примесных радиационных дефектов вакансионного типа:

a - VO; *б* - VP, VAs, VSb; *в* - VGe; *г* - VPb; *д* - VB; *е* - VAl

при последующей термообработке ($T_{отж} \geq 550$ K) кристалла. Детальные исследования дефектов в кремнии, легированном атомами водорода методом ионной имплантации [16, 17], показали многообразие типов дефектов с участием атомов водорода, которые могут образовывать квазимолекулы SiH и SiH₂, а также "декорировать" вакансионные комплексы. К дефектам, в состав которых входят атомы водорода, относят дефект, создающий в спектрах ЭПР резонансный сигнал B2. Отжиг этого дефекта происходит при температуре 500–600 K.

Дефекты междоузельного типа, состоящие из примесных атомов. Согласно современным представлениям взаимодействие собственного междоузельного атома кремния с атомами примеси может приводить к вытеснению последних из узлов решетки кристалла и образованию примесных радиационных дефектов междоузельного типа. В облученном кремнии переход примесных атомов из узлового положения в междоузельное обнаружен для атомов Al, B и C [13]. Междоузельные атомы этих примесей в некоторых зарядовых состояниях дают резонансные сигналы ЭПР G18(Al_I²⁺), G28(B_I⁰) и G12(C_I⁺), исчезновение которых происходит при температуре отжига 470, 300 и 330 K соответственно.

Отжиг междоузельных примесных атомов Al_I, B_I, C_I сопровождается появлением в кремнии более сложных примесных междоузельных комплексов, которые образуются в результате их объединения с узловыми примесными атомами той же природы. С такими комплексами идентифицированы резонансные сигналы ЭПР G11(C_IC_S) и G19(Al_IAl_S). Возможно объединение междоузельных атомов примесей с междоузельными атомами кислорода (например, C_IO_I) или с радиационными дефектами вакансионного типа. Предполагается, что в результате послед-

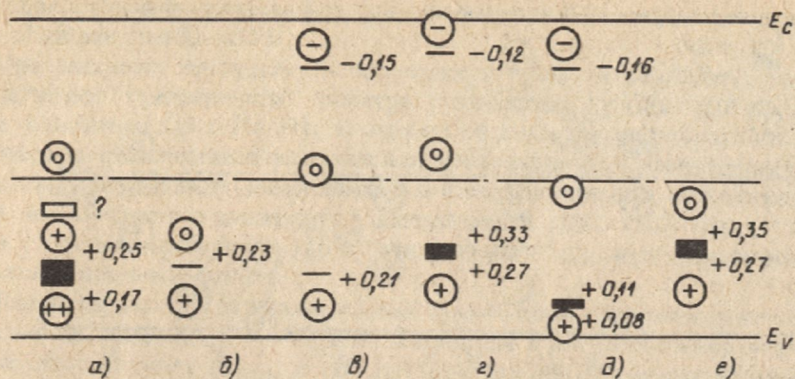


Рис. 2. Положение уровней в запрещенной зоне кремния и зарядовые состояния примесных радиационных дефектов междуузельного (а-д) и вакансионно-междуузельного типа (е):

а - Al_i ; б - Al_iAl_S ; в - V_i ; г - C_i ; д - C_iC_S ; е - V_2OC

него процесса образуется комплекс дивакансии с атомом кислорода и с атомом углерода (V_2OC), который дает резонансный сигнал $G15$.

Положение уровней дефектов в запрещенной зоне кремния, определенное методами емкостной спектроскопии глубоких уровней [1, 9] и эффекта Холла [15, 18], показано на рис. 2.

Свойства областей скопления дефектов. Многие авторы исследовали области скопления дефектов в кремнии, облученном нейтронами [2, 7, 8]. Для прямых наблюдений областей скопления дефектов и выяснения их размеров использовали методы электронной микроскопии. Найдено, что в облученных образцах появляются темные контрастные пятна, размер которых зависит от условий облучения и отжига. Для образцов, облученных при комнатной температуре, он равен 200–250 нм. Большинство авторов считают, что указанный размер характеризует область простого собственного заряда, окружающего собственно дефектную область скопления, называемую ядром. В настоящее время нет доказательств, что наблюдаемые в электронном микроскопе радиационные нарушения действительно являются областями скопления дефектов, которые влияют на электрические параметры полупроводника.

Значительное место в литературе отведено изучению состава радиационных дефектов и процессу их образования в областях скопления дефектов. Из общих представлений очевидно, что состав стабильных радиационных дефектов в области их скопления формируется с участием простых собственных дефектов, создаваемых на стадии каскадного размножения. Экспериментальное обоснование этого утверждения получено при исследовании эффекта нестационарного отжига радиационных дефектов, т.е. явления перестройки состава дефектов после окончания об-

лучения. Найдено [19], что именно вследствие этого эффекта происходят изменения электрических характеристик кремниевых приборов в течение относительно короткого времени (обычно не превышающего 100 с) после окончания действия импульса нейтронов. Результаты анализа экспериментальных данных дают все основания полагать, что эти изменения связаны с уменьшением концентрации вакансий и увеличением концентрации дивакансий. Таким образом, считается установленным, что в ядре области скопления дефектов образуются собственные вакансионные дефекты, преимущественно дивакансии. Наличие дефектов междуузельного типа в ядре областей скопления дефектов установлено косвенно. По-видимому, такие дефекты являются стоками для дивакансий, отжиг которых в кремнии, облученном нейтронами, происходит в широком температурном интервале [10].

Наряду с собственными дефектами, находящимися в ядре областей скопления дефектов, в настоящее время установлено существование вокруг ядра оболочки, содержащей примесные радиационные дефекты. Наличие примесно-дефектной периферии у областей скопления дефектов объясняется влиянием электрических и деформационных полей вокруг ядра области и, как следствие, изменением процессов формирования точечных примесных радиационных дефектов вблизи области каскада простых дефектов по сравнению с остальной частью кристалла [2, 20, 21].

Важным вопросом, который не решен окончательно, является предельное положение уровня Ферми электронной подсистемы кристалла внутри ядра областей скопления дефектов. Это положение, в общем случае, зависит от концентрации точечных дефектов и энергетического положения их глубоких уровней в запрещенной зоне полупроводника. С учетом того, что концентрация дефектов в ядре оценивается на уровне $10^{18} - 10^{21} \text{ см}^{-3}$, считается возможным отождествить предельное положение уровня Ферми в областях скопления дефектов с его предельным положением во всем объеме полупроводника при больших флюенсах излучения. Экспериментальные данные показывают, что предельное положение уровня Ферми в запрещенной зоне кремния находится либо вблизи середины запрещенной зоны, либо равно $E_V + 0,39 \text{ эВ}$ [22].

Температура отжига областей скопления дефектов тесным образом связана с процессами перестройки точечных радиационных дефектов и, так же как для многовакансионных комплексов, находится в интервале 700–900 К.

1.2. Связь основных электрических параметров полупроводника с параметрами дефектов

Введение. Основными электрическими параметрами полупроводника являются: равновесная концентрация носителей заряда — электронов в зоне проводимости n_0 и дырок в валентной зоне p_0 , дрейфовая подвиж-

ность электронов μ_n и дырок μ_p , а также время жизни неравновесных (избыточных) электронов τ_n и дырок τ_p . Для изучения электрических свойств полупроводников применяют различные экспериментальные методы, из которых в радиационной физике полупроводников наиболее распространение получили методы измерения: электрической проводимости, постоянной Холла, фотопроводимости, диффузионной длины неосновных носителей заряда в базовой области p - n -перехода и емкости p - n -перехода или барьера Шоттки.

Все указанные методы основаны на определении характеристик полупроводникового материала вследствие перемещения носителей заряда при наличии внешнего электрического поля или генерации электронно-дырочных пар внешним излучением. Эти процессы описываются уравнениями переноса

$$\frac{dn(x, t)}{dt} = \frac{1}{q} \operatorname{div} j_n + g_n - \frac{n(x, t) - n_0}{\tau_n}; \quad (1.1)$$

$$\frac{dp(x, t)}{dt} = -\frac{1}{q} \operatorname{div} j_p + g_p - \frac{p(x, t) - p_0}{\tau_p} \quad (1.2)$$

где

$$j_n(x, t) = q[n(x, t)\mu_n E(x, t) + D_n \nabla n(x, t)]; \quad (1.3)$$

$$j_p(x, t) = q[p(x, t)\mu_p E(x, t) - D_p \nabla p(x, t)]. \quad (1.4)$$

В выражениях (1.1)–(1.4) $n(x, t)$ и $p(x, t)$ – концентрация электронов и дырок в зависимости от пространственных координат \mathbf{r} и времени t ; $E(x, t)$ – напряженность электрического поля в полупроводнике; $D_{n,p} = \mu_{n,p} \frac{kT}{q}$ – коэффициент диффузии электронов или дырок; $j_{n,p}(x, t)$ – плотность тока электронов или дырок; q – электрический заряд электрона; $g_{n,p}$ – скорость генерации электронов или дырок внешним излучением.

Равновесная концентрация носителей заряда и электрическая проводимость. Концентрация электронов $n(\mathbf{r})$ в зоне проводимости и концентрация дырок $p(\mathbf{r})$ в валентной зоне полупроводника в точке с пространственными координатами \mathbf{r} однозначно определяются из законов статистической физики согласно выражениям:

$$n(\mathbf{r}) = N_c \exp \left\{ - [E_c(\mathbf{r}) - E_f] / kT \right\}; \quad (1.5)$$

$$p(\mathbf{r}) = N_v \exp \left\{ - [E_f - E_v(\mathbf{r})] / kT \right\}; \quad (1.6)$$

$$np = n_i^2 = N_c N_v \exp(-E_g/kT), \quad (1.7)$$

где $E_f = \text{const}(\mathbf{r})$ – электрохимический потенциал (положение уровня Ферми); $E_c(\mathbf{r})$ и $E_v(\mathbf{r})$ – энергетические положения дна зоны проводимости и потолка валентной зоны в точке \mathbf{r} соответственно; $E_g = E_c - E_v$ – ширина запрещенной зоны полупроводника; N_c и N_v – эффективные плотности состояний электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне.

При однородном пространственном распределении точечных дефектов в объеме полупроводника величины E_v и E_c не зависят от пространственных координат \mathbf{r} и их значение относительно положения уровня Ферми E_f находят с учетом выражений (1.5)–(1.7) из уравнения электро-нейтральности

$$n + \sum_i \sum_k f_{ik}^a N_i = p + \sum_i \sum_k f_{ik}^d N_i, \quad (1.8)$$

в котором N_i – концентрация i -го дефекта; f_{ik}^a и f_{ik}^d – функции распределения Ферми–Дирака, характеризующие соответственно вероятности заполнения электронами k -го акцепторного уровня (индекс "а") с энергетическим положением E_{ik}^a и дырками k -го донорного уровня (индекс "д") с энергетическим положением E_{ik}^d i -го дефекта:

$$f_{ik}^a = \left\{ 1 + \frac{1}{g_i^a} \exp[(E_{ik}^a - E_f)/kT] \right\}^{-1}; \quad (1.9)$$

$$f_{ik}^d = \left\{ 1 + \frac{1}{g_i^d} \exp[-(E_{ik}^d - E_f)/kT] \right\}^{-1}, \quad (1.10)$$

где g_i^a и g_i^d – факторы вырождения соответственно акцепторного и донорного уровней, значения которых обычно считаются равными факторам вырождения мелких акцепторных ($g_i^a = 2$) и донорных ($g_i^d = 0,5$) уровней.

При неоднородном пространственном распределении точечных дефектов в объеме образца положение краев зоны проводимости $E_c(\mathbf{r})$ и валентной зоны $E_v(\mathbf{r})$ является функцией пространственных координат \mathbf{r} , а величину $E_c(\mathbf{r}) - E_f = E_g + [E_v(\mathbf{r}) - E_f]$ находят из уравнения Пуассона

$$\nabla^2 \left(\frac{E_c(\mathbf{r}) - E_f}{q} \right) = \frac{1}{\epsilon_a} \rho(\mathbf{r}), \quad (1.11)$$

где ϵ_a – абсолютная диэлектрическая проницаемость полупроводника;

$$\rho(\mathbf{r}) = q \left\{ [p(\mathbf{r}) + \sum_j f_j^+ N_j^d(\mathbf{r})] - [n(\mathbf{r}) + \sum_i f_i^- N_i^a(\mathbf{r})] \right\} \quad (1.12)$$

Функция пространственного распределения плотности заряда.

Для решения уравнения (1.11) в аналитическом виде для полупроводника, в который введены области скопления точечных радиационных дефектов с размерами, значительно меньшими, чем размеры образца, используются модели области скопления (кластера) точечных дефектов [2, 5, 23]. Наибольшее распространение получила простая модель сферического кластера, называемая моделью Госсика [5].

Согласно этой модели для полупроводника n -типа предполагают, что радиационные дефекты группируются внутри сферической области радиуса r_1 . Считают, что концентрация акцепторных дефектов N^a внутри этой области значительно выше концентрации легирующей примеси N^d в остальной части (матрице) кристалла. Вследствие этого в области $r < r_1$ положение дна зоны проводимости $E_c(r)$ отлично от значения этой величины в матрице кристалла, а на резкой границе изменения концентрации точечных дефектов образуется двойной заряженный слой с постоянным отрицательным зарядом qN^a в области $r_0 \leq r \leq r_1$ (r_0 — радиус области скопления дефектов, в которой $\rho(r) = 0$) и постоянным положительным зарядом qN^d в области $r_1 \leq r \leq r_2$. Решение уравнения (1.11) в этих предположениях с учетом граничных условий непрерывности потенциала и его производной (напряженности электрического поля) в точке r_1 приводит к следующим выражениям:

$$\frac{L_2^2}{L_1^2} (r_1^3 - r_0^3) = r_2^3 - r_1^3; \quad (1.13)$$

$$\frac{L_2^2}{L_1^2} (r_1^2 - r_0^2) = (r_2^2 - r_1^2) + 2L_2^2 \Psi_0, \quad (1.14)$$

где

$$\Psi_0 = \frac{\Delta E_0 - \Delta E_2}{kT},$$

ΔE_0 и ΔE_2 — предельные положения дна зоны проводимости в области скопления и матрице кристалла соответственно;

$$L_{1,2} = \left(\frac{\epsilon_a kT}{q^2 N^{a,d}} \right)^{1/2}$$

— длина экранирования в области скопления дефектов или матрице кристалла.

Применение выражений (1.13) и (1.14) для простых количественных оценок связано с дальнейшими упрощениями модели. Если, например, выполняется условие $L_1 \ll r_1 \ll r_2$, то

$$r_2 = \left(3L_2^2 r_1 \frac{\Delta E_0 - \Delta E_2}{kT} \right)^{1/3}. \quad (1.15)$$

Выражение (1.15) устанавливает простую связь между параметрами области скопления дефектов r_1 , $(\Delta E_0 - \Delta E_2)$ и радиусом области пространственного заряда r_2 , в которой практически отсутствуют свободные носители заряда.

Иные соотношения между указанными параметрами получаются из выражений (1.13) и (1.14) при условии $r_0 = 0$ и $L_2 \gg L_1$:

$$r_2 = r_1 \left(\frac{L_2}{L_1} \right)^{2/3}; \quad \Psi_0 = \frac{1}{2} \frac{r_1^2}{L_1^2}. \quad (1.16)$$

Модель области скопления дефектов, отличающаяся от модели Госсика, была предложена в [24]. Эта модель также основана на модели сферического кластера, в котором радиационные дефекты распределяются равномерно. Концентрация заряженных дефектов N^- внутри области скопления, как и в модели Госсика, предполагается значительно более высокой, чем концентрация доноров N^D в остальной области кристалла. Достоинство модели в возможности рассчитать концентрацию заряженных акцепторных дефектов с учетом энергетического положения уровней E^a этих дефектов в запрещенной зоне полупроводника с помощью неявного трансцендентного уравнения

$$\frac{N^a}{N^-} = 1 + \exp\left(\frac{E^a - E_f}{kT}\right) \exp[\Psi_0(N^-)], \quad (1.17)$$

где N^a — полная концентрация дефектов в скоплении; $\Psi_0(N^-)$ — высота потенциального барьера:

$$\Psi_0(N^-) = \frac{1}{2} \frac{r_1^2}{L_1^2} - \frac{1}{3} = \frac{1}{2} \frac{q^2 N^-}{\epsilon_a k T} r_1^2. \quad (1.18)$$

Формула (1.18) получена из решения уравнения Пуассона (1.11). Предполагалось, что $r_1 \ll L_2$, а при $r > r_1$ функция распределения плотности заряда $\rho(r)$ записывалась с учетом концентрации свободных носителей. В области положительного пространственного заряда были найдены точные решения $\Psi(r)$ при $r \ll L_2$ и $r \gg L_2$, которые "сшивались" в точке $r = L_2$. Важно отметить различия в формулах (1.16) и (1.18), которые получены для Ψ в разных моделях областей скопления дефектов при одних и тех же предположениях о распределении отрицательного заряда.

Формулы (1.15)–(1.18) используют при анализе изменения концентрации носителей заряда и других электрических параметров полупроводников с областями скопления дефектов.

С концентрацией носителей заряда в полупроводнике непосредственно связаны две экспериментально определяемые величины — постоянная Холла R и электрическая проводимость σ . В монополярном полупроводнике с однородным распределением точечных дефектов по объему эта связь задается выражениями: $R = r_H / (qn)$; $\sigma = q\mu n$, где r_H — коэффициент, называемый холл-фактором; n — концентрация основных носителей заряда; μ — дрейфовая подвижность основных носителей заряда.

Таким образом, в однородном полупроводнике из экспериментальных исследований величин R и σ непосредственно определяются значения концентрации основных носителей заряда n и их подвижности μ по формулам:

$$n = r_H / (qR); \quad (1.19)$$

$$\mu = R\sigma / r_H, \quad (1.20)$$

если известно значение холл-фактора r_H . Эта величина зависит от температуры полупроводника и обусловлена механизмами рассеяния носителей заряда. Обычно предполагают, что значения величины r_H совпадают до и после его облучения. При этом используют либо расчетные значения r_H в зависимости от температуры и концентрации легирующей примеси, либо находят $r_H(T)$ экспериментально, исходя из измеренной и расчетной (на основе уравнения электронейтральности) зависимостей $n(T)$ в необлученном материале.

В полупроводнике, в котором дефекты распределены неравномерно по объему кристалла, анализ экспериментальных данных по R и σ существенно усложняется. В этом случае его проводят с учетом предполагаемых моделей пространственного распределения дефектов.

Например, если в матрицу полупроводника с концентрацией основных носителей заряда n_0 включены сферические непроводящие кластеры, то

$$R = \frac{R_0 \left(1 - \frac{1}{4}f\right)}{1-f}; \quad (1.21)$$

$$\sigma = \frac{\sigma_0(1-f)}{1 + \frac{1}{2}f}; \quad (1.22)$$

$$f = 1 - \exp(-v_{\text{кл}}N_{\text{кл}}) = 1 - \exp\left(-\frac{4}{3}\pi r_2^3 N_{\text{кл}}\right), \quad (1.23)$$

где R_0 и σ_0 — постоянная Холла и электрическая проводимость в матрице кристалла соответственно; $f < 0,3$ — доля объема образца, занимаемая непроводящими кластерами; $v_{\text{кл}}$ — средний объем одного кластера с радиусом r_2 ; $N_{\text{кл}}$ — концентрация кластеров.

При значительных искажениях потенциального рельефа краев зоны проводимости и валентной зоны кристалла по всему объему образца для качественных оценок и анализа экспериментальных значений R и σ используют представления теории переноса носителей заряда в неупорядоченных полупроводниках. Согласно этим представлениям [25], эффективное значение постоянной Холла в неупорядоченных полупроводниках определяется значением средней концентрации \bar{n} основных носителей заряда в разрешенной зоне, т.е.

$$R \sim \frac{1}{q\bar{n}}$$

В то же время электрическая проводимость, обусловленная термически-ми забросами носителей заряда с мелких уровней в разрешенную зону, определяется только теми из них, которые в разрешенной зоне имеют

энергию, достаточную для свободного перемещения по всему объему кристалла. Минимальная энергия, при которой это перемещение возможно, называется уровнем протекания $E_{пр}$, и, таким образом,

$$\sigma \sim \exp\left(-\frac{E_{пр} - E_f}{kT}\right). \quad (1.24)$$

Время жизни и диффузионная длина носителей заряда. В общем случае значение времени жизни неравновесных носителей заряда зависит от вида и механизма их рекомбинации, уровня их возбуждения и параметров материала. Возможны три механизма рекомбинации: безызлучательный, излучательный и ударный (эффект Оже), из которых в кремнии преобладает первый. В каждом элементарном акте такой рекомбинации участвуют два носителя заряда противоположного знака, а выделенная энергия передается решетке кристалла.

Экспериментальные значения времени жизни носителей заряда наиболее часто определяют из измерений величины сигнала стационарной фотопроводимости или из исследования формы кривой спада этого сигнала после возбуждения неравновесных носителей заряда прямоугольным импульсом света. В этом случае анализ экспериментальных данных в однородном полупроводнике проводится на основе уравнений переноса (1.1) и (1.2), имеющих простой вид:

$$\frac{dn}{dt} = g_n - \frac{n - n_0}{\tau_n} = g_n - \frac{\Delta n}{\tau_n}; \quad (1.25)$$

$$\frac{dp}{dt} = g_p - \frac{p - p_0}{\tau_p} = g_p - \frac{\Delta p}{\tau_p}. \quad (1.26)$$

Связь между временем жизни носителей заряда $\tau_{n,p}$ и параметрами материала устанавливается из модельных представлений о возможных путях рекомбинации электронов и дырок на основе феноменологической теории квазихимических реакций. Уравнения этой теории по виду близки уравнениям (1.25) и (1.26). Например, в случае безызлучательной рекомбинации носителей заряда между зоной проводимости и валентной зоной феноменологическое уравнение имеет вид

$$\frac{dn}{dt} = \frac{dp}{dt} = g - \gamma(np - n_0p_0). \quad (1.27)$$

Сравнивая уравнения (1.25), (1.26) и (1.27) для случая межзонной рекомбинации ($\Delta n = \Delta p$), получаем выражение для времени жизни носителей заряда

$$\tau_n = \tau_p = [\gamma(n_0 + p_0 + \Delta n)]^{-1}, \quad (1.28)$$

где $\gamma = s\nu$ — коэффициент рекомбинации электронов с дырками, равный

произведению сечения захвата носителей заряда друг другом s на среднюю тепловую скорость их относительного движения v . Из формулы (1.28) видно, что даже в этом простом случае рекомбинации значение времени жизни носителей заряда характеризуется не только параметрами материала n_0 и p_0 , зависящими от температуры, но и концентрацией неравновесных носителей заряда $\Delta n = n - n_0$.

При существовании в запрещенной зоне полупроводника глубоких уровней дефектов их непосредственное участие в процессах генерации и захвата обуславливает значение времени жизни неравновесных носителей в полупроводнике. Как правило, в этом случае при равномерном распределении дефектов по объему образцов выделяют доминирующий уровень и его параметры используют для нахождения значений τ_n и τ_p с помощью формулы Холла—Шокли—Рида:

$$\tau_n = \tau_p = \frac{n_0 + N_{c,ik} + \Delta n}{\gamma_p N_i (n_0 + p_0 + \Delta n)} + \frac{p_0 + N_{v,ik} + \Delta n}{\gamma_n N_i (n_0 + p_0 + \Delta n)}, \quad (1.29)$$

где N_i — концентрация i -го дефекта,

$$N_{c,ik} = N_c \exp[-(E_c - E_{ik})/kT]; \quad (1.30)$$

$$N_{v,ik} = N_v \exp[-(E_{ik} - E_v)/kT]; \quad (1.31)$$

E_c , E_v и E_{ik} — энергетическое положение дна зоны проводимости, потолка валентной зоны и k -го уровня i -го дефекта соответственно; γ_n и γ_p — коэффициенты рекомбинации электронов и дырок с ловушками противоположного знака на уровне дефекта.

Иногда для объяснения экспериментальных данных необходимо учитывать влияние нескольких глубоких уровней на рекомбинацию неравновесных носителей заряда. Тогда можно использовать формулу

$$\frac{1}{\tau} = \sum_i \frac{1}{\tau_i}, \quad (1.32)$$

где τ_i — парциальное время жизни носителей заряда, обусловленное рекомбинационным уровнем i -го дефекта, которое определяют по формуле (1.29). Формула (1.32) верна при условии $\Delta n \ll n_0$, $\Delta p \ll p_0$. В противном случае анализ величины τ значительно усложняется, причем соотношение $\tau_n = \tau_p$ уже не выполняется.

При неравномерном распределении дефектов (и, следовательно, глубоких уровней) в объеме полупроводника значения времени жизни носителей заряда зависят от пространственных координат. Эффективное время жизни носителей заряда, которое определяется экспериментально для всего исследуемого образца, может быть проанализировано на основе выражений

$$\tau_n^* = \frac{\bar{n}(r) - \bar{n}_0(r)}{g}; \quad (1.33)$$

$$\tau_p^* = \frac{\bar{n}_0(\mathbf{r}) - \bar{p}_0(\mathbf{r})}{g}, \quad (1.34)$$

где $\bar{n}_0(\mathbf{r})$ и $\bar{p}_0(\mathbf{r})$ — средние равновесные концентрации электронов и дырок в объеме образца, а $\bar{n}(\mathbf{r})$ и $\bar{p}(\mathbf{r})$ — средние концентрации электронов и дырок в освещенном полупроводнике. Эти значения находятся с помощью конкретных моделей пространственного распределения глубоких уровней в полупроводнике.

В большинстве своем такие модели основываются на модели сферической области скопления дефектов (кластера). Например, полагая, что неравновесные носители заряда, находящиеся в матрице кристалла, рекомбинируют на поверхности области пространственного заряда кластера, получили [5, 23]

$$\tau^* = \frac{1}{4\pi r_2 N_{\text{кл}} D} + \frac{1}{4\pi r_2^2 N_{\text{кл}} S}, \quad (1.35)$$

где r_2 — средний радиус области пространственного заряда кластера; $N_{\text{кл}}$ — концентрация кластеров; D — коэффициент диффузии носителей заряда; S — скорость рекомбинации носителей заряда на поверхности области пространственного заряда кластера.

Формулу (1.35) трудно использовать для детального анализа экспериментальных данных, так как в ней в явном виде отсутствует зависимость времени жизни от параметров полупроводника и от температуры. Поэтому для сравнения экспериментальных данных используют другие модели, в которых более детально рассматриваются условия рекомбинации носителей заряда внутри области скопления дефектов. Предполагая наличие энергетического барьера Ψ между областью скопления дефектов и матрицей кристалла, получают выражения для времени жизни носителей заряда в полупроводнике, содержащем области скопления дефектов, с учетом предположения о выполнении условий рекомбинации Холла—Шокли—Рида внутри таких областей. Согласно [26],

$$\tau_n^* = \tau_p^* = \frac{\gamma_n [n_0 \exp(-\Psi/kT) + N_{c,ik} + \Delta n] + \gamma_p [p_0 \exp(\Psi/kT) + N_{v,ik} + \Delta n]}{\gamma_n \gamma_p f N [a_p n_0 \exp(-\Psi/kT) + a_n p_0 \exp(\Psi/kT) + a_n a_p \Delta n]}, \quad (1.36)$$

где f — доля объема образца, занятого областями скопления дефектов; N — средняя концентрация центров рекомбинации в скоплении; a_p и a_n — отношение концентрации неравновесных дырок и электронов в области скопления дефектов к их концентрациям в матрице кристалла. Последние величины зависят от энергетического барьера Ψ , концентрации неравновесных носителей заряда Δn и исходной концентрации носителей заряда в матрице кристалла n_0 и p_0 .

В формуле (1.36) величина Ψ — независимый параметр, не связанный с концентрацией и энергетическим положением уровня дефектов, расположенных внутри области их скопления. Кроме того, имеются трудности при расчете значений a_n и a_p . В связи с этим предложено [24] более простое выражение для определения времени жизни неосновных носителей заряда в полупроводнике, содержащем области скопления дефектов,

$$\tau_n^* = \gamma_p f N^- \exp[\Psi_0(N^-)]. \quad (1.37)$$

Для расчета значений $\Psi_0(N^-)$ и N^- в [24] используется модель сферического кластера с равномерным распределением заряженных дефектов в его ядре. Для расчета $\Psi_0(N^-)$ применимо выражение (1.18), а значения N^- находят из уравнения

$$\frac{N^a}{N^-} = 1 + \exp\left(\frac{E^a - E_f}{kT}\right) \exp[\Psi_0(N^-)] + \frac{\gamma_n}{\gamma_p} z \exp[2\Psi_0(N^-)], \quad (1.38)$$

где z — уровень инжекции, $z = \Delta p/N^a$.

Выражения (1.37) и (1.38) позволяют с помощью несложных формул проанализировать влияние исходных параметров полупроводника и областей скопления дефектов на время жизни неосновных носителей заряда. Для более точного решения задачи используют численные методы решения системы дифференциальных уравнений, включающей уравнение Пуассона (1.11) и уравнения переноса (1.1) носителей заряда. Такой подход, являясь наиболее последовательным с точки зрения физической теории, применен в [27, 28].

В общем виде рекомбинация неравновесных носителей заряда в неупорядоченных полупроводниках рассмотрена в [29] с учетом токопереноса. Показано, что наличие крупномасштабного потенциального рельефа, возникающего в результате неоднородного распределения дефектов в объеме образца, с характерными расстояниями между минимумами и максимумами потенциального рельефа электронной подсистемы кристалла порядка длины Дебая затрудняет рекомбинацию неравновесных носителей заряда и ведет к возрастанию их эффективного времени жизни. Электроны и дырки соответственно локализуются в минимумах и максимумах потенциального рельефа, которые находятся в разных местах объема образца. Поэтому, чтобы оказаться в одной точке пространства и рекомбинировать, им необходимо преодолеть потенциальный барьер $E_{рек}$. С учетом этого барьера

$$\tau^* = \tau_0 \exp(E_{рек}/kT), \quad (1.39)$$

где τ_0 — время жизни в полупроводнике с однородным распределением

дефектов. В облученных полупроводниках значительное увеличение времени жизни неравновесных носителей заряда по сравнению с его значением в исходном материале наблюдалось в кремнии n -типа, облученном нейтронами и протонами.

Наряду с методом фотопроводимости другим, широко используемым методом измерения времени жизни неравновесных носителей заряда в полупроводниках, является метод, основанный на измерении диффузионной длины $L = \sqrt{D\tau}$ неосновных носителей заряда в базе плоскостного диода с $n^+ - p$ или $p^+ - n$ -переходом. Из теории известно, что при освещении такого диода в его внешней цепи без сопротивления возникает электрический ток, величина которого определяется по формуле

$$I = qgS \frac{aL}{1 + aL} \quad (1.40)$$

где S — площадь $p-n$ -перехода; g — плотность скорости генерации носителей заряда светом в начале базового слоя; a — коэффициент оптического поглощения полупроводника.

Глава 2

ИЗМЕНЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК КРЕМНИЯ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

2.1. Изменение свойств кремния в зависимости от параметров излучений

Зависимость от флюенса частиц. При изучении изменения параметров материала или концентрации радиационных дефектов в нем в процессе облучения в первую очередь исследуют зависимость этих величин от флюенса бомбардирующих частиц. В настоящее время накоплен обширный экспериментальный материал по исследованию таких зависимостей для электрических параметров кремния, подвергнутого воздействию различных видов излучения [2, 7, 23]. Для примера на рис. 3 [30] приве-

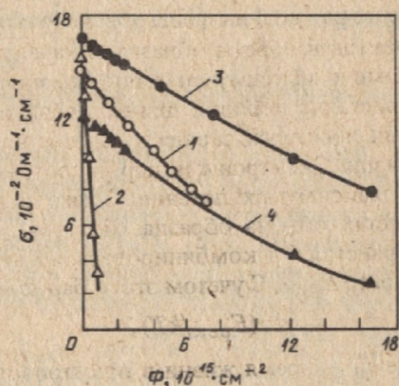


Рис. 3. Зависимость электрической проводимости кремния от флюенса электронов ($E = 1,7$ МэВ, $T_{\text{Обл}} = T_{\text{Изм}} = 270$ К) [30]:
 1 — тянутый кремний n -типа; 2 — зонный n -типа; 3 — тянутый p -типа; 4 — зонный p -типа

дены наблюдаемые зависимости электрической проводимости облученного кремния от флюенса частиц Φ .

Зависимость электрических параметров кремния от флюенса частиц на начальном участке часто аппроксимируют линейными функциями:

$$\sigma(\Phi) = \sigma_0 - k_\sigma \Phi; \quad (2.1)$$

$$n(\Phi) = n_0 - k_n \Phi; \quad (2.2)$$

$$\tau^{-1}(\Phi) = \tau_0^{-1} + k_\tau \Phi; \quad (2.3)$$

$$L^{-2}(\Phi) = L_0^{-2} + k_L \Phi, \quad (2.4)$$

где $\sigma_0, n_0, \tau_0, L_0$ — значения электрической проводимости, концентрации основных носителей заряда, времени жизни и диффузионной длины носителей заряда в материале до облучения; $k_\sigma, k_n, k_\tau, k_L$ — коэффициенты радиационного изменения соответствующих параметров. Часто величину k_n называют скоростью удаления основных носителей заряда.

Коэффициенты k_σ и k_n , а также k_τ и k_L связаны между собой соотношениями

$$k_\sigma = q \frac{\mu_0 n_0 - \mu n}{n_0 - n} k_n; \quad (2.5)$$

$$k_L = \frac{(D\tau)^{-1} - (D_0\tau_0)^{-1}}{\tau^{-1} - \tau_0^{-1}} k_\tau = \frac{q}{kT} \frac{(\mu\tau)^{-1} - (\mu_0\tau_0)^{-1}}{\tau^{-1} - \tau_0^{-1}} k_\tau, \quad (2.6)$$

где μ и D — подвижность и коэффициент диффузии носителей заряда соответственно, причем $D = \mu kT/q$. Значения μ и D в общем случае также изменяются при облучении. Однако, если

$$\frac{\mu_0 - \mu}{\mu_0} \ll \frac{n_0 - n}{n_0}$$

(что обычно наблюдается при комнатной температуре измерения), выражения (2.5) и (2.6) упрощаются:

$$k_\sigma = q\mu_0 k_n; \quad k_L = \frac{q}{kT} \mu_0^{-1} k_\tau = \frac{k_\tau}{D_0}.$$

Для рекомбинационных параметров линейные зависимости $\tau^{-1}(\Phi)$ и $L^{-2}(\Phi)$ часто являются хорошей аппроксимацией в широком интервале изменения их значений (на два-три порядка от исходной величины). Зависимости $\sigma(\Phi)$ и $n(\Phi)$ аппроксимируются степенными или экспоненциальными функциями, если значения этих величин изменяются более чем на один порядок по сравнению с исходным значением. Найдено, что в этом случае

$$\sigma(\Phi) = \sigma_0 \exp(-k_\sigma \Phi); \quad n(\Phi) = n_0 \exp(-k_n \Phi). \quad (2.7)$$

С учетом зависимостей (2.7) рассчитывают номограммы, позволяющие определять изменение величины в зависимости от флюенса излучений разного вида [2]. Эти и другие аналитические зависимости, аппроксимирующие экспериментальные данные, могут быть использованы для определения результатов при комплексном радиационном воздействии излучений. Здесь применимы формальные методы математического анализа (разд. 2.4). Однако зависимость электрических параметров кремния от флюенса излучений не всегда может быть описана простыми аналитическими выражениями.

Для анализа экспериментальных зависимостей в широком интервале флюенсов излучения с помощью физических моделей радиационного дефектообразования вводят коэффициент радиационного изменения исследуемого параметра $Q(\Phi)$ полупроводника

$$k_Q(\Phi) = \left| \frac{Q(\Phi + \Delta\Phi) - Q(\Phi)}{\Delta\Phi} \right|_{\Delta\Phi \rightarrow 0} \left| \frac{dQ}{d\Phi} \right|_{\Phi} \quad (2.8)$$

Соотношения, связывающие этот коэффициент с концентрацией радиационных дефектов, легко получить из приведенных в разд. 1.2 формул.

Так, для полупроводника n -типа со статистически однородным распределением по объему акцепторных точечных радиационных дефектов коэффициент радиационного изменения концентрации основных носителей заряда $k_n(\Phi)$, согласно выражению (1.8), может быть записан в виде

$$k_n(\Phi) = \left| \frac{d}{d\Phi} \sum_k \sum_i f_{ik}^a N_i(\Phi) \right|_{\Phi}, \quad (2.9a)$$

где $N_i(\Phi)$ — концентрация введенных облучением дефектов с акцепторными уровнями.

Для времени жизни носителей заряда в кремнии n -типа коэффициент радиационного изменения времени жизни носителей заряда, согласно выражениям (1.29), (1.32), будет иметь вид

$$k_\tau(\Phi) = \left| \frac{d}{d\Phi} \sum_i \gamma_p^i \frac{n(\Phi)}{n(\Phi) + N_{c,i}} N_i(\Phi) \right|_{\Phi}, \quad (2.9б)$$

если рекомбинационные уровни расположены в верхней половине запрещенной зоны, и

$$k_\tau(\Phi) = \left| \frac{d}{d\Phi} \sum_i \left[\frac{1}{\gamma_p^i} + \frac{N_{v,i}}{\gamma_n^i n(\Phi)} \right]^{-1} N_i(\Phi) \right|_{\Phi}, \quad (2.9в)$$

если рекомбинационные уровни расположены в нижней половине запрещенной зоны полупроводника.

Из выражений (2.9) видно, что в общем случае коэффициент радиационного изменения параметра полупроводника можно представить в

$$k_Q(\Phi) = \left| \frac{d}{d\Phi} \sum_l \chi_{Q,l}(n) N_l(\Phi, N_{m_1}, \dots, N_{m_n}) \right|_{\Phi}, \quad (2.10)$$

где $\chi_{Q,l}(n)$ — функция, вид которой в зависимости от концентрации основных носителей заряда n обусловлен как типом исследуемого параметра Q , так и характеристиками электронной структуры l -го дефекта; $N_l(\Phi, N_{m_1}, \dots, N_{m_n})$ — концентрация радиационных дефектов l -го типа, зависящая от флюенса излучения и, вообще говоря, от концентрации радиационных дефектов других типов.

После дифференцирования выражение (2.10) будет иметь следующий вид:

$$k_Q(\Phi) = \left| \sum_l \left(\frac{d\chi_l}{dn} \frac{dn}{d\Phi} N_l + \chi_l \frac{\partial N_l}{\partial \Phi} + \chi_l \sum_{m \neq l} \frac{\partial N_l}{\partial N_m} \frac{dN_m}{d\Phi} \right) \right|_{\Phi}. \quad (2.10a)$$

На практике при анализе экспериментальных результатов или при теоретических расчетах коэффициентов радиационного изменения пренебрегают первым и третьим слагаемыми в формуле (2.10a), полагая $d\chi_l/dn = 0$ и $\partial N_l/\partial N_m = 0$. Первое из этих предположений означает, что с увеличением флюенса Φ и, следовательно, с изменением n функция $\chi_l(n)$ практически остается постоянной. Второе предположение означает, что накопление радиационных дефектов идет независимо друг от друга. С учетом указанных предположений окончательно получаем

$$k_Q(\Phi) = \left| \sum_l \chi_l \frac{\partial N_l}{\partial \Phi} \right|_{\Phi}, \quad (2.10b)$$

т.е. коэффициент радиационного изменения параметра полупроводника представляет собой линейную комбинацию скорости введения (линейной плотности) электрически активных дефектов. Последнее выражение обычно используют в современных моделях при расчете изменения электрических параметров полупроводников под действием излучений (гл. 3 и 4).

Зависимость от плотности потока частиц. Исследование зависимости электрических параметров полупроводника от плотности потока ионизирующих частиц φ с практической точки зрения необходимо для обоснования правомерности сопоставления результатов радиационного воздействия, полученных на различных установках и в реальных условиях при повышенном уровне излучения. Одновременно эти исследования являются мощным методом при изучении механизмов образования радиационных дефектов.

При анализе экспериментальных данных, характеризующих влияние плотности потока частиц на электрические параметры полупроводников, необходимо учитывать несколько факторов: объединение первичных

простых радиационных дефектов, тепловой нагрев кристалла и уровень ионизации носителей заряда. Изменением условий объединения первичных простых радиационных дефектов вследствие изменения их концентрации при $\varphi \lesssim 10^{18} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$ пренебрегают.

Тепловой нагрев кристалла также считается незначительным, если значения $\varphi \lesssim 10^{14} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$ и обеспечен хороший теплоотвод [11]. Однако при больших значениях плотности потока ионизирующих частиц, которые обычно наблюдаются при импульсном облучении, влияние этого фактора может сказаться на результатах перестройки первичных радиационных дефектов в стабильные сложные дефекты. К сожалению, в работах, в которых изучается изменение электрических параметров кремния при импульсном облучении, влияние теплового нагрева кристалла в течение действия импульса не обсуждается [19, 31].

Наиболее важный и изученный фактор, влияющий на электрические параметры кремния при изменении плотности потока частиц, — ионизация носителей заряда. Влияние концентрации неравновесных носителей заряда $\Delta n(\varphi)$ на коэффициенты радиационного изменения электрических параметров обусловлено возможным изменением зарядового состояния взаимодействующих между собой дефектов и соответственно изменением условий формирования стабильных комплексов [11]. Например, экспериментально установлено увеличение скорости отжига первичных радиационных дефектов в кремнии p -типа с увеличением уровня инжекции электронов. Это явление, обнаруженное при изучении процесса нестационарного отжига простых дефектов, введенных нейтронным импульсом [19], объясняется высокой подвижностью отрицательных вакансий, концентрация которых повышается с увеличением уровня инжекции.

Наряду с изменением зарядового состояния простых дефектов изменение скорости введения стабильных комплексов с изменением плотности потока ионизирующих частиц может быть обусловлено и другими причинами. Авторы [31] исследовали коэффициент радиационного изменения основных носителей заряда в кремнии n -типа, облученном импульсами электронов разной интенсивности. Было найдено, что значение этого коэффициента растет с увеличением плотности потока электронов в импульсе. Авторы объясняют этот эффект уменьшением радиуса захвата генетически связанных дефектов пары Френкеля с увеличением концентрации электронов в образце (с увеличением плотности потока электронов), что в свою очередь увеличивает концентрацию простых подвижных радиационных дефектов и, как следствие, концентрацию стабильных электрически активных комплексов.

В некоторых работах [32] поток бомбардирующих частиц одновременно используют для введения радиационных дефектов и для создания неравновесных носителей заряда с целью определения коэффициента радиационного изменения времени жизни k_T или диффузионной длины k_L неосновных носителей заряда в процессе облучения. В этом случае

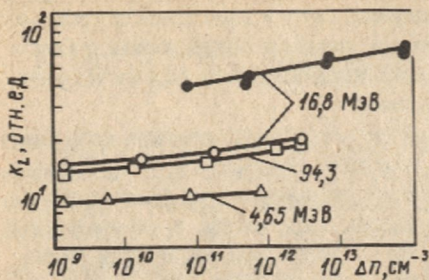


Рис. 4. Зависимость диффузионной длины носителей заряда в облученном кремнии *p*-типа от концентрации неравновесных носителей заряда при облучении протонами с различной энергией [32]

варьирование плотностью потока частиц применяют для калибровки экспериментальной методики, чтобы исключить систематическую погрешность при определении значений k_T или k_L , которые, как видно из выражений (2.9), зависят от $\Delta n(\varphi)$. Такие зависимости $k_L(\Delta n)$ от плотности потока протонов для кремния показаны на рис. 4 [32]. Экспериментальные данные $k_L(\Delta n)$ используют для определения параметров радиационных дефектов, однако при этом необходимо учитывать, что в процессе облучения на электрические параметры влияют как подвижные, так и стабильные радиационные дефекты. Аналогичные данные только для стабильных радиационных дефектов получают с помощью освещения излучением, не вводящим непосредственно радиационные нарушения.

Зависимость от вида излучения и его энергии. В реальных условиях материалы и приборы, как правило, подвергаются воздействию сразу нескольких типов излучений, содержащих частицы разных энергий. Поэтому для прогнозирования радиационных изменений параметров полупроводников необходимо изучение этих изменений в зависимости от энергии частиц определенного типа. Такие исследования для электрических параметров кремния и уровней радиационных дефектов, возникающих в запрещенной зоне этого материала, проводили многие авторы. Однако сравнение различных данных по их абсолютным значениям даже при одинаковых исходных электрических характеристиках полупроводника и одинаковых характеристиках излучения встречает определенные трудности, связанные с влиянием неконтролируемых примесей и других дефектов кристалла на скорость введения радиационных дефектов и, по-видимому, с возможными систематическими погрешностями при определении флюенса частиц.

Это положение можно исправить введением постоянного корректирующего коэффициента, чтобы результаты различных работ "стыковались".

На рис. 5 и 6 показаны зависимости k_{σ} , k_n , k_T от энергии бомбардирующих электронов E , построенные для кремния *n*- и *p*-типов с учетом корректирующих коэффициентов по данным многочисленных работ [33-43]. Нормировка результатов разных работ на перекрывающихся участках значений E позволяет найти зависимость $k(E)$ в широком интервале энергий $E = 0,2 \div 1000$ МэВ.

Рис. 5. Зависимость коэффициентов радиационного изменения электрических параметров кремния *p*-типа от энергии электронов ($T_{\text{обл}} = T_{\text{изм}} = 300$ К). Кривые для коэффициента изменения времени жизни носителей заряда (а) и для коэффициентов изменения электрической проводимости или концентрации основных носителей заряда (б) получены в результате нормировки данных различных авторов

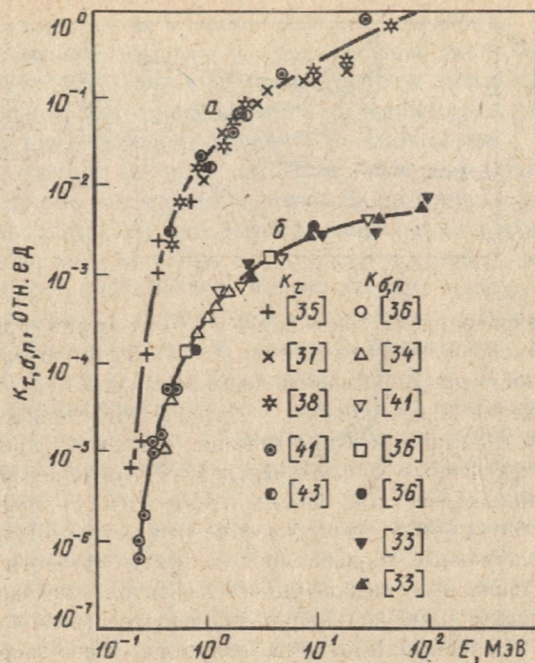
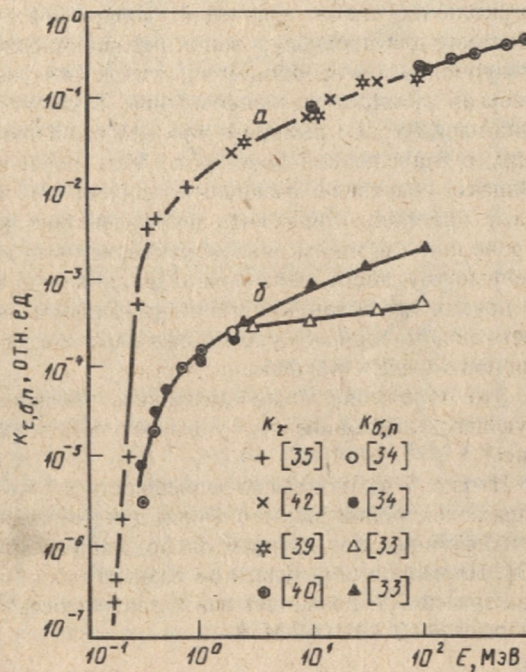


Рис. 6. Зависимость коэффициентов радиационного изменения электрических параметров кремния *n*-типа от энергии электронов ($T_{\text{обл}} = T_{\text{изм}} = 300$ К). Кривые для коэффициента изменения времени жизни носителей заряда (а) и для коэффициентов изменения электрической проводимости или концентрации основных носителей заряда (б) получены в результате нормировки данных различных авторов:

○, △ - зонный кремний;
●, ▲ - тянутый кремний



В литературе также имеются экспериментальные данные [32, 44, 45] об изменении значений коэффициентов радиационного изменения электрических параметров кремния в зависимости от энергии нейтронов и фотонов, которые будут подробно рассмотрены позднее (разд. 3.3).

Зависимость от глубины проникновения частиц в образец. При прохождении через вещество быстрая частица постепенно теряет энергию и отклоняется от первоначального направления вследствие столкновений как с отдельными атомами, так и с электронами этого вещества. Поэтому энергия движущейся в веществе частицы уменьшается с увеличением глубины проникновения ее в образец. Уменьшение энергии фотонов заряженных частиц происходит в основном вследствие столкновений с электронами вещества. Этот процесс определяет полный пробег частицы R , который равен пути частицы до ее остановки в веществе. В то же время отклонение частицы от первоначального направления приводит к тому, что определяемый в эксперименте проективный пробег R_p , измеряемый в направлении первоначального движения частиц, имеет значение $R_p < R$. При прохождении большого числа частиц обе эти величины имеют статистический разброс из-за эффектов многократного рассеяния и флуктуации электронных энергетических потерь на атомах и электронах вещества. Вследствие этого исследование изменения пространственного распределения значений электрических параметров по глубине облученного полупроводника представляет собой самостоятельную задачу, которая в общем случае не может быть решена только с помощью экспериментальных данных об изменении этих параметров от энергии ионизирующих частиц и известных из теории прохождения частиц через вещество соотношений пробег — энергия частицы [46, 47]. Более того, если распределение концентрации радиационных дефектов по глубине неоднородно, на вид функции пространственного распределения значений электрических параметров могут повлиять процессы диффузии подвижных радиационных дефектов и носителей заряда.

В кремнии, облученном фотонами или нейтронами, величина изменения электрических параметров практически не зависит от глубины во всех практически важных случаях, так как толщина образцов и активных областей полупроводниковых приборов значительно меньше пробега этих частиц. При облучении заряженными частицами такое заключение в общем случае неверно.

Пространственное распределение изменения концентрации основных носителей заряда $\Delta n(x)$ в кремнии, облученном электронами с энергией $0,5 \div 1$ МэВ, приведено на рис. 7 [48]. Полученные результаты свидетельствуют о том, что значения $\Delta n(x)$, имея наибольшую величину на поверхности образцов, постепенно уменьшаются с увеличением глубины, а глубина x_m , при которой $\Delta n(x_m)$ становится равным нулю, совпадает с максимальным пробегом электронов.

В работе [49] исследовали пространственное распределение по глубине удельного электрического сопротивления $\rho(x)$ в кремнии, облученном

Рис. 7. Зависимость изменения концентрации носителей заряда в кремнии n -типа от глубины проникновения электронов в образец при различной энергии электронов [48]

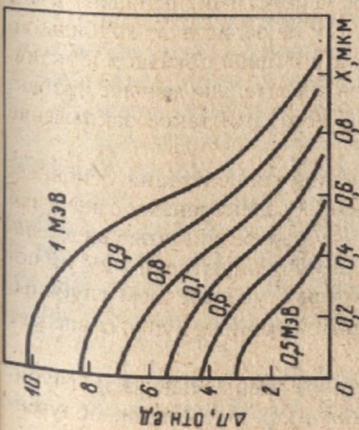
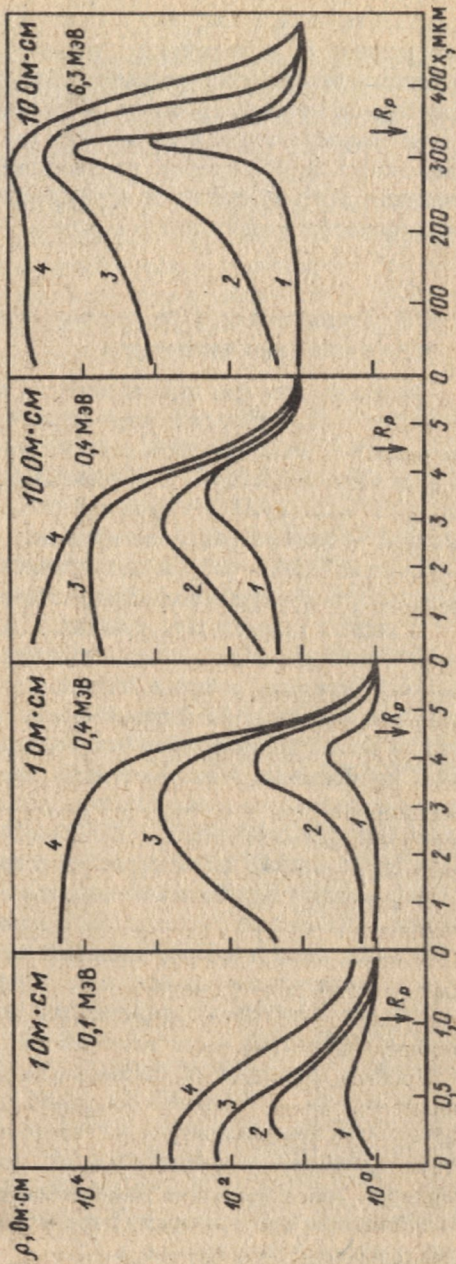


Рис. 8. Зависимость удельного сопротивления кремния n -типа от глубины проникновения протонов в образец при различных энергиях и флюенсе протонов [49]. С ростом номера кривых (1-4) флюенс протонов увеличивается



ном протонами с энергией 0,1; 0,4 и 6,3 МэВ (рис. 8). Результаты этих исследований показывают, что в облученном кремнии существует область повышенного удельного электрического сопротивления вблизи окончания пробега протонов. С увеличением флюенса протонов эта область расширяется и ее максимум смещается в сторону облучаемой поверхности. В [49] сделано предположение: смещение максимума распределения $\rho(x)$ объясняется образованием радиационных дефектов, в состав которых входят атомы водорода.

2.2. Изменение свойств кремния в зависимости от его исходных параметров

Введение. Два фактора влияют на коэффициенты радиационного изменения электрических параметров полупроводникового материала. Первый — концентрация и состав дефектов в исходном кристалле, которые взаимодействуют с простыми радиационными дефектами и таким образом участвуют в образовании сложных радиационных дефектов. Второй — концентрация легирующей примеси, которая обуславливает положение уровня Ферми электронной подсистемы кристалла и, следовательно, исходную концентрацию носителей заряда в полупроводнике.

Исходная дефектность кристалла зависит от условий его выращивания. В настоящее время основные методы получения монокристаллического кремния в промышленности — метод вертикального вытягивания из расплава, помещенного в кварцевые тигли (метод Чохральского), и метод вертикальной зонной плавки. Основное различие кристаллов, выращенных этими методами, заключается в различной концентрации растворенного в них кислорода. Концентрация кислорода в тянутом кремнии составляет $10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$, а в зонном кремнии 10^{16} см^{-3} . При исследовании параметров облученного кремния этот факт обязательно следует принимать во внимание, так как роль кислорода в образовании примесных радиационных дефектов велика (разд. 1.1).

Однако даже в полупроводнике, выращенном одним и тем же методом и содержащем одинаковую концентрацию легирующей примеси, численные значения коэффициентов радиационного изменения электрических параметров часто различаются, это связано с влиянием неконтролируемых факторов в процессе выращивания кристаллов. Известно, например, что в реальном полупроводниковом кристалле примеси распределяются неравномерно по его объему, что ведет к пространственно неоднородному распределению его электрических параметров как по сечению, так и по длине выращенного слитка. Влияние этого эффекта на изменение электрических параметров полупроводников при воздействии излучений рассмотрено в [22].

Другой важный фактор, от которого зависят результаты облучения, — изменение дефектности кристалла в результате предварительных термических обработок.

обработок до облучения, которые применяют, например, при изготовлении полупроводниковых приборов. Этот эффект в большой степени связан с перераспределением атомов растворенного кислорода в решетке кремния между различными комплексами SiO_n (где $n = 1 \div 4$) и с взаимодействием этих комплексов с радиационными дефектами. Изучение этих вопросов важно для физики полупроводников и прогнозирования радиационных нарушений в полупроводниковых приборах.

В [2] исследовано влияние плотности дислокаций в исходном кристалле на скорость введения радиационных дефектов и на коэффициенты радиационного изменения его электрических параметров. Эти исследования показали, что значения этих величин в зависимости от плотности дислокаций практически постоянны в промышленных монокристаллах кремния, в которых плотность дислокаций обычно не превышает значений 10^4 см^{-2} .

Основные легирующие примеси в промышленных монокристаллах кремния — фосфор (*n*-тип) и бор (*p*-тип). Имеется большое число экспериментальных данных [2] по исследованию влияния уровня легирования кремния на коэффициенты радиационного изменения электрических параметров. Проведены также подробные исследования радиационных нарушений и их влияния на электрические параметры кремния, легированного другими примесями донорной (фосфор, мышьяк, сурьма) и акцепторной (бор, алюминий, галлий) природы [14, 18]. Изучалось влияние электрически неактивных примесей и примесей металлов, вводящих глубокие уровни в запрещенную зону кремния, на процессы радиационного дефектообразования [11]. Показано, что некоторые примеси (например, редкоземельные элементы) эффективно взаимодействуют с вакансиями и междоузельными атомами и могут быть использованы для повышения радиационной стойкости кремния.

Цикл работ [16, 17, 22] посвящен исследованию облученного кремния, содержащего атомы водорода, который был введен в кристалл как на этапе его выращивания, так и при облучении "обычного" кремния протонами. Найдено, что атомы водорода в решетке кремния являются эффективными стоками для вакансий и входят в состав электрически активных радиационных дефектов.

В современной технологии изготовления полупроводников все более широкое применение находят новые способы получения монокристаллического кремния (эпитаксиальное выращивание) и его легирования (нейтронное, ионное). Перспективное направление в полупроводниковой электронике — изготовление приборов на основе аморфного кремния. Во всех этих случаях структура и свойства полупроводника имеют свои особенности, изучение которых требует дальнейших усилий, поэтому накопление экспериментальных данных для таких материалов еще только начинается.

Электрическая проводимость и концентрация основных носителей заряда. Во многих работах исследовались значения коэффициентов ра-

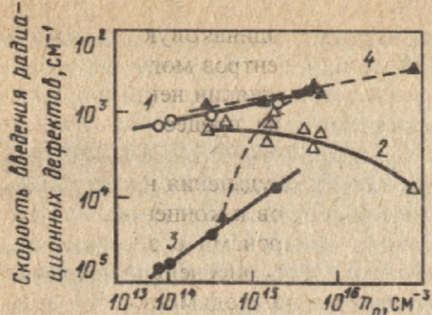


Рис. 9. Зависимость скорости введения электрически активных радиационных дефектов в кремнии *n*-типа, облученном фотонами ^{60}Co ($T_{\text{обл}} = 300 \text{ K}$), от исходной концентрации основных носителей заряда [50]:

1, 2 – А-центр; 3, 4 – Е-центр; 1, 3 – тянутый кремний; 2, 4 – зонный кремний

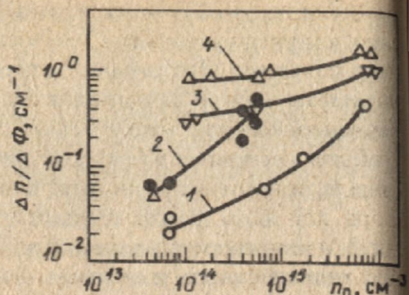


Рис. 10. Зависимость скорости удаления основных носителей заряда в кремнии *n*-типа, облученном электронами ($E = 1,7 \text{ МэВ}$, $T_{\text{обл}} = T_{\text{изм}} = 273 \text{ K}$), от исходной концентрации электронов в образце [30] при различных методах выращивания кристаллов:

1 – Чохральского (тянутый кремний); 2 – Даша; 3 – Лопекса; 4 – зонной плавки (зонный кремний)

диационного изменения электрической проводимости и концентрации основных носителей заряда в кремнии в зависимости от метода выращивания кристаллов кремния и концентрации легирующей примеси.

Фотоны и электроны. Авторы работы [50] методом Холла исследовали зависимость скорости введения радиационных дефектов в кремнии *n*-типа, облученном фотонами источника ^{60}Co ($E \cong 1,25 \text{ МэВ}$), и определили скорость введения А- и Е-центров в материале с различной концентрацией легирующей примеси (фосфора), выращенном методами зонной плавки и Чохральского (рис. 9). Как видно из рисунка, в кремнии, выращенном методом Чохральского (тянутый кремний), скорость введения Е-центра значительно ниже скорости введения А-центра во всем рассматриваемом интервале исходной концентрации легирующей примеси $N_D = n_0$, однако обе эти величины растут с увеличением n_0 . В зонном кремнии скорость введения Е-центра выше, чем скорость введения этого дефекта в тянутом кремнии, и практически совпадает со скоростью введения А-центра в тянутом материале. Последний результат впоследствии был подтвержден при облучении кремния *n*-типа электронами. Модели накопления радиационных дефектов в кремнии *n*-типа будут рассмотрены в разд. 4.1.

На основании результатов работы [50] можно сделать вывод, что в зонном кремнии, выращенном в различных условиях (в данном случае

разными зарубежными фирмами), но имеющем одинаковую концентрацию легирующей примеси, скорости введения E -центров могут значительно различаться. Этот эффект свидетельствует о влиянии неконтролируемых факторов при выращивании кристаллов на процесс накопления радиационных дефектов.

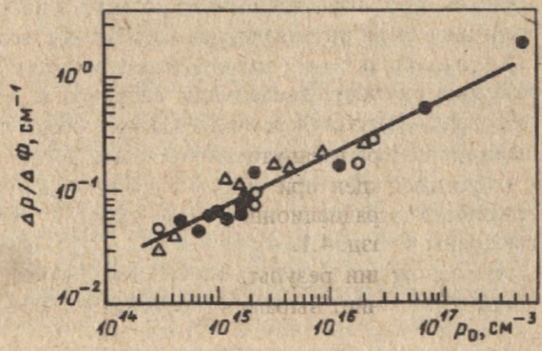
Была исследована [30] зависимость скорости удаления носителей заряда k_n и k_p от методов выращивания кристаллов и концентрации фосфора или бора в кремнии, облученном электронами с энергией $E = 1,7$ МэВ при температуре 270 К. Значения k_n и k_p определяли исходя из десятипроцентного изменения электрической проводимости с учетом постоянства подвижности носителей заряда при комнатной температуре измерения. Найдено, что в кремнии n -типа k_n растет с увеличением концентрации фосфора $N_p = n_0$ и существенно зависит от метода выращивания кристаллов (рис. 10). Из рисунка видно, что при одинаковой концентрации легирующей примеси значения k_n всегда выше для зонного кремния, чем для тянутого. Полученные данные хорошо коррелируют с данными исследований [50], в которых кремний n -типа облучали фотонами, что свидетельствует о близком характере процессов образования радиационных дефектов в материале при облучении фотонами и электронами с энергией, равной несколько мегаэлектрон-вольт.

В кремнии p -типа, облученном фотонами источника ^{60}Co [22] и электронами с энергией 1,7 МэВ [30], как оказалось, величина k_p не зависит от метода выращивания кристаллов, однако увеличивается с ростом концентрации легирующей примеси. Для случая облучения электронами эти данные приведены на рис. 11.

В [33] изучена зависимость скорости удаления основных носителей заряда от концентрации легирующей примеси в кремнии, облученном электронами с различной энергией (2,5; 10; 30; 100 МэВ). Результаты этой работы показывают, что при действии на кремний n -типа электронов данных энергий практически сохраняются все качественные особенности зависимостей $k_n(n_0)$ и $k_p(p_0)$, которые наблюдаются для кремния, облученного электронами с $E = 1,7$ МэВ. Для кремния p -типа,

Рис. 11. Зависимость скорости удаления основных носителей заряда в кремнии p -типа, облученном электронами ($E = 1,7$ МэВ, $T_{\text{обл}} = T_{\text{изм}} = 273$ К), от исходной концентрации дырок в образце [30] при различных методах выращивания кристаллов:

○ — Чохральского; ● — Лопекса и Даша; △ — зонной плавки



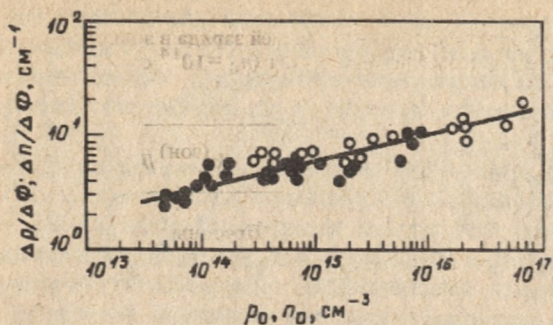


Рис. 12. Зависимость скорости удаления носителей заряда в кремнии *p*- и *n*-типов, облученном нейтронами реактора ($T_{\text{обл}} = T_{\text{изм}} = 273 \text{ K}$), от исходной концентрации электронов или дырок в образце [30]:

○ — *p*-тип; ● — *n*-тип

в отличие от данных [30], найдено, что при прочих равных условиях значения k_p различаются в материалах, выращенных разными методами. Этот эффект наиболее отчетливо проявляется в кремнии, облученном электронами с $E < 10 \text{ МэВ}$. Наряду с исследованиями скорости удаления носителей заряда в облученном кремнии авторы работы [33] определяли скорости введения отдельных уровней радиационных дефектов, наблюдаемых по изменению постоянной Холла при изменении температуры измерения. Обнаружено, что в кремнии *n*-типа вводятся уровни $E_c - 0,17$; $E_c - 0,22$ и $E_c - 0,40 \text{ эВ}$, а в кремнии *p*-типа — уровни $E_v + 0,18$, $E_v + 0,21$ и $E_v + 0,35 \text{ эВ}$.

В кремнии, облученном электронами, было изучено влияние типа легирующей примеси на скорость удаления основных носителей заряда. В работе [14] показано, что в кремнии *n*-типа скорость введения E -центра (а следовательно, и значение k_n при комнатной температуре измерения) растет с увеличением ковалентного радиуса донорной примеси (P, As, Sb). В противоположность кремнию *n*-типа в кремнии *p*-типа k_p не зависит от типа акцепторной примеси (B, Al) при комнатной температуре измерения и при прочих равных условиях [18].

Нейтроны. Исследования [30, 51] кремния *n*- и *p*-типов, облученного нейтронами, показали, что скорость удаления основных носителей заряда в значительно меньшей степени, чем в кремнии, облученном электронами, зависит от уровня легирования кристаллов. Более того, обобщение этих данных показывает, что на эту величину не влияют тип полупроводника и метод выращивания кристаллов (рис. 12). Качественное объяснение этих результатов сводится к выводу о преимущественном формировании в случае нейтронного облучения областей скопления собственных точечных радиационных дефектов.

Протоны. Для кремния, облученного протонами, данные по скорости удаления основных носителей заряда в зависимости от концентрации фосфора и бора приведены в [52, 53]. Сравнение этих результатов для кремния *n*-типа с результатами, полученными при использовании других видов излучения, показывает, что облучение протонами приводит к промежуточному результату между облучением электронами с энергией

Таблица 1. Отношение скорости удаления носителей заряда в зонном кремнии к их значению в тянутом кремнии *n*-типа ($n_0 = 10^{14} \text{ см}^{-3}$)

$k_n^{(\text{зон})} / k_n^{(\text{тян})}$ [53]

<i>E</i> , МэВ	$k_n^{(\text{зон})} / k_n^{(\text{тян})}$	<i>E</i> , МэВ	$k_n^{(\text{зон})} / k_n^{(\text{тян})}$
γ-Излучение		Протоны	
~ 1,2	30	6,3	3,6
≤ 100	2,1	16	3,0
Электроны		30	2,5
2,5	13	660	2,1
10	5,4	Нейтроны	
30	3,3	~ 2	1,8
100	2,6		

несколько мегаэлектрон-вольт и нейтронами. Этот вывод наглядно иллюстрируют данные табл. 1, в которой приведены соотношения скорости удаления носителей заряда в зонном и тянутом кремнии $k_n^{(\text{зон})} / k_n^{(\text{тян})}$. Из табл. 1 видно, что $k_n^{(\text{зон})} / k_n^{(\text{тян})}$ минимально в кремнии, облученном нейтронами (примесные радиационные дефекты практически отсутствуют), и максимально в кремнии, облученном фотонами ^{60}Co и электронами низких энергий (в основном образуются примесные радиационные дефекты). Следует отметить, что протоны с энергией 30 МэВ по этому показателю практически эквивалентны электронам с энергией 100 МэВ, а протоны с энергией 660 МэВ эквивалентны фотонам тормозного излучения с максимальной энергией около 100 МэВ. Последние два вида излучения (см. табл. 1) по характеру радиационных нарушений наиболее соответствуют результатам нейтронного облучения.

Аналогичных выводов для кремния *p*-типа сделать не удастся, так как при облучении электронами с энергией 1,7 МэВ и реакторными нейтронами [30] скорость удаления основных носителей заряда не зависит, а при облучении протонами слабо зависит от метода выращивания кристаллов.

Время жизни и диффузионная длина носителей заряда. Время жизни τ и диффузионная длина L неосновных носителей заряда в полупроводниках — параметры, наиболее чувствительные к воздействию высокоэнергетических излучений и лимитирующие радиационную стойкость большинства полупроводниковых приборов. Многие авторы исследовали зависимости коэффициента изменения этих параметров кремния от концентрации легирующих примесей. Имеющиеся в литературе данные по этому вопросу в основном относятся к малому уровню инжекции неравновесных носителей заряда ($\Delta n/n_0 < 10^{-2}$), при котором значения времени жизни носителей заряда существенно зависят от концентрации основ-

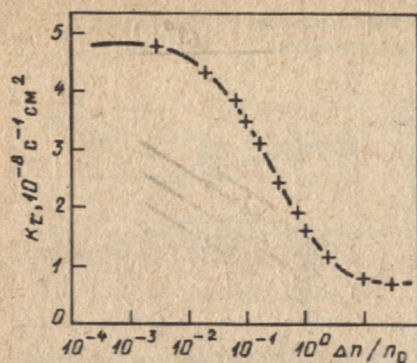


Рис. 13. Зависимость коэффициента радиационного изменения времени жизни носителей заряда в кремнии (тянутый, p -тип, $\rho_0 = 0,2 \text{ Ом}\cdot\text{см}$), облученном электронами ($E = 4,5 \text{ МэВ}$), от уровня инжекции неравновесных носителей заряда [54]

ных носителей заряда [формулы (1.29) и (1.36)]. С увеличением уровня инжекции такая зависимость становится менее значимой и при $\Delta n/n_0 \gg 10$ практически не проявляется. В этом случае значения времени жизни носителей заряда полностью определяются только концентрацией и рекомбинационными характеристиками уровней дефектов в запрещенной зоне полупроводника. Типичный вид зависимости коэффициента радиационного изменения времени жизни носителей заряда в кремнии при облучении электронами от уровня инжекции показан на рис. 13 [54]. Данные для коэффициентов радиационного изменения времени жизни неосновных носителей заряда в кремнии при облучении обобщены в [55] (табл. 2).

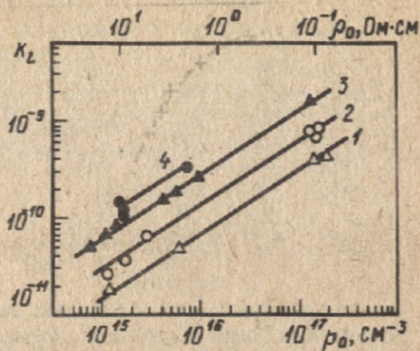
Фотоны и электроны. Экспериментальные исследования значений τ и L в кремнии, облученном фотонами и электронами, показали, что кремний p -типа по этим параметрам более радиационно-стойкий, чем кремний n -типа.

Таблица 2. Значения коэффициентов изменения времени жизни неосновных носителей заряда в кремнии, облученном электронами ($E = 3 \text{ МэВ}$) и протонами ($E = 20 \text{ МэВ}$) [55]

ρ , Ом·см	Электроны		Протоны	
	$\Delta n/n_0 < 10^{-2}$	$\Delta n/n_0 > 1$	$\Delta n/n_0 < 10^{-3}$	$\Delta n/n_0 > 10^{-1}$
	Кремний n -типа			
1	$(0,6 \div 3) \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-8}$	$(2 \div 10) \cdot 10^{-5}$	$(1 \div 5) \cdot 10^{-5}$
10	$(2 \div 10) \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-8}$	—	$5 \cdot 10^{-6}$
	Кремний p -типа			
1	$(1 \div 4) \cdot 10^{-8}$	$(2 \div 8) \cdot 10^{-9}$	$1,3 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{-5}$
10	$(0,5 \div 2) \cdot 10^{-8}$	$(1 \div 4) \cdot 10^{-9}$	—	$5 \cdot 10^{-6}$
100	$3 \cdot 10^{-9}$	$6 \cdot 10^{-10}$	—	—

Рис. 14. Зависимость коэффициента радиационного изменения диффузионной длины носителей заряда в кремнии p -типа, облученном электронами ($E = 1$ МэВ, $T_{\text{обл}} = T_{\text{изм}} = 300$ К), от исходной концентрации дырок в образце [43]:

1, 3 — зонный кремний; 2, 4 — тянутый; 1, 2 — вырезанный из слитка; 3, 4 — вырезанный из базы фотопреобразователей



Исследования зависимости коэффициентов радиационного изменения времени жизни носителей заряда k_T в кремнии n -типа, облученном фотонами ^{60}Co , от концентрации легирующей примеси (фосфора) $N_p = n_0$ и метода выращивания кристаллов выполнены в [53]. Показано, что значения k_T значительно выше в зонном, чем в тянутом кремнии n -типа, и растут с увеличением концентрации легирующей примеси. Этот результат качественно совпадает с данными, полученными для рассматриваемых материалов по изменению значений скорости удаления основных носителей заряда, и заставляет предположить, что основными рекомбинационными центрами при воздействии фотонов и электронов являются A - и E -центры.

Многие авторы, исследовавшие влияние исходных свойств кремния p -типа на значения коэффициентов радиационного изменения времени жизни неосновных носителей заряда, указывают, что значения k_T и k_L практически не зависят от метода выращивания кристаллов [18, 49]. Однако в [43] было найдено, что этот вывод справедлив только при облучении электронами с энергией $E > 2$ МэВ. При облучении электронами более низких энергий (например, $E = 1$ МэВ) в зонном кремнии p -типа значения k_L ниже, чем в тянутом кремнии (рис. 14). Из рисунка также видно, что значения k_L растут с увеличением концентрации бора $N_B = p_0$ в материале. Наряду с этим в [43] было отмечено, что значения k_L в базе фотопреобразователей оказались выше, чем значения этой же величины в исходном материале, из которого были изготовлены фотопреобразователи.

Для кремния p -типа исследовали влияние типа легирующей примеси на значения k_L . Показано, что зонный кремний, легированный алюминием, имеет меньшие значения k_L при облучении электронами с $E = 1$ МэВ, чем кремний, легированный бором [18]. Такая же замена в тянутом кремнии приводит к обратному эффекту [54]. Сравнение состава рекомбинационных уровней в кремнии, легированном бором и алюминием, проведенное в работах [18, 43], показало, что при комнатной температу-

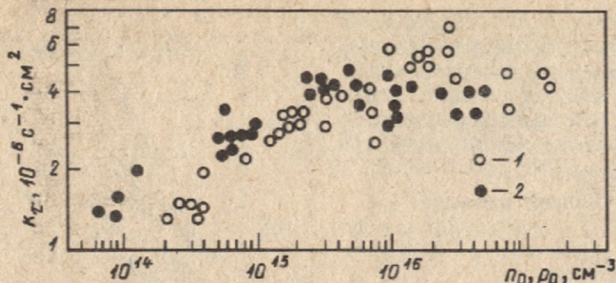


Рис. 15. Зависимость коэффициента радиационного изменения времени жизни неравновесных носителей заряда в кремнии p - (1) и n -типов (2), облученном нейтронами реактора ($T_{\text{обл}} = T_{\text{изм}} = 300 \text{ К}$), от исходной концентрации электронов или дырок в образце [56]

ре облучения наблюдаются радиационные дефекты с уровнями $E_V + 0,21$; $E_V + 0,27$ и $E_V + 0,33$ эВ, если кремний легирован бором, и с уровнями $E_V + 0,17$; $E_V + 0,24$ и $E_V + 0,33$ эВ, если кремний легирован алюминием.

Нейтроны. Зависимость коэффициента радиационного изменения времени жизни неравновесных носителей заряда в кремнии, облученном реакторными нейтронами, от исходной концентрации электронов или дырок в образце детально изучена в [56] (рис. 15). Найдено, что в этом случае значения k_T возрастают с увеличением концентрации легирующей примеси и очень незначительно различаются в кремнии n - и p -типов. От метода выращивания кристаллов значения k_T не зависят. Полученные результаты свидетельствуют о преобладающем влиянии областей скопления собственных радиационных дефектов на рекомбинационные свойства кремния, облученного нейтронами. Однако в ранних работах [57] они были объяснены формальным способом с помощью двух рекомбинационных уровней в запрещенной зоне кремния.

Протоны. Исследование зависимости коэффициента радиационного изменения времени жизни неосновных носителей заряда от исходных свойств кремния, облученного протонами, детально проводилось только для частиц с энергиями несколько сот мегаэлектрон-вольт [53, 58]. Было найдено, что значения k_T практически не зависят от концентрации легирующей примеси и метода выращивания кристаллов. Причем кремний p - и n -типов имеет практически равные значения k_T при облучении протонами разных энергий. Все эти факты свидетельствуют о том, что в кремнии под действием протонов с энергией несколько сот мегаэлектрон-вольт образуются собственные радиационные дефекты.

Соотношения между примесными и собственными радиационными дефектами в облученном кремнии были проанализированы в [53]. С этой целью для каждого вида излучения вычисляли отношение $k_T^{(\text{зон})} / k_T^{(\text{тян})}$ из экспериментальных значений k_T в зонном и тянутом кремнии n -типа.

Таблица 3. Отношение коэффициентов изменения времени жизни носителей заряда в зонном кремнии к их значению в тянутом кремнии *n*-типа ($n_0 = 7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$) $k_T^{(\text{зон})}/k_T^{(\text{тян})}$ [53]

<i>E</i> , МэВ	$k_T^{(\text{зон})}/k_T^{(\text{тян})}$	<i>E</i> , МэВ	$k_T^{(\text{зон})}/k_T^{(\text{тян})}$
	γ-Излучение		Протоны
~ 1,2	37	30	2,1
≤ 100	1,5	660	1,6
	Электроны		Нейтроны
2,5	9,5	~ 2	1,3
10	3,4		
30	2,6		
100	2,1		

Эти результаты приведены в табл. 3 и, так же как аналогичные данные, полученные на основе исследования скорости удаления основных носителей заряда (см. табл. 1), указывают на преимущественное введение собственных радиационных дефектов в кремнии, облученном нейтронами, а также фотонами и заряженными частицами высоких энергий.

2.3. Изменение свойств облученного кремния в зависимости от температуры

Введение. Температура полупроводникового материала существенно влияет на дефектность и электрические параметры кристалла как на этапе его выращивания и изготовления из него полупроводникового прибора, так и в процессе его облучения и последующего за облучением отжига. В настоящее время большинство исследований влияния температуры на электрические параметры кремния, облученного различными видами высокоэнергетических излучений, выполнены для исследования природы радиационных дефектов, так как варьирование температурой кристалла позволяет определять энергетическое положение уровней дефектов в запрещенной зоне полупроводника, а также другие свойства дефектов.

Для систематизации имеющихся в литературе данных по этому вопросу удобно разделить их на три группы: исследования изменения электрических параметров кремния в зависимости от температуры измерения $T_{\text{изм}}$, температуры термического отжига $T_{\text{отж}}$ и температуры облучения $T_{\text{обл}}$. Это разделение до некоторой степени условно, поскольку, например, исследования, относящиеся к первым двум группам, часто используют совместно, в частности для изучения характера радиационных дефектов в зависимости от температуры облучения.

Зависимость от температуры измерения. В настоящем разделе рассматриваются характерные изменения значений основных электрических

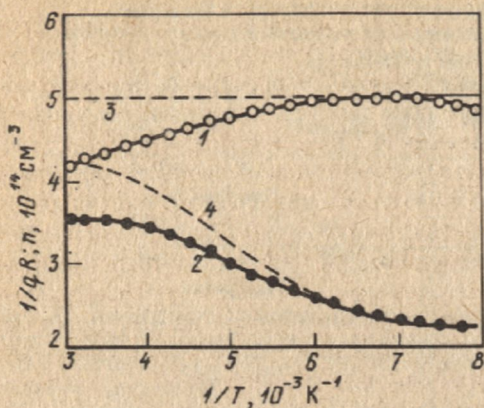


Рис. 16. Зависимость величины, обратно пропорциональной постоянной Холла ($I, 2$), и концентрации основных носителей заряда ($3, 4$) в кремнии (тянутый, n -тип, $\rho_0 = 10$ Ом·см) от обратной величины температуры измерения:

$1, 3$ — необлученный кремний; $2, 4$ — кремний, облученный протонами ($E = 6,3$ МэВ, $\Phi = 4 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$, $T_{\text{обл}} = 300$ К)

ких параметров облученного кремния, наблюдаемые при условии $T_{\text{изм}} \leq T_{\text{обл}}, T_{\text{отж}}$. В этом случае состав образовавшихся при облучении (или последующем отжиге) радиационных дефектов остается неизменным и такие исследования используют для изучения параметров глубоких уровней радиационных дефектов в полупроводниках.

Концентрация основных носителей заряда и постоянная Холла. Основным методом определения зависимости концентрации носителей заряда $n(T_{\text{изм}})$ от температуры измерения $T_{\text{изм}}$ является метод, основанный на измерении зависимости постоянной Холла $R(T_{\text{изм}})$, так как эти величины в монополярном полупроводнике с точностью до значения холл-фактора $r_H(T)$ связаны простыми соотношениями (1.19). Для примера на рис. 16 показаны экспериментальные зависимости величины $R^{-1}(T_{\text{изм}})$ в интервале температур $T_{\text{изм}} = 125 \div 330$ К в кремнии n -типа до и после облучения протонами. Аналогичный вид имеют зависимости $R^{-1}(T_{\text{изм}})$ для кремния n - и p -типов, облученного небольшими флюенсами других видов излучений. На рис. 16 показаны также зависимости $n(T_{\text{изм}})$, рассчитанные из экспериментальных данных $R^{-1}(T_{\text{изм}})$ с учетом температурной зависимости холл-фактора $r_H(T_{\text{изм}})$ на основе выражения (1.19). При этом значения холл-фактора $r_H(T_{\text{изм}})$ определяли из эксперимента согласно условию $n_0(T_{\text{изм}}) = \text{const}$, выполняющемуся в необлученном материале в области температур $T_{\text{изм}} \gtrsim 150$ К, при которых не сказывается заполнение электронами донорного уровня фосфора. Такая процедура определения $r_H(T_{\text{изм}})$, так же как и применение теоретических значений холл-фактора, не учитывает изменения величины холл-фактора с увеличением флюенса бомбардирующих частиц. Это обстоятельство вносит погрешность при определении значений $n(T_{\text{изм}})$.

Характерной особенностью зависимости $n(T_{\text{изм}})$ в облученном материале (см. рис. 16) является уменьшение концентрации носителей заряда в области температур ниже комнатной. В настоящее время наблюдае

мые зависимости $n(T_{\text{изм}})$ в облученном полупроводнике большинство авторов анализирует на основе решения уравнения электронейтральности (1.8) с применением статистических методов обработки экспериментальных данных. Такой анализ предполагает наличие глубоких уровней радиационных дефектов в запрещенной зоне полупроводника, равномерно распределенных по объему кристалла, и позволяет определить концентрацию и энергетическое положение этих уровней. Учет влияния областей скопления дефектов на вид зависимости $n(T_{\text{изм}})$ представляет собой еще более трудоемкую задачу [20, 59]. Основным вывод, который следует из этих работ, заключается в том, что существует неоднозначность при определении положения глубокого уровня из измерения методом эффекта Холла, если в полупроводнике существуют как точечные радиационные дефекты, так и области их скопления.

Концентрация основных носителей заряда и электрическая проводимость. Другой характеристикой полупроводника, определяемой из эксперимента и непосредственно связанной с концентрацией основных носителей заряда, является электрическая проводимость. Эта величина также может быть использована для определения зависимости $n(T_{\text{изм}})$ от температуры измерения, так как в монополярном полупроводнике справедлива формула

$$\sigma(T_{\text{изм}}) = q\mu_{\text{др}}(T_{\text{изм}})n(T_{\text{изм}}),$$

где $\mu_{\text{др}}(T_{\text{изм}})$ — дрейфовая подвижность основных носителей заряда.

Однако более сильная температурная зависимость $\mu_{\text{др}}(T_{\text{изм}})$ по сравнению с зависимостью $r_H(T_{\text{изм}})$ и изменение значения $\mu_{\text{др}}$ в процессе облучения в области температур ниже комнатной делает этот метод определения $n(T_{\text{изм}})$ менее удобным, чем определение $n(T_{\text{изм}})$ из измерений температурной зависимости постоянной Холла. Более того, многие используют измерения зависимости $\sigma(T_{\text{изм}})$ для определения температурной зависимости подвижности в облученном кремнии. В этом случае одновременно с измерениями $\sigma(T_{\text{изм}})$ измеряют $R(T_{\text{изм}})$ и находят температурную зависимость так называемой холловской подвижности $\mu_H(T_{\text{изм}}) = \sigma(T_{\text{изм}})R(T_{\text{изм}})$, которая, согласно выражению (1.20), совпадает с дрейфовой подвижностью $\mu_{\text{др}}$ с точностью до значения холл-фактора r_H .

Типичные температурные зависимости $\mu_H(T_{\text{изм}})$ в кремнии, облученном некоторыми видами ионизирующих излучений, показаны на рис. 17 [60]. Как видно из рисунка, значения μ_H в облученном кремнии практически не отличаются от исходных значений при комнатной температуре измерения. Однако с уменьшением температуры измерения это отличие становится существенным, особенно при облучении протонами и фотонами с максимальной энергией 100 МэВ. Этот же эффект наблюдается и при облучении кремния нейтронами.

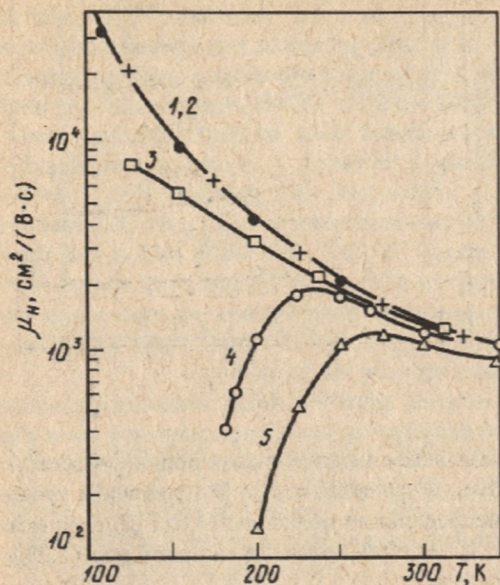


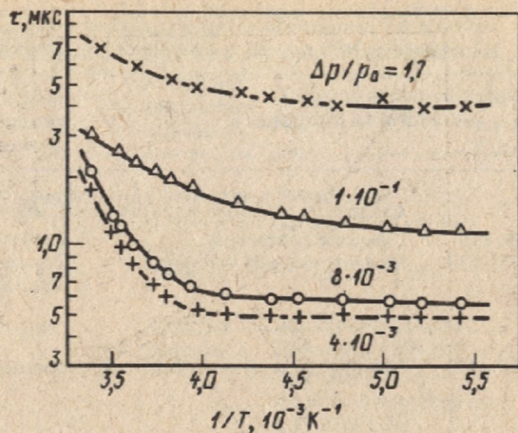
Рис. 17. Зависимость холловской подвижности носителей заряда в кремнии (тянутый, n -тип, $\rho_0 = 10$ Ом·см) при действии различных видов излучения ($T_{\text{обл}} = 300$ К) [60] от температуры измерения:

- 1 - необлученный кремний;
- 2 - фотоны ^{60}Co ($E = 1,2$ МэВ);
- 3 - электроны ($E = 100$ МэВ);
- 4 - протоны ($E = 660$ МэВ);
- 5 - фотоны ($E \leq 100$ МэВ)

Значительное уменьшение значений μ_H в кремнии, облученном нейтронами, протонами и фотонами высоких энергий, при температуре измерения ниже комнатной качественно хорошо обосновано. В этом случае наряду с точечными дефектами, распределенными равномерно по объему образца и незначительно изменяющимися значения μ_H , в полупроводник вводятся области скопления радиационных дефектов. Дефекты этого типа более эффективно влияют на изменение μ_H , что обусловлено, во-первых, изменением значения $\mu_{\text{др}}$ из-за образования групповых рассеивающих заряженных центров и, во-вторых, изменением значения холл-фактора r_H из-за неоднородного распределения электростатического потенциала в объеме образца. В предельном случае при перекрытии областей пространственного заряда от различных областей скопления дефектов становится возможным проанализировать температурные зависимости $\sigma(T_{\text{изм}})$, $R(T_{\text{изм}})$ и $\mu_H(T_{\text{изм}})$ на основе теории "протекания" [25].

Время жизни неравновесных носителей заряда. Типичный вид зависимости времени жизни неравновесных носителей заряда от температуры измерения в облученном кремнии для разных уровней инжекции носителей заряда показан на рис. 18 [54]. Для примера выбран кремний p -типа, облученный электронами с энергией 4,5 МэВ, в котором значения τ определяли по спаду сигнала фотопроводимости после освещения образца световым импульсом лазера. Такие зависимости анализируют на основе одноуровневой модели рекомбинации носителей заряда согласно выражениям (1.29) и (1.36) при равномерном распределении дефектов в

Рис. 18. Зависимость времени жизни носителей заряда в кремнии p -типа, облученном электронами ($E=4,5$ МэВ, $T_{\text{обл}}=300$ К), от обратной величины температуры измерения при различном уровне инжекции [54]



объеме кристалла или с учетом их объединения в скопления соответственно. Характерной особенностью зависимости $\tau(T_{\text{изм}}^{-1})$ при малом уровне инжекции, как видно из рис. 18, является наличие в определенном температурном интервале участка $\tau = \text{const}$. Согласно выражениям (1.29) и (1.36), выход на этот участок зависимости $\tau(T_{\text{изм}}^{-1})$ происходит при температурах, при которых положение уровня Ферми пересекает энергетическое положение рекомбинационного уровня в запрещенной зоне полупроводника. При высоком уровне инжекции (см. рис. 18) значения $\tau(T_{\text{изм}}^{-1})$ слабо зависят от температуры измерения. Такая зависимость, согласно выражениям (1.29) и (1.36), обусловлена температурной зависимостью коэффициента рекомбинации носителей заряда $\gamma_n(T)$ и $\gamma_p(T)$ на доминирующем рекомбинационном уровне.

Зависимость от температуры отжига. Изменение электрических параметров облученного полупроводника в процессе термического отжига, т.е. нагревания кристалла при температурах $T_{\text{отж}} > T_{\text{обл}}$, обусловлено изменением состава радиационных дефектов и постепенным их исчезновением. В исследованиях используют два вида отжига — изохронный и изотермический. В первом случае температуру полупроводника повышают ступеньками, выдерживая образцы на каждой ступени при фиксированной температуре в течение одного и того же времени (обычно 15–30 мин). Происходящие при этом изменения исследуемого параметра анализируют при постоянной температуре $T_{\text{изм}} < T_{\text{отж}}$, как правило, $T_{\text{изм}} = T_{\text{обл}}$. Во втором случае образцы выдерживают при постоянной температуре в течение длительного времени. Для измерения величины электрических параметров температуру образцов снижают периодически на короткое время.

Изменения электрических параметров кремния в процессе изохронного отжига позволяют изучать состав и процесс перестройки радиационных дефектов в большом интервале температур. Монотонные изменения элект-

Таблица 4. Температура основных стадий отжига в кремнии *n*-типа, облученном электронами, нейтронами и фотонами γ -излучения

Температурный интервал, К	Дефект	Метод выщипывания кремния	Вид излучения и литературный источник
Стадии, на которых концентрация дефектов уменьшается			
80–175	Природа неизвестна	Тянутый	Электроны [14, 61]
275–375	Междоузельный углерод	Тянутый и зонный	Электроны [14, 61] Нейтроны [30] Электроны [30] Фотоны ^{60}Co [53]
375–450	Комплекс фосфор – вакансия	Зонный	Электроны [14, 30] Нейтроны [30] Фотоны ^{60}Co [53]
500–575	Дивакансия	–”–	Электроны [14, 30]
400–575	Дивакансия и многовакансионные комплексы	Тянутый и зонный	Нейтроны [30] Фотоны с энергией до 100 МэВ [53]
600–650	Комплекс кислород – вакансия	–”–	Электроны [14, 61]
600–700	Многовакансионные комплексы с кислородом	Тянутый	Электроны [54] Фотоны ^{60}Co [53] Нейтроны [62]
Стадии, на которых концентрация дефектов увеличивается			
200–275	Междоузельный углерод	Тянутый	Электроны [14, 61]
550–625	Многовакансионные комплексы с кислородом	–”–	Электроны [54] Фотоны ^{60}Co [53]

рических параметров полупроводника в ограниченном интервале температур изохронного отжига однозначно свидетельствуют об изменении концентрации электрически активных дефектов. Такие изменения называются стадиями отжига, а их положение и ширина на температурной шкале позволяют идентифицировать стадии отжига с конкретной природой радиационных дефектов, исчезновение (или появление) которых происходит в этом температурном интервале. Природу радиационных дефектов определяют на основе ранее установленной их термической стабильности (разд. 1.1) и сравнения этих данных с температурными интервалами стадий, наблюдаемых при отжиге исследуемого параметра. Более подробную детализацию радиационных дефектов, концентрация которых изменяется на исследуемой стадии, проводят с помощью изучения процесса изотермического отжига. Анализ результатов этого отжига позволяет найти микроскопические характеристики дефекта – энергию активации и частотный фактор.

Результаты исследования изменения электрических параметров кремния, облученного фотонами, электронами и нейтронами, при изохронном

Таблица 5. Температура основных стадий отжига в кремнии *p*-типа, облученном электронами, нейтронами и фотонами γ -излучения

Температурный интервал, К	Дефект	Метод выращивания кремния	Вид излучения и литературный источник
Стадии, на которых концентрация дефектов уменьшается			
150–200	Вакансия	Тянутый и зонный	Электроны [18, 61]
250–300	Комплекс вакансия – бор и междоузельный бор	Зонный	Электроны [18]
300–400	Междоузельный углерод	Тянутый и зонный	Электроны [18, 30] Нейтроны [30]
400–500	Дивакансия	„	Нейтроны [30] Фотоны с энергией до 100 МэВ [53]
475–525	Междоузельный алюминий	Зонный	Электроны [18]
575–650 и выше	Комплекс дивакансия–углерод–кислород и многовакансионные комплексы	Тянутый и зонный	Электроны [18, 30] Нейтроны [30] Фотоны ^{60}Co и с энергией до 100 МэВ [53]
Стадии, на которых концентрация дефектов увеличивается			
375–475	Природа неизвестна	Тянутый	Электроны [18, 30] Фотоны ^{60}Co [53]
525–600	Комплекс дивакансия – углерод–кислород	Тянутый и зонный	Электроны [18, 30] Нейтроны [30] Фотоны ^{60}Co и с энергией до 100 МэВ [53]

термическом отжиге с достаточной полнотой представлены в [2, 22]. Анализ данных позволяет сделать вывод, что зависимость электрических параметров облученного кремния от температуры отжига имеет свои особенности, обусловленные видом, флюенсом, плотностью потока облучения, а также видом и концентрацией легирующих и других примесей в исходном материале. Поэтому из-за разнообразия факторов, влияющих на процесс отжига, количественное описание изменений электрических параметров облученного кремния с увеличением температуры отжига не представляется возможным. Тем не менее в настоящее время можно указать некоторые температурные интервалы, в которых наиболее часто наблюдаются изменения электрических параметров облученного кремния, и поставить им в соответствие конкретные типы радиационных дефектов, исчезающих или образующихся на этих стадиях (табл. 4 и 5).

Важно отметить, что при исследованиях изохронного отжига электрических параметров кремния существование стадий отжига, указанных в табл. 4 и 5, не обязательно. При прогнозировании результатов отжига следует учитывать электрическую активность радиационных дефектов,

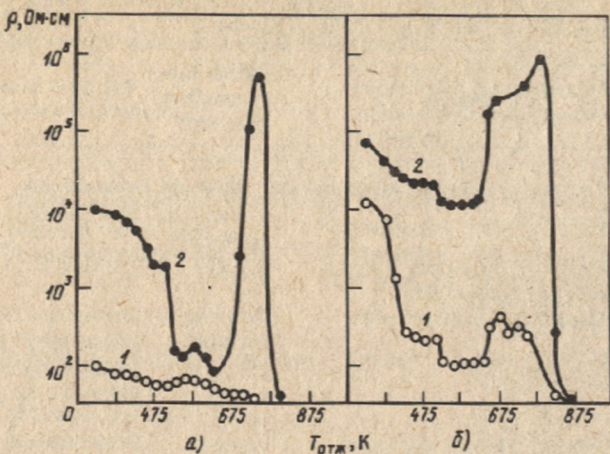


Рис. 19. Зависимость удельного электрического сопротивления тянутого (а) и зонного (б) кремния n -типа ($\rho_0 = 30$ Ом·см), облученного протонами ($E = 6,3$ МэВ) от температуры отжига [63]:

1 — на начальном участке пробега частиц на глубине 100 мкм; 2 — на глубине среднего проективного пробега частиц

т.е. энергетическое положение их уровней в запрещенной зоне кремния сечение захвата носителей заряда (разд. 1.1). Их проявление сильно зависит от концентрации и состава радиационных дефектов, сформировавшихся непосредственно в процессе облучения. В частности, стадии отжига при температурах выше 650–700 К проявляются в кремнии, облученном большими флюенсами частиц. Изменение электрических параметров кремния при изохронном отжиге зависит также от вида излучения.

При исследовании удельного электрического сопротивления кремния n -типа, облученного протонами при комнатной температуре, обнаружены интересные особенности [63, 64]. Для кремния, облученного протонами с энергией 6,3 МэВ, найдено, что изменение его удельного электрического сопротивления с увеличением температуры происходит по-разному на разных глубинах проникновения протонов в образец (рис. 19 [63]). Как видно из рис. 19, при температуре выше 750 К удельное электрическое сопротивление резко возрастает на глубине, соответствующей среднему пробегу протонов. Этот эффект объясняется перестройкой областей скопления собственных дефектов. Трансформация профиля удельного сопротивления кремния, облученного протонами с энергией 0,4 МэВ, исследована в [64]. Результаты отжига (рис. 20) свидетельствуют о сложном характере перестройки электрически активных радиационных дефектов в этом случае. Главная особенность этой перестройки — появление слоя с удельным электрическим сопротивлением, меньшим, чем исходное удельное сопротивление. Этот эффект, наиболее отчетливо

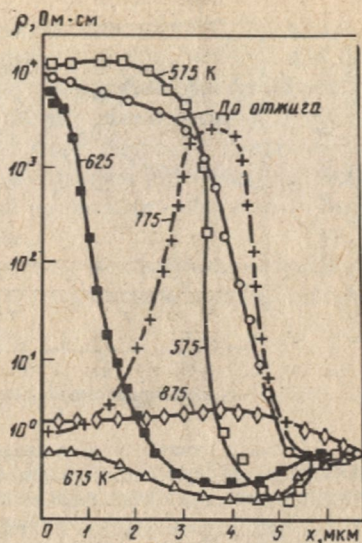
Рис. 20. Профиль удельного электрического сопротивления кремния n -типа, облученного протонами ($E = 0,4$ МэВ) при различной температуре изохронного отжига [64]

проявляющийся при температуре 675 К, объясняется образованием дефекта, который включает в свой состав атомы водорода и имеет в запрещенной зоне кремния мелкий донорный уровень.

Зависимость от температуры облучения. На основе полученных данных о влиянии температуры облучения на электрические параметры кремния, подвергнутого воздействию высокоэнергетических излучений, можно утверждать [11], что результаты воздействия при определенной температуре T_0 неэквивалентны результатам облучения при температуре $T_{обл} < T_0$ с последующим нагревом материала до температуры T_0 . Эти различия связаны, во-первых, с тем, что при отжиге процесс перестройки радиационных дефектов является, как правило, монополярным процессом, т.е. в образовании новых дефектов участвуют либо вакансии, либо междоузельные атомы, входящие в состав отжигающегося дефекта, а при облучении идет биполярный процесс с участием и вакансий и междоузельных атомов. Во-вторых, с увеличением температуры облучения происходит перестройка качественного состава дефектов в сторону увеличения концентрации более стабильных радиационных дефектов.

Результаты экспериментального исследования изменения концентрации основных носителей заряда и времени жизни неосновных носителей заряда в кремнии n - и p -типов, облученном электронами при температуре выше комнатной, приведены в [11]. Найдено, что значения этих электрических параметров облученного кремния изменяются немонотонно с увеличением температуры облучения.

Результаты исследования кремния, облученного при температуре ниже комнатной, приведены в [61]. Было отмечено, что скорость введения радиационных дефектов в кремнии n -типа, облученном электронами с энергией 1,8 МэВ, снижается с уменьшением температуры облучения (рис. 21). Этот факт был интерпретирован на основе модели метастабильных пар, согласно которой снижение скорости введения радиационных дефектов с уменьшением температуры обусловлено увеличением вероятности аннигиляции пары вакансии — междоузельный атом, один из компонентов которой участвует в образовании этого радиационного дефекта.



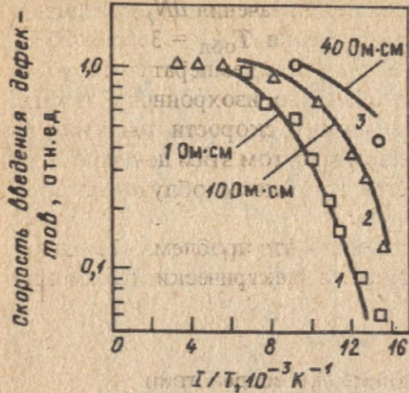


Рис. 21. Зависимость скорости введения радиационных дефектов, определенной по изменению времени жизни носителей заряда (I , β) и концентрации основных носителей заряда (2) в облученном электронами ($E = 1,8$ МэВ) кремний n -типа, от обратной величины температуры облучения при различном удельном сопротивлении кремния [61]. Кривые — расчет по модели метастабильных пар

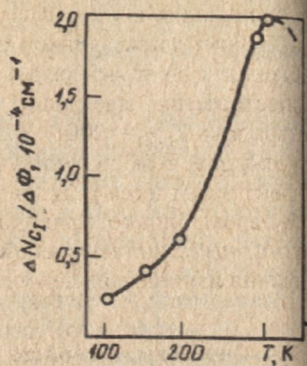
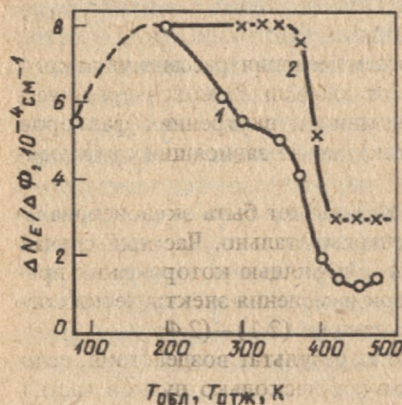


Рис. 22. Зависимость скорости введения междуузельного углерода в облученном фотонами ^{60}Co кремний p -типа от температуры облучения [15]

Согласно модели метастабильных пар с увеличением температуры облучения вероятность образования разделенных компонентов пары Френкеля увеличивается и становится равной единице, а скорость введения радиационных дефектов, включающих в свой состав один из компонентов пары или образующихся с его участием, — постоянной. Такой эффект наблюдается не только в кремнии n -типа при температуре облучения 77–200 К [61], но и в кремнии p -типа при исследовании накопления между-



узельных атомов углерода в температурном интервале 100–300 К (рис. 22 [15]). В то же время оказалось, что скорость введения E -центров $dN_E/d\Phi$ в зонном кремнии n -типа, облученном фотонами, уменьшается с увеличением температуры облучения начиная с $T_{обл} = 200$ К

Рис. 23. Зависимость скорости введения E -центров в облученном фотонами ^{60}Co кремнии n -типа от температуры облучения (1) и температуры отжига (2) [15]

(рис. 23). Наблюдаемое на рис. 23 уменьшение значения $dN_E/d\Phi$ частично происходит в интервале температур облучения $T_{\text{обл}} = 350 \div 425$ К. Из рисунка также видно, что в этом же интервале температур скорость введения E -центров падает в процессе обычного изохронного отжига. Существование еще одной стадии уменьшения скорости введения E -центра при $T_{\text{обл}} = 200 \div 350$ К объясняется захватом этим центром междоузельных атомов, которые образуются в процессе облучения. Этот эффект называется радиационным отжигом.

В целом, однако, приходится констатировать, что проблема комплексного воздействия излучений и температуры на электрические параметры кремния изучена еще недостаточно.

2.4. Определение свойств полупроводника при воздействии немонотонного излучения

При оценке радиационной стойкости полупроводника следует учитывать то обстоятельство, что в реальных условиях воздействующее излучение может иметь сложный состав, а температура — изменяться во времени. В связи с этим представленные выше экспериментальные данные, полученные для разных, но строго детерминированных по характеристикам излучений, требуют обобщения. В гл. 3 и 4 будут рассмотрены методы, основанные на физических моделях и позволяющие обосновать изменение электрических параметров кремния и коэффициента радиационного изменения этих параметров. Однако эти методы не охватывают всех сторон многопараметрической задачи.

В этом разделе задача количественной оценки радиационного изменения электрических свойств кремния будет рассмотрена с позиций формального математического анализа. В соответствии с большинством экспериментальных данных можно утверждать, что изменение электрических параметров полупроводников аппроксимируется функцией радиационного изменения

$$Q = g[k(E_i)\Phi_i], \quad (2.11)$$

где $k(E_i)$ — коэффициент радиационного изменения рассматриваемого параметра полупроводника, зависящий от энергии E_i моноэнергетического излучения, а также от других внешних и внутренних факторов (температуры, степени легирования и т.п.), но не зависящий от флюенса излучения Φ_i .

Функциональная зависимость $g[k(E_i)\Phi_i]$ может быть экспоненциальной или степенной, что определяют экспериментально. Частный случай зависимости (2.11) — линейная функция, с помощью которой, как правило, аппроксимируется начальный участок изменения электрических параметров полупроводника согласно выражениям (2.1) — (2.4).

Выражение (2.11) позволяет установить результат воздействия, если при облучении на полупроводник действуют несколько пучков частиц

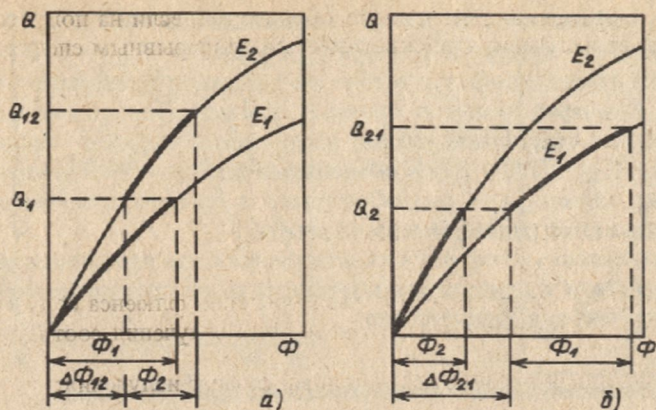


Рис. 24. Зависимость изменения параметра полупроводника Q при последовательном воздействии излучения с энергией E_1 и флюенсом Φ_1 и с энергией E_2 и флюенсом Φ_2 (а), и в обратном порядке (б)

одного вида, но разной энергии. Для определенности и простоты вывода рассмотрим результат воздействия двух моноэнергетических пучков с энергиями E_1 и E_2 . Найдем изменение параметра полупроводника Q_{12} , которое осуществляется при последовательном воздействии излучения с энергией E_1 и флюенсом Φ_1 и излучения с энергией E_2 и флюенсом Φ_2 . Из рис. 24, а видно, что в этом случае

$$Q_{12} = g[k(E_2)(\Phi_2 + \Delta\Phi_{12})], \quad (2.12)$$

где $\Delta\Phi_2$ определяется из равенства

$$Q_1 = g[k(E_1)\Phi_1] = g[k(E_2)\Delta\Phi_{12}]. \quad (2.13)$$

Из равенства (2.13) при одинаковой монотонной и непрерывной функциональной зависимости $g(E, \Phi)$ следует равенство

$$k(E_1)\Phi_1 = k(E_2)\Delta\Phi_{12}. \quad (2.14)$$

Подставляя (2.14) в выражение (2.12), получаем

$$Q_{12} = g[k(E_1)\Phi_1 + k(E_2)\Phi_2]. \quad (2.15)$$

Аналогично в соответствии с рис. 24, б можно показать, что изменение параметра полупроводника Q_{21} при воздействии в обратной последовательности — сначала излучения с энергией E_2 и флюенсом Φ_2 , а затем излучения с энергией E_1 с флюенсом Φ_1 — также может быть описано выражением (2.15). Более того, выражение (2.15) справедливо, когда флюенсы первого излучения Φ_1 и второго излучения Φ_2 набираются постепенно, отдельными (в пределе бесконечно малыми) порциями, с чередованием последовательности этих видов излучения.

Вывод выражения (2.15) легко обобщается, если на полупроводник воздействует излучение с дискретным или непрерывным спектром энергий:

$$Q = g \left[\sum_{i=1}^m k(E_i) \Phi_i \right] = g(\Phi \bar{k}'), \quad (2.16)$$

$$Q = g \left[\int_0^{\infty} k(E) \Phi(E) dE \right] = g(\Phi \bar{k}''), \quad (2.17)$$

где Φ_i и $\Phi(E)$ — энергетическое распределение флюенса излучения при дискретном и непрерывном спектре энергий излучения соответственно;

$\Phi = \sum_{i=1}^m \Phi_i$, или $\Phi = \int_0^{\infty} \Phi(E) dE$ — полный флюенс излучения;

$$\bar{k}' = \left[\sum_{i=1}^m k(E_i) \Phi_i \right] / \sum_{i=1}^m \Phi_i \quad \text{или} \quad \bar{k}'' = \left[\int_0^{\infty} k(E) \Phi(E) dE \right] / \int_0^{\infty} \Phi(E) dE -$$

— усредненный по энергетическому спектру коэффициент радиационного изменения исследуемого параметра в соотношениях (2.16) и (2.17) соответственно.

Согласно выражениям (2.16) и (2.17), всегда можно однозначно найти эквивалентные флюенсы излучений разного вида, воздействие которых на полупроводник описывается различными функциональными зависимостями типа (2.11). Если имеется два вида излучений, обозначенных индексами a и b , то, исходя из требуемого условия $Q_a = Q_b$, получаем

$$g_a [\Phi_a \bar{k}_a] = g_b [\Phi_b \bar{k}_b], \quad (2.18)$$

где Φ_a и Φ_b — флюенсы излучений a и b ; \bar{k}_a и \bar{k}_b — усредненные по спектру коэффициенты радиационного изменения параметра для излучений a и b соответственно.

В частных случаях выражение (2.18) значительно упрощается. При одинаковой функциональной зависимости $g_a(\Phi, E)$ и $g_b(\Phi, E)$

$$\Phi_a \bar{k}_a = \Phi_b \bar{k}_b. \quad (2.19)$$

Таким образом, для прогнозирования результатов воздействия излучения на параметры полупроводникового материала по формулам (2.16), (2.17) или при моделировании воздействия одного вида излучения другим в соответствии с формулами (2.18) или (2.19) необходимо знать энергетическое распределение излучений $\Phi(E)$, а также вид функциональной зависимости $g[k(E)\Phi]$ и зависимость коэффициентов радиационного изменения $k(E)$ исследуемого параметра от энергии излучения.

При этом необходимо отметить, что точность прогнозирования на основе математического анализа экспериментальных данных заранее труд-

но установить. Она будет зависеть от умения выбора вида аппроксимирующей функции $g(k\Phi)$, которая позволила бы с минимальными отклонениями описать все экспериментальные данные, требующиеся для решения поставленной задачи.

Глава 3

ОБРАЗОВАНИЕ И НАКОПЛЕНИЕ ПРОСТЫХ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ

3.1. Основные представления и формулы

Пара Френкеля. Процесс образования простых радиационных дефектов — вакансии и междоузельного атома, называемых парой Френкеля, — изучался во многих работах. Различают связанную и разделенную пары Френкеля, процесс образования которых наглядно иллюстрирует энергетическая диаграмма, показанная на рис. 25. На этом рисунке представлена потенциальная энергия кристалла в зависимости от расстояния r между вакансией и междоузельным атомом. Учтено изменение потенциальной энергии кристалла, которое имеет место из-за деформации решетки и электростатических сил на расстояниях $r < r_d'$ (несколько постоянных решетки) вследствие взаимодействия вакансии и междоузельного атома. Из рис. 25 видно, что на немонотонной зависимости $E(r)$ можно выделить несколько особых точек. В точке $r'_{уст}$ существует минимум потенциальной энергии, что соответствует устойчивому состоянию связанной пары Френкеля. Точка r'_d — минимальное расстояние между вакансией и междоузельным атомом, которое необходимо для образования связанной пары Френкеля. Для удаления атома из узлового положения на расстояние $r > r'_d$ атом должен получить кинетическую пороговую энергию, большую E'_d . Значение этой энергии равно сумме энергий, идущих как на образование собственно устойчивой связанной пары Френкеля E'_Φ , так и на образование (восстановление разор-

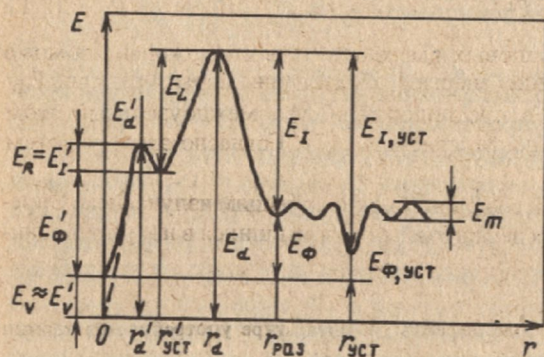


Рис. 25. Энергетическая схема образования пары Френкеля

ванных связей) вакансии E'_V и атома в устойчивом междоузельном положении E'_I , т.е.

$$E'_d = E'_\Phi + E'_V + E'_I.$$

Существование связанной пары Френкеля в кристалле кремния возможно только при гелиевых температурах. При более высокой температуре из-за флюктуаций тепловой энергии кристалла связанная пара Френкеля либо исчезает в результате аннигиляции вакансии и междоузельного атома, либо распадается на разделенную пару Френкеля. В первом случае ей необходимо приобрести энергию $E_R = E'_I$, а во втором — энергию E_L . Соотношение между величинами E_R и E_L зависит от различных факторов и будет обсуждаться позднее (разд. 3.2).

Разделенная пара Френкеля существует, если атом удаляется из своего узлового положения на расстояние $r > r_d$. В этом случае вакансии и междоузельный атом не взаимодействуют друг с другом и представляют собой два различных дефекта. Разделенная пара Френкеля образуется двумя путями: либо в результате распада связанной пары Френкеля, либо непосредственно в результате выхода атома из узла решетки. В последнем случае атом должен получить кинетическую пороговую энергию, равную E_d , и вследствие дальнейшей миграции из-за флюктуаций тепловой энергии кристалла по междоузельным положениям в решетке, если получает кинетическую энергию выше энергии E_m , занять устойчивое междоузельное положение в точке $r_{уст}$. Аналогично пороговой энергии образования связанной пары Френкеля E'_d пороговая энергия образования разделенной пары Френкеля E_d

$$E_d = E_\Phi + E_V + E_I,$$

где E_Φ — энергия образования устойчивой разделенной пары Френкеля.

Одна из причин образования пары Френкеля — флюктуации тепловых колебаний решетки. Если процесс адиабатический, концентрацию вакансий и междоузельных атомов при заданной температуре T определяют по формуле

$$N_d = \sqrt{NN'} \exp(-E_\Phi/2kT), \quad (3.1)$$

где N и N' — концентрации узловых и междоузельных положений атомов в решетке кристалла. Значение энергии образования пары Френкеля E_Φ определяется из расчетов в предположении, что междоузельный атом стабилизируется на поверхности кристалла [7]. Согласно этим расчетам для кремния $E_\Phi = 2$ эВ.

Число простых дефектов, созданных ионизирующим излучением. Определение количества простых дефектов*, образовавшихся в полупроводни-

* Часто вместо слов "простые дефекты" в литературе употребляется термин "смещенные атомы".

ке в результате воздействия ионизирующих излучений, является необходимым этапом при оценке изменения параметров облучения материала. Часто на этом этапе расчетов удается удовлетворительно предсказать изменение интересующего параметра в зависимости от различных условий облучения, если значение параметра прямо пропорционально числу созданных простых дефектов.

Если на образец падает пучок частиц с известным распределением его плотности потока $\varphi(E, t)$, концентрацию простых дефектов (отдельно вакансий или междоузельных атомов) рассчитывают по формуле

$$N_d = \int_0^{\infty} n_d(E) dE \int_0^t \varphi(E, t') dt' = \int_0^{\infty} n_d(E) \Phi(E) dE, \quad (3.2)$$

где $\Phi(E) = \int_0^t \varphi(E, t') dt'$ — энергетическое распределение флюенса частиц

за время облучения t ; $n_d(E)$ — линейная плотность простых дефектов.

В случае моноэнергетического излучения с энергией E_0 $\Phi(E) = \Phi \delta(E - E_0)$, а выражение (3.2) приобретает вид

$$N_d = \Phi n_d(E_0).$$

Линейную плотность простых дефектов $n_d(E)$ рассчитывают на основе представлений о механизмах образования радиационных дефектов и теории взаимодействия частиц с веществом. В наиболее общем виде эта величина может быть представлена выражением

$$n_d(E) = N \int_0^{E_{1\text{макс}}(E)} \omega(E_1) \nu(E_1) \frac{d\sigma(E, E_1)}{dE_1} dE_1, \quad (3.3)$$

где N — концентрация атомов вещества; $\omega(E_1)$ — вероятность образования разделенной пары Френкеля после сообщения узловому атому энергии E_1 ; $\nu(E_1)$ — каскадная функция, численно равная среднему числу простых дефектов, которые созданы первично смещенным атомом с энергией E_1 в результате его столкновений с атомами вещества и дальнейших столкновений самих этих атомов с другими узловыми атомами; $d\sigma(E, E_1)$ — дифференциальное сечение рассеяния, характеризующее вероятность передачи узловому атому энергии E_1 от налетающей частицы с энергией E ; $E_{1\text{макс}}$ — максимально возможная энергия, которую может получить атом от налетающей частицы.

Для характеристики радиационных нарушений в облученном кристалле наряду с концентрацией простых радиационных дефектов необходимо знать концентрацию первично смещенных атомов, которая не учитывает каскадного размножения простых дефектов. Концентрация таких атомов, получивших энергию E_1 , определяется по формуле [65]

$$N_{pd}(E_1) = N \omega(E_1) \int_0^{\infty} \Phi(E) \frac{d\sigma(E, E_1)}{dE_1} dE. \quad (3.4)$$

Согласно формулам (3.2) и (3.3), с учетом выражения (3.4) концентрацию всех первично смещенных атомов N_{pd} и концентрацию всех простых радиационных дефектов N_d в кристалле можно представить в виде

$$N_{pd} = \int_0^{\infty} N_{pd}(E_1) dE_1; \quad (3.5)$$

$$N_d = \int_0^{\infty} \nu(E_1) N_{pd}(E_1) dE_1. \quad (3.6)$$

Формулы (3.4) — (3.6) удобно использовать в расчетах при воздействии на кристалл излучения с энергетическим распределением флюенса частиц $\Phi(E)$, сравнивая зависимость $N_{pd}(E_1)$ в различных условиях облучения.

3.2. Влияние энергии первично смещенного атома на количество простых дефектов

Вероятность образования разделенной пары Френкеля. Образование разделенной пары Френкеля может происходить в одну или две стадии. В первом случае узловому атому достаточно получить энергию $E_1 > E_d$. Во втором случае атом сначала получает от налетающей частицы энергию, необходимую для создания связанной пары Френкеля, $E_d' < E_1 < E_d$, а в дальнейшем разделение вакансии и междоузельного атома происходит адиабатически из-за флуктуаций тепловой энергии кристалла. Согласно второй модели, названной моделью метастабильных пар, вероятность образования разделенной пары Френкеля ω_c зависит от конкурирующих процессов рекомбинации и разделения компонентов связанной пары Френкеля

$$\omega_c = \left[1 + g \exp \left(- \frac{E_R - E_L}{kT} \right) \right]^{-1}, \quad (3.7)$$

где E_R и E_L — энергетические барьеры рекомбинации и разделения соответственно (см. рис. 25); g — коэффициент, приблизительно равный единице.

В работе [61] предположили, что значение ω_c зависит от зарядового состояния связанной пары Френкеля, которая имеет в запрещенной зоне кремния акцепторный уровень E_f . Причем в отрицательно заряженном состоянии пары барьер рекомбинации E_R возрастает и разделение ее компонентов происходит с вероятностью, равной единице. С учетом того что положение уровня Ферми в запрещенной зоне кремния $E_f(n_0, T)$ зависит от концентрации основных носителей заряда n_0 и температуры облучения T , для вероятности образования разделенной пары Френкеля было предложено выражение

$$\omega_c = \left[1 + g \exp \left(\frac{E_f(n_0, T) - E_\Phi}{kT} \right) \right]^{-1} \quad (3.8)$$

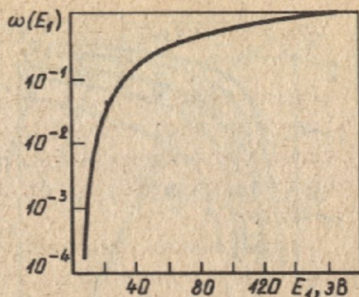
Расчитанные в соответствии с выражением (3.8) значения $\omega_c(T)$ в зависимости от температуры T использовались для сравнения с экспериментальной зависимостью скорости введения электрически активных радиационных дефектов от температуры облучения электронами (см. рис. 21).

Считалось, что радиационные дефекты, влияющие на электрические параметры кремния, образуются с участием одного из компонентов разделенной пары Френкеля. Хорошее согласие расчета и эксперимента достигалось, если акцепторный уровень связанной пары Френкеля принимали равным $E_\Phi = 0,07$ эВ. Это значение положения уровня связанной пары Френкеля в запрещенной зоне кремния получило подтверждение в [66] при измерении температурной зависимости постоянной Холла в материале n -типа, облученном фотонами γ -излучения при температуре 6 К.

Разделение компонент связанной пары Френкеля более эффективно при увеличении концентрации легирующей примеси в кристалле, что установлено [4] в случае измерения концентрации изолированной вакансии в кремнии p -типа, облученном электронами при гелиевых температурах, и интерпретировано в рамках модели, похожей на модель метастабильных пар. Было предположено, что вокруг атома легирующей примеси (бора) существует зона захвата междоузельного атома. Поэтому, если связанная пара Френкеля образуется в этой зоне, ее трансформация в разделенную пару Френкеля происходит с вероятностью, равной единице. Сделанное предположение эквивалентно предположению о понижении вблизи атома примеси барьера разделения пары E_L в модели метастабильных пар. Таким образом, с увеличением концентрации легирующей примеси в кристалле концентрация вакансий увеличивается до тех пор, пока не перекрываются "зоны захвата" отдельных примесных атомов, что подтверждается экспериментальными результатами.

Модель образования разделенной пары Френкеля, отличающаяся от модели метастабильных пар, но также основанная на предположении о двухступенчатом процессе ее образования, была развита в работе [67]. В соответствии с этой моделью движение междоузельного атома, входящего в состав связанной пары Френкеля, рассматривают как стохастический процесс в предположении равновероятного скачка его в любом направлении. Считают, что разделенная пара Френкеля образуется при удалении атома от вакансии на расстояние, называемое радиусом зоны неустойчивости. Полученное с учетом этих предположений выражение для вероятности образования разделенной пары Френкеля $\omega(E_1)$ в дальнейшем сравнивали с экспериментальными данными для определения подгоночных параметров, в частности радиуса зоны неустойчивости. Для нахождения экспериментальной функции $\omega(E_1)$ (рис. 26) решали

Рис. 26. Зависимость вероятности образования разделенной пары Френкеля от энергии первично выбитого атома в кремнии [67]



интегральное уравнение (3.3), в котором каскадную функцию полагали равной единице, а зависимость линейной плотности дефектов $n_d(E)$ от энергии излучения E соответствовала экспериментальной зависимости линейной плотности A -центров от энергии электронов в кремнии [11].

Порог образования разделенной пары Френкеля. Модели, учитывающие двухступенчатый характер образования разделенной пары Френкеля, дают возможность рассчитывать количество простых радиационных дефектов, создаваемых в результате передачи атомам твердого тела кинетической энергии, меньшей, чем пороговая энергия образования разделенной пары Френкеля E_d . Однако во многих работах экспериментальные данные анализировали в предположении одноступенчатого процесса образования простых радиационных дефектов. В этом случае линейная плотность простых дефектов

$$n_d(E) = N \int_{E_d^*}^{E_{1 \text{ макс}}(E)} \nu(E_1) \frac{d\sigma(E, E_1)}{dE_1} dE_1, \quad (3.9)$$

где величина E_d^* имеет смысл эффективной пороговой энергии. Согласно формуле (3.9), значение E_d^* равно максимальной энергии первично смешанных атомов $E_{1 \text{ макс}}(E)$ при такой энергии бомбардирующих частиц E_0 , при которой $n_d(E_0) = 0$. Поэтому значение E_d^* во многих работах находили экспериментально, уменьшая энергию бомбардирующих частиц $E \rightarrow E_0$ и экстраполируя к нулю значения измеряемого параметра, который выбирали из условия его пропорциональности $n_d(E)$. В этих экспериментах использовали электроны с энергией $E < 1$ МэВ и нашли, что значения E_d^* для кремния лежат в интервале 13–21 эВ [7] и слабо зависят от температуры облучения и кристаллографической ориентации относительно пучка частиц [11]. Однако полученные таким образом значения E_d^* не позволяют удовлетворительно согласовать зависимость $n_d(E)$, рассчитываемую по формуле (3.9), с экспериментальной энергетической зависимостью измеряемого параметра при энергиях электронов $E < 1$ МэВ. Расхождения, наблюдаемые в этом случае между экспериментальными данными и расчетом, видны из рис. 27 [68]. Из этого же рисунка видно, что хорошее согласие экспериментальных данных и расчетных

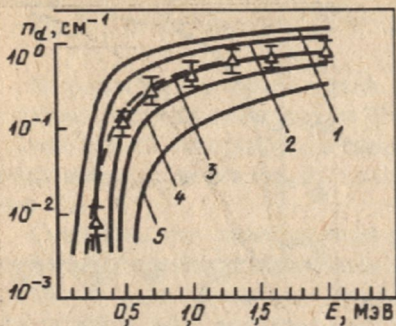


Рис. 27. Зависимость линейной плотности простых дефектов от энергии электронов в кремнии [68]:

Δ — эксперимент, кривые — расчет по формуле (3.3) при $\omega(E_1)\nu(E_1) = 1$ и разных значениях E_d^* ; ———— — постоянные значения E_d^* , эВ: 1 — 25; 2 — 30; 3 — 40; 4 — 50; 5 — 70; - - - - - значения E_d^* распределены по закону Гаусса ($\bar{E}_d^* = 40$ эВ, $\Delta E_d^* = 6,1$ эВ)

зависимостей $n_d(E)$ достигается, если предположить наличие "гауссового" распределения эффективной пороговой энергии образования простых дефектов со средним значением этой энергии $\bar{E}_d^* = 40$ эВ [68].

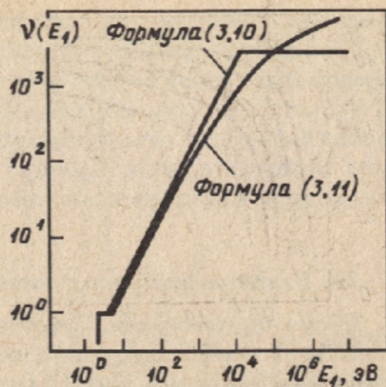
Каскадная функция. Движение в решетке кристалла первично смещенного атома с энергией $E_1 > E_d$ приводит к его столкновению с другими атомами и к образованию в развивающемся каскаде смещений новых простых дефектов. Среднее число дефектов, созданных первично смещенным атомом с энергией E_1 , характеризуется каскадной функцией $\nu(E_1)$. Существуют различные теоретические подходы, позволяющие найти каскадную функцию. Их различие в основном связано с проблемами определения той части энергии E_1 , которая расходуется на упругие столкновения смещенных атомов, и с проблемами выбора вида потенциала упругого взаимодействия этих атомов. Однако во всех случаях предполагают одноступенчатый характер образования простых радиационных дефектов с эффективной пороговой энергией их образования E_d^* .

Наибольшее распространение при сравнении расчетов и экспериментальных данных получила каскадная функция, предложенная в работе [69],

$$\nu(E_1) = \begin{cases} 0, & E_1 < E_d; \\ 1, & E_d \leq E_1 \leq 2E_d; \\ E_1/2E_d, & 2E_d \leq E_1 \leq E_i; \\ E_i/2E_d, & E_i \leq E_1. \end{cases} \quad (3.10)$$

При выводе формулы (3.10) полагали, что атомы вещества при соударениях взаимодействуют по закону твердых шаров, а вся энергия первично смещенного атома расходуется в упругих столкновениях с другими атомами, если $E_1 < E_i$. Если энергия первично смещенного атома $E_1 > E_i$, атом расходует свою энергию только в столкновениях с электронами вещества до тех пор, пока в результате этих процессов его энергия не снизится до величины $E_1 = E_i$. При этом значение E_i равно значению энергии, при которой энергетические потери смещенного атома на упругие и

Рис. 28. Каскадная функция числа смещенных атомов (простых дефектов), рассчитанная по формулам (3.10) и (3.11)



электронные столкновения становятся равны между собой*. Для кремния значение $E_i = 12$ кэВ.

В настоящее время часто используют каскадную функцию, несколько отличающуюся по виду от функции (3.10), которая более точно учитывает потери энергии первично смещенного атома на электронные столкновения [70],

$$\nu(E_1) = \begin{cases} 0, & E_1 < E_d; \\ 1, & E_d \leq E_1 \leq 2E_g/g(E_1); \\ g(E_1)E_1/2E_d, & 2E_d/g(E_1) \leq E_1, \end{cases} \quad (3.11)$$

где $g(E_1)$ — коэффициент, характеризующий долю энергии первично смещенного атома, которая идет на упругие столкновения.

Каскадные функции (3.10) и (3.11) для кремния показаны на рис. 28.

В настоящее время теоретические каскадные функции и формулу (3.9) для расчета линейной плотности простых радиационных дефектов широко используют для прогнозирования результатов изменения электрических параметров полупроводников, облученных различными видами излучений. Однако такое прогнозирование не всегда строго обосновано из-за неполноты наших знаний о перестройке простых радиационных дефектов в дефекты, влияющие на электрические параметры материала. В связи с этим в работе [71] с целью прогнозирования результатов воздействия излучения на полупроводники предлагается использовать иной подход, основанный на предварительном экспериментальном определении зависимости исследуемого параметра $Q(E)$ от энергии излучения E одного вида. Найденную таким образом зависимость в дальнейшем используют для решения интегрального уравнения

$$Q(E) = \int_0^{E_{1 \text{ макс}}} \xi(E_1) \frac{d\sigma(E, E_1)}{dE_1} dE_1 \quad (3.12)$$

относительно функции $\xi(E_1)$, названной функцией радиационного воз-

* Такое значение энергии смещенного атома обязательно существует вследствие законов, обуславливающих процесс атом-атомных взаимодействий.

действия. При сравнении выражений (3.3) и (3.12) видно, что функция $\xi(E_1)$ является аналогом произведения двух функций $\omega(E_1)\nu(E_1)$ и представляет собой среднее изменение исследуемого параметра, за которое ответствен первично смещенный атом с энергией E_1 . Функция $\xi(E_1)$ может быть использована для прогнозирования значений $Q(E)$ в облученном материале, если известно дифференциальное сечение упругого взаимодействия излучения с атомами этого материала $d\sigma(E, E_1)$.

3.3. Линейная плотность простых радиационных дефектов

Облучение фотонами. При прохождении фотонов через вещество основную роль в процессе радиационного дефектообразования играют фотоядерные реакции и эффекты, приводящие к образованию высокоэнергетических электронов в твердом теле [72]. При облучении кремния фотонами с энергиями $E_\gamma \sim 0,1 \div 10$ МэВ преобладающий вклад в дефектообразование дает эффект Комптона. Дифференциальное сечение образования комптоновских электронов на атоме с зарядом Z имеет вид

$$d\sigma(E_\gamma, E_e) = \frac{\pi r^2 Z}{a^2 mc^2} \left[2 + \frac{E_e}{E_\gamma - E_e} \left(\frac{1}{a^2} + \frac{E_\gamma - E_e}{E_\gamma} - \frac{2}{a} \frac{E_\gamma - E_e}{E_e} \right) \right] dE_e, \quad (3.13)$$

где E_γ и E_e — энергия фотонов и электронов; r и m — классический радиус и масса электрона; $a = 2\pi q^2 / hc$; c — скорость света; q — заряд электрона; h — постоянная Планка.

В этом случае линейную плотность простых дефектов для тонкой мишени (в которой комптоновские электроны, создающие дефекты, не тормозятся) рассчитывают по формуле

$$n_d(E_\gamma) = \int_{E_{e, \text{мин}}}^{E_{e, \text{макс}}} n_d(E_e) P(E_\gamma, E_e) dE_e, \quad (3.14)$$

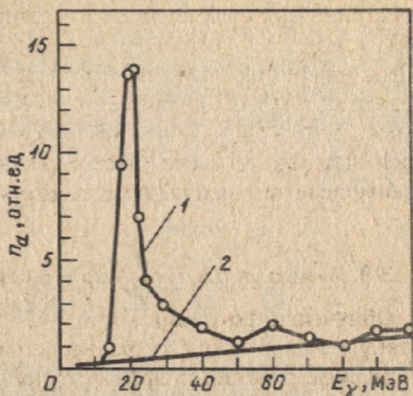
где $E_{e, \text{мин}}$ — минимальная энергия электронов, создающих дефекты; $E_{e, \text{макс}}$ — максимальная энергия электронов:

$$E_{e, \text{макс}} = 2E_\gamma / (2E_\gamma + mc^2);$$

$n_d(E_e)$ — линейная плотность простых дефектов, вводимых электронами с энергией E_e (разд. 3.2); $P(E_\gamma, E_e)$ — вероятность образования электронов с энергией E_e под действием фотонов с энергией E_γ :

$$P(E_\gamma, E_e) = \frac{d\sigma(E_\gamma, E_e)}{dE_e} \bigg/ \int_{E_{e, \text{мин}}}^{E_{e, \text{макс}}} d\sigma(E_\gamma, E_e).$$

Рис. 29. Расчетная зависимость линейной плотности простых дефектов от энергии фотонов в кремнии с учетом (1) и без учета (2) фотоядерных реакций [72]



Наиболее точные расчеты числа простых радиационных дефектов при облучении фотонами проводят методом численного моделирования, позволяющим учесть все эффекты, которые обуславливают образование дефектов. На рис. 29 представлены результаты расчета зависимости линейной плотности простых дефектов от энергии фотонов, полученные этим методом в работе [72]. Основным результатом этих расчетов — оценка вклада фотоядерных реакций в дефектообразование. Оказалось, что при энергии фотонов выше 10 МэВ значительное число простых дефектов образуется вследствие фотоядерных реакций. Причем (см. рис. 29) в области энергий $E_\gamma \approx 10 \div 20$ МэВ вклад этого эффекта в дефектообразование преобладает вследствие гигантского дипольного резонанса в кремнии.

Облучение нейтронами. Образование радиационных дефектов в твердых телах, облученных нейтронами, обусловлено упругими и неупругими процессами их взаимодействия с ядрами вещества, относительный вклад которых в дефектообразование зависит от энергии нейтронов E . Для медленных нейтронов ($E \leq 0,1$ МэВ) основные процессы взаимодействия нейтронов с ядрами вещества — радиационный захват нейтрона ядром с последующим испусканием фотона, упругое резонансное и упругое потенциальное рассеяние. Два последних процесса приводят к образованию простых дефектов, причем резонансное рассеяние играет основную роль в ограниченных областях энергетической шкалы вблизи резонансных значений энергии взаимодействия нейтронов с ядром. В значительно более широких интервалах энергии нейтронов основную роль играет процесс упругого потенциального рассеяния, в котором нейтрон отражается на границе непроницаемого ядра. Дифференциальное сечение упругого потенциального рассеяния часто используют для оценки числа простых радиационных дефектов, образующихся при нейтронном облучении твердого тела. Оно имеет простой вид:

$$d\sigma = \sigma_{el} \frac{dE_1}{E_{\max}}, \quad (3.15)$$

где $E_{\max} = 4mME/(m + M)^2$ — максимальная энергия атомов отдачи,

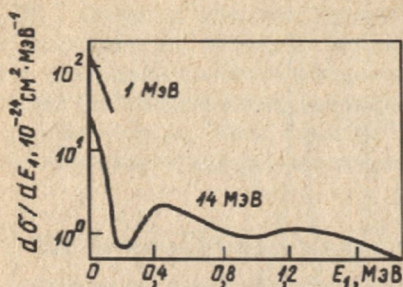


Рис. 30. Расчетная зависимость дифференциального сечения первично выбитых атомов в кремнии, облученном нейтронами, от энергии атомов отдачи [65]

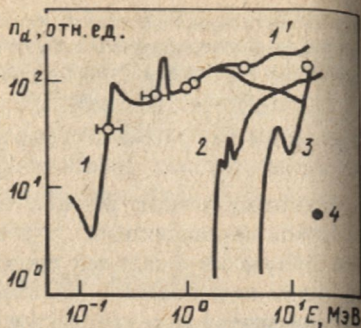


Рис. 31. Зависимость линейной плотности простых дефектов в облученном нейтронами кремнии от энергии нейтронов [73] при различных процессах взаимодействия нейтронов с ядрами кремния:

1 — упругое рассеяние; 1' — упругое рассеяние и ядерные реакции; 2 — реакция (n, n'); 3 — реакция (n, p); 4 — реакция (n, α)

имеющих массу M ; m — масса нейтрона; E — энергия нейтрона; $\sigma_{el} \cong \cong 4\pi R^2$ — полное сечение упругого рассеяния; R — радиус ядра.

Для быстрых нейтронов ($E \gtrsim 1$ МэВ) важную роль при образовании простых радиационных дефектов в твердом теле играют процесс упругого дифракционного рассеяния нейтронов на нуклонах ядра и ядерные реакции. Дифференциальное сечение рассеяния быстрых нейтронов на ядрах твердого тела рассчитывают на основе оптической модели ядра. Для примера на рис. 30 показаны зависимости дифференциального сечения рассеяния нейтронов с энергией 1 и 14 МэВ от энергии атомов отдачи в кремнии [65]. При расчете этих функций, позволяющих определить линейную плотность простых радиационных дефектов по формулам (3.3) или (3.9), учитывали упругое рассеяние нейтронов на ядрах кремния, а также ядерные реакции ($n, n'\gamma$), (n, p) и (n, α).

Линейную плотность простых радиационных дефектов в кремнии в зависимости от энергии нейтронов с учетом каскадного размножения дефектов рассчитывали в работах [73, 74]. На рис. 31 представлены результаты этого расчета, выполненного в работе [73] с применением формулы (3.9) и каскадной функции (3.11). Значение пороговой энергии образования простых дефектов принимали равным 13 эВ. Как видно из рис. 31 [73], экспериментальные значения коэффициента радиационного изменения концентрации носителей заряда [44] при введении постоянного нормировочного множителя хорошо совпадают с расчетной кривой.

Облучение электронами. При облучении электронами с энергией $E > 0,1$ МэВ атомы твердого тела получают энергию в основном в результате упругого кулоновского взаимодействия ядер мишени с налетающими электронами. Для ядер с зарядом $Z \leq 27$ дифференциальное сечение упругого рассеяния с небольшой погрешностью ($\sim 1\%$) аппроксимируется аналитическим выражением

$$d\sigma = 4\pi a_0^2 Z^2 \frac{E_R^2}{m^2 c^4} \frac{1 - \beta^2}{\beta^4} \left[\frac{E_{\text{макс}}}{2E_1} + \frac{4}{3} \pi \alpha \beta \sqrt{E_{\text{макс}}} \frac{1}{E_1^{3/2}} - (\beta^2 + \pi \alpha \beta) \frac{1}{E_1} \right] dE_1, \quad (3.16)$$

где $a_0 = 0,53 \cdot 10^{-8}$ см — радиус первой боровской орбиты электрона; $E_R = 13,6$ эВ — постоянная Ридберга; m — масса электрона; c — скорость света; β — отношение скорости электрона к скорости света, $\alpha = Z/137$ — постоянная тонкой структуры; $E_{\text{макс}} = 2E(E + 2mc^2)/Mc^2$ — максимальная энергия атомов отдачи; M — масса ядра мишени.

Расчет линейной плотности простых радиационных дефектов $n_d(E)$ в кремнии, облученном электронами, по формуле (3.9) хорошо объясняет экспериментальные данные для коэффициентов радиационного изменения электрических параметров кремния при энергиях $E \approx 1 \div 10$ МэВ. Для удовлетворительного совпадения расчетных и экспериментальных зависимостей в более широком интервале энергий электронов приходится использовать более сложные модели дефектообразования по сравнению с простой моделью, лежащей в основе формулы (3.9). При энергии электронов $E \leq 1$ МэВ для этих целей предложена модель "размытого порога" [68] и модели, позволяющие рассчитывать линейную плотность простых радиационных дефектов по формуле (3.3) с учетом термофлюктуационных процессов [67]. При энергии электронов $E > 10$ МэВ в расчетах учитывают влияние областей скопления дефектов на электрические параметры полупроводника [37]. В работе [72] для определения числа простых радиационных дефектов в кремнии, облученном электронами высоких энергий, рассматривали вклад ядерных реакций в дефектообразование. Оказалось, что он не превышает 5% общего числа образующихся простых дефектов.

Облучение протонами. Расчет линейной плотности простых радиационных дефектов в твердом теле, облученном протонами различных энергий, представляет собой трудоемкую задачу из-за большого разнообразия процессов, приводящих к смещению атомов из узлов решетки. Эти процессы обусловлены электростатическими и ядерными взаимодействиями между протонами и атомами мишени, причем ядерные взаимодействия начинают играть существенную роль при высоких энергиях протонов, значительно превышающих кулоновский барьер заряженного ядра.

Дифференциальное сечение упругого рассеяния протонов в кулоновском поле ядра в широком интервале энергий может быть представлено в аналитическом виде выражением (3.16). При нерелятивистских энергиях протонов, когда они не проникают в ядро, формула (3.16) упрощается и совпадает с формулой Резерфорда. Для расчетов числа простых дефектов эту формулу удобно записать в виде

$$d\sigma = 4\pi a_0 Z^2 E_R^2 \frac{m}{M} \frac{1}{E} \frac{dE_1}{E_1^2}, \quad (3.17)$$

где Z — заряд ядра мишени, m — масса протона.

При малых энергиях протонов их взаимодействие с атомами твердого тела происходит на больших расстояниях и для расчета дифференциального сечения рассеяния используют потенциалы, учитывающие экранирование кулоновского поля ядра электронами атома. В этом случае наиболее часто применяют [47] табулированную универсальную функцию $f(t^{1/2})$, полученную Линдхардом на основе потенциала Томаса — Ферми,

$$d\sigma = \pi a_{T\Phi}^2 \frac{f(t^{1/2})}{t} d(t^{1/2}), \quad (3.18)$$

где $t = \epsilon^2 (E/E_{\max})$; $E_{\max} = 4mME/(M+m)^2$ — максимальная энергия атомов отдачи; $\epsilon = (a_{T\Phi}/Zq^2) [M/(m+M)] E$ — приведенная энергия налетающей частицы; $a_{T\Phi} = 0,885 a_0 \sqrt{1+Z^2/3}$ — параметр экранирования; q — заряд электрона.

Дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния протонов высоких энергий с ядрами мишени вычисляют на основе оптической модели ядра [75] или аппроксимируют аналитическими функциями по экспериментальным данным. Экспериментальная зависимость дифференциального сечения упругого рассеяния протонов с энергией 30 МэВ на атомах кремния от энергии атомов отдачи показана на рис. 32, из которого видна разница между результатами ядерного рассеяния и рассеяния на заряженном точечном ядре, дифференциальное сечение которого определяется по простой формуле (3.17).

Неупругое рассеяние протонов на ядрах твердого тела приводит к образованию радиационных дефектов в результате ядерных реакций. В кремнии наибольший вклад в дефектообразование дают реакции (p, p') , $(p, 2p)$ и $(p, 2d)$ [23]. При энергиях протонов выше 100 МэВ в расчетах необходимо учитывать образование π -мезонов, рождающихся в результате каскадных столкновений нуклонов в ядре [23].

Расчет линейной плотности простых радиационных дефектов $n_d(E)$ в кремнии в зависимости от энергии протонов при $E < 10$ МэВ выполнен в [76] (рис. 33). Эта зависимость получена с использованием дифференциального сечения рассеяния (3.18), каскадной функции (3.11) и пороговой энергии образования простых дефектов $E_d = 20$ эВ. Для нахождения

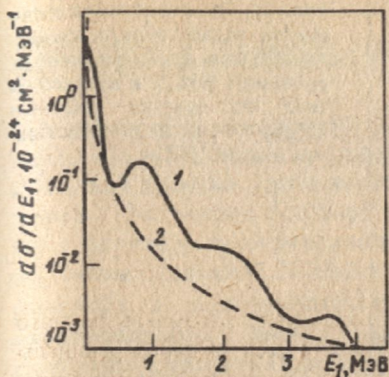


Рис. 32. Расчетная зависимость дифференциального сечения упругого рассеяния протонов ($E=30$ МэВ) в кремнии от энергии атомов отдачи:

1 — экспериментальные данные; 2 — расчет по формуле Резерфорда

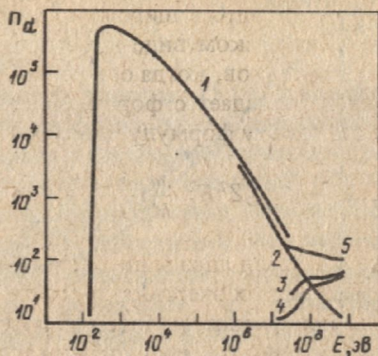


Рис. 33. Расчетная зависимость линейной плотности простых радиационных дефектов в кремнии от энергии протонов при различных процессах взаимодействия протонов с атомами и ядрами кремния (1 — [76]; 2–5 — [23]):

1 — упругое рассеяние с учетом экранировки электронами заряда ядра; 2 — упругое рассеяние в электростатическом поле ядра; 3 — ядерные реакции; 4 — упругое рассеяние на нуклонах ядра; 5 — сумма упругих и неупругих процессов

ния зависимости $n_d(E)$ в кремнии, облученном протонами с энергией $E > 1$ МэВ, в работе Лафонда (см. [23]) наряду с каскадной функцией вида (3.11) учитывали вклад в дефектообразование ядерных реакций. Эти данные также приведены на рис. 33, из которого видно, что ядерные реакции и упругое ядерное рассеяние дают заметный вклад в образование простых радиационных дефектов, начиная с энергии протонов $E = 10$ МэВ. Более точные расчеты, выполненные в работе [15], незначительно отличаются от зависимости $n_d(E)$ (см. рис. 33).

Сравнение расчетных зависимостей $n_d(E)$ [23, 75] с экспериментальными данными [32, 45] для коэффициента радиационного изменения времени жизни в кремнии p -типа (рис. 34) дает хорошее согласие только при $E < 10$ МэВ. При энергиях $E = 10 \div 50$ МэВ наблюдается расхождение между расчетными и экспериментальными данными. Это расхождение устраняется при учете влияния на время жизни неосновных носителей заряда не только точечных дефектов, распределенных равномерно по объему образца, но и областей скопления радиационных дефектов [37, 77]. При этом предполагают, что полный коэффициент изменения рассматриваемого параметра полупроводника $k = k_d + k_{dr}$, где k_d — коэффициент изменения параметра вследствие введения точечных дефектов, а k_{dr} — коэффициент изменения параметра вследствие введения областей скопления дефектов. Еще одним предположением в таких рас-

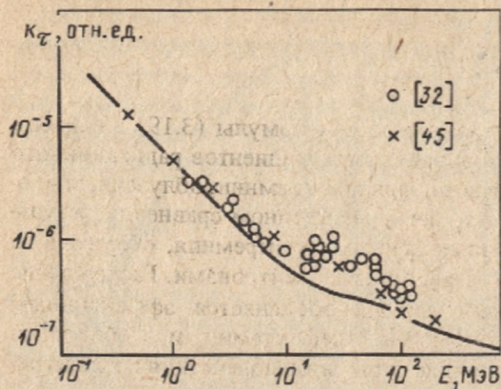


Рис. 34. Зависимость коэффициента радиационного изменения времени жизни неосновных носителей заряда в кремнии p -типа от энергии протонов ($T_{\text{обл}} = T_{\text{изм}} = 300$ К). Кривая – расчет [68]

четах является введение пороговой энергии образования областей скопления дефектов E_{dr} . Считают, что атомы отдачи с энергией $E_1 < E_{dr}$ дают преимущественный вклад в общее число точечных радиационных дефектов, а атомы отдачи с энергией $E_1 > E_{dr}$ – в общее число областей скопления дефектов. Таким образом, согласно сделанным предположениям, коэффициент изменения параметра материала при рассматриваемом подходе рассчитывают по формуле

$$k = \chi_p \int_0^{E_{dr}} \nu(E_1) N_{pd}(E_1) dE_1 + \chi_r \int_{E_{dr}}^{\infty} \nu(E_1) N_{pd}(E_1) dE_1 \quad (3.19)$$

или

$$k = \chi_p \int_0^{E_{dr}} \nu(E_1) N_{pd}(E_1) dE_1 + \chi'_r \int_{E_{dr}}^{\infty} N_{pd}(E_1) dE_1, \quad (3.20)$$

где χ_p , χ_r и χ'_r – коэффициенты пропорциональности, характеризующие влияние точечных дефектов и областей скопления дефектов; $\nu(E_1)$ – каскадная функция; $N_{pd}(E_1)$ – функция, определенная выражением (3.4). Расчеты показывают [37], что согласие с экспериментальными зависимостями k_T в кремнии от энергии протонов в интервале 10–50 МэВ достигается, если $E_{dr} = 5 \div 20$ кэВ.

Формула (3.19) была также использована [78] для определения коэффициентов радиационного изменения времени жизни носителей заряда при протонном облучении кремния. Коэффициенты χ_p и χ_r определяли из экспериментальных данных значений k_T для кремния, облученного электронами с энергией 1 МэВ и реакторными нейтронами. Эти излучения вводят соответственно только точечные дефекты или только области скопления дефектов, поэтому

$$\chi_p = k_T^e \int_0^{E_{\text{макс}}} \nu(E_1) N_{pd}(E_1) dE_1; \quad (3.21)$$

$$\chi_r = k_r^n / \int_0^{E_{1\text{макс}}} v(E_1) N_{pd}(E_1) dE_1. \quad (3.22)$$

В работе [79] оспаривается применимость формулы (3.19) и выражений (3.21) и (3.22) для прогнозирования коэффициентов радиационного изменения времени жизни носителей заряда в кремнии, облученном протонами. Это мнение основано на непосредственном сравнении результатов расчета и экспериментальных данных для кремния, облученного протонами с энергией 24 МэВ и реакторными нейтронами. Расхождение расчетных и экспериментальных данных объясняется эффективным взаимодействием между точечными дефектами и областями скопления дефектов. Однако влияние этого взаимодействия на электрические параметры полупроводников, по-видимому, увеличивается с повышением флюенса протонов и формула (3.19) может быть использована при начальных малых изменениях исследуемого параметра.

Глава 4

ОБРАЗОВАНИЕ И НАКОПЛЕНИЕ СЛОЖНЫХ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ

4.1. Точечные радиационные дефекты

Теоретические представления. Исследование процессов накопления простых собственных радиационных дефектов, образующихся в результате удаления атомов из узлов кристаллической решетки вещества, является необходимым, но не достаточным условием для строгого определения изменения его параметров. Это обусловлено тем, что вслед за первичными процессами выбивания атомов из узлов решетки кристалла и образованием первичных собственных радиационных дефектов протекают вторичные процессы диффузии собственных дефектов и их взаимодействия между собой и с другими несовершенствами решетки, в первую очередь с атомами примесей. Вторичные процессы, в конечном итоге, являются причиной образования стабильных при заданной температуре кристалла сложных точечных радиационных дефектов, непосредственно влияющих на параметры твердого тела. Большое разнообразие таких дефектов и путей их образования, а также неполнота наших сведений об их свойствах в кремнии, несмотря на то что этот материал наиболее изучен, не позволяют говорить о законченности имеющихся моделей расчета электрических параметров в облученном материале.

Математическое описание накопления вторичных радиационных дефектов проводят на основе кинетической теории. В наиболее общем виде изменение концентрации $N_k(r, t)$ k -го типа дефектов в зависимости от пространственных координат r и времени t определяется кинетическим

уравнением

$$\frac{\partial N_k(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = f_{in}(N_k) - \text{div } \mathbf{j}(\mathbf{r}, t), \quad (4.1)$$

где

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = D \left[\frac{N_k(\mathbf{r}, t)}{kT} \text{grad } U(\mathbf{r}, t) - \nabla N_k(\mathbf{r}, t) \right]. \quad (4.2)$$

Здесь $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$ — поток дефектов, состоящий из дрейфовой и диффузионной составляющих; D — коэффициент диффузии дефектов; $U(\mathbf{r}, t)$ — потенциал силового поля решетки кристалла; $f_{in}(N_k)$ — функция, учитывающая появление или исчезновение дефектов k -го типа в результате их взаимодействия с другими дефектами или в результате их диссоциации, а также вследствие воздействия на кристалл внешних факторов, в частности высокоэнергетического излучения.

Если дефекты равномерно распределены по объему кристалла, т.е. $\text{div } \mathbf{j} = 0$, уравнение (4.1) упрощается:

$$\frac{dN_k(t)}{dt} = f_{in}(N_k). \quad (4.3)$$

Выражение для функции $f_{in}(N_k)$ в феноменологической теории квазихимических реакций в твердом теле записывается в явном виде и уравнение (4.3) принимает вид

$$\frac{dN_k(t)}{dt} = G_k + \sum_{ij} a_{ij}^k N_i(t) N_j(t) - a_k N_k(t), \quad (4.4)$$

где $N_k(t)$ — концентрация дефектов k -го типа; G_k — скорость генерации дефектов k -го типа, образующихся в результате внешнего воздействия; $N_i(t)$ и $N_j(t)$ — концентрация дефектов i -го и j -го типов, объединение которых приводит к образованию дефектов k -го типа; $a_{ij}^{(k)}$ — коэффициент, характеризующий вероятность образования дефектов k -го типа в результате взаимодействия дефектов i -го и j -го типов; a_k — коэффициент, характеризующий вероятность диссоциации дефектов k -го типа или их исчезновение на стоках. Если концентрация стоков равна $N_s(t)$, то $a_k = a_{ks} N_s(t)$.

Коэффициенты $a_{ij}^{(k)}$ и a_k , входящие в уравнение (4.4), можно определить через макроскопические параметры кристаллической решетки. Например, на основе теории диффузии точечных дефектов в кристалле к сферическим равномерно распределенным по объему кристалла стокам с радиусом захвата r_s и концентрацией N_s получено выражение

$$a_k = a_{ks} N_s = 4\pi r_s D_k N_s, \quad (4.5)$$

где

$$D_k = g d^2 \nu_k = g d^2 \nu_0 \exp[-E_m^{(k)}/(kT)]. \quad (4.6)$$

Здесь D_k — коэффициент диффузии дефектов k -го типа; g — ориентационный фактор; d — постоянная решетки; ν_k — частота перескоков k -го дефекта из одного положения в другое; ν_0 — эффективная частота колебаний атомов в решетке, которую обычно принимают равной частоте колебания атомов в идеальной решетке ($\nu_0 \cong 10^{13} \text{ с}^{-1}$); $E_m^{(k)}$ — энергия миграции k -го дефекта.

Иное выражение, полученное по аналогии с коэффициентом рекомбинации носителей заряда в полупроводниках, приводится для коэффициента \tilde{a}_k в [11]:

$$a_k = a_k N_s = d \nu_k \sigma_k N_s = d \nu_0 \sigma_0 \exp \left(- \frac{E_m^{(k)} + E_{\text{ком}}}{kT} \right) N_s, \quad (4.7)$$

где $\sigma_k = \sigma_0 \exp \left(- \frac{E_{\text{ком}}}{kT} \right)$ — сечение захвата подвижного k -го дефекта на стоке; $E_{\text{ком}}$ — барьер комплексообразования нового дефекта.

Представления о существовании барьера комплексообразования лежат в основе модельных представлений вторичных радиационных процессов, которые обобщены в [11]. Согласно этим представлениям, вокруг стока (примесного дефекта или любого другого дефекта) существует потенциальный барьер $E_{\text{ком}}$, который необходимо преодолеть подвижному дефекту, чтобы образовался новый дефект. При этом $E_{\text{ком}}$ определяется природой взаимодействующих дефектов и их зарядовым состоянием. В рассматриваемой модели предполагается, что $E_{\text{ком}}$ при взаимодействии вакансии и междоузельного собственного атома с другими несовершенствами решетки всегда ниже, чем при их взаимодействии между собой. В конечном итоге количественный и качественный состав стабильных дефектов в кристалле, образующихся вследствие перераспределения подвижных простых дефектов между стоками, обусловлен стоками с наименьшими значениями $E_{\text{ком}}$.

Однако реализация полной схемы процесса комплексообразования в полупроводниках путем составления и решения системы кинетических уравнений типа (4.4) практически невозможна из-за неполноты сведений об исходной дефектности кристаллов и многообразия протекающих процессов. Поэтому для описания изменения свойств облучаемых кристаллов задачу существенно упрощают, записывая и решая систему кинетических уравнений (4.4) для экспериментально установленных процессов взаимодействия дефектов. При этом неявно полагают, что неучтенные процессы могут влиять на зависимость численных значений коэффициентов a_{ij} и a_k от контролируемых и неконтролируемых свойств кристалла.

Формирование точечных примесных радиационных дефектов вакансии-онного типа. Только в некоторых из работ, в которых исследуется процесс накопления радиационных дефектов в кремнии на основе теории

квазихимических реакций в твердом теле, расчеты доведены до численного сравнения с экспериментальными данными.

В настоящее время принято [22], что для анализа экспериментальных результатов зависимости скорости введения A - и E -центров в кремнии n -типа, облученного фотонами и электронами, система кинетических уравнений (4.4) имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{dN_V}{dt} &= \lambda_V \varphi - \alpha_{OV} N_O N_V - \alpha_{PV} N_P N_V; \\ \frac{dN_A}{dt} &= \alpha_{OV} N_O N_V; \\ \frac{dN_E}{dt} &= \alpha_{PV} N_P N_V, \end{aligned} \quad (4.8)$$

где N_O , N_P , N_A , N_E , N_V — концентрации O , P , A - и E -центров, а также вакансий соответственно; α_{OV} и α_{PV} — коэффициенты, характеризующие вероятность захвата вакансий атомами O и P ; λ_V — линейная плотность генерируемых вакансий; φ — плотность потока фотонов или электронов.

В модели вторичного дефектообразования, которой соответствует система уравнений (4.8), предполагают, что $N_A \ll N_O$ и $N_E \ll N_P$, а уменьшение концентрации A - и E -центров вследствие диссоциации этих комплексов и их взаимодействия с другими дефектами (в частности, с междоузельными атомами) пренебрежимо мало. Также считают, что образование A - и E -центров — доминирующий процесс по сравнению с другими квазихимическими процессами.

В квазистационарном приближении, когда медленному изменению со временем переменных N_A и N_E соответствует практически постоянное значение свободных вакансий N_V (т.е. $dN_V/dt = 0$), решение системы уравнений (4.8) имеет вид

$$\begin{aligned} N_A &= \frac{\alpha_{OV} N_O}{\alpha_{OV} N_O + \alpha_{PV} N_P} \lambda_V \varphi t; \\ N_E &= \frac{\alpha_{PV} N_P}{\alpha_{OV} N_O + \alpha_{PV} N_P} \lambda_V \varphi t. \end{aligned} \quad (4.9)$$

Как видно из (4.9), в рассматриваемой модели зависимость концентрации A - и E -центров от флюенса частиц $\Phi = \varphi t$ подчиняется линейному закону, что в кремнии n -типа подтверждается экспериментально.

Значение λ_V согласно (4.9) равно сумме скоростей введения A - и E -центров: $\lambda_V = N_A/\Phi + N_E/\Phi$, которое по многим экспериментальным

Таблица 6. Начальная скорость удаления основных носителей заряда и введения электрически активных дефектов в кремнии *n*-типа ($\rho_0 = 10 \text{ Ом}\cdot\text{см}$) при облучении

Материал	$\eta_{EW}, \text{см}^{-1}$	$dN_A/d\Phi, \text{см}^{-1}$	$dN_E/d\Phi, \text{см}^{-1}$	$\lambda_V, \text{см}^{-1}$	$\lambda_W, \text{см}^{-1}$	$\frac{\alpha_{PV}}{\alpha_{OV}}$
Электроны, $E = 1 \text{ МэВ}$						
Тянутый	$0,015 \pm 0,002$	$0,11 \pm 0,01$	$0,006 \pm 0,004$	$0,116 \pm 0,014$	0,003	54 ± 14
Зонный	$0,155 \pm 0,025$	$0,055 \pm 0,006$	$0,075 \pm 0,010$	$0,130 \pm 0,016$	0,003	54 ± 14
Протоны, $E = 6,3 \text{ МэВ}$						
Тянутый	22 ± 4	47 ± 5	2	48 ± 10	18 ± 6	49 ± 12
Зонный	79 ± 8	25 ± 4	30 ± 7	55 ± 10	18 ± 6	49 ± 12
α -Частицы, $E = 25,2 \text{ МэВ}$						
Тянутый	147 ± 20	143 ± 15	7	150 ± 40	130 ± 30	56 ± 14
Зонный	370 ± 35	85 ± 10	120 ± 30	205 ± 40	130 ± 30	56 ± 14

данным оказывается значительно меньше значения линейной плотности простых дефектов n_d , вычисленной по формуле (3.9) при $E_d^* = 13 \div 21 \text{ эВ}$. Это расхождение объясняется наличием дополнительных стоков для вакансий, не учитываемых в уравнениях (4.8) и создающих электрически неактивные дефекты.

В работе [80] при исследовании накопления радиационных дефектов в облученном кремнии *n*-типа к трем уравнениям (4.8) добавляли четвертое уравнение, чтобы учесть накопление электрически активных стабильных (неподвижных) собственных радиационных дефектов (предположительно дивакансий), образующихся непосредственно в результате первичного процесса выбивания атомов из узлов решетки кристалла:

$$dN_W/dt = \lambda_W \varphi, \quad (4.10)$$

где λ_W — линейная плотность собственных дефектов, генерируемых излучением. Систему уравнений (4.8) и (4.10) использовали для анализа экспериментальных данных, полученных для кремния *n*-типа при облучении электронами, протонами, дейтронами и α -частицами. Экспериментальные данные были получены на основе температурных зависимостей постоянной Холла облученных образцов, из которых были определены значения $dN_A/d\Phi$ и $\eta_{EW} = 2(dN_E/d\Phi) + dN_W/d\Phi$. Эти экспериментальные данные и результаты решения системы уравнений (4.8) и (4.10) в квазистационарном приближении приведены в табл. 6. Причем для решения системы уравнений предполагалось, что величины λ_V, λ_W и α_{PV}/α_{OV} равны в зонном и тянутом кремнии. Из табл. 6 видно, что при облучении электронами линейная плотность точечных примесных радиационных дефектов

$$\lambda_V = (dN_E/d\Phi) + (dN_A/d\Phi) \quad (4.11)$$

значительно выше линейной плотности собственных радиационных дефектов λ_w . Это условие выполняется в кремнии, облученном фотонами и электронами, но не выполняется при облучении тяжелыми заряженными (см. табл. 6). Более того, для тянутого кремния с исходным удельным электрическим сопротивлением 10 Ом·см изменение концентрации основных носителей заряда при комнатной температуре определяется главным образом собственными радиационными дефектами, так как $\lambda_w \gg dN_E/d\Phi$.

Сравнение численных значений величины a_{PV}/a_{OV} , полученных в разных работах, показывает значительный разброс этого параметра от кристалла к кристаллу. Этот результат в первую очередь относится к кристаллам с разной исходной степенью легирования. Зависимость a_{PV}/a_{OV} от исходной концентрации легирующей примеси (рис. 35) получена на основе данных [50]. Из этого рисунка видно, что a_{PV}/a_{OV} уменьшается с увеличением концентрации легирующей примеси (фосфора). Наиболее простое объяснение этому факту можно было бы дать на основе выражения (4.7), предполагая увеличение барьера комплексообразования $E_{\text{ком}}$ E-центра с увеличением концентрации фосфора. Однако физические причины увеличения $E_{\text{ком}}$ в рассматриваемом случае неясны. Другое объяснение изменения a_{PV}/a_{OV} заставляет предположить, что систему уравнений (4.8) необходимо дополнить, включив в рассмотрение процессы с участием междоузельных атомов и атомов других примесей (например, углерода), присутствующих в кремнии n-типа.

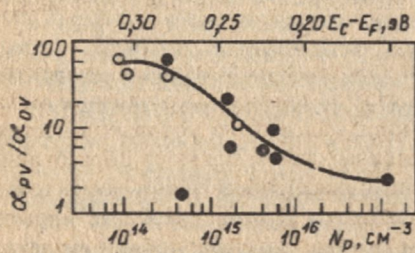


Рис. 35. Зависимость отношения коэффициентов вероятности захвата вакансий атомами фосфора и кислорода от исходной концентрации легирующей примеси в кремнии n-типа, выращенном методом Чохральского (○) и методом зонной плавки (●)

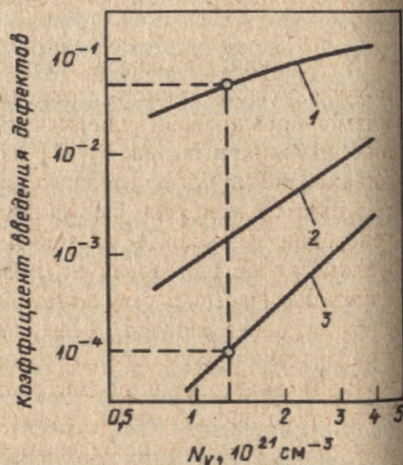


Рис. 36. Расчетная зависимость коэффициентов введения сложных вакансионных радиационных дефектов, полученная по модели прямого дефектообразования, от концентрации вакансий в кремнии [81]:

1 — дивакансия; 2 — тривакансия; 3 — тетравакансия; ○ — экспериментальные данные

Такие модели на основе теории квазихимических реакций, включающие процессы формирования стабильных радиационных дефектов в кремнии как *n*-, так и *p*-типа, обсуждаются в [6, 11]. В этих моделях в разной степени учитывается уменьшение концентрации исходных примесей, участие междоузельных атомов в дефектообразовании, а также взаимодействие дефектов между собой. Однако учет всех этих эффектов, как правило, приводит к необходимости решать систему нелинейных уравнений типа (4.4), что существенно усложняет математическое решение задачи по сравнению с решением простой системы уравнений (4.8) и затрудняет сравнение получаемых результатов с экспериментальными данными.

Формирование точечных собственных радиационных дефектов. В литературе образование сложных точечных дефектов в кремнии в процессе взаимодействия двух и более простых собственных радиационных дефектов между собой в основном рассматривалось на примере дивакансий. Этот дефект является в кремнии одним из основных электрически активных радиационных дефектов, стабильных при комнатной температуре, свойства которого достаточно хорошо изучены.

Считается, что наиболее эффективно дивакансии образуются в каскадах смещенных атомов в условиях высокой плотности вакансий [8]. Значительно ниже эффективность образования вторичных дивакансий из единичных вакансий, распределенных равномерно по всему объему кристалла. В этом случае мигрирующие вакансии с большей вероятностью захватываются примесными атомами, чем объединяются между собой.

В условиях высокой плотности простых собственных дефектов внутри области каскада смещенных атомов возможны различные механизмы формирования дивакансий, вклад каждого из которых в настоящее время не выяснен. В [81] изучался механизм прямого образования дивакансий и более сложных вакансионных собственных дефектов в результате смещения ближайших узловых атомов. Процесс прямой генерации вакансий в ограниченном объеме алмазоподобной решетки кристалла моделировали на ЭВМ методом Монте-Карло по программе случайных чисел. В результате была определена зависимость коэффициента введения сложных дефектов, представляющего собой отношение концентрации двух, трех и четырех рядом расположенных вакансий к полной концентрации вакансий, от концентрации вакансий. Полученные результаты представлены на рис. 36. На этом же рисунке указаны известные экспериментальные значения коэффициента введения дивакансий и тетравакансий в облученном кремнии. Сравнение экспериментальных данных с расчетом показало, что полная концентрация вакансий как для образования дивакансий, так и для образования тетравакансий одна и та же и равна примерно $1,5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ (вертикальная пунктирная прямая на рис. 36). Полученное значение концентрации вакансий совпа-

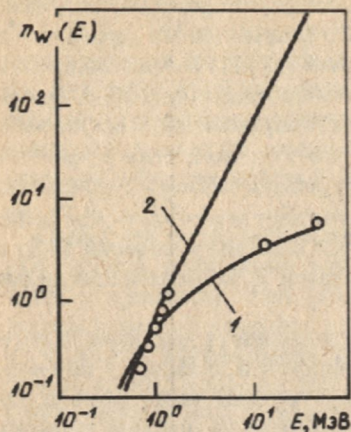


Рис. 37. Зависимость линейной плотности дивакансий в кремнии от энергии электронов [82]:

○ — экспериментальные данные [8],
 — — расчет по коагуляционным моделям атермического (1) и термофлюктуационного (2) образования сложных дефектов

дает с теоретическими оценками этой величины в каскадах смещенных атомов, которые образуются в кремнии атомами отдачи с энергией $E_1 \cong 1 \div 10$ кэВ. В целом полученные результаты, по мнению авторов [81], подтверждают модель прямого формирования радиационных сложных собственных дефектов в каскадах смещенных атомов.

В работах [36, 82] процесс образования дивакансий внутри области каскада смещенных атомов рассматривали в предположении коагуляционного механизма их формирования из единичных вакансий. С этой целью сравнивали экспериментальные и расчетные зависимости линейной плотности дивакансий $n_w(E)$ от энергии электронов E . Расчет зависимости $n_w(E)$ проводили по формуле (3.9), в которой вместо каскадной функции $\nu(E_1)$ использовали новую функцию $f(E_1)$, характеризующую вероятность образования дивакансий в результате объединения единичных вакансий. Эту функцию записывали, учитывая возможность объединения ближайших вакансий (превалирует атермический процесс) или любых вакансий в области каскада смещений (превалирует термофлюктуационный процесс), т.е. соответственно в виде $f(E_1) = \nu - 1$ или $f(E_1) = \nu(\nu - 1)/2$. Результаты расчетов и экспериментально полученные значения $n_w(E)$ приведены на рис. 37. Как видно из этого рисунка, при энергиях электронов выше 2 МэВ экспериментальная зависимость хорошо коррелирует с расчетной зависимостью в предположении атермического процесса объединения единичных вакансий. В области низких энергий электронов лучшее согласие с экспериментом достигается в предположении термофлюктуационного процесса объединения вакансий.

Обобщенная модель накопления точечных сложных радиационных дефектов. В заключение раздела приведем систему кинетических уравнений (4.4), которая была предложена в работе [83] для анализа накопления точечных радиационных дефектов в кремнии с учетом образования примесных и собственных дефектов вакансионного и междоузельного

типов. Эта система уравнений имеет вид

$$\left. \begin{aligned}
 \frac{dN_I}{dt} &= \lambda_1 \varphi - \alpha_{WI} N_W N_I - \alpha_{JI} (N_{SI}^0 - N_J) N_I + 2\lambda_2 \varphi - \\
 &- \alpha_{VI} N_V N_I; \\
 \frac{dN_V}{dt} &= \lambda_1 \varphi + \alpha_{WI} N_W N_I - 2\alpha_W N_V^2 - \alpha_{LV} (N_{SV}^0 - \\
 &- N_L) N_V - \alpha_{VI} N_V N_I; \\
 \frac{dN_W}{dt} &= \lambda_2 \varphi - \alpha_W N_V^2 - \alpha_{WI} N_W N_I; \\
 \frac{dN_L}{dt} &= \alpha_{LV} (N_{SV}^0 - N_L) N_V; \\
 \frac{dN_J}{dt} &= \alpha_{JI} (N_{SI}^0 - N_J) N_I,
 \end{aligned} \right\} (4.12)$$

где λ_1, λ_2 — линейная плотность первичных вакансий и дивакансий соответственно; N_I, N_V, N_W, N_J, N_L — концентрация свободных собственных междоузельных атомов, свободных вакансий, дивакансий, междоузельных примесных дефектов и вакансионных примесных дефектов соответственно; N_{SI}^0 и N_{SV}^0 — начальные концентрации примесных стоков для междоузлий и вакансий соответственно; α_{ij} — коэффициенты, характеризующие вероятность накопления соответствующих дефектов; φ — плотность потока излучения.

В квазистационарном приближении ($dN_I/dt = 0$ и $dN_V/dt = 0$) в работе [83] получено аналитическое решение системы кинетических уравнений (4.12) при условии $\lambda_2 = 0$,

$$\begin{aligned}
 \alpha_{VI} &= 0 \text{ и } \lambda_W N_V^2 \gg \alpha_{WI} N_W N_I \\
 N_L &= \alpha_{LV} N_{SV}^0 (\lambda_1 \varphi / \alpha_{WI})^{1/2} t; \\
 N_J &= 2N_W = 2 \frac{\alpha_{JI}}{\alpha_{WI}} N_{SI}^0 \left[\left(1 + \frac{\alpha_{WI} \lambda_1 \varphi t}{\alpha_{JI} N_{SI}^0} \right)^{1/2} - 1 \right]
 \end{aligned} \quad (4.13)$$

Из (4.13) видно, что накопление стабильных радиационных дефектов не является линейной функцией флюенса частиц $\Phi = \varphi t$, как при решении более простой системы кинетических уравнений (4.8).

В настоящее время систему кинетических уравнений (4.12) или более сложные модели накопления точечных радиационных дефектов используют для качественного анализа экспериментальных данных при изучении изменения параметров облученных полупроводников.

4.2. Области скопления радиационных дефектов

Формирование каскада простых радиационных дефектов. Область скопления радиационных дефектов в твердом теле характеризуется повышенной концентрацией дефектов в локальном макроскопическом объеме кристалла по отношению к концентрации дефектов в основной матрице. Необходимость введения этого понятия при исследовании накопления радиационных дефектов в полупроводниках следует из общих теоретических представлений о процессе формирования радиационных нарушений. Действительно, согласно этим представлениям, получение атомами решетки кристалла энергии E_1 , значительно превышающей значение пороговой энергии образования простых дефектов E_d , приводит к образованию каскадов смещенных атомов. Эти каскады локализируются вблизи трека первично смещенных атомов в области с характерными размерами, соответствующими пробегу этих атомов $R_\nu(E_1)$, который, как правило, значительно меньше толщины исследуемого кристалла d и пробега налетающих частиц $R(E)$. Оценки концентрации простых дефектов $N_\nu(E_1)$ в каскадах смещенных атомов показывают, что в широком интервале энергий E_1 она значительно выше концентрации донорной или акцепторной легирующей примеси N^d или N^a в обычных полупроводниковых материалах. Последнее условие $N_\nu(E_1) \gg N^d, N^a$ наряду с условием $R_\nu(E_1) \ll R(E), d$ обуславливает необходимость описания изменения электрических параметров полупроводников на основе макроскопических моделей области скопления радиационных дефектов (разд. 1.2).

Для оценки размеров и концентрации простых радиационных дефектов в каскадах смещенных атомов на рис. 38 приведены пробеги $R_\nu(E_1)$ собственных атомов в кремнии в зависимости от энергии атомов E_1 [41, 46, 47]. На рис. 39 приведена зависимость концентрации дефектов $N_\nu(E_1) = \nu(E_1)/[4\pi r^3(E_1)/3]$ в области каскада с радиусом $r(E_1) = R_\nu(E_1)/2$ и числом простых дефектов $\nu(E_1)$, где $\nu(E_1)$ рассчитано из выражения (3.11).

Геометрическую форму и пространственное распределение простых дефектов в каскадах смещений исследуют методом численного моделирования, который позволяет проследить процесс каскадного размножения простых дефектов в объеме кристалла с учетом на каждом этапе потенциала атом-атомного взаимодействия, потери энергии на ионизацию электронов и их коллективное возбуждение, отклонения траектории движущихся атомов и захвата их в режим каналирования, тепловых колебаний атомов решетки кристалла, аннигиляции вакансий и междоузельных атомов.

Из результатов [41, 84], полученных методом численного моделирования, следует вывод о том, что на размеры и пространственное распределение простых дефектов в каскадах смещенных атомов существенно влияет захват отдельных движущихся атомов в кристаллографические

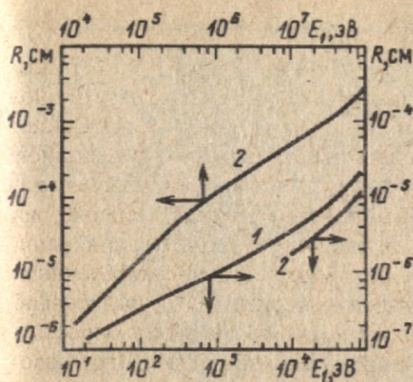


Рис. 38. Зависимость среднего пробега в кремнии собственного атома от энергии: 1 — полный пробег [41]; 2 — проективный пробег [46,47]

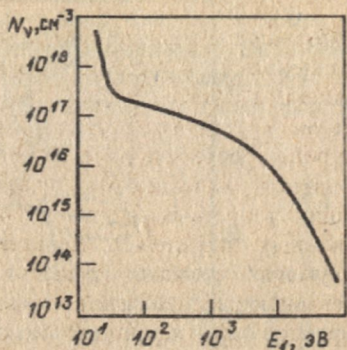


Рис. 39. Зависимость концентрации простых дефектов в каскаде, созданном собственным атомом в кремнии, от энергии этого атома

каналы решетки. Как показано в [84], если энергия первично смещенного атома E_1 в кремнии превышает 3–5 кэВ, каскад смещенных атомов с высокой вероятностью разбивается на подкаскады вследствие эффекта каналирования. Детальные исследования структуры каскадов в кремнии в широком интервале энергий $E_1 = 1 \div 100$ кэВ показали, что этот эффект приводит к значительным флуктуациям пространственного распределения простых дефектов в каскадах, созданных первично смещенными атомами с одинаковой энергией E_1 . Поэтому для расчета влияния областей скопления радиационных дефектов на параметры полупроводникового материала в работе [41] введено понятие "средний кластер". Форму и размеры среднего кластера определяют последовательным наложением нескольких расчетных пространственных распределений простых дефектов, образованных первично смещенными атомами с одинаковой энергией E_1 . На рис. 40 [65] показано пространственное распределение вакансий, созданных в кремнии атомами отдачи с энергией $E_1 = 50$ кэВ, и соответствующий этому случаю средний кластер. Как видно из этого рисунка, средний кластер дефектов можно представить в форме эллипсоида, большая ось которого расположена по направлению начального движения первично смещенного атома. Длина большой оси эллипсоида практически совпадает с пробегом первично смещенного атома.

Формирование области скопления стабильных дефектов. Расчеты пространственного распределения простых радиационных дефектов в каскадах смещенных атомов [84] показывают, что уже на стадии каскадного размножения может происходить уменьшение числа дефектов вследствие аннигиляции вакансий и междоузельных атомов, остановившихся в

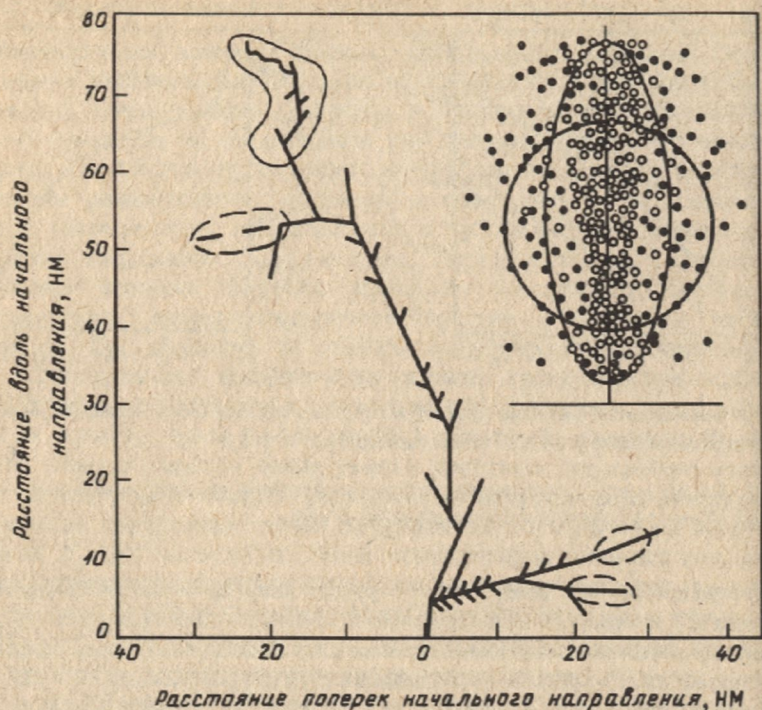


Рис. 40. Расчетное пространственное распределение вакансий вдоль трека, созданного атомом отдачи ($E_1 = 50$ кэВ) в кремнии, и схематическое изображение среднего кластера [65]. ○ — вакансии, ● — междоузельные атомы

непосредственной близости друг от друга. Оставшиеся вакансии и междоузельные атомы в области каскада распределяются неравномерно, причем центральная часть этой области имеет повышенную концентрацию вакансий, а междоузельные атомы в основном распределяются на ее границе. Процессы дальнейшей эволюции области простых дефектов и формирования области стабильных радиационных дефектов в настоящее время до конца не выяснены и привлекают к себе пристальное внимание [6].

В основе математических моделей формирования областей скопления стабильных радиационных дефектов наряду с расчетами пространственного распределения простых дефектов лежит экспериментально установленный факт, что ядро области скопления стабильных дефектов содержит дивакансии. Существующие модели основываются либо на стохастической теории, либо на теории квазихимических реакций.

При стохастическом подходе полагают [85], что формирование областей скопления стабильных дефектов осуществляется за счет объединения

вакансий, которые в результате броуновского движения попадают в зону неустойчивости, окружающую вакансию и имеющую объем v_0 . Величина v_0 является феноменологическим параметром теории, зависящим от температуры кристалла. Согласно распределению Пуассона, вероятность ω_k объединения k случайно расположенных вакансий в объеме v_v

$$\omega_k = \frac{(N_v v_0)^k}{k!} \exp(-N_v v_0), \quad (4.14)$$

где $N_v = v/v_v$ — концентрация вакансий в области каскада с объемом v_v и числом вакансий v . Формулу (4.14) и ее модификации с учетом перекрытия областей скопления радиационных дефектов и неравномерного распределения вакансий вдоль трека первично смещенного атома или тяжелого иона обычно применяют при исследовании процессов аморфизации в полупроводниках.

Подход, основанный на теории квазихимических реакций в твердом теле, был использован в [86], авторы которой полагали, что в результате миграции вакансий из области каскада смещенных атомов происходит их объединение друг с другом или с примесными атомами. Процесс диффузии и объединения вакансий рассматривали на основе следующей системы кинетических уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dN_V}{dt} &= D_V \nabla^2 N_V - \alpha_W N_V^2 - \alpha_{KV} N_V N_K; \\ \frac{dN_W}{dt} &= \alpha_W N_V^2; \\ \frac{dN_{KV}}{dt} &= \alpha_{KV} N_V N_K, \end{aligned} \quad (4.15)$$

где N_V , N_W , N_K , N_{KV} — концентрация вакансий, дивакансий, атомов примеси и примесных вакансионных дефектов соответственно; D_V — коэффициент диффузии вакансий; α_W и α_{KV} — коэффициенты, характеризующие вероятность образования дивакансий и примесных вакансионных дефектов.

Анализ решения системы уравнений (4.15) показал, что образование и эволюция области скопления дефектов во времени зависят от начального радиуса вакансионного кластера L_0 и исходной плотности вакансий в нем $N_V^{(0)}$ и определяются отношением характерных времен рекомбинации вакансий $\tau_{рек} = 1/\alpha_W N_V^{(0)}$ и их диффузии $\tau_{диф} = L_0^2/D_V$. Если $\epsilon = \tau_{рек}/\tau_{диф} \ll 1$, вакансии в основном объединяются между собой внутри каскада смещенных атомов, если же $\epsilon = \tau_{рек}/\tau_{диф} \gg 1$, вакансии

разбегаются за пределы начальной области каскада смещенных атомов и объединяются с примесными атомами. Начальные параметры каскада смещений зависят от энергии первично смещенного атома E_1 , поэтому было высказано предположение [86], что значение E_1 , при котором $\epsilon = 1$, соответствует значению эффективной пороговой энергии образования области скопления стабильных радиационных дефектов E_{dr} (см. разд. 3.3).

Математическая модель формирования области скопления дивакансий в кремнии p -типа после воздействия на него импульса нейтронов была предложена в работе [27]. Накопление дивакансий в результате объединения вакансий рассматривали для различных зарядовых состояний этих дефектов и учитывали их перезарядку вследствие процесса рекомбинации неравновесных носителей заряда на уровнях этих дефектов. Изменение концентрации неравновесных носителей заряда, образующихся в результате действия импульса нейтронов, и потенциального барьера между областью скопления дефектов и матрицей кристалла определяли из совместного решения уравнений переноса для носителей заряда (1.1) и (1.2), уравнения Пуассона (1.11) и кинетических уравнений типа (4.4) с учетом взаимодействия дефектов с носителями заряда, находящимися в разрешенных зонах полупроводника. Громоздкую систему уравнений решали численными методами. Граничные и начальные условия выбирали на основе расчетных данных о размерах среднего кластера простых радиационных дефектов, образующегося под действием реакторных нейтронов.

Дальнейшее улучшение моделей формирования областей скопления стабильных радиационных дефектов требует учета процессов накопления дефектов с участием междоузельных собственных атомов, а также процессов формирования примесно-дефектной оболочки вокруг ядра областей скопления. Наличие такой оболочки обусловлено существованием электрических и деформационных полей вблизи каскада простых дефектов, и как следствие, изменением условий формирования примесных дефектов по сравнению с остальным объемом кристалла [20, 21].

Влияние областей скопления дефектов на электрические параметры кремния. В конкретных расчетах коэффициентов радиационного изменения концентрации k_n и времени жизни k_T носителей заряда в кремнии в большинстве работ использовали модель сферической области скопления дефектов. В работе [87] анализ значений этих коэффициентов был выполнен на основе модели с равномерным распределением заряженных дефектов в скоплении [24] (см. разд. 1.2). Формулы (1.17), (1.18) и (1.38) позволили авторам сделать некоторые выводы об особенностях влияния областей скопления дефектов на коэффициенты радиационного изменения электрических параметров кремния. Показано, что значения k_n должны слабо увеличиваться с повышением уровня легирования полупроводника, а значения k_T уменьшаться с увеличением уровня

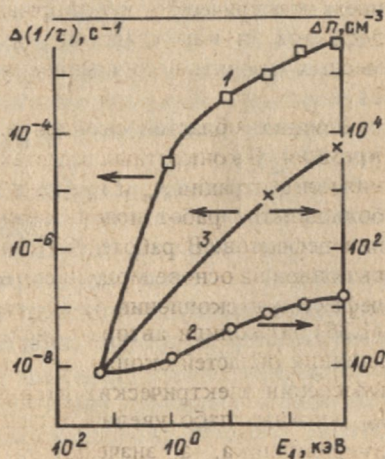
инъекции. Найдено, что по сравнению с полупроводником, в котором радиационные дефекты распределены равномерно по объему кристалла, в полупроводнике с областями скопления дефектов коэффициент k_n меньше, а коэффициент k_T больше при одинаковой общей концентрации точечных радиационных дефектов.

Результаты анализа изменения коэффициентов k_n и k_T , полученные с помощью численных методов расчета для кремния с областями скопления дефектов, приведены в [27, 28]. Расчетной моделью служила модель дивакансионного кластера. Размеры кластера выбирали, исходя из расчетных параметров среднего кластера простых дефектов в кремнии, облученном реакторными нейтронами [41]. Например, считали [27], что средний кластер содержит 38 дивакансий, сгруппированных в области радиуса $r_1 = 25$ нм. Предполагали, что дивакансии в кластере имеют два уровня: $E_c - 0,40$ эВ и $E_c - 0,54$ эВ в запрещенной зоне кремния n -типа или $E_c - 0,54$ эВ и $E_v + 0,35$ эВ в запрещенной зоне кремния p -типа. Сечения захвата электронов и дырок на любом из уровней дивакансии принимали одинаковыми и равными 10^{-15} см². В работе [28], как и в работе [27], в которой использовались близкие параметры дивакансионного кластера, было получено удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных зависимостей значений k_n и k_T от концентрации основных носителей заряда в исходном материале, а также зависимостей значений k_T от уровня инжекции неравновесных носителей заряда. Было показано, что экспериментальные данные не могут быть объяснены на основе предположения о равномерном распределении дивакансий по всему объему облученных образцов.

Детальное сравнение влияния дивакансионного кластера и равномерного распределения дивакансий в объеме кремния на изменение его электрических параметров было выполнено в [41, 65]. На основе конкретной модели дивакансионного кластера [27] и заданного расстояния между отдельными кластерами в объеме образца, которое значительно превышает размеры самого кластера, были рассчитаны изменения обратного времени жизни неосновных носителей заряда $\Delta(\tau^{-1})$ и изменения

Рис. 41. Зависимость изменения обратного значения времени жизни (1, 3) и концентрации носителей заряда (2, 3) в облученном кремнии от энергии первично выбитого атома [41]. Модели расчета:

1, 2 — сферический кластер, 3 — равномерное распределение дефектов



концентрации основных носителей заряда Δn в кремнии в зависимости от энергии атома отдачи E_1 . Параметры кластера для каждого значения E_1 выбирали, исходя из расчетной модели среднего кластера радиационных дефектов [41]. Полученные зависимости $\Delta(\tau^{-1})$ и Δn приведены на рис. 41. Оказалось, что при равномерном введении дивакансий в объем образца значения $\Delta(\tau^{-1})$ и Δn с повышением энергии E_1 увеличиваются по одному и тому же закону. В случае образования областей скопления дивакансий значения $\Delta(\tau^{-1})$ с увеличением энергии E_1 растут быстрее, а значения Δn — медленнее по сравнению с этими же значениями при равномерном распределении дефектов в объеме кристалла.

Расчетные функции $\Delta(\tau^{-1})$ и Δn по своему физическому смыслу представляют собой аналог функции радиационного воздействия, определяемой с помощью выражения (3.12) и характеризующей изменение исследуемого параметра материала вследствие образования первично смещенного атома с энергией E_1 . В работах [41, 65] эти функции были использованы для расчетов коэффициентов радиационного изменения параметров k_T и k_n кремния под действием различных видов ионизирующего излучения:

$$k_T = \int_0^{\infty} dE \Phi(E) \int_0^{\infty} \Delta(\tau^{-1}) \frac{d\sigma(E, E_1)}{dE_1} dE_1, \quad (4.16)$$

$$k_n = \int_0^{\infty} dE \Phi(E) \int_0^{\infty} \Delta n \frac{d\sigma(E, E_1)}{dE_1} dE_1,$$

где $\Phi(E)$ — нормированное энергетическое распределение флюенса частиц.

Результаты расчетов коэффициентов радиационного изменения электрических параметров кремния k_T и k_n , определенные в трех группах первично смещенных атомов с энергетическими интервалами $E_1 < 0,3$ кэВ, $E_1 = 0,3 \div 10$ кэВ и $E_1 > 10$ кэВ, для некоторых видов высокоэнергетических излучений приведены в табл. 7 и 8. Важно отметить, что результаты этих расчетов объясняют наблюдаемые экспериментально расхождения зависимостей k_T и k_n с увеличением энергии электронов (рис. 42 [41]).

Расчеты, выполненные в [41, 65] по формуле (4.16) на основе модели дивакансионного кластера, позволяют получить значения k_T и k_n в относительных единицах, поскольку исходят из количественной оценки дивакансий на основе полного расчетного числа простых дефектов и не учитывают уменьшение (отжиг) числа этих дефектов в процессе образования области скопления стабильных дефектов. Сравнение расчетных и экспериментальных абсолютных значений k_T и k_n для различных видов излучений позволило найти факторы отжига дефектов в отдельных группах областей скопления радиационных дефектов, различающихся

Таблица 7. Расчетные значения коэффициентов радиационного изменения времени жизни носителей заряда в кремнии *p*-типа ($\rho_0 = 10 \text{ Ом}\cdot\text{см}$) [41]

Модель	Область энергии атомов отдачи		
	< 0,3 кэВ	0,3–10 кэВ	> 10 кэВ
	Электроны, $E = 1,7 \text{ МэВ}$		
Равномерная	$8,3 \cdot 10^{-9}$	–	–
Кластерная	$1,0 \cdot 10^{-7}$	–	–
	Электроны, $E = 30 \text{ МэВ}$		
Равномерная	$1,2 \cdot 10^{-8}$	$2,9 \cdot 10^{-8}$	–
Кластерная	$2,3 \cdot 10^{-7}$	$8,8 \cdot 10^{-6}$	–
	Протоны, $E = 30 \text{ МэВ}$		
Равномерная	$1,9 \cdot 10^{-7}$	$2,7 \cdot 10^{-7}$	$9,6 \cdot 10^{-7}$
Кластерная	$4,8 \cdot 10^{-6}$	$7,0 \cdot 10^{-5}$	$1,2 \cdot 10^{-4}$
	Нейтроны реактора		
Равномерная	–	$1,8 \cdot 10^{-8}$	$1,3 \cdot 10^{-6}$
Кластерная	–	$5,5 \cdot 10^{-6}$	$1,6 \cdot 10^{-4}$

Таблица 8. Расчетные значения коэффициентов изменения концентрации основных носителей заряда в кремнии *p*-типа ($\rho_0 = 10 \text{ Ом}\cdot\text{см}$) [41]

Модель	Область энергии атомов отдачи		
	< 0,3 кэВ	0,3–10 кэВ	> 10 кэВ
	Электроны, $E = 1,7 \text{ МэВ}$		
Равномерная	0,83	–	–
Кластерная	0,53	–	–
	Электроны, $E = 30 \text{ МэВ}$		
Равномерная	1,2	2,9	–
Кластерная	0,7	0,3	–
	Протоны, $E = 30 \text{ МэВ}$		
Равномерная	19	27	96
Кластерная	9	3,5	2
	Нейтроны реактора		
Равномерная	–	1,8	130
Кластерная	–	0,12	1,9

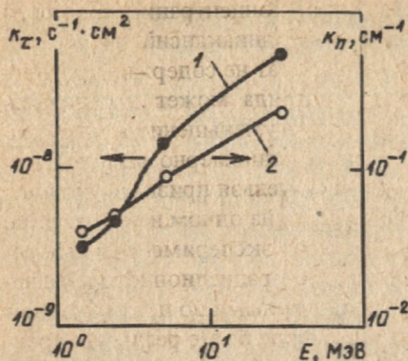


Рис. 42. Зависимости коэффициентов радиационного изменения времени жизни (1) и концентрации носителей заряда (2) в кремнии от энергии электронов [41]:

● ○ — эксперимент; — — расчет

по своим исходным параметрам вследствие разной энергии первично смещенных атомов. В соответствии с экспериментальными данными для кремния, облученного электронами с энергией 1,7 МэВ, найден фактор отжига в областях скопления дефектов, созданных первично смещенными атомами с энергией $T_1 < 0,3$ кэВ. Из экспериментальных данных для кремния, облученного реакторными нейтронами, получен фактор отжига в областях скопления дефектов, созданных первично смещенными атомами с энергией $T_1 > 10$ кэВ. Значения фактора отжига в областях скопления дефектов, созданных первично смещенными атомами с энергией $E_1 = 0,3 \div 10$ МэВ, определяли, исходя из экспериментальных данных для кремния, облученного электронами с энергией 1,7 и 30 МэВ. Результаты определения значений факторов отжига для модели дивакансионного кластера, а также для модели равномерного распределения дивакансий в объеме кристалла приведены в табл. 9.

Из табл. 9 видно, что полученные значения фактора отжига не дают однозначного ответа, какая расчетная модель дефектообразования предпочтительнее для определения результатов воздействия высокоэнергетических излучений в кремнии. При определении времени жизни носителей заряда в облученном кремнии разумные и одинаковые значения фактора отжига для всех групп первично смещенных атомов дает модель

Таблица 9. Фактор отжига, согласующий расчетные и экспериментальные значения коэффициентов радиационного изменения времени жизни носителей заряда k_T и концентрации основных носителей заряда k_n [41]

Параметр	Модель	Область энергии атомов отдачи		
		$< 0,3$ кэВ	$0,3-10$ кэВ	> 10 кэВ
k_T	Равномерная	0,4	2,0	5
	Кластерная	0,04	0,05	0,04
k_n	Равномерная	0,07	0,08	0,06
	Кластерная	0,1	0,5	4

дивакансионного кластера, а при определении концентрации носителей заряда — модель равномерного распределения дивакансий по объему кристалла. По мнению авторов [41], этот результат не содержит противоречия, поскольку рекомбинация носителей заряда может в основном определяться областями скопления дефектов, а уменьшение концентрации основных носителей заряда — дефектами, равномерно распределенными по объему образца. Однако такой вывод нельзя признать удовлетворительным, так как обе модели основываются на одном и том же типе радиационных дефектов. По-видимому, согласие экспериментальных результатов с результатами расчетов коэффициентов радиационного изменения электрических параметров кремния, полученными по предложенной в [41, 65] схеме, может быть достигнуто на основе более реальных предположений о природе радиационных дефектов и более точных сведений об их свойствах.

В настоящее время при количественных расчетах электрических параметров в облученном кремнии применяют упрощенные модели, границы применимости которых устанавливают сравнением результата расчетов с экспериментальными данными. Например, как уже отмечалось в разд. 3.3, при расчете количества простых радиационных дефектов предполагают пропорциональность этой величины изменению исследуемого параметра полупроводника. Или, если этот метод не позволяет предсказать экспериментальные результаты, считают, что коэффициент радиационного изменения исследуемого параметра материала определяется суммарным вкладом точечных радиационных дефектов, равномерно распределенных по объему образца, и областями скопления радиационных дефектов. Однако и в этом случае расчет парциальных коэффициентов радиационного изменения электрических параметров полупроводника проводится в предположении об их пропорциональности (каждого со своим коэффициентом пропорциональности) полному количеству простых радиационных дефектов согласно выражению (3.19) или (3.20).

Еще один подход для расчета изменения концентрации основных носителей заряда в кремнии, учитывающий особенности влияния областей скопления дефектов на исследуемый параметр, был предложен в [88]. Предполагалось, что в полупроводник, облученный электронами, протонами или α -частицами, вводятся две группы радиационных дефектов. Первая группа — примесные дефекты, образующиеся в результате объединения вакансий с атомами примесей, вторая — собственные первичные дефекты, образующиеся с учетом их каскадного размножения. По экспериментальным данным была найдена зависимость линейной плотности каждой группы дефектов от энергии и типа ионизирующих частиц. Оказалось, что экспериментальная линейная плотность примесных дефектов для рассмотренных видов излучений изменяется пропорционально расчетной линейной плотности простых дефектов, созданных первично смещенными атомами с энергией $E_1 \leq E_W = 10$ кэВ,

$$n_{dV} = N \int_{E_d^*}^{E_W} \nu(E_1) \frac{d\sigma(E, E_1)}{dE_1} dE_1. \quad (4.17)$$

В то же время экспериментальная линейная плотность собственных радиационных дефектов изменяется пропорционально величине

$$r_W = N \int_{E_W}^{E_{1 \text{ макс}}} R(E_1) \frac{d\sigma(E, E_1)}{dE_1} dE_1, \quad (4.18)$$

где $R(E_1)$ — пробег первично смещенного атома в кремнии с энергией E_1 . Как отмечается в [88], выражение (4.18) с точностью до постоянного множителя совпадает с выражением для коэффициента изменения концентрации основных носителей заряда, которое можно получить на основании выражений (1.15) и (1.21)–(1.23) для случая образования крупных областей скопления радиационных дефектов первично смещенными атомами с энергией $E_1 \geq 10$ кэВ.

Таким образом, на основании результатов работы [88] можно заключить, что коэффициент радиационного изменения концентрации основных носителей заряда в кремнии, когда вводятся как точечные радиационные дефекты, так и области их повышенной концентрации, можно найти по формуле

$$k = \chi_p n_{dV} + \chi_r r_W. \quad (4.19)$$

Формула (4.19), так же как и выражения (3.19) и (3.20), основывается (см. разд. 2.1) на упрощениях, исключающих взаимное влияние радиационных дефектов разных типов на кинетику их накопления. Эти предположения не вносят заметной погрешности при исследованиях изменения электрических параметров полупроводников в небольшом интервале флюенсов излучения. Однако в общем случае это не так. Например, показано [11, 21], что изменение электрических параметров кремния, облученного электронами, зависит от наличия областей повышенной концентрации дефектов, введенных предварительно при облучении нейтронами. Поэтому разработка новых, более точных, методов оценки радиационного изменения электрических параметров полупроводников не должна игнорировать этот факт.

4.3. Прогнозирование с использованием функции радиационного воздействия

В качестве одного из примеров, иллюстрирующих применимость изложенного в данной монографии материала для прогнозирования изменения свойств полупроводниковых материалов и приборов с помощью

функции радиационного воздействия (см. разд. 3.2), можно привести подходы, предложенные в работах [89, 90].

При выводе соотношения (3.12) в работе [89] так же, как и в [71] полагается тождественность вклада первично выбитых атомов одной энергии в изменение параметра Q материала независимо от вида излучения. Отличие от формулы (3.12) заключается в учете влияния дозы D (или флюенса) излучения

$$\Delta Q = \int_0^D \int_0^{E_{1\text{макс}}} \xi(E_1, D) \frac{d^2 \sigma(E_1, D)}{dE_1 dD} dE_1 dD. \quad (4.20)$$

Исходя из литературных экспериментальных данных по изменению электрической проводимости кремния в зависимости от глубины образца, облученного электронами с энергиями 2,7 и 9 МэВ, в [89] численным решением системы интегральных уравнений (4.20) была восстановлена функция радиационного воздействия $\xi(E_1, D)$. Эту функцию затем использовали для вычисления глубинного распределения сопротивления в кремнии при бомбардировке электронами с энергиями 3,9 и 4,5 МэВ. Получено хорошее совпадение этих расчетов с экспериментом.

В работе [90] по известным экспериментальным результатам радиационной стойкости n - и p -канальных МОП-приборов при работе их с различными напряжениями смещения затвор-сток были проведены расчеты поглощенной энергии и спектров первично выбитых атомов в плоской структуре Al — SiO₂ — Si МОП-прибора при электронном и протонном облучениях. Данные расчеты позволили определить функции электронного и протонного воздействий на изменение порогового напряжения подзатворного оксида n - и p -канальных МОП-приборов. С использованием этих функций осуществлено прогнозирование изменения порогового напряжения для тех же МОП-приборов в поле γ -излучения ⁶⁰Co. Расчетные результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Таким образом, результаты работ [89, 90] показывают, что функция радиационного воздействия может претендовать на определяющую характеристику конкретного материала или полупроводникового прибора для использования ее при прогнозировании результатов воздействия на них излучений различных типов и их энергий.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бургузн Ж., Ланно М. Точечные дефекты в полупроводниках. Экспериментальные аспекты: Пер. с англ./ Под ред. В.Л. Гуревича. М.: Мир, 1985.
2. Вопросы радиационной технологии полупроводников / Под ред. Л.С. Смирнова. Новосибирск: Наука, 1980.
3. Ланно М., Бургузн Ж. Точечные дефекты в полупроводниках. Теория: Пер. с англ./ Под ред. В.Л. Гуревича. М.: Мир, 1984.
4. Watkins G.D. EPR Studies of the Lattice Vacancy and Low-Temperature Damage Processes in Silicon//Lattice Defects in Semiconductors. Conf. 1974. Institute of Physics. London-Bristol, 1975. P. 1-22.
5. Коноплева Р.Ф., Литвинов В.Л., Ухин Н.А. Особенности радиационного повреждения полупроводников частицами высоких энергий. М.: Атомиздат, 1971.
6. Винецкий В.Л., Холодарь Г.А. Радиационная физика полупроводников. Киев: Наукова думка, 1979.
7. Вавилов В.С., Кив А.Е., Ниязова О.Р. Механизмы образования и миграции дефектов в полупроводниках. М.: Наука, 1981.
8. Corbett J.W., Watkins G.D. Production of Devacancies and Vacancies by Electron Irradiation of Silicon//Phys. Rev. 1965. Vol. 138, N 24.P. A555-560.
9. Kimerling L.C. Defect Studies in Electron-Bombarded Silicon: Capacitance Transient analyses//Radiation Effects in Semiconductors, Conf. 1976. London-Bristol: Institute of Physics, 1977. P. 221-230.
10. Васильев А.В., Смагулова С.А., Смирнов Л.С. Отжиг дивакансий в кремнии, облученном быстрыми нейтронами // Физика и техника полупроводников. 1986. Т.20. Вып. 3. С. 561-564.
11. Физические процессы в облученных полупроводниках / Под ред. Л.С. Смирнова. Новосибирск: Наука, 1977.
12. Seeger A., Foll N., Frank W. Self-Interstitials, Vacancies and their Clusters in Silicon and Germanium//Defects and Radiation Effects in Semiconductors, Conf. 1978. London-Bristol: Institute of Physics, 1979. P. 12-27.
13. The Status of Defect Studies in Silicon/J.W. Corbett, J.C. Bourgoin, L.J. Cheng//Radiation Effects in Semiconductors, Conf. 1976. London-Bristol, 1977. P. 1-11.
14. Влияние температуры облучения и вида легирующей примеси на процессы дефектообразования в кремнии *n*-типа, облученного электронами / В.С. Вавилов, В.Б. Глазман, Н.У. Исаев и др. // Физика и техника полупроводников. 1973. Т. 7. С. 1377-1381.
15. Мурин Л.И. Взаимодействие собственных дефектов решетки с примесями в кремнии: Дис. . . канд. физ.-мат. наук. Минск, 1981. 171 с.
16. Взаимодействие атомов водорода и радиационных дефектов при ионном внедрении H^+ в кремний / В.А. Ботвин, Ю.В. Горелкинский, В.А. Кудряшев, В.О. Сигле // Физика и техника полупроводников. 1974. Т. 8. Вып. 8. С. 1614-1616.
17. Тамендаров М.Ф. Легирование кремния внедрением ионов водорода: Дис. . . канд. физ.-мат. наук. Алма-Ата, 1983. 115 с.

18. Колодин Л.Г. Исследование процессов образования и отжига радиационных дефектов в кремнии p -типа, облученном электронами: Дис. . . канд. физ.-мат. наук. Алма-Ата, 1980. 100 с.

19. Грегори Б.Л., Сандер Х.Х. Нестационарный отжиг дефектов в облученных кремниевых приборах // Труды института инженеров электрон. и радиотехн. 1970. Т. 58. № 9. С. 34–49.

20. Kuznetsov V.I., Lugakov P.F. Study of Radiation Defect Clusters, Their Structure and Properties in Proton-Irradiated Silicon // Phys. Stat. Solidi (a). 1982. V. 70. P. 387–395.

21. Смагулова С.А. Исследование взаимодействия между радиационными дефектами в кремнии: Дис. . . канд. физ.-мат. наук. Новосибирск, 1982. 189 с.

22. Конозенко И.Д., Семенов А.К., Хиврич В.И. Радиационные эффекты в кремнии. Киев: Наукова думка, 1974.

23. Коноплева Р.Ф., Остроумов В.Н. Взаимодействие заряженных частиц высоких энергий с германием и кремнием. М.: Атомиздат, 1975.

24. Миронов Ю.А. Изменение электрофизических свойств кремния, облученного нейтронами: Автореф. дис. . . канд. физ.-мат. наук. М., 1976.

25. Карпов В.Г., Шик А.Я., Шкловский Б.И. К теории эффекта Холла в случайно-неоднородных полупроводниках // Физика и техника полупроводников. 1982. Т. 16. Вып. 8. С. 1406–1411.

26. Curtis O.L., Srour J.R. Recombination within Disordered Regions: Influence of Barrier Height on Recombination Rate and Injection Level Effects // IEEE Trans. of Nucl. Sci. 1973. Vol. NS-20, N 6. P. 196–203.

27. Leadon R.E. Model for Short-Term Annealing of Neutron Damage in p -Type Silicon // Ibid. 1970. Vol. NS-17, N 6. P. 110–117.

28. Крамер-Агеев Е.А., Миронов Ю.А. Особенности рекомбинации на сложных радиационных дефектах в кремнии, облученном быстрыми нейтронами // Физика и техника полупроводников. 1975. Т. 9. Вып. 12. С. 2266–2271.

29. Шик А.Я. Фотопроводимость случайно неоднородных полупроводников. // Журн. эксперим. и теор. физ. 1975. Т. 68. Вып. 5. С. 1859–1867.

30. Stein N.J., Gereth R. Introduction Rates of Electrically Active Defects in n - and p -Type Silicon by Electron and Neutron Irradiation // J. Appl. Phys. 1968. Vol. 39, N 6. P. 2890–2904.

31. Эффективность образования дефектов в n -кремнии при облучении электронами с энергией 1 МэВ / А.Н. Крайчинский, Л.В. Мизрухин, Н.И. Осташко, В.И. Шаховцев // Физика и техника полупроводников. 1985. Т. 19. Вып. 12. С. 2202–2204.

32. Rozenzweig W., Smits F.M., Brown W.L. Energy Dependence of Proton Irradiation Damage in Silicon // J. Appl. Phys. 1964. Vol. 35, N 9. P. 2707–2711.

33. Изменение концентрации носителей тока в кремнии при облучении быстрыми электронами / И.Д. Козлов, Т.А. Логвиненко, П.Ф. Лугаков, В.Д. Ткачев // Физика и техника полупроводников. 1974. Т. 8. Вып. 8. С. 1431–1435.

34. Haddad I.V., Bunbury P.C. Energy Dependence of Anisotropy of Defect Production in Electron Irradiated Diamond-Type Crystals. I. Experimental Measurements on n - and p -Type Silicon // Phys. Mag. 1966. Vol. 14, N 130. P. 829–840.

35. Flicker H., Loferski J.J., Scot-Monsk J. Radiation Defect Introduction Rates in n - and p -Type Si in Vicinity of the Radiation Damage Threshold // Phys. Rev. 1962. Vol. 128, N 6. P. 2557–2563.

36. Flicker H., Patterson W.R. Theoretical Calculation of the Direct Production of V_2 in Si // J. Appl. Phys. 1966. Vol. 37, N 12. P. 4998–4999.

37. Городецкий С.М., Крейнин Л.Б. Влияние областей разупорядочения на рекомбинацию в облученном p -кремнии // Физика и техника полупроводников. 1974. Т. 8. Вып. 4. С. 667–671.

38. Wohlleben K. Schadgungskonstante von Si-NP-Solarzellen bei Bestrahlung mit Elektronen und Protonen // Z. fur angewandte Physik. 1969. Bd 28, N 4. S. 183–189.

39. Рекомбинация носителей тока в *n*-кремнии, облученном быстрыми электронами / П.Ф. Лугаков, С.В. Мишук, В.В. Ноздрина, В.Д. Ткачев // Радиационные дефекты в полупроводниках. Минск: Изд-во БГУ, 1972, с. 85–86.
40. Маслов Н.И., Пугачев Г.Д., Хейфец М.И. Эффективность радиационного воздействия электронов с энергией 3–1000 МэВ на кремний // Физика и техника полупроводников. 1982. Т. 16. Вып. 3. С. 513–516.
41. Van Lint V.A., Leadon R.E., Colwell J.F. Energy Dependence of Displacement Effects in Semiconductors // IEEE Trans. of Nucl. Sci. 1972. Vol. NS-19, N 6. P. 181–185.
42. Иванов Г.М. Об энергетической зависимости поврежденных монокристаллов кремния при бомбардировке протонами и электронами. // Второй Всесоюзный симпозиум по взаимодействию атомных частиц с твердым телом. М.: Изд-во МГУ, 1972, с. 308–311.
43. Srouf J.R., Othmer S., Chui K.T. Electron and Proton Damage Coefficients in Low-Resistivity Silicon // IEEE Trans. of Nucl. Sci. 1975. Vol. NS-22, N 6. 2656–2662.
44. Cleland J.W., Bass R.F., Crawford J.H. The Nature and Yield of Photon and Neutron Induced Defects in Semiconductors // Radiation Damage in Semiconductors. Paris: Roysumont, 1964. P. 401–406.
45. О влиянии областей разупорядочения на рекомбинацию в облученном протонами *p*-кремнии / К.С. Азимов, С.М. Городецкий, Г.М. Григорьева и др. // Физика и техника полупроводников. 1973. Т. 7. Вып. 8. С. 1526–1532.
46. Andersen N.H., Ziegler J.F. Stopping Powers and Ranges in All Elemental Matter. New York: IBM Research. 1978. Vol. 3.
47. Таблицы параметров пространственного распределения ионно-имплантированных примесей / А.Ф. Буренков, Ф.Ф. Комаров, М.А. Кумахов, М.М. Темкин // Минск: Изд-во БГУ, 1980.
48. Коломенская Т.И. Исследование воздействия протонов, дейтронов и альфа-частиц средней энергии на кристаллический кремний: Дис. . . канд. физ.-мат. наук. М., 1970.
49. The Dependence of the Resistance Profile in Silicon Irradiated with Hydrogen and Helium Ions on the Ion Energy and Fluence / Yu. V. Bulgakov, T.I. Kolomenskaja, N.V. Kuznetsov, L.A. Yazenko // Phys. Stat. Solidi (a). 1980. Vol. 61. P. K77–79.
50. Sonder E., Templeton L.C. Gamma Irradiation of Silicon. II. Levels in *n*-Type Flote-Zone Material // J. Appl. Phys. 1963. Vol. 34, N 11. P. 3295–3301.
51. Сравнение изменения электрических свойств кремния при облучении нейтронами реактора и 14,5 МэВ / Б.В. Коба, Е.А. Крамер-Агеев, Ю.А. Миронов, В.П. Ярына // Физика и техника полупроводников. 1975. Т. 9. Вып. 10. С. 1802–1805.
52. Булгаков Ю.В., Коломенская Т.И., Кузнецов Н.В. Скорость удаления основных носителей в кремнии, облученном тяжелыми заряженными частицами. // Физика и техника полупроводников. 1973. Т. 7. Вып. 12. С. 2236–2239.
53. Кузнецов В.И., Лугаков П.Ф., Шуша В.В. Радиационные дефекты в кремнии, облученном высокоэнергетическими протонами и гамма-квантами, их природа и свойства. / Ред. журн. Вестник БГУ, Минск, 1978. Деп. ВИНТИ № 2627-78.
54. Bielle-Daspert D. Effective Recombination Level in *n*- and *p*-Type Silicon Irradiated by 4.5 MeV Electrons // Solid-State Electron. 1973. Vol. 16. P. 1103–1123.
55. Van Lint V.F., Gigas G., Barengoltz J. Correlation of Displacement Effects Produced by Electrons, Protons and Neutrons in Silicon // IEEE Trans. of Nucl. Science. 1975. Vol. NS-22, N 6. P. 2663–2668.
56. Curtis O.L. Effects of Oxygen and Dopant of Lifetime in Neutron-Irradiated Silicon // Ibid. 1966. Vol. NS-13. P. 33–40.
57. Действие проникающей радиации на изделия электронной техники / Под ред. Е.А. Ладьгина. М.: Советское радио, 1980.

58. Bielle-Daspert D. Recombination Centers in *n*- and *p*-Type Silicon Irradiated by Vary High Energy Protons // Radiation Damage and Defects in Semiconductors, Conf. 1972. London—Bristol: Institute of Physics. 1973. P. 129—139.

59. Васильев А.В., Смирнов Л.С., Шаймеев С.С. Об уровнях дивакансии в запрещенной зоне кремния // Физика и техника полупроводников. 1986. Т. 20. Вып. 4. С. 737—739.

60. Образование областей разупорядочения в кремнии под действием гамма-квантов высоких энергий. / Н.А. Иванов, В.И. Касилов, В.Ф. Космач и др. // Физика и техника полупроводников. 1975. Т. 9. Вып. 12. С. 2369—2371.

61. Stein H.J. Defects in Silicon: Concepts and Correlations. Radiation Effects in Semiconductors, Conf. 1970. Lond. —N.Y. —Paris: Gordon and Breach, 1971. P. 125—140.

62. Мордкович В.Н., Соловьев С.П., Харченко В.А. Проводимость кремния, подвергнутого нейтронному облучению // Физика и техника полупроводников. 1974. Т. 8. Вып. 1. С. 210—213.

63. Особенности термической перестройки радиационных дефектов в кремнии, облученном протонами, дейтронами и альфа-частицами / Ю.В. Булгаков, Е.А. Игнатова, Т.И. Коломенская, Н.В. Кузнецов // Физика и техника полупроводников. 1980. Т. 14. Вып. 10. С. 2065.

64. Bulgakov Yu. V., Kuznetsov N.V., Yazenko L.A. The Effect of Annealing upon the Resistivity Distribution in Subsurface Layers of Silicon Irradiated With Hydrogen and Helium Ions // Phys. Stat. Solidi (a). 1980. Vol. 61. P. K81—82.

65. Van Lint V.A., Leadon R.E. Implications of Cluster Model of Neutron Effects in Silicon // Lattice Defects in Semiconductors, Conf. 1974. London—Bristol: Institute of Physics, 1975, p. 227—232.

66. Емцев В.В., Машовец Т.В., Назарян Е.Х. Метастабильные пары Френкеля в кремнии // Физика и техника полупроводников. 1982. Т.16. Вып. 4. С. 687—691.

67. Винецкий В.Л., Енгинзон И.Р., Холодарь Г.А. О "пороговой" энергии образования дефектов Френкеля быстрыми частицами // Там же. 1979. Т. 13. Вып. 5. С. 912—918.

68. Витовский Н.А., Мустафакулов Д., Чекмарева А.П. О величине пороговой энергии смещения атомов в полупроводниках // Там же. 1977. Т. 11. Вып. 9. С. 1747—1753.

69. Кинчин Г.Х., Пиз Р.С. Смещение атомов твердых тел под действием излучения // Успехи физ. наук. 1956. Т. 60, № 4. С 590—615.

70. Integral Equations Covering Radiation Effects Notes on Atomic Collision II / J. Lindhard, V. Nielson, M. Scharff, P.V. Thomsen. Mat. Fys. Medd. Kang. Dansk. Vid. Selsk. 1963. Vol. 33, N 10.

71. Визгин Ю.И., Иванов Н.А., Труфанов А.И. Разработка нового метода прогнозирования радиационного воздействия на свойства материалов и приборов. Л.: ЛПИ им. М.И. Калинина, 1978. Деп. ВИНТИ № 3699-78.

72. Вклад продуктов ядерных реакций в образовании простых дефектов в кремнии при облучении электронами и γ -квантами / Н.А. Иванов, В.Ф. Космач, В.И. Кулаков и др. // Физика и техника полупроводников. 1975. Т. 9. Вып. 6. С. 1049—1052.

73. Theoretical and Experimental Determinations of Neutron Energy Deposition in Silicon / E.C. Smith, D. Binder, P.A. Compton, R.I. Welbur // IEEE Trans. of Nucl. Sci. 1966. Vol. NS-13, N 6. P. 11—17.

74. Расчет числа дефектов, образованных в кремнии быстрыми нейтронами / В.Ф. Космач, В.М. Кулаков, В.И. Остроумов, А.М. Петухов // Физика и техника полупроводников. 1972. Т. 6. Вып. 2. С. 420—422.

75. Burke E.A. Energy Dependence of Proton-Induced Displacement Damage in Silicon // IEEE Trans. of Nucl. Science. 1986. Vol. NS-33, N 6. P. 1276—1281.

76. Моделирование на ЭВМ и экспериментальное исследование пробегов, разброса пробегов и пространственного распределения радиационных дефектов при облучении кремния протонами / Ю.В. Булгаков, В.А. Зарицкая, Т.И. Коломенская и др. // Труды X совещания по проблеме применения пучков заряженных частиц для изучения состава и свойств веществ. Москва, 1979. М.: Изд-во МГУ, 1980, с. 496–503.

77. Аккерман А.Ф., Ботвин В.А., Чубисов М.А. Энергетическая зависимость протонного повреждения в кремнии // Изв. АН КазССР, сер. физ.-мат. 1974, № 6, С. 50–55.

78. Colwell J.F. Correlation of Proton Damage of Si With Neutron and Electron Damage // Radiat. Eff. 1975. Vol. 24, N 3–4. P. 239–245.

79. Взаимодействие разупорядоченных областей с точечными дефектами в кремнии *n*-типа / В.В. Болотов, А.В. Васильев, В.П. Кожевников и др. // Физика и техника полупроводников. 1978. Т. 12. Вып. 6. С. 1104–1108.

80. Накопление электрически активных центров в кремнии *n*-типа под действием электронов и легких ионов / Ю.В. Булгаков, Т.И. Коломенская, Н.В. Кузнецов, Б.В. Шемаев // Там же. 1975. Т. 9. Вып. 10. С. 1802–1806.

81. Жуковский П.В., Стельмах В.Ф., Ткачев В.Д. Дефектообразование в каскадах и аморфизация кремния // Международная конференция по радиационной физике полупроводников и родственных материалов. Тбилиси: Изд-во ТБГУ, 1980, с. 401–404.

82. Городецкий С.М., Крейнин Л.Б. Возможный механизм образования сложных радиационных дефектов в кремнии, введенных электронным облучением // Докл. АН СССР. 1968. Т. 181, № 1. С. 46–48.

83. Mottet S., Roizes A. Defect Formation Kinetics in Irradiated Silicon at 300 K. // Defects and Radiation Effects in Semiconductors. Conf. 1978. London–Bristol: Institute of Physics, 1979. P. 281–286.

84. Акилов Ю.З., Ленченко В.М. Каскады смещений в Si и Ge (машинное моделирование) // Физика и техника полупроводников. 1974. Т. 8. Вып. 1. С. 30–38.

85. Ленченко В.М. Теория дефектообразования при имплантации ионов в полупроводники // Физико-химия твердого тела. Красноярск: Изд-во КрГУ, 1978, с. 3–13.

86. Винецкий В.Л., Кондрачук А.В. О пороге образования кластера радиационных дефектов в полупроводнике // Физика и техника полупроводников. 1976. Т. 10. Вып. 2. С. 366–367.

87. Крамер-Агеев Е.А., Миронов Ю.А. Влияние сложных радиационных дефектов на изменение электрофизических свойств полупроводников // Влияние ионизирующих излучений на свойства диэлектриков и полупроводников. М.: Атомиздат, 1979, с. 85–92.

88. Вклад точечных и каскадных дефектов в изменение электропроводности облученного кремния / Н.В. Кузнецов, Ю.В. Булгаков, Т.И. Коломенская, Б.В. Шемаев // Международная конференция по радиационной физике полупроводников и родственных материалов. Тбилиси: Изд-во ТБГУ, 1980, с. 345–349.

89. Остроумов В.И., Соловьев Г.Г., Труфанов А.И. Прогнозирование радиационных изменений электропроводности кремния в области значений поглощенных доз до 500 кГр. Физика и техника полупроводников, 1988, т. 22, вып. 7, с. 1273–1276.

90. Труфанов А.И., Соловьев Г.Г., Остроумов В.И. Прогнозирование радиационной стойкости МОП-приборов Иркутский политехн. ин-т. Иркутск, 1988. Деп. ВНИТИ № 6368–В86.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Глава 1. Радиационные дефекты и их влияние на электрические характеристики кремния	5
1.1. Природа и свойства радиационных дефектов	5
1.2. Связь основных электрических параметров полупроводника с параметрами дефектов	13
Глава 2. Изменение электрических характеристик кремния при воздействии высокоэнергетических излучений	23
2.1. Изменение свойств кремния в зависимости от параметров излучений	23
2.2. Изменение свойств кремния в зависимости от его исходных параметров	32
2.3. Изменение свойств кремния в зависимости от температуры	41
2.4. Определение свойств полупроводника при воздействии немонотонного излучения	51
Глава 3. Образование и накопление простых радиационных дефектов	54
3.1. Основные представления и формулы	54
3.2. Влияние энергии первично смещенного атома на количество простых дефектов	57
3.3. Линейная плотность простых радиационных дефектов	62
Глава 4. Образование и накопление сложных радиационных дефектов	69
4.1. Точечные радиационные дефекты	69
4.2. Области скопления радиационных дефектов	78
4.3. Прогнозирование с использованием радиационного воздействия	88
Список литературы	90

Научное издание

Кузнецов Николай Викторович
Соловьев Геннадий Георгиевич

РАДИАЦИОННАЯ СТОЙКОСТЬ КРЕМНИЯ

Редактор *Крутикова О.Н.*
Редактор издательства *Путилова Е.А.*
Художественный редактор *А.Т. Кирьянов*
Технический редактор *Хабарова О.И.*
Корректор *Гладкова Л.А.*
ИБ № 2925

Набор выполнен в издательстве. Подписано в печать с оригинала-макета 09.03.89.
Т-09193. Формат 60 x 88 1/16. Бумага офсетная № 2. Печать офсетная.
Усл. печ.л. 5,88. Усл.кр.-отт. 6,12. Уч.-издл. 6,51. Тираж 1500 экз. Заказ 1028.
Цена 1 р. 30 к.

Энергоатомиздат, 113114, Москва, М-114, Шлюзовая наб., 10.

Отпечатано в Московской типографии № 9 МПО "Всесоюзная книжная палата"
Госкомиздата СССР.

109033, Москва, Волочаевская ул., 40.

