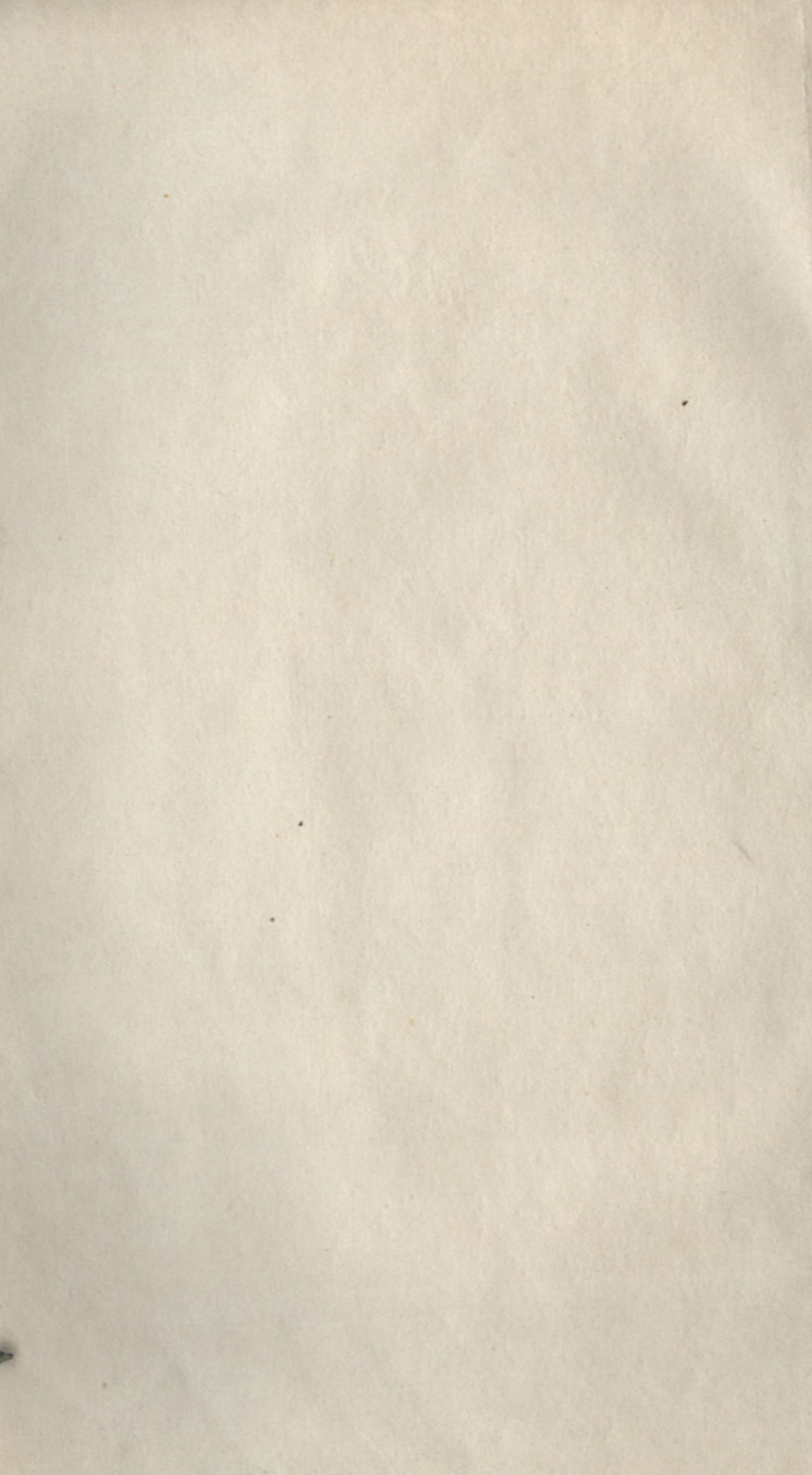


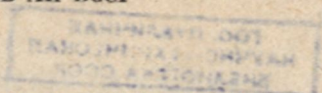
Ф. П. КОРШУНОВ, Г. В. ГАТАЛЬСКИЙ,  
Г. М. ИВАНОВ

**Радиационные  
эффекты  
в полу-  
проводниковых  
приборах**





ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА  
И ПОЛУПРОВОДНИКОВ АН БССР



Ф. П. КОРШУНОВ, Г. В. ГАТАЛЬСКИЙ, Г. М. ИВАНОВ

**Радиационные  
эффекты  
в полу-  
проводниковых  
приборах**

6П2.15  
К66  
УДК 621.382

85  
711

ГОС. ПУБЛИЧНАЯ  
НАУЧНО-ИЗДАТЕЛЬСКАЯ  
БИБЛИОТЕКА СССР

Э - 78 - 34 1105

Коршунов Ф. П., Гатальский Г. В., Иванов Г. М. Радиационные эффекты в полупроводниковых приборах. М., «Наука и техника», 1978, 232 с.

В книге на уровне последних достижений советских и зарубежных ученых обобщены результаты изучения радиационных эффектов, возникающих в полупроводниковых приборах различных классов при воздействии на них проникающих излучений. Дegradaция параметров полупроводниковых приборов при облучении рассматривается с единой точки зрения, при этом учитываются как радиационные изменения полупроводниковых материалов, так и процессы на границах раздела. Особое внимание уделяется рассмотрению тех вопросов, которые ранее в монографической литературе освещались недостаточно или вообще не обсуждались.

Книга предназначена для научных работников и аспирантов, занимающихся исследованием радиационных повреждений в полупроводниках и полупроводниковых приборах, а также для разработчиков приборов и специалистов, работающих в области электронной, радиоэлектронной и ядерной техники. Она может быть полезна студентам старших курсов вузов, специализирующимся в области физики и техники полупроводников и полупроводниковых приборов.

Таблиц 14. Иллюстраций 82. Библиография — 548 названий.

Редактор  
академик АН БССР Н. Н. СИРОТА

Рецензенты:  
доктор технических наук В. А. Лабунов,  
кандидат физико-математических наук А. Г. Дутов

30407—059  
К 102—78  
М316—78

© Издательство «Наука и техника», 1978.



## ПРЕДИСЛОВИЕ

Высокая чувствительность полупроводников и полупроводниковых приборов к воздействию радиации привела к тому, что в последнее время проблемы влияния радиации на физические свойства материалов, характеристики, надежность и стабильность работы приборов полупроводниковой электроники стали весьма актуальными. Широкое использование излучений высоких энергий в практике, развитие ядерной энергетики и космических исследований выдвигают требования создания материалов и приборов, устойчивых к радиации, выяснения возможностей радиационной технологии, разработки рациональных режимов работы приборов в условиях радиационных воздействий. Весьма важно также выяснение устойчивости повреждений, вызываемых радиацией, и возможных путей восстановления характеристик полупроводниковых приборов.

В процессе облучения свойства полупроводниковых материалов и изготовленных на их основе приборов претерпевают существенные изменения вследствие возникновения различного рода радиационных дефектов, изменяющих концентрацию, подвижность и время жизни носителей заряда. Эффективность радиационного воздействия в большой мере зависит от степени совершенства исходных материалов, характера их легирования, структуры  $p-n$ -переходов, от особенностей протекания физических явлений, на использовании которых основаны принципы работы приборов, от их геометрии и конструктивных особенностей.

В книге в сжатой форме рассматривается роль главных факторов, обуславливающих радиационную стойкость материалов и приборов полупроводниковой электроники. Дается характеристика радиационных дефектов, процессов их появления и механизмов влияния на физические свойства полупроводниковых материалов, главным образом кремния, арсенида и фосфида галлия, и изготовленных из них приборов. Большое внимание уделяется выявлению действия радиации на характеристики и структуру  $p-n$ -переходов в полупроводниках. Анализируется поведение в условиях радиационных воздействий основных характеристик различного рода диодов, включая рекомбинационно-излучающие и лазерные, тиристоры,



транзисторов, а также МДП-структур и интегральных схем. На примере рассмотренных приборов показан общий подход к методам оценки радиационной стойкости изделий полупроводниковой электроники. В то же время анализ механизма и особенностей радиационных воздействий на конкретные типы приборов строится на основе понимания принципов их работы и учета физических факторов, обуславливающих специфику влияния радиации.

Необходимо отметить стремление авторов подчеркнуть не только негативную сторону влияния радиации, но и обратить внимание на возможности ее использования для улучшения характеристик полупроводниковых приборов. Этому вопросу посвящена отдельная глава.

При написании книги авторы широко использовали оригинальные результаты собственных исследований.

Отличительной особенностью предлагаемой читателю монографии является то, что в ней практически впервые с единой точки зрения рассмотрено влияние радиационных воздействий на полупроводниковые материалы и большой класс приборов на их основе. Книга, несомненно, будет представлять интерес для широкого круга научных работников и инженеров, связанных с разработкой и использованием приборов полупроводниковой электроники.

*Н. Н. СИРОТА*

## ВВЕДЕНИЕ

Расширение сфер использования ядерной энергии, развитие космических исследований поставили новую важную задачу — получение материалов, способных длительное время работать в условиях воздействия излучений естественных и искусственных радиационных полей. Натурные испытания и моделирование радиационной обстановки позволили установить, что наибольшей чувствительностью к воздействию радиации обладают полупроводники. При облучении в полупроводниковых элементах и устройствах имеют место радиационные эффекты, приводящие к изменению параметров электронной аппаратуры, сокращению сроков ее работы, сбоям и выходу из строя [1]. В связи с этим возникла необходимость прогнозирования поведения полупроводниковых приборов в радиационных полях, разработки и создания новых элементов и устройств с повышенной радиационной стойкостью.

Радиационной стойкостью аппаратуры, ее комплектующих элементов и материалов называют их свойство сохранять свои параметры в пределах установленных норм как во время, так и после воздействия ядерного излучения [2]. Она обычно характеризуется величиной интегрального потока или дозой облучения, при которой параметры облучаемого объекта исследования выходят за пределы допускаемой нормы.

Различные полупроводниковые приборы по своей радиационной стойкости существенно отличаются друг от друга [3], так как последняя зависит от многих факторов, в частности от исходных свойств полупроводниковых кристаллов [4—9], физических принципов работы приборов, конструктивно-технологических особенностей изготовления, процессов в переходных областях слоистых структур.

В работах советских и зарубежных ученых показана сложность процессов, происходящих при взаимодействии излучений с кристаллами. При этом могут иметь место эффекты смещения и ионизации [8]. Эффект смещения связан с выбиванием налетающей частицей атома из его нормального положения в кристаллической решетке и образованием простейшего типа дефектов — междоузельного атома и вакансии. Эффект ионизации представляет собой процесс выбивания орбитальных



электронов из атомов и образования заряженных ионов и свободных электронов.

Изменения характеристик полупроводниковых приборов, обусловленные смещением атомов, относят к необратимым эффектам, т. е. сохраняющимся после воздействия радиации. Эти эффекты иногда называют объемными, поскольку смещения атомов происходят в объеме кристалла. Процессы ионизации приводят обычно к двум видам изменений характеристик приборов. Ионизация, протекающая в объеме кристалла и приводящая к генерации неравновесных носителей заряда, обуславливает появление обратимых изменений, т. е. исчезающих после прекращения действия радиации. Ионизация, происходящая вблизи поверхности кристалла или границ раздела слоев металла, диэлектрика и полупроводника, приводит, как правило, к полубратимым изменениям характеристик приборов, медленно релаксирующим после облучения. Такие эффекты относят к поверхностным. Их возникновение обуславливается накоплением и миграцией зарядов в диэлектрике, усиливающимися при наличии электрических полей.

Процессы, протекающие в кристаллах при воздействии, например, гамма-нейтронного импульса ядерного взрыва, называют нестационарными, или переходными. К ним в равной степени относятся процессы, связанные с эффектом ионизации и с эффектом смещения и протекающие в течение долей секунды.

При более глубоком рассмотрении процессы, наблюдающиеся при воздействии радиации, оказываются значительно сложнее. Возможность появления каскадных смещений, приводящих к образованию в полупроводниках так называемых областей разупорядочения, миграция междоузельных атомов и вакансий по кристаллической решетке, их взаимодействие между собой, с атомами примесей и другими несовершенствами кристалла [4—7] затрудняют анализ радиационных эффектов в полупроводниковых приборах. Немаловажную роль при прохождении частиц через кристаллическую решетку играют также процессы каналирования, которые, как отметил Н. Н. Сирота [10], могут сопровождаться излучением вследствие пульсирующего криволинейного характера движения частицы в периодическом поле с градиентами потенциала, направленными как вдоль, так и поперек каналов.

Образующиеся в результате смещения первичные радиационные нарушения, концентрация которых пропорциональна интегральному потоку излучения, трансформируются затем в более сложные радиационные дефекты. Процессы образования, накопления и перестройки дефектов зависят от ряда факторов, таких, как вид и энергия излучения, температура облучения, тип химических примесей в кристалле. Наличие



в кристаллической решетке полупроводникового кристалла различных по своей природе радиационных дефектов обуславливает появление в запрещенной зоне широкого спектра дополнительных энергетических уровней.

Радиационные дефекты могут находиться в различных зарядовых состояниях и выступать как центры рекомбинации, уменьшая время жизни неосновных носителей заряда, как центры захвата, снижая концентрацию, и как центры рассеяния, уменьшая подвижность носителей заряда. В зависимости от природы радиационных дефектов и других факторов их термическая устойчивость различна.

В настоящей книге рассматриваются радиационные эффекты в основных классах полупроводниковых приборов (диодах, биполярных и МДП-транзисторах, тиристорах, полупроводниковых источниках света и лазерах, интегральных микросхемах), а также затрагиваются вопросы использования излучений в технологии. Поскольку радиационные эффекты в полупроводниковых приборах зависят от нарушений в исходных материалах, в книге приводятся результаты влияния радиационных воздействий на свойства полупроводниковых материалов.

Авторы отчетливо представляли, что в пределах небольшой книги все сложные вопросы радиационных повреждений в полупроводниковых приборах осветить невозможно, поэтому ограничились рассмотрением только тех, которые, на их взгляд, представляются наиболее важными и ранее в монографической литературе рассматривались в меньшей степени.

## ОСНОВЫ РАДИАЦИОННОГО ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЯ В КРИСТАЛЛАХ

### § 1.1. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЙ С ТВЕРДЫМ ТЕЛОМ

Теория дефектообразования в твердом теле при воздействии ядерных излучений (гамма-квантов, электронов, нейтронов, протонов и тяжелых ионов) основывается на предположении о наличии двух процессов. Первичный процесс — это взаимодействие между излучением и атомом твердого тела, сопровождающееся сообщением ему энергии и выбиванием его из узла кристаллической решетки. Вторичный процесс — это взаимодействие выбитого атома с соседними атомами. При достаточной энергии первично выбитого атома может развиться каскад атомных соударений, сопровождающийся вторичными смещениями атомов из их нормальных положений. Предполагают также, что простейшими радиационными дефектами в кристалле являются вакансии и смещенные в междоузлия атомы, т. е. дефекты Френкеля.

Для оценки повреждений, вызванных воздействием того или иного вида излучения, обычно производится расчет количества смещенных атомов, образованных в единице объема твердого тела. Поскольку при образовании каскада столкновений между собой взаимодействуют атомы облучаемого материала, различия в количестве смещенных атомов и их пространственном распределении определяются лишь энергией первично выбитого атома.

Энергию атома отдачи находят как функцию угла отдачи, используя законы сохранения импульса и энергии.

Если столкновения частиц упругие, то в соответствии с классической нерелятивистской механикой энергия атома отдачи  $T$  определяется [9] как

$$T = \frac{4M_1M_2}{(M_1 + M_2)^2} E \sin^2 \frac{\varphi}{2}, \quad (1.1)$$

где  $M_1$  и  $M_2$  — массы налетающей и покоящейся частиц;  $E$  — энергия налетающей частицы;  $\varphi$  — угол отдачи между направлениями движения частицы до и после столкновения.



При лобовом столкновении происходит передача максимальной энергии

$$T_{\text{макс}}(E) = \frac{4M_1M_2}{(M_1 + M_2)^2} E. \quad (1.2)$$

Энергию атома отдачи в функции максимально возможной передаваемой энергии можно записать в виде

$$T = T_{\text{макс}}(E) \sin^2(\varphi/2). \quad (1.3)$$

Обычно предполагается существование минимальной энергии отдачи  $T_d$ , необходимой для необратимого смещения ато-

Таблица 1.1

Пороговые энергии смещения  $T_d$  в полупроводниках

Материал	$T_d$ , эВ	Температура, К	Литература
Si	13	300	[11]
	20,9	300	[12]
	22	80	[13]
Ge	12,7	263	[14]
	15,5	300	[15]
	23	300	[12]
	14	80, 270	[16]
	30	80	[17]
GaP	330+30 кэВ*)	300	[18]
GaAs	9,1 (Ga); 9,8 (As)	300	[19]
	9,0 (Ga); 9,4 (As)	300	[9]
	45	300	[20]
	15	77	[21]
GaSb	6,2 (Ga); 7,5 (Sb)	77	[22]
InP	6,7 (In); 8,7 (P)	77	[19]
InAs	6,7 (In); 8,3 (As)	77	[19]

\*) Энергия электронов, при которой начинают образовываться смещения.

ма из узла кристаллической решетки в междоузлие. Эта энергия получила название пороговой энергии смещения.  $T_d$  зависит от направления отдачи и температуры кристалла. Ее вычисление представляется весьма сложным. Экспериментальные значения  $T_d$  приведены в табл. 1.1.

Аналогично  $T_d$  существует пороговая энергия бомбардирующих частиц  $T_{\text{мин}}$  для которой  $T_d$  есть максимально возможная энергия отдачи, т. е.

$$T_{\text{мин}} = \frac{(M_1 + M_2)^2}{4M_1M_2} T_d. \quad (1.4)$$



Для заряженных частиц с массой, по крайней мере не меньшей массы протона, в диапазоне энергий, представляющих интерес для радиационных нарушений, пригодно классическое приближение.

Однако для электронов, скорости которых близки к скорости света, столкновения должны рассматриваться на основании релятивистской квантовой механики. Зейтц и Келер [23] показали, что в этом случае максимальная энергия, передаваемая атому с массой  $M$  налетающим электроном, определяется выражением

$$T_{\text{макс}}(E) = 2(E + 2mc^2)E/Mc^2, \quad (1.5)$$

где  $m$  — масса электрона;  $E$  — его энергия в Мэв. При этом  $T_{\text{макс}}(E)$  получается в электронвольтах.

Чтобы рассчитать число атомов отдачи с энергией в интервале от  $T$  до  $T + dT$ , надо знать функцию углового распределения, дающую вероятность отдачи в интервале от  $\varphi$  до  $\varphi + d\varphi$ . Ее можно получить, если известны силы взаимодействия между сталкивающимися частицами.

Силы взаимодействия выражаются потенциальной энергией  $V(r)$ , возникающей в результате многочастичных взаимодействий налетающей частицы с орбитальными электронами и ядром атома на расстоянии  $r$ . В случае атом-атомных столкновений, имеющих место в процессе развития каскада столкновений, определение  $V(r)$  весьма сложно. Однако теоретические исследования [24], выполненные для атомов инертного газа на основе модели Томаса—Ферми—Дирака, показали, что потенциал взаимодействия при  $r > a_0$  ( $a_0$  — боровский радиус атома водорода) ведет себя как потенциал Борна—Майера

$$V(r) = A \exp(-r/B), \quad (1.6)$$

где  $A$  и  $B$  — постоянные, зависящие от упругих свойств твердого тела. При  $r < a_0$   $V(r)$  ведет себя как экранированный кулоновский потенциал:

$$V(r) = (Z_1 Z_2 q^2 / r) \exp(-r/a), \quad (1.7)$$

где  $Z_1$  и  $Z_2$  — атомные номера сталкивающихся частиц;  $q$  — заряд электрона;  $a$  — радиус экранирования, в боровском приближении  $a = a_0 / \sqrt{Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}}$ .

При  $r \ll a_0$  экранированный кулоновский потенциал переходит в простой:

$$V(r) = Z_1 Z_2 q^2 / r. \quad (1.8)$$

В столкновениях, близких к лобовым, при относительно низких энергиях, имеющих место в каскадных процессах, используется метод приближения к столкновению упругих твер-

дых сфер радиусом  $\rho$ . Тогда при  $r > 2\rho$   $V(r) = 0$ , при  $r = 2\rho$  потенциал резко возрастает, а  $r < 2\rho$  вообще недостижимо. Иными словами, в системе с началом координат в центре масс двух сталкивающихся атомов потенциальная энергия взаимодействия  $V(2\rho)$  равна половине кинетической энергии налетающего атома.

Зная потенциал взаимодействия и решив уравнение траекторий для сталкивающихся частиц, можно найти дифференциальное поперечное сечение рассеяния  $d\sigma$ , определяющее вероятность передачи энергии  $T$  в интервале  $dT$ .

**Тяжелые заряженные частицы.** При энергиях порядка нескольких миллионов электронвольт и выше столкновения тяжелых заряженных частиц (протонов, дейтонов, альфа-частиц и т. д.) с атомами твердого тела будут достаточно близкими, чтобы пренебречь экранированием и использовать при расчетах обычный кулоновский потенциал  $V(r)$ .

Решение уравнения траекторий для простого кулоновского потенциала в случае нерелятивистских классических частиц приводит [25] к закону рассеяния Резерфорда. Дифференциальное поперечное сечение рассеяния записывается при этом в виде

$$d\sigma = \left( \frac{Z_1 Z_2 q^2}{2\mu v^2} \right)^2 \frac{1}{\sin^4(\varphi/2)} d\omega, \quad (1.9)$$

где  $\mu = M_1 M_2 / (M_1 + M_2)$  — приведенная масса сталкивающихся частиц;  $d\omega$  — элемент телесного угла в направлении  $\varphi$ ,  $d\omega = 2\pi \sin \varphi = 4\pi \sin(\varphi/2) \cos(\varphi/2) d\varphi$ . Дифференцируя (1.9), можно перейти от угловых зависимостей к энергетическим и получить необходимое для расчетов дифференциальное поперечное сечение столкновений, сопровождающихся передачей покоящемуся атому энергии в интервале от  $T$  до  $T + dT$ :

$$d\sigma(E, T) = \frac{\pi M_1 Z_1^2 Z_2^2 q^4}{M_2 E} \frac{dT}{T^2}. \quad (1.10)$$

Полное сечение рассеяния для столкновений с энергией отдачи  $T$  в диапазоне от  $T_d$  до  $T_{\text{макс}}$  равно:

$$\sigma(E) = \int_{T_d}^{T_{\text{макс}}} \frac{d\sigma(E, T)}{dT} dT = \frac{\pi M_1 Z_1^2 Z_2^2 q^4}{M_2 E T_d} \left( 1 - \frac{T_d}{T_{\text{макс}}} \right). \quad (1.11)$$

Вероятность образования атомов отдачи с энергией в интервале от  $T$  до  $T + dT$   $P(E, T)$  определяется отношением дифференциального сечения к полному, т. е.

$$P(E, T) dT = \frac{1}{\sigma(E)} \frac{d\sigma(E, T)}{dT} dT = \frac{T_d}{1 - T_d/T_{\text{макс}}} \frac{dT}{T^2} \quad (1.12)$$



при  $T_d \leq T \leq T_{\text{макс}}(E)$ . Отсюда средняя энергия атома отдачи  $\bar{T}(E)$  равна:

$$\bar{T}(E) = \int_{T_d}^{T_{\text{макс}}} TP(E, T) dT = \frac{T_d \ln \frac{T_{\text{макс}}(E)}{T_d}}{1 - T_d/T_{\text{макс}}(E)}. \quad (1.13)$$

В большинстве случаев  $T_{\text{макс}}(E) \gg T_d$  и знаменатель можно приравнять единице.

Таким образом,  $\bar{T}(E)$  при изменении  $E$  изменяется медленно, так как зависимость логарифмическая. Во многих случаях  $\bar{T}(E)$  лишь в несколько раз превосходит  $T_d$ , что указывает на большую вероятность появления атомов отдачи с малой энергией.

**Электроны.** Для рассеяния нерелятивистских электронов резерфордовское дифференциальное поперечное сечение может быть записано в виде

$$d\sigma = \left( \frac{Zq^2}{2mv^2} \right) \frac{1}{\sin^4(\varphi/2)} d\varphi. \quad (1.14)$$

С релятивистскими поправками выражение для рассеяния классических электронов приобретает вид, впервые полученный Дарвином [26]:

$$d\sigma = \pi \left( \frac{Zq^2}{mc^2} \right)^2 \left( \frac{1}{\beta^4 \gamma^2} \right) \cos \frac{\varphi}{2} \frac{1}{\sin^3(\varphi/2)} d\varphi, \quad (1.15)$$

где  $\beta = v/c$  — отношение скорости электрона к скорости света;  $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ ;  $\beta^2 = [\epsilon(\epsilon + 2)]/(\epsilon + 1)$ ;  $\epsilon = E/mc^2$ .

Для рассеяния электронов с  $\beta$ , близким к единице, требуется квантовомеханический подход, который осуществлен Моттом [27], получившим точное, но более сложное выражение для  $d\sigma$ . Маккинли и Фешбах [28] показали, что для элементов с низким  $Z$  можно использовать приближенное выражение дифференциального поперечного сечения рассеяния электронов в виде

$$d\sigma = \pi \left( \frac{Zq^2}{mc^2} \right)^2 \left( \frac{1}{\beta^4 \gamma^2} \right) \left[ 1 - \beta^2 \sin^2 \frac{\varphi}{2} + \right. \\ \left. + \alpha \beta \sin \frac{\varphi}{2} \left( 1 - \sin \frac{\varphi}{2} \right) \right] \cos \frac{\varphi}{2} \frac{1}{\sin^3 \frac{\varphi}{2}} d\varphi, \quad (1.16)$$

где  $\alpha \equiv Z(q^2/\hbar c) \cong Z/137$ .

Учитывая (1.3) и (1.5) и переходя от угловых зависимостей к энергетическим, можно получить дифференциальное попе-



речное сечение рассеяния электронов для столкновений с энергией атома отдачи в интервале от  $T$  до  $T+dT$ :

$$d\sigma(E, T) = \pi \left( \frac{Zq^2}{mc^2} \right)^2 \left( \frac{1}{\beta^4 \gamma^2} \right) \left[ 1 - \beta^2 \frac{T}{T_{\text{макс}}} + \alpha \beta \pi \sqrt{\frac{T}{T_{\text{макс}}}} \left( 1 - \sqrt{\frac{T}{T_{\text{макс}}}} \right) \right] \frac{T_{\text{макс}}}{T^2} dT. \quad (1.17)$$

Полное сечение рассеяния электронов для столкновений с энергией атомов отдачи выше  $T_d$  получается интегрированием (1.17) в интервале энергий от  $T_d$  до  $T_{\text{макс}}(E)$ :

$$\sigma(E) = \pi \left( \frac{Zq^2}{mc^2} \right)^2 \left( \frac{1}{\beta^4 \gamma^2} \right) \left\{ \left( \frac{T_{\text{макс}}}{T_d} - 1 \right) - \beta^2 \ln \frac{T_{\text{макс}}}{T_d} + \alpha \beta \pi \left[ 2 \left( \sqrt{\frac{T_{\text{макс}}}{T_d}} - 1 \right) - \ln \frac{T_{\text{макс}}}{T_d} \right] \right\}. \quad (1.18)$$

При больших энергиях электронов  $\sigma(E)$  стремится к постоянному значению и практически перестает зависеть от  $E$ . Это обусловлено тем, что возрастание  $T_{\text{макс}}$  при увеличении энергии электронов практически полностью компенсируется уменьшением релятивистского множителя  $1/\beta^4 \gamma^2$ .

Как и в случае тяжелых заряженных частиц (1.13), средняя энергия атомов отдачи медленно меняется с энергией электронов по логарифмическому закону.

**Гамма-кванты.** Вероятность непосредственного взаимодействия гамма-квантов с ядрами атомов мала. Обычно возникновение радиационных дефектов при гамма-облучении обуславливается непрямыми процессами, в которых образуются быстрые электроны: фотоэффектом, эффектом Комптона и рождением электронно-позитронных пар [29]. Оуэн и Холмс [30] показали, что в области энергий гамма-квантов менее 5 МэВ преобладает эффект Комптона. При более высоких энергиях наряду с этим эффектом существенную роль начинает играть образование электронно-позитронных пар. В кремнии при облучении гамма-квантами  $\text{Co}^{60}$  со средней энергией  $\sim 1,25$  МэВ комптоновское рассеяние образует электроны со средней энергией  $\sim 0,59$  МэВ, поэтому расчет количества смещенных атомов сводится к вычислению вероятности появления быстрых электронов и электронно-позитронных пар. Вклад фотоэффекта в образование радиационных дефектов незначителен.

**Нейтроны.** В случае воздействия нейтронов радиационные повреждения образуются при прямом взаимодействии с ядрами атомов. Из опытов следует, что при энергиях нейтронов

ниже 2 МэВ большинство ядер рассеивают нейтроны почти изотропно, а столкновения похожи на столкновения твердых шаров. В этом случае рассеивающий атом обладает одинаковой вероятностью получить любое значение энергии в интервале между нулем и  $T_{\text{макс}}(E)$ , определяемой из (1.2), если  $M_1$  — масса нейтрона, а  $E$  — его энергия. Дифференциальное поперечное сечение рассеяния нейтронов с передачей атомам энергии в интервале  $T + dT$  можно записать в виде

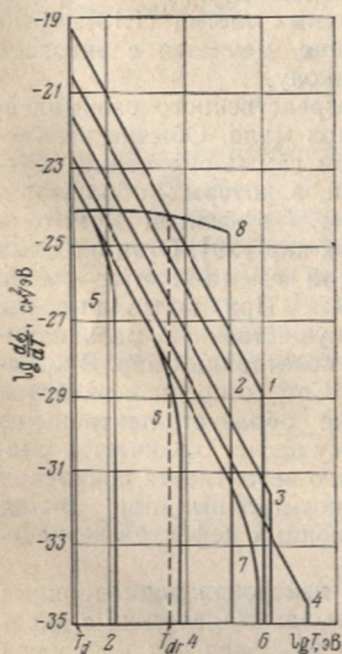
$$d\sigma(E) = \frac{\sigma_s(E)}{T_{\text{макс}}(E)} dT \quad \text{при} \quad T \leq T_{\text{макс}}(E), \quad (1.19)$$

где  $\sigma_s(E)$  — полное сечение упругого рассеяния. Средняя энергия атома отдачи при нейтронном облучении

$$\bar{T}(E) = T_{\text{макс}}(E)/2. \quad (1.20)$$

При высоких энергиях нейтроны рассеиваются преимущественно вперед, что приводит к зависимости дифференциального поперечного сечения рассеяния от  $T$  [31].

Дифференциальные поперечные сечения для столкновений, сопровождающихся передачей атому энергии  $T$  в интервале от  $T_d$  до  $T_{\text{макс}}(E)$ , при бомбардировке кремния электронами, протонами и ионами  $\text{Si}^+$  с энергией 1 МэВ приведены на рис.



1.1. Если эффективный заряд иона кремния больше единицы, то значения сечения в соответствии с (1.10) должны быть умножены на квадрат эффективного заряда. При расчетах пороговая энергия  $T_d$  принималась равной 13 эВ. На рисунке приведены также экспериментальные значения дифференциального поперечного сече-

Рис. 1.1. Дифференциальные поперечные сечения передачи смещенному атому кремния энергии  $T$  от пороговой  $T_d$  до максимально возможной  $T_{\text{макс}}(E)$  при бомбардировке ионами  $\text{Si}^+$  с энергией 1 МэВ (1), протонами с энергиями 1 (2), 10 (3) и 100 МэВ (4), электронами с энергиями 1 (5), 10 (6) и 100 МэВ (7) и нейтронами с энергией 1 МэВ (8) (экспериментальные данные),  $T_d$  — пороговая энергия образования областей разупорядочения



ния для упругого рассеяния в кремнии нейтронов с энергией 0,9 МэВ [31].

Из рис. 1.1 видно, что при облучении электронами, протонами и тяжелыми заряженными частицами основная масса смещаемых атомов получает малые значения энергии, а их распределение по энергии происходит по закону  $1/T^{1/2}$ . С увеличением энергии электронов вероятность образования атомов с малыми энергиями отдачи остается неизменной. При этом возрастание  $T(E)$  и соответственно количества смещенных атомов происходит за счет появления вероятности образования первично смещенных атомов, получающих большие порции энергии. При протонном облучении с ростом энергии протонов имеет место уменьшение вероятности образования атомов отдачи с малой энергией с одновременным появлением вероятности возникновения атомов отдачи с очень высокой энергией.

Отметим, что распределения атомов отдачи по энергиям при облучении электронами и протонами близки, но значительно отличаются от распределения атомов отдачи при облучении нейтронами. Из рис. 1.1, например, видно, что энергетический спектр атомов отдачи при облучении электронами с энергией 100 МэВ аналогичен спектру атомов отдачи при облучении протонами с энергией 10 МэВ. Однако значительные энергетические потери и относительно малая глубина проникновения протонов приводят к более неравномерному распределению атомов отдачи по объему кристалла по сравнению с электронным облучением.

В отличие от бомбардировки заряженными частицами нейтронное облучение образует атомы отдачи с энергией в интервале от  $T_d$  до  $T_{\max}$  практически с равной вероятностью. Для взаимодействия твердых шаров распределение подчинялось бы закону  $1/T$ . Однако, как видно из рис. 1.1, в области больших  $T$  анизотропия рассеяния нейтронов приводит к уменьшению дифференциального поперечного сечения смещения. Очевидно, что в случае нейтронного облучения следует ожидать особенностей, связанных с большой вероятностью образования первично смещенных атомов с очень высокой энергией. При этом вероятность появления атомов с малой энергией сравнима с этой вероятностью при электронном и протонном облучении.

Сравнение дифференциальных поперечных сечений смещений, вызванных различными видами излучений, показывает, что качественные различия в характере повреждения полупроводников без учета их пространственного распределения связаны с различием энергетических спектров атомов отдачи.

**Точечные дефекты.** В акте взаимодействия высокоэнергетической частицы с атомом твердого тела в кристаллической решетке в зависимости от энергии атома отдачи образуется одна или несколько пар вакансия — междоузельный атом.

Как мы видели на рис. 1.1, энергия, передаваемая ядрам первично выбитых атомов в актах рассеяния быстрых нейтронов и высокоэнергетических электронов и протонов, может значительно превышать пороговую энергию смещения  $T_d$  и приводить к развитию каскада смещений. Среднее число смещенных атомов, созданных первичным атомом отдачи с энергией  $T$ , обычно называется каскадной функцией и обозначается  $\nu(T)$ . Знание этой функции позволяет вычислить концентрацию смещенных атомов с помощью простого выражения [32]

$$N_d(E) = \Phi n_0 \int_{T_d}^{T_{\text{макс}}(E)} \nu(T) \frac{d\sigma(E, T)}{dT} dT, \quad (1.21)$$

где  $\Phi$  — интегральный поток бомбардирующих частиц с энергией  $E$ ;  $n_0$  — концентрация атомов в  $1 \text{ см}^3$  твердого тела. В кремнии, например,  $n_0 = 5,19 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ .

Каскадные теории рассматривались в [4, 9, 12, 13, 33—36] и др. Эти теории основываются на предположении о том, что атом-атомные столкновения происходят как столкновения твердых шаров. Все столкновения считаются упругими, и на электронное возбуждение энергия не расходуется. Не учитывается также влияние периодичности кристаллической решетки.

В моделях Гаррисона—Зейтца [33] и Снидера—Нейфельда [34] предполагается, что первичный атом при соударении теряет энергию  $T_d$ , оставаясь смещенным даже в случае, если после столкновения его энергия равна нулю.

В модели Кинчина—Пиза [35] число смещенных атомов возрастает лишь при условии, что оба атома после столкновения имеют энергии, превышающие  $T_d$ . Если энергия налетающего атома после соударения меньше  $T_d$ , то в дальнейшем он не дает вклада в каскад смещений. При этом очевидно, что, если энергия атома отдачи меньше  $2T_d$ , каскадная функция  $\nu(T)$  ступенчатая:

$$\begin{aligned} \nu(T) &= 0 & \text{при} & \quad T < T_d, \\ \nu(T) &= 1 & \text{при} & \quad T_d < T < 2T_d. \end{aligned} \quad (1.22)$$

При  $T > 2T_d$  ожидается, что любой атом в каскаде с такой энергией будет производить смещения до тех пор, пока его



энергия не станет ниже  $2T_d$ . В этом случае каскадная функция выражается в виде

$$\nu(T) = T/2T_d, \quad \text{если} \quad T > 2T_d. \quad (1.23)$$

Использование более точных потенциалов взаимодействия также приводит к пропорциональной зависимости среднего количества смещенных атомов от энергии атома отдачи [37]. При развитии каскадов часть энергии атомов теряется на ионизацию. Поэтому возникает необходимость определения доли энергии в каскаде, расходуемой на упругие соударения атомов. Зейтц [38] показал, что существует некая пороговая энергия ионизации  $E_i$ , определяемая как

$$E_i = \frac{1}{8} \frac{M}{m} E_g, \quad (1.24)$$

где  $m$  и  $M$  — массы электрона и движущегося атома;  $E_g$  — наименьшая энергия возбуждения электронов, совпадающая с шириной запрещенной зоны.

В каскадной теории Кинчина—Пиза предполагается, что при энергиях атомов отдачи выше  $E_i$  вся энергия теряется на возбуждение электронов, а ниже  $E_i$  энергетические потери обусловлены смещениями атомов. Каскадная функция  $\nu(T)$  в этом случае определяется следующим образом:

$$\nu(T) = E_i/2T_d \quad \text{при} \quad T > E_i. \quad (1.25)$$

Из этой модели следует, что атомы с энергией до пороговой энергии ионизации расходуют половину своей первоначальной энергии на образование смещенных атомов. Вторая половина ее теряется в столкновениях, не сопровождающихся смещением атомов.

При больших значениях энергии первично смещенных атомов указанное выше приближение становится грубым. Линдхард [32] уточнил энергетические потери на ионизацию в процессе замедления атомов в кристалле. Дрейк и др. [39] вычислили в широком интервале энергий  $T$  для кристаллов кремния и германия часть энергии первично смещенного атома  $T_{\text{смещ}}/T$ , которая может расходоваться на смещение других атомов. Результаты расчетов позволяют, используя (1.23), определить среднее количество смещенных атомов по известной энергии первично смещенного атома:

$$\nu(T) = [T_{\text{смещ}}(T)]/2T_d. \quad (1.26)$$

На рис. 1.2 [39] представлены результаты расчета числа смещений по теориям Кинчина—Пиза и Линдхарда при нейтронном облучении.

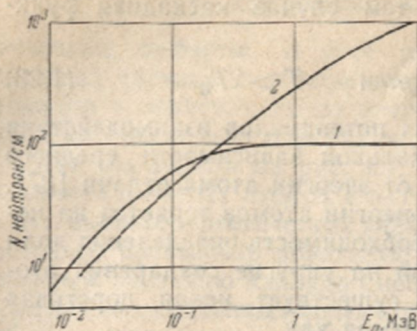


Рис. 1.2. Зависимость числа смещений в кремнии на 1 нейтрон от энергетического спектра нейтронов по теориям Кинчина — Пиза (1) и Линдхарда (2)

Подставляя в (1.21) дифференциальные поперечные сечения смещений при электронном (1.17) и протонном (1.10) облуче-

нии, можно получить концентрации смещенных атомов, или точечных дефектов.

**Области разупорядочения.** При больших энергиях бомбардирующих частиц могут появляться атомы отдачи высоких энергий, способные создавать локализованные области сильного повреждения кристаллической структуры с высоким содержанием точечных дефектов, достигающим значений  $10^{20} \text{ см}^{-3}$  [40]. В полупроводниках они известны как области разупорядочения, модель которых впервые была предложена Госсиком [41], Крауфордом и Клилендом [42]. Зона сильного повреждения в полупроводниках имеет свойства, присущие этим материалам после высоких доз облучения [43]. Так, например, в германии *n*-типа эти области имеют проводимость *p*-типа, а в кремнии *n*- и *p*-типов — собственную, что приводит к возникновению электрического несоответствия между поврежденной областью и остальным материалом.

Госсик первоначально предположил, что разупорядоченные области содержат большое число дефектов с глубокими энергетическими уровнями, которые становятся заряженными посредством захвата подвижных носителей из окружающего неповрежденного материала. Это приводит к формированию области пространственного заряда, обедненной свободными носителями. Пространственный заряд вызывает возмущение электростатического потенциала, представляющее собой потенциальный барьер для основных и потенциальную яму для неосновных носителей заряда.

Не вдаваясь в детали моделей разупорядоченных областей, развитых применительно к рекомбинационным процессам в работах Ухина [44—46] и Грегори [47, 48], отметим, что наличие барьера препятствует захвату основных носителей, тогда как захват неосновных носителей заряда возрастает. Высота потенциального барьера, разделяющего разупорядоченную область и неповрежденный материал, опреде-



ляется глубиной залегания энергетических уровней дефектов и их количеством внутри разупорядоченной области, размерами поврежденной зоны и концентрацией легирующей примеси в неповрежденном материале.

Модель областей разупорядочения, предложенная Госсиком, Крауфордом и Клилендом, успешно применяется для описания экспериментальных результатов [49]. Ее характеристики подтверждены различными экспериментами. Так, в исследованиях ультразвукового поглощения в кремнии [50], облученном быстрыми нейтронами, были обнаружены локализованные области повреждения радиусом от 100 до 2700 Å, а электронно-микроскопические исследования такого кремния [51, 52] позволили наблюдать зоны нарушений диаметром  $\sim 500$  Å, окруженные областью пространственного заряда диаметром 2000 Å. Размеры нарушений оказались близкими к предсказанной моделию.

Что касается структуры областей разупорядочения, то результаты рентгеноструктурного анализа [53], исследований на просвечивающем электронном микроскопе, ЭПР и инфракрасного поглощения показали, что эти области сохраняют кристаллическую структуру. Предполагается, что они обогащены вакансиями и их ассоциациями типа дивакансий [46], тривакансий и т. д. Электронно-микроскопические исследования [54, 55] показывают, что ионная бомбардировка при комнатной температуре образует в кремнии разупорядоченные зоны повреждения размерами  $\sim 30$  Å. Из исследований ЭПР [56] следует, что такие зоны дают ЭПР-сигнал, идентичный сигналу электронных состояний, типичному для аморфного кремния. В работах [40, 57] указывается на возможность аморфизации не всей области разупорядочения, а лишь некоторой ее доли. Однако отсутствие достаточного количества прямых экспериментальных данных не позволяет сделать окончательные выводы о природе и структуре разупорядоченных областей.

Разупорядоченные области эффективно влияют на изменение электрофизических свойств полупроводниковых кристаллов. В этом отношении интересны результаты исследования облучения реакторными нейтронами образцов кремния, различавшихся типом и содержанием легирующих примесей [58], показавшие, что области разупорядочения оказывают значительно большее влияние на электрические характеристики, чем изолированные дефекты.

Расчет числа областей разупорядочения сложен из-за неоднозначности их размеров, зависящих от энергии первичных атомов отдачи. Тем не менее значительное число экспериментов позволяет говорить о более или менее конкретной пороговой энергии их образования. Так, в кремнии области разупо-



рядочения наблюдались при воздействии быстрых нейтронов [40], протонов, дейтонов и альфа-частиц [59], ионов [54], а также электронов с энергиями в десятки миллионов электронвольт [54, 60] и никогда не наблюдались при воздействии электронов с энергиями в миллионы электронвольт и гамма-квантов  $Co^{60}$ . В арсениде галлия области разупорядочения также наблюдались при облучении быстрыми нейтронами и электронами с энергией 50 МэВ и не наблюдались при воздействии гамма-квантов  $Co^{60}$  и электронов с энергией 1 МэВ [61 — 63]. Это позволяет считать, что существует эффективная энергия атомов отдачи, выше которой возможно образование областей разупорядочения. Согласно [41, 42, 64], эффективная пороговая энергия образования областей разупорядочения  $T_{dr}$  лежит в области энергий 5—20 кэВ.

Экспериментальное определение пороговой энергии образования областей разупорядочения выполнено Ивановым и Сиротой [65] при облучении кремния электронами с энергией от 1 до 100 МэВ. Ими получено значение  $T_{dr}$ , равное 5 кэВ. Атомы отдачи с такой энергией образуются в кремнии при облучении электронами с энергией 10 МэВ. Такое же значение  $T_{dr}$  получено Садиковым [66]. Пороговая энергия образования разупорядоченных областей в кремнии обозначена штриховой линией на рис. 1.1. Необходимо, однако, отметить, что при облучении солнечных батарей [67] получено более высокое значение  $T_{dr}$  (40 кэВ).

Будем исходить из предположения, что при энергиях атомов отдачи ниже  $T_{dr}$  в кристалл вводятся только точечные дефекты или их ассоциации с атомами примесей и между собой, а при энергиях выше  $T_{dr}$  — разупорядоченные области. Тогда, интегрируя дифференциальные поперечные сечения рассеяния различных частиц в пределах от  $T_{dr}$  до  $T_{\max}(E)$ , можно получить поперечное сечение образования разупорядоченных областей

$$\sigma_{dr}(E) = \int_{T_{dr}}^{T_{\max}} \frac{d\sigma(E, T)}{dT} dT. \quad (1.27)$$

Концентрация разупорядоченных областей определится из выражения

$$N_{dr} = \sigma_{dr} n_0 \Phi, \quad (1.28)$$

где  $n_0$  — концентрация атомов в полупроводнике.

Подставляя в (1.27) дифференциальные поперечные сечения рассеяния протонов или ионов (1.10), электронов (1.17) и нейтронов (1.19), можно определить поперечные сечения образования разупорядоченных областей и их концентрации при воздействии каждого вида радиации.



**Кремний.** Как уже отмечалось, при облучении в кремнии образуются точечные дефекты типа вакансии — междоузельный атом. Эти дефекты весьма подвижны при температурах значительно ниже комнатной. Так, Уоткинс [68, 69] зафиксировал миграцию междоузельных атомов кремния при температуре  $\sim 4$  К и показал [68, 70], что в кремнии *p*-типа нейтральная вакансия становится подвижной при 170 К, а в кремнии *n*-типа отрицательно заряженные вакансии отжигаются при температуре  $\sim 60$  К. Таким образом, облучение при комнатной температуре сопровождается миграцией френкелевских пар по объему кристалла, которая может привести, с одной стороны, к уменьшению их концентрации путем аннигиляции или выхода на различного рода несовершенства (свободная поверхность, дислокации, границы зерен структуры и т. д.), а с другой стороны — к образованию устойчивых радиационных дефектов путем объединения междоузельных атомов или вакансий между собой и с атомами химических примесей.

Совокупность экспериментальных данных показывает, что радиационные дефекты в кремнии дают в запрещенной зоне сложный спектр мелких и глубоких энергетических уровней. Считают, что незаполненные валентные связи в области пустого узла (вакансии) приводят к существованию нескольких уровней захвата электронов. Это представление впервые высказано Джеймсом и Ларк-Горовицем [71], согласно которым междоузельный атом является донором, а вакансия — акцептором. Однако в силу высокой подвижности точечных дефектов в экспериментах на кремнии при комнатной температуре обнаруживаются не свободные вакансии или междоузельные атомы, а их ассоциации с атомами примесей или между собой.

Исследования спектров ЭПР, выполненные различными авторами, позволили установить физическую структуру и конфигурацию образующихся при облучении кремния радиационных дефектов. К основным из них относятся: дивакансии ( $VV^+$  и  $VV^-$ ) [72—75]; ассоциации вакансий с атомами кислорода ( $V+O$ ) [76, 77]; вакансии, спаренные с атомами элементов V группы ( $V+P$ ) [75, 78—81], ( $V+As$ ) [80—82], ( $V+Sb$ ) [80—82] и с атомами элементов III группы ( $V+Al$ ) [80, 81, 83], ( $V+B$ ) [80—82], ( $V+Ga$ ) [80], а также ( $V+Ge$ ) [84].

Хотя каждый акт радиационного образования вакансий сопровождается возникновением междоузельных атомов, концентрация которых в кристалле, следовательно, может быть высока, дефекты, в состав которых входят междоузельные атомы, пока не обнаружены. Вероятнее всего, междоузельные атомы выходят на поверхность, результатом чего может быть



наблюдаемое при облучении увеличение размеров образцов [85]. Вместе с тем Уоткинс [69, 84] показал, что междоузельный атом мигрирует по кристаллу, пока не встретит атом примеси и не сместит его в междоузельное состояние. Экспериментально превращение примесного атома замещения в междоузельный атом примеси наблюдалось для атомов Al и В и косвенно для атомов Ga. Такой процесс возможен и для углерода [86]. Анализ результатов различных авторов позволяет предположить, что примесные атомы элементов III группы могут действовать как ловушки для первичных вакансий и междоузельных атомов, тогда как примесные атомы элементов V группы могут выступать только как ловушки вакансий. Этим, по-видимому, можно объяснить обилие информации об ассоциациях вакансий с атомами химических примесей в кремнии *л*-типа и относительно малое количество сведений об ассоциациях вакансий с примесями в кремнии *р*-типа. Атомы элементов III группы, являясь ловушками для междоузельных атомов и вакансий, могут приводить к аннигиляции френкелевских пар и, следовательно, к снижению вероятности образования ассоциаций вакансий с атомами примесей. Однако этот процесс может и стимулировать возрастание вероятности спаривания вакансий, что подтверждается увеличением скорости введения дивакансий в присутствии атомов бора [40]. Указанная способность элементов III группы может служить также объяснением более высокой радиационной стойкости кремния *р*-типа по сравнению с кремнием *л*-типа.

Дивакансии возникают в кремнии при облучении электронами [72, 74, 75, 87], гамма-квантами  $Co^{60}$  [88] и нейтронами [89, 90] при комнатной температуре, а также в процессе отжига после низкотемпературного облучения. Идентификация дивакансий впервые выполнена по спектрам ЭПР [72, 74, 75]. Изучение спектров фотопроводимости и инфракрасного поглощения позволило установить, что дивакансия может находиться в различных зарядовых состояниях ( $V_2^+$ ,  $V_2^0$ ,  $V_2^-$ ,  $V_2^{--}$ ). Дивакансии вводят в запрещенную зону кремния несколько энергетических уровней. Уоткинс и Корбет [70, 72, 73, 83] показали, что дивакансии принадлежат два акцепторных энергетических уровня:  $E_C - 0,4$  эВ и  $E_C - 0,54$  эВ, а также донорный уровень  $E_V + 0,27$  эВ. Изучение спектров инфракрасного поглощения и фотопроводимости кристаллов кремния *п*- и *р*-типов, облученных быстрыми нейтронами, также указывает на существование у дивакансий двух акцепторных ( $E_C - 0,42$  эВ,  $E_C - 0,56$  эВ) и одного донорного уровня ( $E_V + 0,31$  эВ) [91]. В противоположность работам [70, 81] энергетический уровень  $E_V + 0,27$  эВ в кремнии *р*-типа в [92] идентифицирован как комплекс вакансия + атом бора.



Образование дивакансий в кремнии при комнатной температуре зависит от энергии бомбардирующих электронов. При увеличении энергии электронов от 0,7 до 1,5 МэВ скорость образования дивакансий возрастает в 7 раз, тогда как скорость образования едичных вакансий увеличивается только в 1,5 раза [73]. Это позволяет считать, что при энергии электронов более 1,5 МэВ основная часть дивакансий в кремнии — первичные дефекты. Напротив, при облучении гамма-квантами  $Co^{60}$  дивакансии образуются в результате слияния двух свободных вакансий.

Дивакансии представляют собой довольно устойчивые радиационные дефекты. Исследования спектров ЭПР при отжиге кремния с высоким содержанием кислорода после облучения электронами с энергией 1,5 МэВ позволили предположить [72], что дивакансии не диссоциируют, а захватываются атомами кислорода. Энергия миграции дивакансии  $\sim 1,3$  эВ, а энергия связи двух вакансий, полученная из отжига «бескислородного» кремния,  $\sim 1,6$  эВ и определяет энергию, необходимую для распада дивакансии. Поэтому в процессе отжига исчезновение дивакансий в кремнии с высоким содержанием кислорода обусловлено миграцией и происходит при температуре 523 К, а в кремнии с малым содержанием кислорода — в основном их диссоциацией и происходит при 623 К. После нейтронного облучения кремния, полученного методом Чохральского, отжиг дивакансий также наблюдается при 493—523 К [91].

Как уже упоминалось, энергетический уровень  $E_V + 0,27$  эВ связывался с дивакансиями [23, 34]. Однако в [92] этот уровень идентифицируется как комплекс атом бора + вакансия, который отжигается при 433 К. При исследовании изохронного отжига рекомбинационных центров в кремнии *p*-типа, облученном гамма-квантами  $Co^{60}$ , также обнаружена стадия отжига в температурном интервале 373—423 К [89], связываемая с распадом ассоциаций вакансия + атом бора. Но в [89] показано, что в особо чистом кремнии, облучаемом гамма-квантами  $Co^{60}$ , после «исчерпания» легирующей примеси образуются преимущественно дивакансии.

Уоткинс, Корбет и Уолкер [78], Вертгейм [93, 94] и Хилл [95] показали, что в кремнии *n*-типа, легированном фосфором, ассоциации вакансия + атом кислорода (*A*-центры) приводят к появлению в запрещенной зоне энергетического уровня  $E_C - 0,17$  эВ с акцепторными свойствами. Они же показали, что комплексы вакансия + атом фосфора (*E*-центры) ответственны за появление глубокого акцепторного уровня  $E_C - 0,4$  эВ. В кремнии с высоким содержанием кислорода последний является доминирующей ловушкой подвижных вакансий [76, 77, 96], в то время как основная ловушка свободных вакан-



сий в кремнии с малым содержанием кислорода — атомы фосфора [79].

Температурная зависимость скорости образования А-центров в интервале температур 20—77 К позволяет утверждать [78], что А-центры не являются первичными дефектами. Механизм образования А-центра состоит в том, что возникающие при облучении одиночные вакансии захватываются атомами растворенного кислорода. При этом возможны шесть различных положений атома кислорода [78] соответственно различным ориентациям связи Si—O—Si. Кислород связывает две из четырех связей вакансии. Спиновый резонанс и электрическая активность обуславливаются неспаренным электроном, который захватывается на две другие связи.

А-центры отжигаются при температурах выше 575 К с энергией активации отжига 1,3 эВ [76—78, 97]. Исчезновение А-центров идентифицировано [98] с миграцией пары вакансии + + атом кислорода и спариванием с дополнительным атомом кислорода. Образование комплексов O—V—O возможно также и при облучении кислородсодержащего кремния [99]. Корбет [74] предположил, что могут образовываться также и комплексы из трех атомов кислорода и вакансии, отжигающиеся при температуре 870 К. В [77] высказывается мнение, что в процессе отжига происходит постепенное усложнение дефектов за счет присоединения к вакансии дополнительных атомов кислорода.

С помощью изучения спектров ЭПР *n*-Si, легированного фосфором и содержащего кислород в концентрации  $10^{16}$  см<sup>-3</sup> [68, 75, 79, 100], установлена природа E-центра. Он идентифицирован как нейтральное зарядовое состояние вакансии, захваченной вблизи замещающего атома фосфора.

Спектр ЭПР E-центра обнаруживается, когда уровень Ферми занимает положение на 0,43 эВ ниже дна зоны проводимости. На основании этого Уоткинс и Корбет [75, 79] пришли к заключению, что E-центру принадлежит уровень  $E_c - 0,43$  эВ. Результаты многочисленных исследований отжига облученного *n*-Si, легированного фосфором, показали, что E-центры устойчивы до температур  $\sim 390$  К. Их отжиг вблизи 420 К наблюдался с использованием ЭПР [79], эффекта Холла [101], измерений времени жизни неосновных носителей заряда [102]. На основании данных изотермического отжига установлено, что распад E-центров — процесс первого порядка с энергией активации 0,94 эВ, которая ассоциируется с миграцией этих центров к стокам [102, 103]. Исследования кремния с различным содержанием фосфора [104] показали сдвиг стадии отжига E-центров в сторону высоких температур при возрастании концентрации доноров. Этот факт связывается с влиянием зарядового состояния на стабильность E-центров.



Возрастание энергии распада ассоциаций вакансия + атом донорной примеси с увеличением ковалентного радиуса примесей наблюдалось также при исследовании облученного гамма-квантами  $\text{Co}^{60}$  кремния, легированного P, As, Sb, Bi [105].

Таким образом, *E*-центры, или ассоциации вакансии с атомами донорной примеси, отжигаются в температурном интервале 390—470 К с энергиями активации от 0,9 до 1,5 эВ.

Кинетика накопления *A*- и *E*-центров в *n*-Si исследовалась многими авторами при воздействии, например, гамма-квантов  $\text{Co}^{60}$  [106], электронов с энергией 1 МэВ [107], реакторных нейтронов [108]. Результаты исследований показали, что в кремнии с содержанием кислорода выше  $10^{17} \text{ см}^{-3}$  и концентрацией доноров больше  $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  доминирующими дефектами являются *E*-центры, а при концентрациях доноров меньше  $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  — *A*-центры. В Si с малым содержанием кислорода преимущественное введение *A*-центров наблюдается при концентрациях доноров меньше  $10^{15} \text{ см}^{-3}$ . В очищенном от химических примесей кремнии важную роль в изменении электрофизических свойств играют дивакансии.

С повышением температуры вакансии мигрируют по кристаллу, приводя к росту концентрации дивакансий, а также к появлению ассоциаций с атомами основных химических примесей. При температурах около 150 К отмечается снижение концентрации дивакансий, вызванное увеличением подвижности междоузельных атомов. Спорной представляется устойчивость областей разупорядочения. Так, например, при исследовании инфракрасного поглощения в кремнии, облученном нейтронами, Вэн [109] наблюдала возрастание концентрации *A*-центров при отжиге от 223 до 548 К и предположила, что источником дополнительных вакансий могут служить распадающиеся области разупорядочения. При облучении же Si электронами с энергией 2 МэВ этот эффект не наблюдался.

Уилси, Статлер и Фарадей [64], облучив кремниевые солнечные батареи электронами с энергиями 15, 30 и 45 МэВ, обнаружили низкотемпературную стадию отжига поврежденных в интервале 320—470 К, не зависящую от содержания легирующей примеси и кислорода. Эта стадия подобна стадии отжига, наблюдающейся после облучения быстрыми нейтронами и протонами. Авторы связали ее с отжигом областей разупорядочения. Стейн [110] также наблюдал наличие широкого температурного интервала (от 330 до 490 К) восстановления времени жизни неосновных носителей заряда в кремнии, подвергнутом нейтронному облучению, которое связывал с распадом областей разупорядочения. При исследовании инфракрасного поглощения в Si [111], облученном быстрыми нейтронами, в интервале температур 420—545 К обнаружен отжиг полос поглощения, связанных с присутствием областей



разупорядочения. Об отжиге разупорядоченных областей, введенных в кремний реакторными нейтронами и электронами с энергией 50 МэВ, в интервале температур 290—520 К сообщается и в [112].

Исследования кристаллической решетки кремния, облученного при комнатной температуре тяжелыми ионами с энергией 40 кэВ [113], показали, что если отдельные области разупорядочения не перекрываются, то решетка Si упорядочивается в случае нагрева при температуре  $\sim 530$  К.

Большое разнообразие энергетических уровней, экспериментально обнаруживаемое при облучении кремния, еще не полностью идентифицировано с определенными дефектами. В большинстве случаев их можно связать с наличием остаточных примесей. Так, энергетические уровни, обнаруженные при облучении Si электронами, Ткачев, Плстников и Вавилов [114] связывают с уровнями, принадлежащими примесям замещения: Au —  $E_C - 0,54$  эВ,  $E_V + 0,35$  эВ; Cu —  $E_V + 0,24$  эВ,  $E_V + 0,49$  эВ; Fe —  $E_V + 0,55$  эВ. Указанные примеси, присутствовавшие в образцах до облучения как междоузлия, захватывали вакансии и превращались в примеси замещения, приводя к росту концентрации наблюдавшихся уровней. Аналогичные процессы при исследованиях ЭПР в кремнии наблюдали Вудбери и Людвиг [115].

Однако радиационные дефекты, ответственные за большинство энергетических уровней в запрещенной зоне кремния, в связи с относительно низкими их концентрациями не играют существенной роли в изменении электрофизических свойств кремния по сравнению с ассоциациями вакансий с атомами кислорода и основной легирующей примесью или дивакансиями.

Таким образом, результаты исследований различных авторов показывают, что основные радиационные дефекты, влияющие на электрофизические свойства кремния, весьма устойчивы при комнатных температурах, а их отжиг происходит в широком интервале температур. Установлено, что E-центры отжигаются в температурном интервале 390—470 К. Практически в этом же интервале наблюдается интенсивный распад областей разупорядочения. При более высоких температурах (520 К) происходит исчезновение дивакансий, обусловленное миграцией их к стокам. Наиболее устойчивыми из рассмотренных дефектов являются A-центры, которые отжигаются при температурах выше 570 К.

**Арсенид галлия.** Дефектообразование в арсениде галлия имеет ряд особенностей, связанных со структурой кристаллической решетки, характером связи атомов, наличием двух пороговых энергий смещения для атомов Ga и As и сравнительно невысоким совершенством монокристаллов.



В кристаллической решетке GaAs имеются две подрешетки, поэтому путем сдвигов и замещений могут образовываться элементарные нарушения восьми типов: два нарушения — типа вакансий, четыре — междуузлий (междуузельный галлий в подрешетках Ga или As и междуузельный мышьяк в подрешетках Ga или As) и два — замещений ( $Ga_{As}$  и  $As_{Ga}$ ) [4]. Следовательно, в облученном арсениде галлия можно ожидать наличия большого числа типов устойчивых радиационных нарушений. Другая особенность GaAs — способность его компонентов образовывать соединения с примесями, увеличивающая вероятность образования комплексов дефектов.

Таким образом, в облученном арсениде галлия спектр дефектов радиационного происхождения и качественно и количественно весьма разнообразен, что создает большие трудности как в идентификации дефектов, так и в описании их влияния на свойства кристаллов.

При облучении в GaAs вводятся глубокие и мелкие энергетические уровни радиационных дефектов. Поскольку при облучении кристаллов *n*- и *p*-типов проводимости уровень Ферми смещается к середине зоны, очевидно, что вводятся как акцепторные, так и донорные уровни. Характерно, что сечения образования эффективных доноров в *p*-GaAs и эффективных акцепторов в *n*-GaAs приблизительно одинаковы [116].

Энергетический спектр дефектов в облученных кристаллах GaAs исследовался с помощью изучения температурной зависимости коэффициента Холла, спектрального распределения, кинетики и температурной зависимости примесной фотопроводимости, фото- и катодолюминесценции [117, 118].

Экспериментальными работами в облученном GaAs обнаружено большое количество энергетических уровней, однако природа их остается во многом неясной. Отметим некоторые из них:  $E_C - (0,09-0,12)$  эВ,  $E_C - 0,16$  эВ,  $E_C - 0,38$  эВ,  $E_C - 0,57$  эВ,  $E_C - 0,71$  эВ,  $E_V + 0,20$  эВ,  $E_V + 0,16$  эВ,  $E_V + 0,03$  эВ. Концентрация дефектов, ответственных за уровень  $E_C - (0,09-0,12)$  эВ, который обнаружен в [119—121], при облучении увеличивается. Уровень  $E_C - 0,16$  эВ [122], по-видимому, имеет радиационное происхождение, но не связан с легирующей примесью (теллуrom); уровень  $E_C - 0,38$  эВ [123] обнаружен только в облученном материале *n*-типа, поэтому можно предполагать, что он принадлежит комплексу с донором V группы; концентрация дефектов, ответственных за уровни  $E_C - 0,57$  эВ и  $E_C - 0,71$  эВ, при облучении увеличивается [120]. Акцепторный уровень  $E_V + 0,20$  эВ [120] обнаружен лишь в облученных кристаллах при измерении температурной зависимости примесной фотопроводимости. Уровень  $E_V + 0,16$  эВ в [123] связывается с вакансиями мышьяка, а  $E_V + 0,03$  эВ [63], возможно, принадлежит комплексу с цинком.



При облучении в арсениде галлия весьма вероятно активация химических примесей, в частности переходы примесных атомов из электрически неактивного состояния в междоузлиях на место вакансий. Экспериментально установлено, например, что при облучении электронами [124] происходит активация остаточного кислорода, в результате чего в запрещенной зоне возрастает концентрация уровня  $E_c - 0,65$  эВ. Кристаллы, легированные медью, при нейтронном облучении меняют тип проводимости вследствие возрастания концентрации электрически активного компонента меди. При отжиге таких образцов обнаружено возрастание концентрации акцепторного уровня меди  $E_v + 0,15$  эВ [125—127].

Экспериментально обнаруживаются и другие дефекты, вносящие в запрещенную зону глубокие энергетические уровни. Часть из них, по-видимому, является многозарядными центрами с глубокими акцепторными уровнями в верхней и донорными в нижней половине запрещенной зоны.

В GaAs возможно образование областей разупорядочения, экспериментальное доказательство чего получено при облучении кристаллов нейтронами с энергией 14 МэВ (300 К). Размеры этих областей составляют 2000—2500 Å, что хорошо согласуется с рассчитанными [128]. В [61] высказаны соображения, что области разупорядочения в арсениде галлия представляют собой металлическую фазу.

Отжиг радиационных дефектов в арсениде галлия протекает при 490—510 и 670—870 К. На первой стадии отжигаются дефекты, представляющие собой комплексы примесь—междоузельный мышьяк [129]. Вторая стадия характерна для кристаллов, подверженных облучению высокоэнергетическими частицами, поэтому можно думать, что выше 770 К отжигаются скопления дефектов.

**Фосфид галлия.** При облучении GaP также образуются радиационные дефекты. Однако вследствие низкого совершенства монокристаллов GaP и особенностей его кристаллической структуры спектр дефектов, их природа и влияние на физические свойства изучены недостаточно.

Отметим, что в фосфиде галлия, по-видимому, как и в GaAs, при облучении образуются как простые, так и сложные дефекты, представляющие собой комплексы простых дефектов с остаточными или легирующими примесями, а также области разупорядочения.

Температурный отжиг радиационных нарушений [130, 131] в GaP протекает при 420, 500—520 и 770—870 К. На низкотемпературных стадиях отжигаются изолированные дефекты, а при высоких температурах, очевидно, области разупорядочения.



ИЗМЕНЕНИЕ СВОЙСТВ  
ПОЛУПРОВОДНИКОВ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ

Свойства полупроводниковых кристаллов в сильной степени зависят от наличия нарушений кристаллической структуры. Введением в кристалл одного или нескольких типов структурных дефектов можно в широких пределах изменять его свойства. Широкими возможностями создания нарушений кристаллической структуры обладает проникающая радиация. Облучение частицами высоких энергий приводит к образованию в объеме полупроводника целой гаммы радиационных дефектов, характер которых и влияние на свойства подвергнутого бомбардировке объекта определяются видом и энергией бомбардирующих частиц, структурой кристалла, наличием легирующих и неконтролируемых примесей, концентрацией остаточных структурных несовершенств, в частности дислокаций, а также условиями облучения.

Столь сложная зависимость процессов дефектообразования в кристаллах при бомбардировке их частицами высоких энергий затрудняет получение воспроизводимых экспериментальных результатов, так как не всегда имеются возможности надежно контролировать все указанные факторы, а также историю облученного кристалла. Тем не менее за два десятилетия радиационная физика накопила большое количество сведений о структуре дефектов, условиях и механизмах их образования, температуростойкости, взаимодействии друг с другом и примесями, влиянии простых и сложных дефектов радиационного происхождения на свойства кремния, германия, арсенида и фосфида галлия и некоторых других полупроводниковых материалов.

Дефекты, возникающие при облучении частицами высоких энергий, оказывают многообразное влияние на свойства полупроводниковых материалов. Одни дефекты в большей степени обнаруживают себя как центры захвата основных носителей заряда, другие являются эффективными центрами рассеяния, третьи участвуют в процессах рекомбинации неравновесных пар носителей заряда. При этом оказывается, что одни свойства, например время жизни неосновных носителей заря-

да, более чувствительны к воздействию радиации, чем другие, скажем концентрация или подвижность носителей заряда. Некоторые свойства обладают аномально высокой радиационной чувствительностью в определенном температурном интервале.

Не ставя перед собой задачи описать изменение свойств всех полупроводниковых кристаллов, сконцентрируем внимание на тех, которые широко используются в полупроводниковых приборах, — кремнии, арсениде и фосфиде галлия.

## § 2.1. КРЕМНИЙ

Кремний — широко применяемый в полупроводниковой технике материал. Вследствие высокого совершенства монокристаллов, доступности и технологичности, изученности и высокой чувствительности свойств к наличию дефектов кристаллической решетки он является наиболее изученным объектом радиационной физики полупроводников.

Возникающие в результате смещений вакансии и междоузлия, взаимодействуя с атомами химических примесей и прочими структурными нарушениями, образуют комплексы радиационных дефектов. При этом комплексообразование носит достаточно сложный характер, так как обычно в кремнии, кроме легирующих примесей, присутствуют неконтролируемые (кислород и некоторые другие), способные принимать участие в образовании сложных вторичных дефектов. Радиационные дефекты сильно влияют на изменение свойств кремния. Эти изменения достаточно устойчивы и снимаются только отжигом при температурах выше 600 К.

**Концентрация носителей заряда.** Введение радиационных дефектов в кремний способствует уменьшению концентрации свободных носителей заряда (НЗ), которая по мере роста дозы облучения приближается к собственной [132]. Из экспериментов известно, что число удаленных НЗ для небольших доз облучения пропорционально интегральному потоку бомбардирующих частиц [95]. Однако в общем случае скорость удаления НЗ при облучении изменяется. Поэтому целесообразно определять начальную скорость их удаления, которая зависит от ряда факторов, в частности от исходной концентрации НЗ. Существенно также влияние температуры облучения и наличие в кристалле легирующих примесей и кислорода.

Экспериментами показано [95], что начальные скорости удаления НЗ в кремнии, облученном при 273 К электронами с энергией 4,5 МэВ, выше в вырожденных кристаллах и резко уменьшаются по мере смещения уровня Ферми к середине запрещенной зоны (рис. 2.1). Результаты позволили Хиллу сделать вывод о преимущественном введении при облучении мелких компенсирующих уровней. Позднее, однако, было уста-



новлено, что при облучении наряду с мелкими вводятся и глубокие уровни, участвующие в компенсации кремния [93, 133].

Скорость удаления НЗ зависит от вида и энергии бомбардирующих частиц [134—138], температуры облучения [134, 139, 140] и совершенства [139, 141—143] исследуемых кристаллов.

Наиболее эффективно концентрация НЗ изменяется при высокоэнергетическом протонном облучении, затем в порядке убывания эффективности располагаются реакторные нейтроны, быстрые электроны и гамма-кванты  $Co^{60}$ . При сравнении эффективности разных видов излучений необходимо учитывать возможность образования сложных дефектов типа разупорядоченных областей [41, 49, 144]. Последние образуются в случае, если первичный смещенный атом кремния в процессе взаимодей-

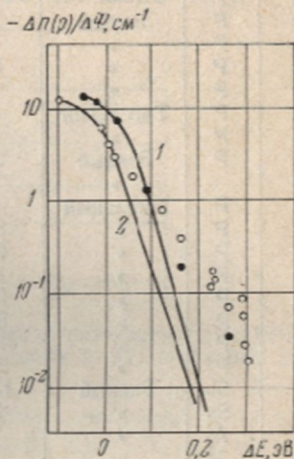


Рис. 2.1. Начальные скорости удаления НЗ в кремнии, облученном при 273 К электронами с  $E=4,5$  МэВ:

1—при  $-\Delta n/\Delta\Phi=13[1+2\exp(E_F-0,05)/kT]^{-1}$ ; 2—при  $-\Delta n/\Delta\Phi=11[1+2\exp(0,03-E_F)/kT]^{-1}$

ствия с налетающей частицей приобретает энергию  $E \geq 10$  кэВ [143], что имеет место при облучении тяжелыми и быстрыми частицами, в том числе электронами с энергией выше 10 МэВ. С повышением энергии частиц скорость изменения концентрации НЗ возрастает. Количественное представление об эффективности влияния излучений различных видов и энергий на концентрацию НЗ в кремнии дают экспериментальные данные табл. 2.1.

Анализ приведенных данных позволяет констатировать в первом приближении, что при нейтронном облучении скорость изменения концентрации НЗ в кремнии практически не зависит от типа легирующей примеси, при электронном же и гамма-облучении несколько зависит.

Зависимость скорости удаления НЗ от исходной концентрации легирующей примеси четко обнаруживается при облучении гамма-квантами  $Co^{60}$  и низкоэнергетическими электронами. При облучении электронами с энергией, большей 10 МэВ, а также протонами и нейтронами зависимость от исходной концентрации менее выражена. Вероятное объяснение этому экспериментальному факту состоит в том, что при

Скорость удаления НЗ в кремнии различными видами излучений

Тип проводимости	Леггирующая примесь	Метод выращивания	Удельное сопротивление. Ом·см (300К)	Вид излучения	$-\Delta n(p)/\Delta\Phi$ , см <sup>-1</sup> (300 К)	Литература
<i>n</i>	P	—	192	<i>p</i> (660 МэВ)	9	[143]
<i>n</i>	P	—	24	<i>p</i> (660 МэВ)	44	[143]
<i>n</i>	P	Зонный	100	<i>n</i> (14 МэВ)	7,6	[136]
<i>n</i>	P	»	10	<i>n</i> (14 МэВ)	11,2	[136]
<i>n</i>	P	»	100	<i>p</i> <sub>реакт</sub> (1 МэВ)	2,6	[136]
<i>n</i>	P	»	10	<i>p</i> <sub>реакт</sub> (1 МэВ)	4,0	[136]
<i>n</i>	P	Тигельный	50	<i>p</i> <sub>реакт</sub> (1 МэВ)	1,5	[145]
<i>n</i>	P	»	1	<i>p</i> <sub>реакт</sub> (1 МэВ)	2,0	[145]
<i>n</i>	P	Зонный	500	<i>p</i> <sub>реакт</sub> (1 МэВ)	11,4	[40]
<i>n</i>	P	»	2	<i>p</i> <sub>реакт</sub> (1 МэВ)	1,98	[146]
<i>n</i>	P	Тигельный	40	<i>e</i> (25 МэВ)	$2 \cdot 10^{-1}$	[147]
<i>n</i>	P	»	5,0	<i>e</i> (25 МэВ)	$2,2 \cdot 10^{-1}$	[147]
<i>n</i>	P	»	0,3	<i>e</i> (25 МэВ)	$5 \cdot 10^{-1}$	[147]
<i>n</i>	P	»	16	<i>e</i> (4,5 МэВ)	$4 \cdot 10^{-1}$	[95]
<i>n</i>	P	»	0,5	<i>e</i> (4,5 МэВ)	$2,2 \cdot 10^{-1}$	[95]
<i>n</i>	P	»	50	$\gamma$ -кв. Co <sup>60</sup>	$7,1 \cdot 10^{-4}$	[148]
<i>n</i>	P	»	11	$\gamma$ -кв. Co <sup>60</sup>	$9,5 \cdot 10^{-4}$	[148]
<i>n</i>	P	»	2	$\gamma$ -кв. Co <sup>60</sup>	$13,5 \cdot 10^{-4}$	[148]
<i>n</i>	Sb	Зонный	13,7	$\gamma$ -кв. Co <sup>60</sup>	$6 \cdot 10^{-4}$	[148]
<i>n</i>	Sb	»	2,5	$\gamma$ -кв. Co <sup>60</sup>	$10 \cdot 10^{-4}$	[148]
<i>n</i>	As	»	1,01	$\gamma$ -кв. Co <sup>60</sup>	$23 \cdot 10^{-4}$	[148]
<i>n</i>	As	»	0,86	$\gamma$ -кв. Co <sup>60</sup>	$18 \cdot 10^{-4}$	[148]
<i>r</i>	B	Тигельный	30	<i>p</i> (660 МэВ)	17	[143]
<i>r</i>	B	»	8	<i>p</i> (660 МэВ)	42	[143]
<i>r</i>	B, Ga	»	43	<i>p</i> <sub>реакт</sub> (1 МэВ)	5,7	[40]
<i>r</i>	Ga	»	2	<i>p</i> <sub>реакт</sub> (1 МэВ)	2,95	[146]
<i>r</i>	Al	»	2	<i>p</i> <sub>реакт</sub> (1 МэВ)	3,19	[146]
<i>r</i>	B	Зонный	80	$\gamma$ -кв. Co <sup>60</sup>	$6 \cdot 10^{-8}$	[144]
<i>r</i>	B	»	12	$\gamma$ -кв. Co <sup>60</sup>	$1 \cdot 10^{-8}$	[144]

облучении нейтронами, протонами и в меньшей степени электронами образование собственно структурных нарушений (областей разупорядочения, дивакансий и др.) преобладает над образованием ассоциаций дефектов с примесными атомами. В качестве иллюстрации на рис. 2.2 [149] приведена зависимость  $-\Delta n(p)/\Delta\Phi$  от исходной концентрации НЗ в кремнии при облучении нейтронами.

В работе [150] установлена зависимость начальной скорости удаления НЗ от исходного совершенства кристаллов (метода выращивания, концентрации основных и остаточных примесей) и энергии бомбардирующих электронов. Кристаллы *n*- и *p*-кремния облучались при 320 К электронами с энергиями 2, 5, 10, 30 и 100 МэВ. Эффективнее НЗ удаляются в кристаллах с меньшей концентрацией кислорода (зонная



плавка) и легирующей примеси. Увеличение энергии бомбардирующих электронов приводит к заметному росту скорости удаления НЗ.

Обращает на себя внимание, что с увеличением энергии электронов различие скоростей удаления НЗ в кристаллах кремния *n*- и *p*-типов с различным содержанием кислорода уменьшается. Последнее может быть объяснено возрастанием скорости введения структурных дефектов типа дивакансий и иных многовакансионных дефектных образований [151].

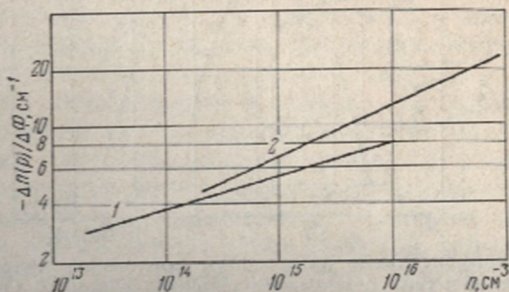


Рис. 22. Зависимость  $-\Delta n(p)/\Delta \Phi$  при облучении нейтронами ( $E > 10$  кэВ, 270 К) от исходной концентрации НЗ в кремнии *n*- (1) и *p*-типов (2)

Необходимо отметить также явление конверсии типа проводимости, наблюдаемое в ряде случаев при облучении кристаллов *n*-типа очень большими дозами. После конверсии уровень Ферми достигает своего предельного значения [4] и в дальнейшем смещается к середине запрещенной зоны. Конверсия типа проводимости в кристаллах с высоким содержанием кислорода происходит при дозах облучения  $\sim 10^{13}$  нейтрон/см<sup>2</sup>.

**Подвижность носителей заряда.** Подвижность НЗ в полупроводниках определяется рассеянием на тепловых колебаниях решетки, атомах и ионах примесей, несовершенствах структуры. При высоких температурах преобладает рассеяние на фононах. При этом подвижность пропорциональна  $T^{-3/2}$  [152]. С понижением температуры заметно возрастает вклад рассеяния на примесях и дефектах структуры и подвижность пропорциональна  $T^{3/2}$  [153].

Радиационные дефекты, как правило, вызывают снижение подвижности НЗ [71, 154]. Из рис. 2.3, а видно, что с ростом интегрального потока быстрых нейтронов подвижность уменьшается, причем изменения ее растут значительно заметнее при низких температурах (рис. 2.3, б), когда рассеяние определяется дефектами структуры.

В кристаллах кремния при небольших дозах облучения гамма-квантами или электронами с энергией до 1 МэВ харак-

тер зависимости  $\mu(T)$  сохраняется практически таким, каким был до облучения. Лишь область температур, при которых основным является рассеяние на ионизированных центрах, в облученных кристаллах расширяется в сторону высоких тем-

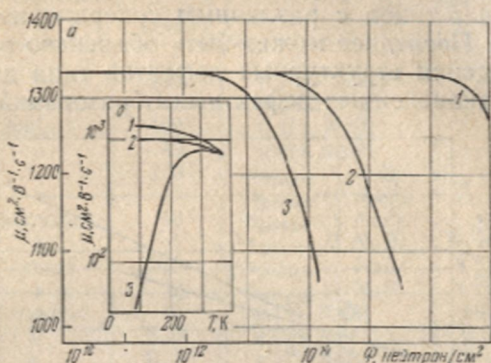


Рис. 2.3. Экспериментальные зависимости холловской подвижности электронов в кремнии *n*-типа с удельным сопротивлением 30 Ом·см от интегрального потока излучения (300 К) при облучении гамма-квантами  $Co^{60}$  (1), электронами с  $E=25$  МэВ (2) и быстрыми реакторными нейтронами (3) — а и в кремнии *n*-типа с удельным сопротивлением 10 Ом·см, облученном быстрыми реакторными нейтронами (1 — исходная подвижность, 2 — при  $\Phi=4 \cdot 10^{13}$ , 3 —  $\Phi=1,7 \cdot 10^{14}$  нейтрон/см<sup>2</sup>), от температуры — б

ператур, свидетельствуя, что при облучении вводятся заряженные дефекты.

При нейтронном, протонном и высокоэнергетическом электронном облучении наклон низкотемпературной ветви зависимости  $\mu(T)$  более резкий.

Для объяснения экспериментальных данных приходится привлекать модели рассеяния на нейтральных центрах, скоплениях дефектов и разупорядоченных областях.

Разупорядоченные области в кремнии впервые прямо наблюдались в [51, 155]. Они представляют собой [49] локальные скопления дефектов, окруженные слоем пространственного заряда. Такие включения эффективно блокируют потоки свободных НЗ. Температурная зависимость подвижности при рассеянии на разупорядоченных областях качественно похожа на аналогичную зависимость при рассеянии на точечных заряженных центрах. В количественном же отношении различие между этими механизмами существенно. Показатель степени в зависимости  $\mu \sim T^n$  при рассеянии на включениях, окруженных слоем пространственного заряда, может достигать 10 [49].

Уменьшение холловской подвижности в кристаллах кремния при облучении экспериментально наблюдалось многими



авторами [42, 144, 156—161]. Ими установлена также зависимость уменьшения  $\mu$  от вида и энергии бомбардирующих частиц, что может быть объяснено различием вводимых при облучении дефектов.

Сравнение изменений концентрации и подвижности НЗ при одинаковых дозах облучения показывает, что  $\mu$  менее чувствительна к воздействию радиации и изменения электропроводности облученного кремния обусловлены, как правило, изменением концентрации НЗ.

**Удельное сопротивление.** Удельное сопротивление кремния (нередко приводятся данные по электропроводности) при облучении, как правило, возрастает [71, 142, 162—166] вследствие снижения концентрации и уменьшения подвижности НЗ и с увеличением дозы облучения стремится к значению, характерному для собственного полупроводника [71]. При этом доминирующая роль принадлежит снижению концентрации НЗ, вызывающему смещение к середине запрещенной зоны уровня Ферми. В ряде работ [142, 159, 163—165] отмечается зависимость изменений удельного сопротивления (электропроводности) от концентрации основных легирующих примесей и содержания кислорода.

Установлено, что при облучении вводятся дефекты как донорного, так и акцепторного типа, приводящие к компенсации основной легирующей примеси. Возрастание удельного сопротивления кремния  $n$ -типа с ростом интегрального потока электронов можно видеть на рис. 2.4, а. Исходная концентрация НЗ в исследованных кристаллах была различной. Компенсация кремния с меньшей начальной концентрацией

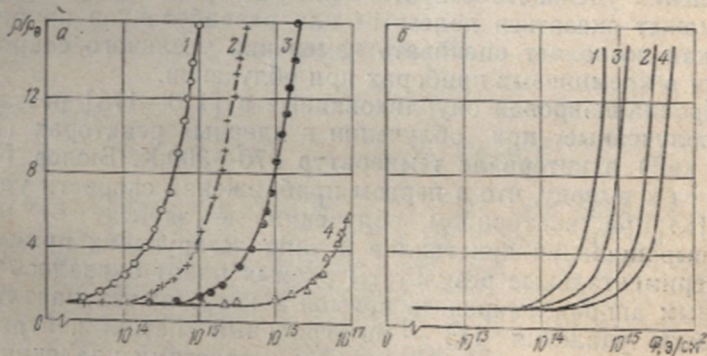


Рис. 2.4. Влияние облучения кремния  $n$ -типа электронами с  $E=25$  МэВ на удельное сопротивление при его начальных значениях 250 (1), 40 (2), 5 (3) и 0,3 Ом·см (4) — а и на кристаллы кремния  $n$ -типа, полученные зонным (1, 3) и тигельным (2, 4) методами при энергии электронов 25 (1, 2) и 10 МэВ (3, 4) — б

НЗ происходит при облучении меньшими интегральными потоками. Скорость изменения удельного сопротивления зависит также от содержания в кристаллах кислорода: с уменьшением концентрации последнего она увеличивается.

Из рис. 2.4, б видно, что кристаллы кремния, обнаружившие более высокую чувствительность к облучению, были получены зонной плавкой и, следовательно, содержали примерно  $10^{16}$  см<sup>-3</sup> кислорода, тогда как кристаллы, выращенные в тигле, содержат около  $5 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup> кислорода. Кривые также показывают, что более эффективно влияют на скорость изменения удельного сопротивления быстрые электроны с энергией 25 МэВ, чем с энергией 10 МэВ. Аналогичный вывод был сделан из сравнения эффективности [167] воздействия реакторных нейтронов со средней энергией около 2 МэВ и моноэнергетических нейтронов с энергией 14 МэВ.

В ряде работ, например [168], предпринимались попытки повысить устойчивость кремния к радиации введением в кристаллы, выращенные по методу Чохральского, специальных добавок, увеличивающих в несколько раз содержание кислорода в слитках. Достигнутые при этом концентрации кислорода ( $\sim 10^{18}$  см<sup>-3</sup>), вероятно, нельзя считать предельными. Облучение быстрыми электронами показало, что удельное сопротивление кристаллов *n*-Si с добавками кислорода возрастает значительно медленнее, чем исходных кристаллов. Есть основания полагать, что, насыщая кристаллы *n*-кремния кислородом, удастся получать материалы, более устойчивые к радиации.

Заслуживает внимания упрощенный подход к анализу изменений удельного сопротивления Si при облучении [169]. Он может оказаться полезным для разработчиков приборов, так как позволяет оценивать изменения удельного сопротивления в кремниевых приборах при облучении.

Проанализировав опубликованные в [170—175] результаты, полученные при облучении в ядерных реакторах ( $E_n > 10$  кэВ) в интервале температур 270—300 К, Бюлер [169] пришел к выводу, что в первом приближении скорости удаления НЗ при нейтронном облучении не зависят от методов выращивания кристаллов и типа легирующих примесей. Экспериментальные результаты разных работ оказалось возможным аппроксимировать прямой в координатах начальная скорость удаления НЗ — интегральный поток нейтронов.

Зависимость между начальными скоростями удаления НЗ и интегральным потоком нейтронов для кремния *n*-типа может быть записана в виде

$$-\left(\frac{dn}{d\Phi}\right)_{\Phi \rightarrow 0} = n_0^{0,23}/k_n, \quad (2.1)$$



а для кремния  $p$ -типа

$$-\left(\frac{dp}{d\Phi}\right)_{\Phi \rightarrow 0} = p_0^{0,23}/k_p, \quad (2.2)$$

где  $k_n$  и  $k_p$  — коэффициенты для кремния  $n$ - и  $p$ -типов. Численные значения этих коэффициентов лежат между 387 и 3300, которыми определяются нижний и верхний пределы скорости удаления НЗ.

Обоснованно считая [170, 171, 175], что повреждения кремния обусловлены преимущественно изменением концен-

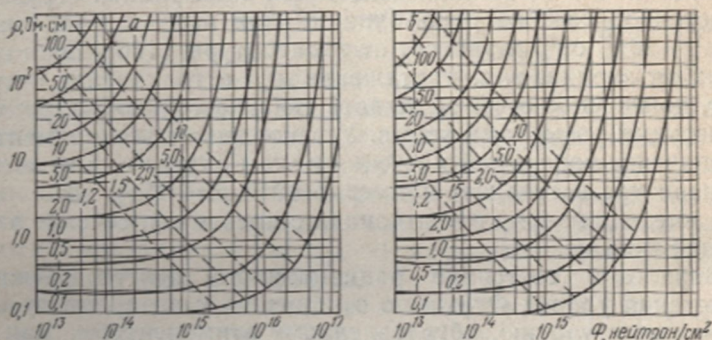


рис. 2.5. Расчетные кривые  $\rho(\Phi)$  для  $n$ - (а) и  $p$ -кремния (б)

трации НЗ и что изменением их подвижности для практических целей можно пренебречь, Бюлер [169] приходит к следующим выражениям соответственно для материалов  $n$ - и  $p$ -типов:

$$\rho_n = \rho_{n_0} \exp(k_{\rho_n} \Phi), \quad (2.3)$$

$$\rho_p = \rho_{p_0} \exp(k_{\rho_p} \Phi), \quad (2.4)$$

где

$$k_{\rho_n} = 1/k_n n_0^{0,77}, \quad k_{\rho_p} = 1/k_p p_0^{0,77}.$$

С учетом того что  $k_n=387$  и  $k_p=444$  (это справедливо в интервалах  $5 \cdot 10^{13} < n_0 < 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и  $10^{14} < p_0 < 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  соответственно), рассчитаны кривые  $\rho(\Phi)$  (рис. 2.5). Штриховыми кривыми обозначены интегральные потоки нейтронов, облучение которыми приводит к одинаковым относительным изменениям удельного сопротивления кремния.

**Время жизни неосновных носителей заряда.** Время жизни неосновных НЗ, т. е. скорость объемной рекомбинации, являющаяся важнейшим параметром основных классов полупроводниковых приборов; определяется наличием ловушек, локальных центров, способных захватывать неравновесные

носители. Эффективность рекомбинации зависит как от концентрации ловушек, так и от вероятности захвата НЗ рекомбинационным центром.

Принципиальный интерес представляет вопрос о природе радиационных центров рекомбинации. При рекомбинации может иметь место захват НЗ нейтральными центрами, а также центрами, имеющими противоположный или одноименный по отношению к носителю заряд. Теоретическое обоснование процесса захвата дано только для кулоновского притяжения, когда процесс рекомбинации обуславливается кулоновским потенциалом и не зависит от деталей электронной структуры. Поперечное сечение рекомбинации для этого случая велико ( $10^{-13}$ — $10^{-15}$  см<sup>2</sup>) и зависит от температуры [176]. Если центр не имеет заряда, т. е. притяжение или отталкивание отсутствует, поперечное сечение захвата связано только с характеристическими размерами атома. Установленное экспериментально значение поперечного сечения в этом случае при комнатной температуре составляет примерно  $10^{-16}$  см<sup>2</sup> [176]. Для центров, имеющих заряд одного знака с носителем, сечение захвата еще меньше.

Зарядовое состояние радиационного центра зависит от положения уровня Ферми по отношению к дискретному энергетическому уровню, обусловленному этим центром. Как уже отмечалось, при облучении Si различными видами радиации имеются различия в структуре радиационных дефектов. Так, при облучении гамма-квантами и быстрыми электронами с энергией менее 10 МэВ вводятся преимущественно точечные дефекты, при нейтронном же облучении могут образовываться области скопления дефектов. Эти дефекты (простые и более сложные) обуславливают появление в запрещенной зоне кремния спектра энергетических уровней. Причем доминирующие из них, т. е. обусловленные центрами, концентрация которых велика, практически одинаково расположены в запрещенной зоне при всех видах облучения [4]. В *n*-Si, содержащем в большой концентрации кислород ( $10^{18}$  см<sup>-3</sup>), при облучении гамма-квантами, быстрыми электронами и нейтронами в качестве доминирующего рекомбинационного уровня выступает уровень  $E_C - 0,17 \pm 0,01$  эВ [93, 102, 105, 147, 177—182]. В ряде работ [5, 102, 183] указывается, что в бескислородном *n*-Si при облучении  $\gamma$ -квантами  $Co^{60}$ , быстрыми электронами и нейтронами доминирующую роль в рекомбинации играет энергетический уровень  $E_C - 0,4$  эВ, принадлежащий *E*-центру или дивакансии. В облученном нейтронами бескислородном *p*-Si с  $\rho = 110$  Ом·см, полученном зонной плавкой, рекомбинационными являются уровни:  $E_C - 0,16$  эВ,  $E_V + 0,45$  эВ,  $E_V + 0,38$  эВ,  $E_V + 0,30$  эВ [184]. В кислородном *p*-Si с удельным сопротивлением 5 Ом·см обнаружены энергетические уровни



$E_C - 0,16$  эВ,  $E_V + 0,3 \pm 0,01$  эВ,  $E_V + 0,16$  эВ [181]. В высокоомном  $p$ -кремнии проявляется уровень  $E_V + 0,27$  эВ [166, 172]. Как видно, в  $p$ -Si спектр энергетических уровней богаче, чем в  $n$ -Si. Однако доминирующим рекомбинационным уровнем в облученных нейтронами транзисторах на  $p$ -Si оказался в основном один уровень  $E_V + 0,3$  (0,27) эВ [180, 185, 186].

Сечения захвата неосновных НЗ на радиационных центрах, по результатам многих исследований, сильно различаются и лежат в пределах: для дырок  $\sigma_p \approx 5 \cdot 10^{-13} - 2 \cdot 10^{-15}$  см<sup>2</sup>, для электронов  $\sigma_n \approx 7 \cdot 10^{-14} - 10^{-17}$  см<sup>2</sup> [5], т. е. центры могут быть как нейтральными, так и заряженными.

Экспериментально определенное сечение захвата всегда больше на центрах, образованных нейтронным облучением. Это дает основание предполагать, что при нейтронном облучении в рекомбинационном процессе наряду с изолированными центрами принимают участие разупорядоченные области. По имеющимся данным [5, 49, 58, 143, 187], они играют существенную роль в рекомбинации неосновных НЗ в кремнии, облученном быстрыми нейтронами, высокоэнергетическими электронами и протонами, хотя строгая математическая трактовка этого процесса пока отсутствует.

Поскольку рекомбинация в облученном кремнии идет через один или, возможно, два доминирующих энергетических уровня, то в характере изменений времени жизни неосновных НЗ при всех видах облучения должно наблюдаться сходство, что в действительности подтверждается экспериментами.

Для получения количественных соотношений между временем жизни неосновных НЗ и интегральным потоком излучения обычно привлекают теорию рекомбинации через уровни или состояния в запрещенной зоне [188, 189]. На основании этой теории в [190] получено упрощенное выражение для обратной величины времени жизни неосновных НЗ в функции интегрального потока облучения

$$1/\tau = 1/\tau_0 + \Delta(E) \sigma_c v f(E_t - E_F) \Phi, \quad (2.5)$$

где  $\tau_0$  — время жизни неосновных НЗ до облучения;  $\Delta(E)$  — вероятность того, что бомбардирующая частица образует рекомбинационный центр;  $\sigma_c$  — сечение захвата неосновного НЗ центром;  $v$  — тепловая скорость носителя;  $E_t$  — энергетический уровень рекомбинационного центра, введенного облучением;  $E_F$  — уровень Ферми;  $f(E_t - E_F)$  — вероятность того, что рекомбинационный центр занят основным носителем и, следовательно, готов захватить неосновной.

Множитель перед интегральным потоком  $\Phi$  в выражении (2.5) представляет собой постоянный для данного материала и условий облучения коэффициент, называемый коэффициентом

том радиационного изменения времени жизни неосновных НЗ  $K_1$ . Часто целесообразно вводить его обратное значение  $K_1$ . Тогда для рекомбинации через один уровень можно записать

$$1/K_1 = \Delta(E) \sigma_c v f(E_i - E_F). \quad (2.6)$$

Вид теоретической функции  $f$  для рекомбинационного центра, расположенного на единичном дискретном уровне, рассматривался Холлом — Шокли — Ридом. Для  $n$ -Si средней проводимости ( $E_F < E_i$  и  $n_0 \ll n_1$ , где  $n_0$  — концентрация электронов в условии теплового равновесия,  $n_1$  — число электронов в зоне проводимости при  $E_F = E_i$ ) выражение (2.6) принимает вид

$$1/K_1 = \Delta(E) \sigma_p v \exp[(E_F - E_i)/kT]. \quad (2.7)$$

Здесь  $\sigma_p$  — поперечное сечение захвата дырки центром.

Похожее выражение можно записать и для  $p$ -Si.

Из выражения (2.7) видно, что при  $E_F \gg E_i$  может иметь место  $f=0$  и

$$1/K_1 = \Delta(E) \sigma_p v. \quad (2.8)$$

В этом случае  $1/K_1$  не зависит от величины удельного сопротивления, что действительно имеет место в сильнолегированных материалах. Заметим, что уравнения (2.7) и (2.8) не позволяют, однако, определить, находится ли уровень выше или ниже середины запрещенной зоны. Из выражения (2.8) можно определить сечение захвата носителей.

Итак, выражение для радиационного изменения времени жизни неосновных НЗ можно записать в виде

$$1/\tau = 1/\tau_0 + \Phi/K_1. \quad (2.9)$$

Справедливость (2.9) подтверждена экспериментально в [58, 147, 180, 191, 192] при облучении кремния гамма-квантами  $Co^{60}$ , быстрыми электронами, нейтронами и протонами в практическом диапазоне доз.

Коэффициент радиационного изменения времени жизни неосновных НЗ  $K_1$  зависит от скорости введения радиационных центров, их сечений захвата, степени заполнения, связанной с положением уровня Ферми, а также от концентрации основных НЗ в кристалле.  $K_1$  связан с коэффициентом изменения диффузионной длины носителей заряда  $K_L$  соотношением  $K_L = 1/K_1 D$ , где  $D$  — коэффициент диффузии.

Рассмотрим некоторые закономерности изменения  $K_L$  и  $K_1$ , а также времени жизни неосновных НЗ при облучении.

Энергетическая зависимость скорости повреждения монокристаллов кремния при облучении протонами и электронами была изучена в [193]. Исследовался  $n$ -Si с удельным сопротивлением 30 Ом·см. Обнаружено отклонение зависимости



от ожидаемой логарифмической, основанной на расчете скорости введения точечных дефектов по модели Кинчина и Пиза [35]. Это свидетельствует о том, что при высоких энергиях бомбардирующих частиц изменение свойств кремния зависит от дефектов, не учитываемых данной моделью. Было высказано предположение [193], что увеличение скорости повреждения Si обусловлено введением областей разупорядочения.

При облучении *n*-Si протонами также обнаружено отклонение энергетической зависимости скорости изменения време-

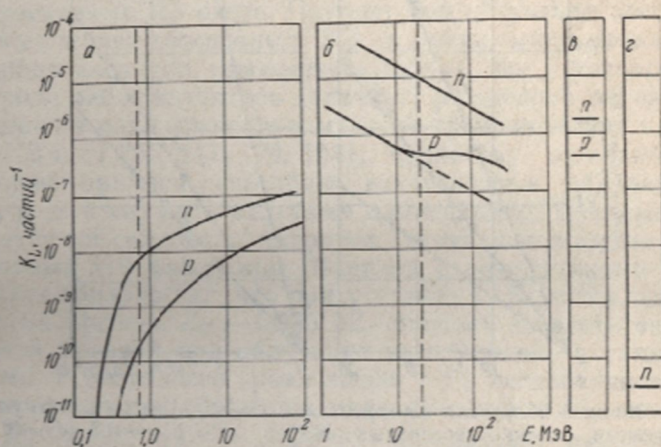


Рис. 2.6. Зависимость коэффициента  $K_L$  от энергии бомбардирующих электронов (а), протонов (б), нейтронов с  $E=1$  МэВ (в) и гамма-квантов  $Co^{60}$  (г)

ни жизни неосновных НЗ от ожидаемой по теории Кинчина и Пиза. Это отклонение происходит при энергиях частиц, соответствующих переходу от случая, когда доминирующими в изменении свойств кремния являются точечные дефекты, к случаю, когда доминирующими становятся разупорядоченные области.

В работе [7] проведено сопоставление относительных эффективностей повреждения рекомбинационных свойств, вызываемого в кремнии облучением электронами, протонами, нейтронами (рис. 2.6). Сравнение производилось по величинам коэффициентов повреждения диффузионной длины неосновных НЗ при малом уровне инжекции, полученным разными авторами на солнечных батареях с базой *n*- и *p*-типов проводимости и удельным сопротивлением от 1 до 10 Ом·см. Для полного представления об относительной эффективности воздействия различных видов излучения на рисунке приведены

также значения  $K_L$  для  $n$ -Si с удельным сопротивлением 6 Ом·см, полученные из измерений времени жизни неосновных НЗ при облучении гамма-квантами  $Co^{60}$  [110].

Время жизни неосновных НЗ при облучении кремния зависит от концентрации основной примеси и температуры облучения. Это иллюстрирует рис. 2.7 [147]. Кремний был легирован фосфором и содержал  $5 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup> кислорода. Измерения проводились при высоких уровнях инжекции в процессе облу-

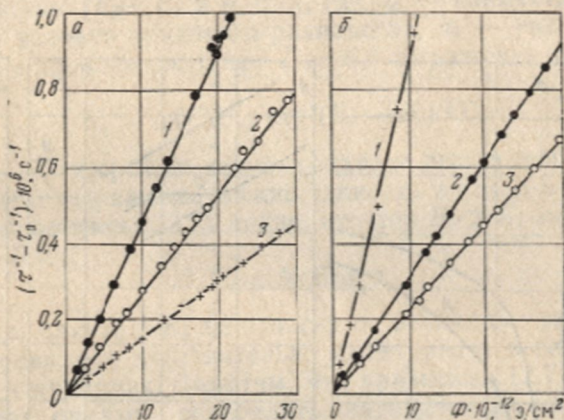


Рис. 2.7. Влияние облучения электронами с  $E=25$  МэВ на обратную величину времени жизни неосновных НЗ в  $n$ -Si с  $\rho=0,3$  (1), 40 (2) и 150 Ом·см (3) при 293 К — а и с  $\rho=150$  Ом·см при 213 (1), 293 (2) и 393 К (3) — б

чения. Линейный характер зависимости  $\tau^{-1}(\Phi)$ , как видно из рисунка, сохраняется в широком диапазоне удельных сопротивлений, температур облучения и доз. Отклонение от линейности наблюдается только при больших дозах. Время жизни неосновных НЗ быстрее изменяется у низкоомного кремния, а также при пониженных температурах облучения. В диапазоне исследованных температур влияние отжига на радиационные повреждения было несущественным.

Полученные результаты свидетельствуют, что на  $\tau$  при облучении влияют концентрация введенных радиационных дефектов, содержание фосфора, температура облучения. При облучении положение уровня Ферми не изменялось, так как дозы были невелики. По экспериментальным результатам построена зависимость  $K_1^{-1}(E_F)$  [147]. Положение уровня Ферми, при котором эта зависимость выходит на насыщение, соответствует уровню рекомбинации  $E_C - 0,17$  эВ. В этой ситуации все центры заняты основными НЗ и скорость рекомбинации определяется вероятностью поступления дырок. По-



перечное сечение захвата дырок  $\sigma_p$  на рекомбинационном центре, определенное из выражения (2.8), оказалось равным  $10^{-15}$  см<sup>2</sup>.

Найденное положение доминирующего уровня рекомбинации ( $E_C - 0,17$  эВ) позволяет объяснить наблюдаемый при облучении характер изменения  $\tau$  в Si, содержащем кислород, в зависимости от величины удельного сопротивления и температуры облучения. Чем ближе находится уровень Ферми к уровню  $E_C - 0,17$  эВ, тем вероятность заполнения его электронами больше и, следовательно, скорость рекомбинации на нем неосновных НЗ выше. Поэтому при облучении электронами время жизни неосновных НЗ в низкоомном кремнии, содержащем кислород, изменяется быстрее, чем в высокоомном.

В ряде работ изучалось влияние различных легирующих примесей на радиационное изменение времени жизни неосновных НЗ в Si [58, 147, 179, 194], поскольку ожидалось, что некоторые примеси способны «залечивать» радиационные дефекты или служить центрами аннигиляции. Впервые влияние лития на снижение скорости изменения времени жизни неосновных НЗ наблюдали Вавилов с сотрудниками [195—198]. Они обнаружили, что присутствие в Si лития, дающего донорный уровень  $E_C - 0,033$  эВ, снижает скорость введения глубоких уровней при облучении электронами, а также нейтронами. В результате время жизни в Si, легированном литием, снижается при облучении медленнее, чем в Si, легированном фосфором [198]. Эффект повышения радиационной стойкости кремния по времени жизни неосновных НЗ при облучении протонами с энергией 6,3 МэВ описан в работе [199], в которой установлено, что влияние лития ( $10^{16}$ — $2 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>) сказывается лишь в образцах с низким содержанием кислорода ( $\sim 8 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>). В образцах же с концентрацией его  $10^{18}$  см<sup>-3</sup> литий никакого влияния не оказывает. Вероятно, повышенная концентрация кислорода препятствует взаимодействию лития с рекомбинационными центрами. Литий в Si, как известно, имеет аномально высокий коэффициент диффузии и в последнем случае связывается не с дефектами, а с кислородом, образуя комплексы LiO<sup>+</sup>.

В [200] установлено, что введение в Si золота также стабилизирует время жизни неосновных НЗ при облучении электронами. Вероятно, атомы золота являются стоками для вакансий.

При облучении Si нейтронами влияния бора, алюминия, фосфора, мышьяка, а также кислорода на скорость деградации времени жизни не было обнаружено [58]. В данном случае на эту скорость влияют тип проводимости кремния и концентрация основной легирующей примеси. Это позволило сделать вывод [58], что при облучении нейтронами рекомби-

нация идет преимущественно через скопления дефектов и под-
 легирующие примеси не играют существенной роли. Для ин-
 терпретации экспериментальных результатов [58] Месенжер
 предложил модель двух «усредненных» рекомбинационных
 уровней [201] и определил их положения ( $E_C - 0,265$  эВ и  $E_V + 0,31$  эВ).
 Уровень  $E_V + 0,31$  эВ обычно экспериментально
 обнаруживается при облучении  $p$ -Si. Используя статистику

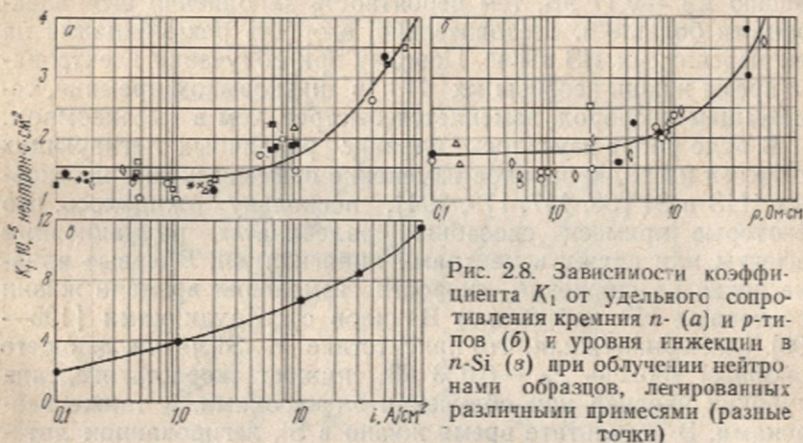


Рис. 28. Зависимости коэффициента  $K_1$  от удельного сопротивления кремния  $n$ - (а) и  $p$ -типов (б) и уровня инжекции в  $n$ -Si (в) при облучении нейтронами образцов, легированных различными примесями (разные точки)

рекомбинации Холла—Шокли—Рида [188, 189], Месенжер [201] получил выражения для коэффициентов деградации времени жизни в  $n$ - и  $p$ -Si при облучении нейтронами с  $E > 10$  кэВ:

$$K_{1n} = \frac{2,1 + 0,18\rho_0 + 9,0 \cdot 10^{-5}\rho_0^2}{1 + 1,4 \cdot 10^{-2}\rho_0}, \quad (2.10)$$

$$K_{1p} = \frac{1,4 + 8,6 \cdot 10^{-2}\rho_0 + 1,2 \cdot 10^{-3}\rho_0^2}{1 + 3,8 \cdot 10^{-2}\rho_0}, \quad (2.11)$$

где  $\rho_0$  — начальное удельное сопротивление кремния.

Наблюдается хорошее совпадение экспериментальных [58] и рассчитанных по формулам (2.10) и (2.11) коэффициентов  $K_{1n}$  и  $K_{1p}$  (рис. 28). В области высокой проводимости коэффициенты  $K_1$  практически не зависят от  $\rho$ .

Как эксперименты, так и теория показывают зависимость изменения времени жизни неосновных НЗ от уровня инжекции. При его изменении, например, от 0,1 до 50  $K_1$  возрастает более чем в 5 раз (рис. 28, в) [201].

Анализ влияния различных видов облучения на  $n$ - и  $p$ -Si с различным удельным сопротивлением убедительно показывает, что время жизни неосновных НЗ весьма чувствительно



к воздействию радиации и существенно изменяется при больших дозах облучения, когда подвижность и концентрация основных НЗ остаются практически неизменными.

## § 2.2. АРСЕНИД ГАЛЛИЯ

Арсенид галлия — перспективный полупроводник, принадлежащий к бинарным соединениям типа А<sup>III</sup>В<sup>V</sup>. Он обладает прямой зонной структурой со сравнительно широкой запрещенной зоной и применяется при изготовлении излучающих, туннельных и лазерных диодов, солнечных элементов и диодов Ганна.

Радиационные нарушения в GaAs изучены менее, чем в кремнии, в частности из-за трудности идентификации экспериментальных результатов. Только точечных дефектов в нем может быть создано восемь типов [95, 134], так как в GaAs две подрешетки.

При облучении в арсениде галлия образуются дефекты с мелкими и глубокими акцепторными и донорными уровнями. На основании исследований подвижности НЗ и отжига облученных образцов считается, что мелкие уровни в запрещенной зоне принадлежат точечным дефектам.

В ряде работ [122, 124, 125, 127, 202—205] приводятся данные о взаимодействии простых точечных дефектов с примесями, приводящем к образованию устойчивых комплексов и активации электрически нейтральных примесей. При облучении нейтронами кристаллов, легированных медью, может иметь место конверсия типа проводимости.

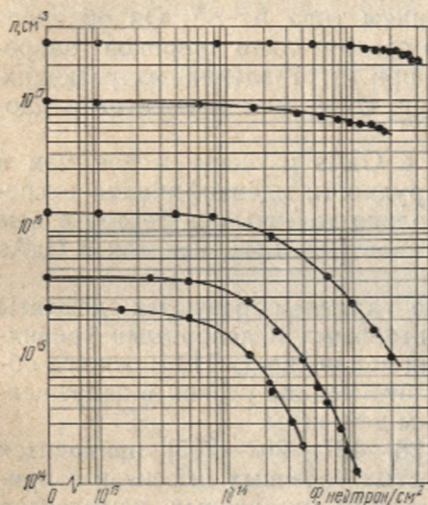
При облучении GaAs нейтронами, протонами или высокоэнергетическими электронами возможно образование скопленных дефектов [51, 52, 206—208], представляющих собой металлические фазы с удельным сопротивлением около  $10^{-4}$  Ом·см [61, 209, 210]. При больших интегральных потоках быстрых нейтронов металлические включения могут занимать до  $10^{-3}$  объема кристалла, однако полупроводниковые свойства его при этом сохраняются.

Радиационные дефекты в GaAs обладают высокой температуроустойчивостью. Их отжиг протекает при температурах выше 490 К.

**Концентрация носителей заряда.** Известен ряд работ [62, 63, 116, 119, 121, 204, 209—226], посвященных изучению изменений равновесной концентрации НЗ в GaAs при облучении частицами высоких энергий. Экспериментальные результаты показывают, что под действием жестких излучений в GaAs возникают как донорные, так и акцепторные центры, принимающие эффективное участие в захвате НЗ. По мере возрастания концентрации радиационных дефектов до значений, пре-

восходящих исходные концентрации примесей, равновесная концентрация НЗ и связанное с ней положение уровня Ферми [4] приближаются к предельным значениям, определяемым системой энергетических уровней радиационных нарушений.

Как видно из рис. 2.9 [211], при всех начальных концентрациях носителей заряда число свободных электронов в зоне



проводимости экспоненциально убывает с ростом дозы облучения. Отметим, что экспоненциальный участок зависимости  $n(\Phi)$  наблюдается при тем меньших интегральных потоках быстрых нейтронов, чем меньше концентрация электронов до

Рис. 2.9. Изменение концентрации электронов в легированных кристаллах  $n$ -GaAs с различной исходной концентрацией НЗ в зависимости от интегрального потока быстрых нейтронов

облучения. Экспериментальные кривые достаточно хорошо описываются выражением

$$n = n_0 \exp(-K_n \Phi), \quad (2.12)$$

где  $K_n$  — коэффициент радиационного повреждения концентрации НЗ, зависящий от исходной концентрации  $n_0$ . Он может быть представлен как относительная скорость удаления носителей заряда, т. е.  $K_n = \left(-\frac{dn}{d\Phi}\right) \frac{1}{n_0}$ . Значения  $K_n$ , определенные из

экспериментальных кривых  $n(\Phi)$ , для не слишком больших доз облучения достаточно близки, что дает основание считать  $K_n$  постоянным для данного вида облучения.

Скорость уменьшения концентрации НЗ  $-\Delta n/\Delta \Phi$  при облучении GaAs быстрыми нейтронами зависит от исходной концентрации носителей (рис. 2.10) [227].

Облучение электронами также приводит к уменьшению концентрации НЗ как в  $n$ -, так и в  $p$ -GaAs [116, 121, 204, 209, 210, 220, 221]. В [216] приводятся скорости уменьшения концентрации свободных НЗ в  $n$ -GaAs при облучении быстрыми нейтронами с энергией 1 МэВ, равные соответственно 8 и 0,5



см<sup>-1</sup>. При облучении гамма-квантами Co<sup>60</sup> концентрация НЗ в n-GaAs убывает со скоростью примерно 1,4·10<sup>-2</sup> см<sup>-1</sup> [217], что согласуется с 1,6·10<sup>-2</sup> см<sup>-1</sup>, рассчитанным в [218].

Выражение (2.12) описывает экспериментально наблюдаемые изменения концентрации НЗ только в первом приближении. В действительности при облучении GaAs различными видами частиц образуются различные как по природе, так и по свойствам дефекты, имеющие свои скорости введения и положения энергетических уровней. Кроме того, выражение (2.12) не позволяет описать об-

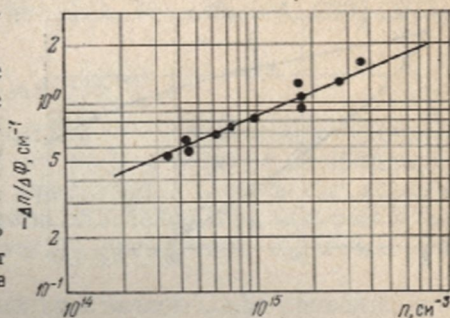


Рис. 2.10. Зависимость  $-\Delta n/\Delta\Phi$  при облучении нейтронами от исходной концентрации НЗ в n-GaAs

ласть насыщения концентрации НЗ, существование которой объясняется конечностью числа атомов легирующей примеси. Компенсация исходных примесей радиационными дефектами приводит к тому, что арсенид галлия становится собственным [211], после чего дальнейшее уменьшение концентрации НЗ практически прекращается.

Начальные скорости удаления НЗ в арсениде галлия зависят от вида облучения и его энергии (табл. 2.2).

Скорость удаления НЗ в GaAs зависит также от совершенства исходных кристаллов [224], которые даже при одинаковой исходной концентрации НЗ могут быть существенно неоднородны. Следует заметить, что у образцов, структурно

Таблица 2.2  
Начальные скорости удаления НЗ в GaAs при различных видах облучения

Вид облучения	$-\Delta n/\Delta\Phi$ , см <sup>-1</sup>	Литература
Нейтроны реакторные	$n_0^{0.2}/300$	[228]
Электроны:		
E=2,5 МэВ	5	[228]
E=10 МэВ	9	[228]
E=30 МэВ	12	[228]
E=100 МэВ	25	[228]
Гамма-кванты Co <sup>60</sup>	1,4·10 <sup>-2</sup>	[225]

неоднородных, значителен разброс величины  $-\Delta n/\Delta\Phi$  по сравнению с более совершенными кристаллами. У менее совершенных образцов, как правило, меньшие скорости удаления носителей, чем у равных по концентрации НЗ образцов с высокой подвижностью.

**Подвижность носителей заряда.** Изменение подвижности НЗ при облучении кристаллов арсенида галлия обусловлено в основном увеличением сечения рассеяния центров, связан-

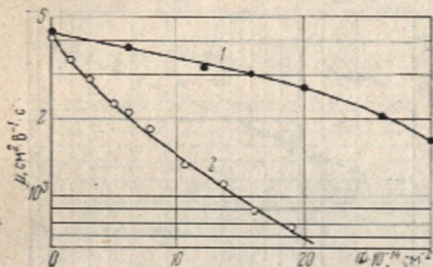


Рис. 2.11. Влияние облучения быстрыми электронами с  $E=25$  МэВ (1) и реакторными нейтронами (2) на холловскую подвижность НЗ в арсениде галлия  $n$ -типа

ном с уменьшением концентрации НЗ и с увеличением размеров областей пространственного заряда, и увеличением концентрации рассеивающих центров радиационного происхождения. Оба процесса, как правило, протекают одновременно и ведут к снижению подвижности НЗ в GaAs.

Из рис. 2.11 видно, что при облучении реакторными нейтронами и электронами с энергией 25 МэВ холловская подвижность НЗ в  $n$ -GaAs заметно снижается. Однако при облучении нейтронами температурная зависимость холловской подвижности электронов в области низких температур имеет характерную особенность. Наклон кривой  $\mu(T)$  велик и не может быть объяснен рассеянием на ионизированных центрах. Этот факт принято связывать с образованием областей разупорядочения [62, 209]. Такие области могут возникать и при облучении электронами с  $E > 10$  МэВ [210, 221].

При не слишком больших интегральных потоках облучения изменение подвижности НЗ в GaAs описывается выражением

$$\mu/\mu_0 = (1 + K_\mu\Phi)^{-1}, \quad (2.13)$$

где  $K_\mu$  — радиационный коэффициент изменения подвижности НЗ, зависящий от вида и энергии бомбардирующих частиц и от начальной концентрации НЗ. Выражение (2.13) согласуется с экспериментальными результатами, если изменения холловской подвижности не слишком велики и отношение  $\mu/\mu_0 \geq 0,5$ .

**Удельное сопротивление.** Как уже было показано, при облучении частицами высоких энергий концентрация свободных



НЗ и их подвижность в кристаллах арсенида галлия уменьшаются. При достаточно больших интегральных потоках облучения концентрация достигает значения, характерного для кристаллов с собственной проводимостью. Поскольку в этих случаях подвижность НЗ ниже, чем в собственном полупроводнике, удельное сопротивление может значительно превышать собственное значение.

Для однородных кристаллов GaAs изменение удельного сопротивления при облучении [71, 72, 130, 224, 230] может быть представлено в виде

$$\rho = \rho_0 \exp(K_p \Phi), \quad (2.14)$$

где  $K_p$  — радиационный коэффициент изменения удельного сопротивления, зависящий от вида и энергии бомбардирующих частиц, совершенства кристалла и начального значения  $\rho_0$ . Для интегральных потоков облучения, при которых удельное сопротивление не достигает насыщения,  $K_p$  можно считать постоянным.

Облучение неоднородных кристаллов GaAs приводит к более быстрому возрастанию удельного сопротивления, чем облучение однородных с таким же значением  $\rho_0$ .

**Время жизни неосновных носителей заряда.** Изучение влияния облучения на свойства арсенида галлия показало, что наиболее чувствительно к облучению время жизни неосновных НЗ. В [229] отмечено, что практически полное подавление люминесценции, а значит, резкое снижение времени жизни неравновесных НЗ в облученном GaAs наблюдаются при таких интегральных потоках облучения, при которых изменения концентрации и подвижности НЗ только начинают проявляться.

Время жизни неосновных НЗ в арсениде галлия имеет две составляющие — излучательную ( $\tau_R$ ), определяемую концентрацией мелких легирующих примесей, и безызлучательную ( $\tau_N$ ), обуславливаемую дефектами структуры. Обратная величина общего времени жизни есть сумма обратных величин излучательного и безызлучательного времен жизни:

$$\tau^{-1} = \tau_R^{-1} + \tau_N^{-1}. \quad (2.15)$$

При облучении частицами высоких энергий в объем GaAs вводится большое количество дефектов структуры, являющихся эффективными центрами рекомбинации, что и приводит к снижению времени жизни. Изменение  $\tau$  при облучении, как и для кремния, записывается в виде выражения (2.9). Радиационный коэффициент изменения времени жизни НЗ зависит от вида и условий облучения, энергии бомбардирующих частиц, типа проводимости, типа и концентрации примесей, поло-



жения уровня Ферми, сечения захвата и энергетического положения радиационных дефектов.

Малые времена жизни НЗ в арсениде галлия затрудняют прямые измерения  $\tau$ . Поэтому обычно по изменению интенсивности краевой фото- или катодолюминесценции при облучении определяют величину  $\tau_0/K_1$ . При этом предпочтительнее измерения катодолюминесценции, так как в этом случае достигаются высокие уровни возбуждения и генерация НЗ протекает на большой глубине, что снижает роль поверхностной рекомбинации.

Зависимость интенсивности краевой катодолюминесценции от интегрального потока бомбардирующих частиц описывается выражением

$$L_V = L_{V0} \left( 1 + \frac{\tau_0}{K_1} \Phi \right)^{-n}, \quad (2.16)$$

где  $L_{V0}$  и  $L_V$  — интенсивности люминесценции до и после облучения;  $n=1$ , если диффузионная длина НЗ меньше глубины проникновения электронов, и  $n=2$  в обратном случае.

Полагая  $\tau_0 \approx \tau_R$ , что имеет место для кристаллов с высоким внутренним квантовым выходом, находят значение коэффициента радиационного изменения времени жизни НЗ.

Экспериментальное изучение катодолюминесценции кристаллов GaAs, легированных Te, Si, Sn, Ge, Zn, позволяет констатировать [230], что при облучении электронами с энергией 2,5 МэВ  $1/K_1$  не зависит от типа легирующей примеси и ее концентрации. Следовательно, указанные примеси, вероятно, не входят в состав рекомбинационных центров радиационного происхождения, а изменения интенсивности катодолюминесценции обусловлены образованием изолированных структурных дефектов. В [230] приводится значение  $1/K_1$ , равное  $7,5 \cdot 10^{-6} \text{ см}^2 \cdot \text{э}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ . Облучая GaAs электронами разных энергий, авторы [117] пришли к выводу, что характер зависимости  $1/K_1$  не изменяется при возрастании энергии электронов от 2,5 до 100 МэВ.

Приведенная на рис. 2.12 зависимость величины  $\tau_0/K_1$  от начальной концентрации НЗ при облучении [117] указывает на независимость скорости введения изолированных структурных дефектов от концентрации НЗ.

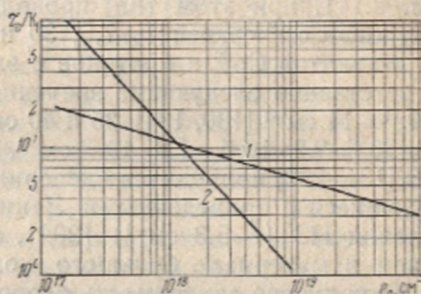
Коэффициент радиационного изменения времени жизни основных НЗ существенно зависит от энергии электронов. На рис. 2.13 [231] видно резкое увеличение  $1/K_1$  в области 10—30 МэВ. Предполагается, что при  $E < 10$  МэВ образование дефектов, влияющих на изменение времени жизни НЗ, обусловлено миграцией первичных точечных дефектов, тогда как при  $E > 10$  МэВ имеет место прямое образование таких дефектов. Исследование образцов, легированных разными примесями,



позволило установить, что дефекты, ответственные за уменьшение времени жизни неосновных НЗ, представляют собой ассоциации, в состав которых не входят атомы легирующей примеси. Для электронов с  $E > 25$  МэВ  $1/K_1 \approx (6-7) \cdot 10^{-5} \text{ см}^2 \cdot \text{э}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ .

При облучении гамма-квантами  $\text{Co}^{60}$  изменение времени жизни неосновных НЗ также определяется рекомбинацией на изолированных радиационных дефектах структуры.

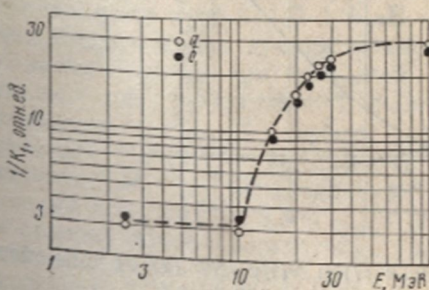
Рис. 2.12. Зависимость  $\tau_0/K_1$  от начальной концентрации НЗ в  $n$ -GaAs при облучении реакторными нейтронами (1) и электронами с  $E = 10$  МэВ (2)



В [128] отмечается, что  $1/K_1$  не зависит от типа донорной примеси и ее концентрации в пределах от  $5 \cdot 10^{17}$  до  $8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . В качестве усредненной величины  $1/K_1$  дается  $10^{-7} \text{ см}^2 \times \chi_{\text{квант}}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ .

Напротив, при реакторном облучении наблюдается отчетливая зависимость  $1/K_1$  от степени легирования кристалла, но отсутствует зависимость от типа легирующей примеси. В [117] показано, что коэффициент радиационного повреждения времени жизни неосновных НЗ при облучении реакторными нейтронами пропорционален  $n_0^{1/2}$ . Оценки дают  $1/K_1 = 4,7 \cdot 10^{-14} n_0^{1/2}$  для  $n$ -GaAs и  $1/K_1 = 4,7 \cdot 10^{-14} p_0^{1/2}$  для  $p$ -GaAs [117].

Поскольку при нейтронном облучении в GaAs создаются области с повышенной концентрацией изолированных дефектов, окруженные слоем пространственного заряда и являющиеся эффективными центрами рекомбинации, независимость



$1/K_1$  от типа проводимости позволяет предположить, что эти области имеют одинаковые сечения захвата для НЗ обоих знаков.

Рис. 2.13. Зависимость  $1/K_1$  от энергии бомбардирующих электронов в GaAs при  $n_0 = 3 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$  (Te) — а и  $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  (Ge) — б

### § 2.3. ФОСФИД ГАЛЛИЯ

В последние годы появились работы, посвященные исследованию влияния проникающей радиации на свойства GaP. Особое внимание в них уделяется изучению изменений электропроводности, концентрации и подвижности НЗ [129 — 131, 232, 233].

В результате воздействия радиации  $n$  и  $\mu$  уменьшаются (рис. 2.14), при этом тип проводимости сохраняется. Для электронов с энергией 1—7,5; 30 и 50 МэВ, быстрых нейтронов,  $\gamma$ -квантов  $\text{Co}^{60}$  и протонов с энергией 660 МэВ получены соответственно следующие значения скорости удаления НЗ:  $8 \cdot 10^{-1}$ — $14 \text{ см}^{-1}$  [130, 134], 25 и  $40 \text{ см}^{-1}$  [130],  $30 \text{ см}^{-1}$  и больше [130, 233],  $2,5 \cdot 10^{-4}$ — $1,8 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ ,  $3 \cdot 10^{-1}$ — $15 \text{ см}^{-1}$  [233].

В [131, 232] приводятся экспериментальные данные, не согласующиеся с приведенными. Заниженные значения скорости удаления НЗ ( $\sim 5,3 \text{ см}^{-1}$ ) [232], очевидно, объясняются наличием в материале большого количества неоднородностей. В [130] получена зависимость скорости удаления НЗ от исходной концентрации электронов в кристаллах, облученных электронами с энергией 1 МэВ:

$$-\frac{dn}{d\Phi} = \alpha n, \quad (2.17)$$

где  $\alpha = (5 \pm 2) \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ . Установлено также, что метод выращивания кристаллов не влияет на скорость удаления НЗ. Как уже говорилось, подвижность НЗ при облучении также уменьшается. В указанной работе показано, что при облучении электронами малых энергий (1—2 МэВ) вид зависимости  $\mu(T)$  не меняется. При высоких температурах наклон кривой этой зависимости соответствует рассеянию носителей заряда на решеточных колебаниях, а при низких — на ионизированных при-

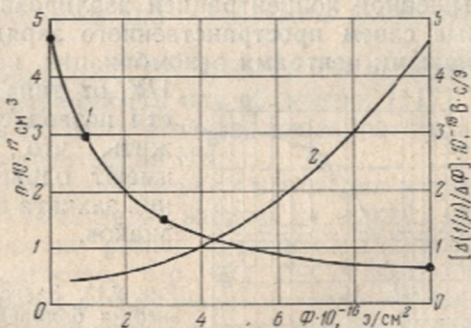


Рис. 2.14. Зависимости концентрации  $n$  (1) и  $\Delta(1/\mu)/\Delta\Phi$  (2) от дозы облучения электронами с  $E=50 \text{ МэВ}$  для  $n\text{-GaP}$



месях. При  $\Phi > 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$  наблюдается увеличение наклона кривой  $\mu(T)$  в области низких температур и сдвиг точки, соответствующей максимуму кривой, в сторону более высоких температур. Первое объясняется рассеянием носителей на неоднородностях, которые проявляются в результате уменьшения концентрации НЗ. Сдвиг максимума соответствует увеличению концентрации центров рассеяния. Облучение GaP электронами высоких энергий и нейтронами приводит к более резкому уменьшению подвижности НЗ [130, 131, 232]. Причем наклон кривой зависимости  $\mu(T)$  для низких температур оказывается значительно больше  $3/2$ , что позволяет считать, что подвижность в этом случае уменьшается не только вследствие введения радиационных центров рассеяния, но и вследствие наличия дополнительных факторов, увеличивающих рассеяние. Такими факторами могут быть увеличение компенсации в результате облучения и возрастание сечения рассеяния НЗ дефектами из-за увеличения дебаевской длины экранирования, что имеет место при образовании ассоциаций. На это же указывает характер изменения величины  $\Delta(1/\mu)/\Delta\Phi$  (рис. 2.14).

В ряде работ [130, 131] исследовался отжиг радиационных дефектов в *n*- и *p*-GaP. Восстановление концентрации свободных НЗ в *n*-GaP, облученном электронами с энергией 1 МэВ, при отжиге протекает в три стадии: на I стадии отжигаются 50% изменений, на II — 4, на III — 8%. Температурные положения центров стадий находятся вблизи 420, 550 и выше 720 К. Отжиг на первой стадии описывается кинетическим уравнением реакции I порядка ( $E_a = 1,0\text{—}1,5 \text{ эВ}$ ). Восстановление подвижности и электропроводности в результате отжига повторяет ход восстановления концентрации НЗ. В *p*-GaP, легированном Zn ( $p = 2,6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ),  $\rho$  и  $\mu$  восстанавливаются в одну стадию примерно при 535 К. Причем значительная часть дефектов после отжига сохраняется. Для *p*-GaP отжиг описывается кинетическим уравнением реакции I порядка ( $E_a = 2,0 \pm 0,15 \text{ эВ}$  [130]).

Результаты отжига указывают, что при облучении GaP электронами с энергией 1 МэВ образуются дефекты нескольких типов. Первая стадия отжига *p*-GaP и вторая *n*-GaP обусловлены движением вакансий Ga. Причем эти дефекты, по-видимому, представляют собой либо вакансии Ga, либо ассоциации  $P_i\text{—}Ga_i$ . За первую стадию в *n*-GaP, очевидно, ответственны дефекты в подрешетке фосфора, вероятнее всего, вакансии P. При увеличении интегрального потока облучения стадии восстановления *n* и *p* в результате отжига сдвигаются в сторону более высоких температур и затем сливаются в одну стадию. В сильнооблученных образцах восстановление подвижности НЗ имеет свои особенности. С ростом температуры,

примерно при 870 К, подвижность НЗ проходит через минимум, что, очевидно, связано с перестройкой дефектов. Увеличение с ростом дозы облучения доли дефектов, отжигающихся на III стадии, указывает, что на этой стадии протекает отжиг сложных дефектов и что в GaP имеет место сильное взаимодействие точечных дефектов и образование термостабильных скоплений простых дефектов и их ассоциаций [130]. Аналогичные явления имеют место и при облучении электронами высоких энергий.

При облучении *n*- и *p*-GaP нейтронами [129, 130] отжиг протекает в две стадии (соответственно при 423 и 873 К и 503 — 523 и 773 К). На первой стадии отжигаются точечные дефекты, большая часть которых, по-видимому, вводится  $\gamma$ -излучением реактора. На второй стадии, вероятно, отжигаются области разупорядочения.

Ряд особенностей в поведении электропроводности *n*-GaP обнаружен при низкотемпературном облучении (100 К) электронами с энергией 1 МэВ [130]. В частности, зафиксировано увеличение проводимости после облучения. Восстановление проводимости при отжиге в этом случае протекает в одну стадию при 150 К, причем после отжига электропроводность достигает значений более низких, чем первоначальные. По-видимому, за наличие низкотемпературной стадии отжига в облученных электронами кристаллах несут ответственность не радиационные дефекты, введенные при низкотемпературном облучении, а явления возбуждения и прилипания носителей на уровне ловушек, вызванные сопутствующей электронной бомбардировке сильной ионизацией вещества. Аналогичное явление возможно также из-за наличия эффекта стимулированной проводимости. В *p*-GaP низкотемпературного отжига не наблюдается.

Влияние бомбардировки протонами на *n*- и *p*-GaP исследовалось в [129]. При облучении образцов образуется поврежденный слой, совпадающий по толщине с глубиной проникновения протонов. Электропроводность *n*- и *p*-GaP уменьшалась до  $\sim 10^{-14}$  Ом $^{-1}$ ·см $^{-1}$  при  $\Phi = 4 \cdot 10^{14}$  протон·см $^{-2}$ , а затем возрастала. В результате облучения образовался слой толщиной около 3 мкм с удельным сопротивлением более  $10^{19}$  Ом·см. Облученные образцы отжигаются при 370—800 К, в процессе отжига четких стадий не наблюдается. Энергия активации восстановления электрических свойств в результате отжига изменялась от 2 до 4 эВ. Можно предположить, что в процессе облучения образуется примесная зона и  $\rho$  уменьшается за счет проводимости по ней или материал конвертирует при увеличении дозы и максимум кривой  $\rho(\Phi)$  соответствует положению уровня Ферми вблизи середины запрещенной зоны.



ВЛИЯНИЕ ОБЛУЧЕНИЯ НА  $p-n$ -ПЕРЕХОДЫ  
В ПОЛУПРОВОДНИКАХ§ 3.1. УСТОЙЧИВЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ  
ВОЛЬТ-АМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК  
 $p-n$ -ПЕРЕХОДОВ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ

Принцип действия большинства полупроводниковых приборов основан на физических процессах, протекающих в одном или нескольких  $p-n$ -переходах, создаваемых в кристаллах введением, диффузией, эпитаксией или ионной имплантацией [234].  $p-n$ -Переход представляет собой двухполюсное устройство, в котором граничат два нейтральных (или квазинейтральных) слоя с различным типом проводимости. Между  $p$ - и  $n$ -областями существует переходная область, или область пространственного заряда, образованная градиентом концентрации электрически активных легирующих примесей.

В зависимости от характеристик полупроводникового материала, профиля легирования, геометрии структуры и электрического смещения  $p-n$ -переход может выполнять различные функции, реализуемые в ряде приборов (выпрямительные и импульсные диоды, стабилитроны, транзисторы, тиристоры, излучающие диоды, СВЧ-приборы и др.). Для понимания радиационных эффектов в них необходимо знание влияния проникающих излучений на вольт-амперную характеристику (ВАХ)  $p-n$ -перехода. Анализ процессов на границе раздела двух полупроводников  $n$ - и  $p$ -типа проводимости посвящено большое число работ. Наиболее приемлемое уравнение ВАХ, хорошо согласующееся со многими экспериментами, получено в [235]:

$$I = I_s (e^{qU/mkT} - 1), \quad (3.1)$$

где  $U$  — напряжение, приложенное к  $p-n$ -переходу;  $I_s$  — ток насыщения;  $k$  — постоянная Больцмана;  $T$  — абсолютная температура;  $m$  — коэффициент ( $1 \leq m \leq 2$ ).

Ток насыщения для несимметричного  $p-n$ -перехода определяется выражением

$$I_s = Sq^2 n_i \rho_n \mu_n \sqrt{D_p / \tau_p}, \quad (3.2)$$

где  $S$  — площадь  $p-n$ -перехода.

Радикация влияет на параметры полупроводникового материала, входящие в приведенные формулы, тем самым вызывая изменения ВАХ, к анализу которых мы перейдем.

Изменения ВАХ  $p-n$ -перехода при воздействии радиации носят сложный характер. Общим является монотонное возрастание падения прямого напряжения и обратного тока (рис. 3.1) [137, 236]. В пределе при больших дозах облучения  $p-n$ -переход практически полностью теряет нелинейные свойства и превращается в сопротивление. Характерно, что

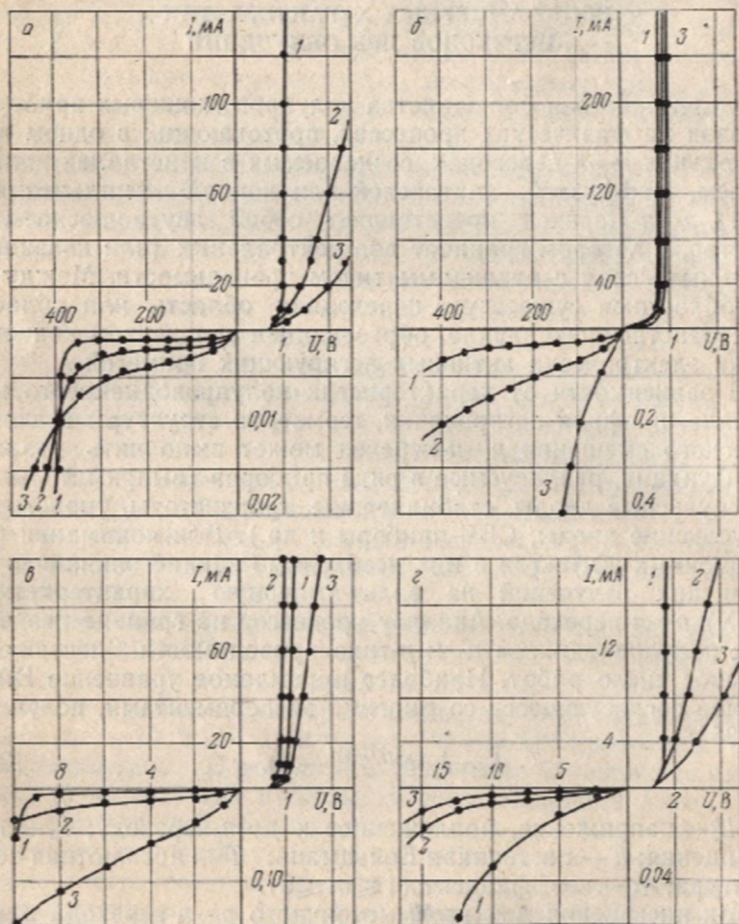


Рис. 3.1. Влияние облучения реакторными нейтронами на ВАХ структур с  $p-n$ -переходами:

а—в кремнии (1—до облучения, 2— $8 \cdot 10^{13}$ , 3— $2 \cdot 10^{14}$  см $^{-2}$ ); б—в германии (1—до облучения, 2— $7 \cdot 10^{13}$ , 3— $1.5 \cdot 10^{14}$  см $^{-2}$ ); в—в арсениде галлия (1—до облучения, 2— $7 \cdot 10^{14}$ , 3— $3.5 \cdot 10^{15}$  см $^{-2}$ ); г—в фосфиде галлия (1—до облучения, 2— $8 \cdot 10^4$ , 3— $1.3 \cdot 10^{15}$  см $^{-2}$ )



качественные изменения ВАХ идентичны при облучении разными видами излучений. Вид излучений определяет лишь изменение скорости повреждения ВАХ  $p-n$ -перехода, иными словами, для достижения одинаковых изменений требуются различные дозы облучения. Во всех  $p-n$ -переходах, за исключением германиевых (рис. 3.1), наиболее значительные изменения наблюдаются на прямой ветви ВАХ. Детальный анализ этих изменений при облучении проведен в [8, 237]. В частности, в [237] получены выражения для изменений  $U_{p-n}$  и  $U_0$  в кремниевых  $p-n$ -переходах в процессе облучения.

Изменение падения прямого напряжения на  $p-n$ -переходе при фиксированном токе может быть найдено из (3.1), которое можно записать в виде

$$U_{p-n} = \frac{mkT}{q} \ln \left( \frac{I}{I_s} + 1 \right). \quad (3.3)$$

С учетом (2.9), (2.12) и (3.2) можно получить падение напряжения на  $p-n$ -переходе с площадью  $S$  в функции интегрального потока излучения  $\Phi$ :

$$U_{p-n}(\Phi) = \frac{mkT}{q} \ln \left[ \frac{In_{n0}e^{-K_n\Phi}}{Sq n_i^2} \sqrt{\frac{\tau_{p0}K_1}{D_p(K_1 + \tau_{p0}\Phi)} + 1} \right]. \quad (3.4)$$

Коэффициент  $K_n$  в (3.4) есть величина, умножение которой на исходную концентрацию  $n_{n0}$  дает скорость удаления НЗ при облучении.

Из (3.4) видно, что при возрастании интегрального потока излучения напряжение на самом  $p-n$ -переходе уменьшается. При анализе изменений ВАХ в условиях воздействия радиации единицей в выражениях (3.3) и (3.4) можно пренебречь, так как в большинстве реальных  $p-n$ -переходов величины рассматриваемых прямых токов значительно превышают  $I_s$ .

Поскольку коэффициент диффузии  $D_p$ , определяемый подвижностью НЗ, мало меняется при облучении по сравнению с изменениями  $\tau$  и  $n$ , то, полагая его постоянным и дифференцируя выражение (3.4) по  $\Phi$ , получаем скорость изменения  $U_{p-n}$  при постоянном прямом токе:

$$\frac{dU_{p-n}(\Phi)}{d\Phi} = - \frac{mkT}{q} \left[ K_n + \frac{\tau_{p0}}{2(K_1 + \tau_{p0}\Phi)} \right]. \quad (3.5)$$

Падение напряжения на базе структуры с несимметричным  $p-n$ -переходом площадью  $S$  в общем случае определяется удельным сопротивлением исходного материала базы

и степенью ее модуляции неосновными НЗ. Без учета модуляции проводимости

$$U_0 = IR_0 = IW\rho/S, \quad (3.6)$$

где  $W$  — толщина базы;  $R_0$  — сопротивление базы.

Пренебрегая изменением подвижности НЗ и учитывая (2.12), можно получить падение напряжения на базовой области перехода в функции интегрального потока излучения  $\Phi$ :

$$U_0(\Phi) = IW\rho_0 e^{K_n\Phi}/S = U_{00}e^{K_n\Phi}, \quad (3.7)$$

где  $U_{00}$  — падение напряжения на базе до облучения.

Из (3.7) видно, что при возрастании интегрального потока излучения падение напряжения на базовой области растет, причем скорость его роста определяется как

$$\frac{dU_0(\Phi)}{d\Phi} = \frac{IW\rho_0 K_n}{S} e^{K_n\Phi} = U_{00} K_n e^{K_n\Phi}. \quad (3.8)$$

Так как изменения  $U_{p-n}$  и  $U_0$  имеют противоположные знаки, что видно из (3.5) и (3.8), то в процессе облучения при малых прямых токах падение напряжения на диодной структуре уменьшается, а при больших токах увеличивается [236] (рис. 3.2). До облучения ВАХ  $p$ - $n$ -переходов на кремнии с удельными сопротивлениями 2, 20 и 250 Ом·см в полу-

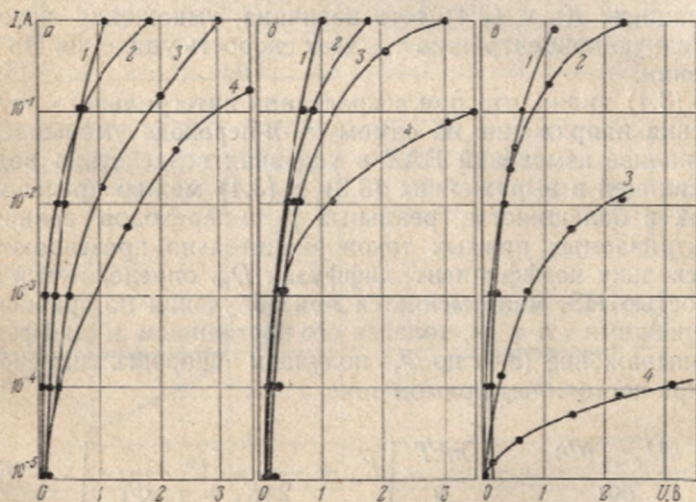


Рис. 3.2. Прямые ВАХ кремниевых  $p$ - $n$ -структур с  $\rho=2$  (а), 20 (б) и 250 Ом·см (в) до облучения (1) и в процессе облучения в реакторе быстрыми нейтронами с  $E \geq 2,9$  МэВ дозами  $5 \cdot 10^{12}$  (2),  $5 \cdot 10^{13}$  (3) и  $5 \cdot 10^{14}$  см $^{-2}$  (4)



логарифмическом масштабе в широком диапазоне токов близки к линейным, т. е. выполняется экспоненциальная зависимость (3.1).

Из выражений (3.5) и (3.8) следует, что чем больше начальное время жизни и исходное удельное сопротивление, тем скорость изменения  $U_{p-n}$  и  $U_b$  выше. Действительно, как видно из рис. 3.3 [238], относительные изменения падения прямого напряжения при фиксированной плотности тока через  $p-n$ -

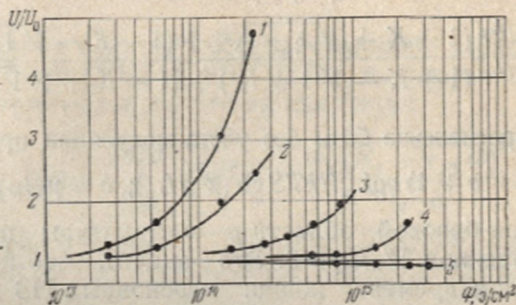


Рис. 3.3. Зависимость падения прямого напряжения при плотности тока  $J=6$  А/см<sup>2</sup> на кремниевых  $p-n$ -структурах от интегрального потока электронов с  $E=25$  МэВ при исходном удельном сопротивлении 80 (1), 30 (2), 15 (3), 5 (4) и 0,3 Ом·см (5)

структуру с возрастанием удельного сопротивления базовой области наблюдаются при меньших интегральных потоках излучения. Такая же зависимость прослеживается и в случае облучения нейтронами (рис. 3.2).

Противоположные по знаку изменения  $U_{p-n}$  и  $U_b$  при облучении обуславливают наличие определенного значения прямого тока  $I_0$ , для которого скорость радиационного изменения напряжения равна нулю. Приравнявая при этом значении тока выражения (3.5) и (3.8), получаем его величину в виде

$$I_0 = \frac{mkTS}{qW\rho_0K_n} \left[ K_n + \frac{\tau_{p0}}{2(K_1 + \tau_{p0}\Phi)} \right] e^{-K_n\Phi}. \quad (3.9)$$

Видно, что при возрастании  $\Phi$  значение  $I_0$  должно уменьшаться (рис. 3.2).

При облучении в большинстве реальных  $p-n$ -структур возрастание напряжения на базовой области  $U_b$  сопряжено не столько с изменением удельного сопротивления, сколько с уменьшением диффузионной длины НЗ и модуляции проводимости материала базы. Вообще, модуляция проводимости базовой области структуры с  $p-n$ -переходом определяется уровнем инжекции, характером тылового омического контакта

и временем жизни неосновных НЗ, которое также является функцией уровня инжекции. В грубом приближении модуляция сопротивления базы на  $n$ -Si является функцией отношения ее толщины к диффузионной длине дырок ( $W_n/L_p$ ). Сопротивление базовой области диодной структуры с учетом модуляции проводимости описывается выражением [239]

$$R(I) = \frac{R_0}{(W_n/L_p) \sqrt{1+K^2}} \times \ln \frac{e^{W_n/L_p} (1+K + \sqrt{1+K^2}) + (1-K - \sqrt{1+K^2})}{e^{W_n/L_p} (1+K - \sqrt{1+K^2}) + (1-K + \sqrt{1+K^2})}, \quad (3.10)$$

где  $R_0$  — сопротивление базы без учета модуляции проводимости;

$$K = (b+1) q \rho L_p I / kTS \operatorname{ch}(W_n/L_p); \quad b = \mu_n/\mu_p.$$

Модуляция базовой области  $p$ - $n$ -структуры практически не сказывается при  $W_n/L_p > 8$ . Это значит, что при толстой базе или малом времени жизни неосновных НЗ в условиях воздействия радиации справедливо использование формулы (3.6) для падения напряжения на базе без учета модуляции. Причем погрешность в расчетах снижается при возрастании интегрального потока излучения, поскольку при этом резко падает время жизни неосновных НЗ и возрастает отношение  $W_n/L_p$ . Расчеты с использованием (3.4) и (3.7) для облучения кремниевых  $p$ - $n$ -переходов быстрыми нейтронами дают хорошее согласие с экспериментом [240].

В общем случае ток через  $p$ - $n$ -переход при обратном смещении может быть разделен на две составляющие: объемную и поверхностную. Без учета поверхностных эффектов обратный ток можно представить как сумму диффузионного тока, или тока насыщения  $I_s$  (3.2), и тока  $I_T$ , обусловленного генерацией электронно-дырочных пар в области пространственно-го заряда  $p$ - $n$ -перехода:

$$I_{обп} = I_s + I_T. \quad (3.11)$$

Известно, что скорость генерации электронно-дырочных пар определяется как

$$v = -n_i/\tau_t, \quad (3.12)$$

где эффективное время жизни НЗ находится из выражения

$$\tau_t = \frac{\sigma_n \exp\left(\frac{E_t - E_i}{kT}\right) + \sigma_p \exp\left(\frac{E_i - E_t}{kT}\right)}{\sigma_n \sigma_p v_t N_t}. \quad (3.13)$$



В (3.13)  $\sigma_n, \sigma_p$  — сечения захвата электронов и дырок;  $v_T$  — их тепловая скорость;  $N_i$  и  $E_i$  — концентрация и энергетическое положение уровня генерационно-рекомбинационных центров;  $E_i$  — энергетическое положение середины запрещенной зоны полупроводника. Тогда полный обратный ток для несимметричного  $p$ — $n$ -перехода можно записать в виде [241]

$$I_{\text{обр}} = \frac{qn_i^2 S}{n_n} \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} + \frac{qn_i Sd}{\tau_p}, \quad (3.14)$$

где  $d$  — ширина области пространственного заряда.

Подставляя в (3.14) (2.9) и (2.12), получаем обратный ток в функции интегрального потока излучения:

$$\begin{aligned} I_{\text{обр}}(\Phi) &= \frac{qn_i^2 S}{n_{n0}} e^{K_n \Phi} \sqrt{\frac{D_p (K_1 + \tau_{p0} \Phi)}{\tau_{p0} K_1}} + \\ &+ \frac{qn_i Sd (K_1 + \tau_{p0} \Phi)}{\tau_{p0} K_1} = I_s(0) e^{K_n \Phi} \sqrt{\frac{D_p (K_1 + \tau_{p0} \Phi)}{\tau_{p0} K_1}} + \\ &+ I_r(0) \frac{K_1 + \tau_{p0} \Phi}{K_1}. \end{aligned} \quad (3.15)$$

Из (3.15) видно, что при облучении с ростом интегрального потока излучения обратный ток  $p$ — $n$ -перехода возрастает. В полупроводниках с большим  $n_i$ , например в германии, при комнатной температуре преобладает диффузионная составляющая и изменения обратного тока при воздействии радиации следуют за изменениями диффузионной компоненты. Если  $n_i$  мала, например в кремнии, преобладает ток генерации. Радиационные изменения полного обратного тока в этом случае определяются изменением скорости генерации носителей в области пространственного заряда. Поскольку эта скорость (3.13) пропорциональна числу генерационно-рекомбинационных центров  $N_i$ , вводимых облучением, то изменение обратного тока при фиксированном напряжении должно быть пропорционально интегральному потоку излучения. В некоторых случаях экспериментальные наблюдения, действительно, показывают линейное возрастание обратного тока кремниевого  $p$ — $n$ -перехода при облучении. Однако линейный характер зависимости  $I_{\text{обр}}(\Phi)$  не всегда соблюдается, что связано с влиянием поверхностных эффектов.

Поверхностные эффекты в  $p$ — $n$ -переходах обусловлены возникновением поверхностных состояний в результате нарушений кристаллической решетки на границе выхода перехода из полупроводника и накопления вблизи него неподвижных

зарядов. Эти эффекты подробно рассмотрены Митчеллом и Уилсоном [242]. Поверхностные состояния приводят к увеличению скорости рекомбинации носителей, а заряды — к образованию поверхностных каналов проводимости и появлению токов утечки.

Поверхностные эффекты усиливаются при наличии электрического смещения. Электрическое поле при этом способствует накоплению зарядов на поверхности незащищенных

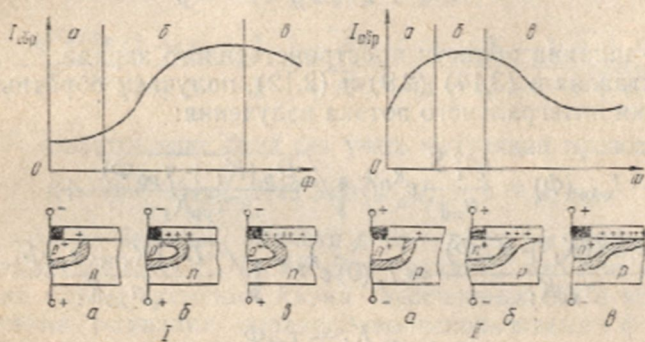


Рис. 3.4. Изменения обратных токов планарных кремниевых  $p-n$ -переходов в процессе воздействия радиации при наличии электрического смещения ( $I$  — для  $p^+-n$ -структуры,  $II$  — для  $n^+-p$ -структуры) и схемы деформации  $p-n$ -переходов у поверхности

областей вблизи  $p-n$ -перехода. При наличии защитных диэлектрических покрытий оно, с одной стороны, облегчает распределение зарядов, способствуя выходу электронов в объем полупроводника, и, с другой стороны, повышает потенциальный барьер для электронов, поступающих в диэлектрик для нейтрализации положительного заряда.

На рис. 3.4 представлены кривые радиационных изменений обратных токов, наблюдаемых на планарных  $p-n$ -переходах в кремнии. Характер поведения обратных токов  $p^+-n$ - и  $n^+-p$ -переходов в процессе облучения различен. Для каждого условно выбранного участка зависимости  $I_{обр}(\Phi)$  схематически показана модель состояния структуры. В процессе воздействия радиации в диэлектрике, например в двуокиси кремния, возникает положительный объемный заряд, повышающий концентрацию электронов в объеме полупроводника вблизи границы раздела. Повышенная концентрация электронов приводит к появлению обогащенного слоя в полупроводнике  $n$ -типа проводимости, а в полупроводнике  $p$ -типа, возможно, и к инверсии проводимости. Эти процессы вначале могут иметь следствием расширение эффективной площади области пространственного заряда  $p-n$ -перехода, а также площади



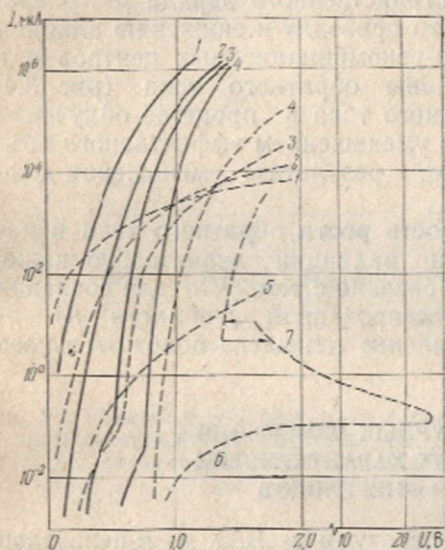
контактирования этой области с границей раздела полупроводник — диэлектрик. При этом должен наблюдаться рост обратного тока, поскольку, с одной стороны, его величина пропорциональна площади  $p$ — $n$ -перехода, а с другой — дополнительный вклад вносят генерационные центры, захватываемые с большей площади границы  $p$ — $n$ -перехода (рис. 3.4, участки  $a$  и  $b$ ). Когда наступает инверсия проводимости, происходит отрыв области пространственного заряда  $p$ — $n$ -перехода от границы раздела, что приводит к снижению влияния поверхностных генерационно-рекомбинационных центров и к общему уменьшению величины обратного тока (рис. 3.4, участок  $b$ ). Снижение обратного тока в процессе облучения может быть связано также с уменьшением эффективного объема сбора НЗ  $p$ — $n$ -переходом в результате уменьшения диффузионной длины [238].

В  $p^+$ — $n$ -структурах скорость роста обратного тока в начальный момент воздействия радиации значительно ниже, чем в  $n^+$ — $p$ -структурах. Это связано с тем, что для создания инверсионного слоя в слаболегированной  $p$ -области  $n^+$ — $p$ -структуры необходимо накопление меньшего положительного объемного заряда.

### § 3.2. ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ ВОЛЬТ-АМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ОБЛУЧЕННЫХ $p$ — $n$ -ПЕРЕХОДОВ

Остановимся на влиянии температуры на ВАХ  $p$ — $n$ -переходов с радиационными дефектами, поскольку в реальных условиях работы полупроводниковых приборов температура меняется в широких пределах. Речь будет идти о температурах, не приводящих к отжигу радиационных дефектов. Изменение ВАХ  $p$ — $n$ -переходов сопряжено, как мы видели, с радиационным изменением времени жизни неосновных НЗ и удельного сопротивления полупроводника. Эти параметры весьма чувствительны к температуре, причем их чувствительность при облучении резко возрастает. Если время жизни в кремнии при изменении температуры от комнатной до температуры жидкого азота меняется лишь в несколько раз, то величина удельного сопротивления может изменяться на несколько порядков [236]. До облучения оно с понижением температуры падает, что обуславливается возрастанием подвижности НЗ. При этом концентрация НЗ практически остается неизменной, поскольку она определяется концентрацией полностью ионизированных донорных примесей. После облучения удельное сопротивление возрастает. Ход температурной зависимости удельного сопротивления облученного и необлученного полупроводника может резко отличаться. Действительно, после

небольших доз облучения с понижением температуры сопротивление кремния вначале также снижается, но при определенной температуре начинает увеличиваться. Этот момент характеризуется началом резкого уменьшения концентрации НЗ за счет захвата их на дефекты с энергетическими уровнями, оказавшимися ниже уровня Ферми или совпавшими с ним, т. е. ход температурной зависимости удельного сопротивления



начинает определяться температурной зависимостью концентрации НЗ, а не их подвижностью. Наклон кривой характеризуется концентрацией и энергетическим уровнем

Рис. 3.5. Прямые ВАХ диодных структур на кремнии с  $\rho_0 = 80 \text{ Ом}\cdot\text{см}$  до (сплошные линии) и после облучения (штриховые линии) интегральным потоком электронов с  $E = 25 \text{ МэВ}$  при  $\Phi = 2 \cdot 10^{14} \text{ э/см}^2$  (1-4) и  $5 \cdot 10^{14} \text{ э/см}^2$  (5, 6) и температурах 400 К (1), 300 К (2), 196 К (3, 5) и 77 К (4, 6); 7 — участок с отрицательным сопротивлением.

основного типа радиационных дефектов, вводимых в полупроводник излучением [243]. При повышенных температурах удельное сопротивление сильнооблученного материала начинает резко возрастать сразу с уменьшением температуры. В этом случае захват НЗ уровнями радиационных дефектов превалирует над влиянием роста подвижности НЗ практически во всем диапазоне температур. С понижением температуры подвижность в облученных материалах может уменьшаться и за счет рассеяния на заряженных дефектах, приводя к дополнительному росту удельного сопротивления.

Температурная зависимость параметров материала с радиационными дефектами определяет температурную зависимость ВАХ, наблюдаемую на облученных  $p-n$ -структурах. На рис. 3.5 приведены ВАХ кремниевых  $p-n$ -структур, измеренные при разных температурах до и после облучения [236]. До облучения в области малых прямых токов падение напряжения на структуре с  $p-n$ -переходом с ростом температуры



уменьшается, что согласуется с выражением для падения напряжения на  $p^+-n$ -структуре

$$U_{p-n} \approx \frac{mkT}{q} \ln \frac{In_n}{Sq n_i^2} \sqrt{\frac{\tau_p}{\frac{kT}{q} \mu_p}}. \quad (3.16)$$

До облучения в (3.16) от температуры зависят собственная концентрация основных НЗ ( $n_i^2 \approx T^3 e^{-1/T}$ ) и подвижность дырок ( $\mu_p \approx T^{-2.7}$ ) [244, 245]. Время жизни  $\tau_p$  и концентрация  $n_n$  зависят от температуры слабо. Подставляя все величины, зависящие от температуры, в (3.16) и дифференцируя по  $T$ , получаем, что скорость изменения напряжения на  $p-n$ -переходе в зависимости от температуры записывается так:

$$\frac{dU_{p-n}}{dT} \approx -c \ln T, \quad (3.17)$$

где  $c$  — коэффициент, практически не зависящий от  $T$ . Из (3.17) видно, что при возрастании температуры  $U_{p-n}$  при фиксированном токе должно уменьшаться. Как показано на рис. 3.5, падение напряжения на диодной структуре при малых уровнях тока, когда основную роль играет  $p-n$ -переход, действительно снижается с повышением температуры.

После облучения характер зависимости  $U_{p-n}(T)$  сохраняется. Заметим, что при каждой фиксированной температуре радиационные изменения падения напряжения различны для одного и того же прямого тока. Величина прямого тока  $I_0$  (3.9), для которого скорость радиационного изменения падения напряжения на структуре равна нулю, при снижении температуры уменьшается.

При более высоких прямых токах ВАХ определяется падением напряжения на базовой области. Без учета модуляции проводимости падение напряжения на базовой области структуры можно записать в виде

$$U_0 = IW/Sqn\mu_n. \quad (3.18)$$

До облучения можно пренебречь зависимостью концентрации основных НЗ от температуры и считать, что температурная зависимость  $U_0$  определяется только температурной зависимостью подвижности электронов, имеющей вид  $\mu_n \approx T^{-2.5}$  [245]. Анализируя (3.18), легко показать, что на необлученных образцах с повышением температуры  $U_0$  должно возрастать в противоположность уменьшению  $U_{p-n}$ . Следовательно, на прямой ветви ВАХ должна наблюдаться точка температурной инверсии. До облучения эта точка наблюдается при

высоких уровнях инжекции или в случае длинных диодов, когда роль базы велика [246]. При облучении падение напряжения на базовой области  $p$ - $n$ -структуры возрастает, точка температурной инверсии появляется при более низких уровнях инжекции (рис. 3.5). Дальнейшее облучение приводит к тому, что заметную роль начинают играть температурные изменения концентрации и подвижности НЗ в облученном материале. В этом случае концентрация электронов в формуле (3.18) будет определяться выражением

$$n = N_D - N_a \left( 1 - \frac{1}{1 + g e^{(E_a - E_F) / kT}} \right), \quad (3.19)$$

где  $g$  — фактор вырождения;  $N_D$  — концентрация доноров;  $E_F$  — уровень Ферми;  $N_a$  и  $E_a$  — концентрация и энергетический уровень дефектов с акцепторными свойствами [244]. Видно, что при уменьшении температуры концентрация НЗ падает. Снижение ее величины становится определяющим по сравнению с ростом подвижности НЗ. При этом точка температурной инверсии, как видно из рис. 3.5 (кривые 5, 6), не наблюдается. Этот момент соответствует точке перегиба на температурной зависимости удельного сопротивления не слишком облученного материала.

Сложный характер температурных зависимостей ВАХ облученных  $p$ - $n$ -структур, обусловленный особенностями изменений  $U_{p-n}$  и  $U_b$  в зависимости от уровня инжекции, приводит к тому, что изменения падения прямого напряжения на диодных структурах при облучении могут быть различными при разных температурах и режимах работы.

В области пониженных температур, а в сильнооблученных кремниевых  $p$ - $n$ -переходах и при комнатной температуре на прямой ВАХ обнаруживаются участки с отрицательным сопротивлением, а также гистерезисные петли, обозначенные на рис. 3.5 стрелками (кривая 7), показывающими направления переходов [247—249]. Появление участка с отрицательным сопротивлением объясняется зависимостью времени жизни и подвижности неосновных НЗ в базе от уровня инжекции [247, 250, 251]. Гистерезисные явления, вероятно, обусловлены пространственными неоднородностями проводимости  $p$ - $n$ -структуры вследствие неравномерного распределения основной легирующей примеси и другими технологическими несовершенствами [248]. В облученных структурах отрицательное сопротивление может формироваться вначале в одном или нескольких локальных участках. В результате на ВАХ могут появляться гистерезисные участки с отрицательным сопротивлением.



Что касается температурных изменений обратной ветви ВАХ облученной  $p-n$ -структуры, то в большинстве случаев рост температуры окружающей среды приводит к возрастанию обратного тока как за счет диффузионной компоненты, так и за счет дополнительного вклада генерационно-рекомбинационных процессов в области пространственного заряда  $p-n$ -перехода.

### § 3.3. ВЛИЯНИЕ ОБЛУЧЕНИЯ НА ЕМКОСТНЫЕ СВОЙСТВА $p-n$ -ПЕРЕХОДОВ

Внешнее напряжение, приложенное к диодной структуре, приводит к изменению величины объемного заряда  $p-n$ -перехода [252], действующего при этом как изменяющаяся емкость.

Емкость  $p-n$ -перехода складывается из диффузионной компоненты, обусловленной инжекцией неравновесных НЗ, и барьерной. Диффузионная емкость пропорциональна току через переход и времени жизни неосновных носителей заряда:

$$C_{\text{дифф}} \cong I\tau_p. \quad (3.20)$$

Барьерная емкость  $p-n$ -перехода [253] определяется изменением объемного заряда, зависящего от концентрации ионизированной легирующей примеси. Различают два основных случая — случай резкого, или ступенчатого,  $p-n$ -перехода и случай плавного, или линейного,  $p-n$ -перехода.

Барьерная емкость резкого перехода с площадью  $S$  записывается в виде [253]

$$C = S \sqrt{\epsilon \epsilon_0 q N / 2 (U + \varphi_K)}, \quad (3.21)$$

где  $U$  — напряжение обратного смещения;  $\varphi_K$  — контактная разность потенциалов;  $N$  — концентрация доноров или акцепторов в  $n$ - или  $p$ -типе полупроводника, при обычных температурах равная концентрации основных носителей.

В случае плавного перехода выражение для барьерной емкости приобретает вид

$$C = S \sqrt[3]{\epsilon \epsilon_0 q a / 12 (U + \varphi_K)}, \quad (3.22)$$

где  $a$  — градиент концентрации примеси в области пространственного заряда.

Из (3.21) и (3.22) видно, что емкость  $p-n$ -перехода тем больше, чем больше концентрация НЗ на границе области объемного заряда и чем меньше напряжение на переходе.

В случае облучения  $n$ -Si вводятся в основном энергетические уровни акцепторного характера. При захвате НЗ на доминирующий уровень радиационных дефектов концентрация

основных носителей (электронов) снижается в соответствии с (2.12). Подставляя (2.12) в (3.21), получаем зависимость емкости резкого  $p-n$ -перехода от интегрального потока излучения:

$$C(\Phi) = S \sqrt{\frac{\epsilon\epsilon_0 q N_D}{2(U + \varphi_K)}} e^{-K_n \Phi / 2} = C_0 e^{-K_n \Phi / 2}, \quad (3.23)$$

где  $N_D$  — концентрация доноров до облучения.

Из (3.23) видно, что при воздействии радиации емкость обратносмещенного  $p-n$ -перехода должна падать с ростом

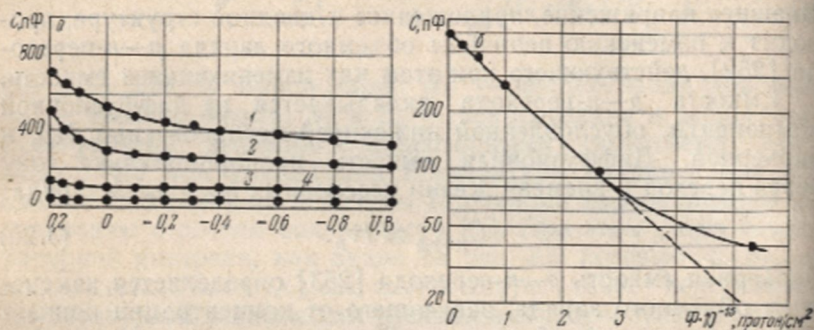


Рис. 3.6. Барьерная емкость  $p-n$ -перехода в кремнии с  $\rho_0 = 30$  Ом·см до облучения (1) и после облучения протонами с  $E = 22,5$  МэВ,  $\Phi = 2 \cdot 10^{13}$  (2),  $5,4 \cdot 10^{13}$  (3) и  $1 \cdot 10^{14}$  протонов/см<sup>2</sup> (4) в зависимости от напряжения (а) и интегрального потока протонов (б).  $U_{обр} = 0,1$  В

интегрального потока во всем диапазоне прикладываемых напряжений. В случае прямого смещения диффузионная емкость при облучении также должна уменьшаться, поскольку снижается время жизни неосновных НЗ.

На рис. 3.6, а приведены вольт-фарадные характеристики облученных протонами кремниевых  $p-n$ -переходов, измеренные на частоте 1 МГц [236]. Видно, что при воздействии радиации емкость диодной структуры уменьшается и в пределе перестает зависеть от напряжения. При этом изменение ее величины при фиксированном смещении в начале облучения происходит в соответствии с выражением (3.23) (рис. 3.6, б). Используя емкостные методы, можно определить коэффициент  $K_n$ , характеризующий скорость изменения концентрации НЗ при облучении. По температурной зависимости барьерной емкости можно вычислить энергетическое положение уровней радиационных дефектов в области  $p-n$ -перехода.

Влияние дефектов с глубокими энергетическими уровнями на величину барьерной емкости подробно рассмотрено Саа и Редди [254], экспериментально наблюдавшими зависимость



емкости  $p$ - $n$ -переходов от частоты на образцах с различной концентрацией золота. При воздействии радиации в кристалл полупроводника вводятся радиационные дефекты, которые в зависимости от положения уровня Ферми оказываются ионизированными или неионизированными. Поэтому при резких изменениях запирающего напряжения на  $p$ - $n$ -переходе, что соответствует смещению уровней, время установления нового стационарного состояния определяется временем ионизации

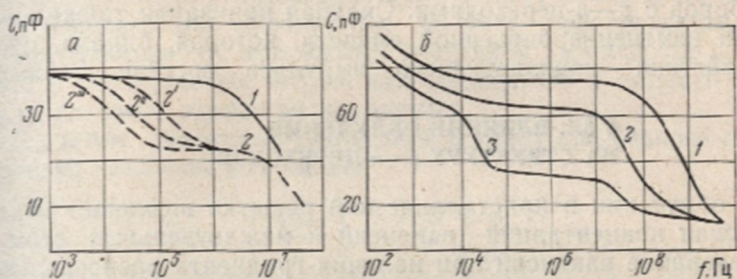


Рис. 3.7. Частотные зависимости барьерной емкости  $p$ - $n$ -перехода в кремнии с  $\rho_0 = 200 \text{ Ом}\cdot\text{см}$  до (1) и после облучения потоком быстрых нейтронов  $9 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$  (2) при температурах измерения 298 (1 и 2'), 338 (2'') и 273 К (2''') — а и  $p$ - $n$ -перехода в кремнии с  $\rho_0 = 30 \text{ Ом}\cdot\text{см}$  до (1) и после облучения электронами с  $E = 1 \text{ МэВ}$  потоками  $2 \cdot 10^{16}$  (2),  $1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$  (3) при температуре измерения 298 К — б

или деионизации дефектов, энергетическое положение которых оказывается выше или ниже квазиуровня Ферми в области пространственного заряда перехода [252]. На высоких частотах заряд радиационных дефектов, обладающих глубокими уровнями, не успевает следовать за изменениями напряжения. Он влияет на толщину  $p$ - $n$ -перехода, а следовательно, и на значение емкости на высоких частотах. В присутствии дефектов емкость на высоких частотах должна быть ниже, чем на низких (рис. 3.7) [255, 256]. Барьерная емкость до частоты  $10^3 \text{ Гц}$  измерялась мостовым, до  $5 \cdot 10^7$  — резонансным методами, а от  $10^8$  до  $3 \cdot 10^9 \text{ Гц}$  — методом коаксиальной линии [257]. При этом амплитуда измерительного напряжения была не более 0,1 В. Из рисунка также видно, что на частотную зависимость барьерной емкости существенно влияет температура  $p$ - $n$ -перехода. При повышении ее граница между низкочастотной и высокочастотной емкостями смещается в сторону более высоких частот. Это связано с тем, что при повышении температуры уровень Ферми стремится к середине запрещенной зоны и часть энергетических уровней радиационных дефектов оказывается выше его. Эти дефекты оказываются ионизированными и смещают границу высокочастотной емкости.

Исследования частотной зависимости емкости или ее релаксации при резком изменении напряжения можно использовать для определения как энергетического положения уровней радиационных дефектов, так и поперечного сечения захвата основных НЗ [252].

Приведенные результаты показывают, что радиационные дефекты в области  $p-n$ -перехода следует учитывать при анализе причин радиационного повреждения полупроводниковых приборов с  $p-n$ -переходами. Сильная ионизация также влияет на изменение барьерной емкости, которая, однако, после воздействия ионизирующего импульса восстанавливается.

### § 3.4. ВЛИЯНИЕ ОБЛУЧЕНИЯ НА СТРУКТУРУ $p-n$ -ПЕРЕХОДОВ

При облучении в кристаллической решетке возникает неравновесная концентрация вакансий и междоузельных атомов. Образование вакансий при наличии градиента распределения примеси должно, по-видимому, способствовать ускорению диффузионных процессов. Для проверки возможности существования такого эффекта Пфистер и Барюш [258] провели облучение области эмиттерного перехода в кремниевом транзисторе пучком протонов, глубина проникновения которых лежала в эмиттерной области, достигая самого  $p-n$ -перехода. Исследования структуры последнего показали, что в месте облучения  $p-n$ -переход несколько сместился в сторону базы. Вакансии, генерированные облучением, способствовали диффузии бора из сильнолегированной эмиттерной части транзистора в базу. Этот эффект наблюдался при высоких дозах облучения ( $10^{18}$  см<sup>-2</sup>). Следовательно, при больших дозах облучения эффекты, связанные с радиационно-стимулированной диффузией [259], необходимо учитывать. В реальных условиях более эффективное влияние на градиент концентрации исходных электрически активных примесей оказывают радиационные дефекты. Они изменяют емкостные свойства  $p-n$ -перехода, приводя, в частности, к расширению эффективной области пространственного заряда. Ширина ее может быть представлена в виде

$$d = d_0 + \Delta d, \quad (3.24)$$

где  $d_0$  — ширина области пространственного заряда до облучения;  $\Delta d$  — прирост ширины пространственного заряда в результате облучения.

В [260] на основании решения уравнения Пуассона рассмотрено влияние глубоких радиационных ловушек на увеличение ширины области пространственного заряда кремниевой



$p^+$ — $n$ -структуры. При решении уравнения вводился ряд ограничений. Предполагалось, что  $p^+$ — $n$ -переход резкий, а область пространственного заряда расширяется с увеличением напряжения только в слаболегированную  $n$ -область. Распределение в ней концентрации примесей до облучения считалось равномерным. Предполагалось также, что радиационные дефекты имеют акцепторную природу, вводятся линейно с потоком нейтронов и равномерно распределяются в переходе; радиационные ловушки не взаимодействуют между собой и не изменяют концентрации доноров  $N_D$ , область пространственного заряда свободна от подвижных носителей (электронов и дырок), а квазиуровень Ферми для электронов в области пространственного заряда не изменяется.

С учетом сделанных допущений в [260] для резкого  $p$ — $n$ -перехода получены выражения

$$d_0 = \left( \frac{2\epsilon\epsilon_0}{q} \right)^{1/2} \left( \frac{U + \Phi_x}{N_D} \right)^{1/2} \quad (3.25)$$

и

$$\Delta d = \left( \frac{2\epsilon\epsilon_0}{q} \right)^{1/2} \frac{N_t}{N_D} \left[ \frac{E_F - E_t}{q(N_D - N_t)} \right]^{1/2}, \quad (3.26)$$

где  $E_t$  — уровень ловушек;  $N_t$  — их концентрация.

Как видно из (3.26),  $\Delta d$  не зависит от приложенного напряжения смещения и определяется концентрацией акцепторных ловушек, вводимых пропорционально интегральному потоку облучения, концентрацией основной легирующей примеси и положением энергетического уровня дефекта. Это уравнение лимитируется неравенством  $N_t \leq N_D$ , за пределами которого может меняться тип проводимости полупроводника.

На рис. 3.8, а представлены результаты расчета уширения области пространственного заряда по формуле (3.26) для нескольких уровней энергии акцепторных ловушек в кремнии с концентрацией доноров  $N_D = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  при комнатной температуре [260]. С ростом концентрации ловушек  $\Delta d$  заметно возрастает в области  $N_t \rightarrow N_D$ , особенно резко для случая  $E_C = -0,6 \text{ эВ}$ . Чтобы был понятен ход кривых на рис. 3.8, а, обратимся к рис. 3.8, б, на котором представлены зависимости концентрации электронов в кремнии от концентрации ловушек. Как видно, ловушки с уровнем  $E_C = -0,6 \text{ эВ}$  резко снижают концентрацию электронов до значения, равного значению при собственной проводимости  $n_i$ .

Ловушки, дающие мелкий энергетический уровень  $E_C = -0,3 \text{ эВ}$ , менее эффективно снижают концентрацию электронов. При высокой концентрации этих ловушек уровень Ферми снижается ниже уровня ловушек и они становятся нейтраль-

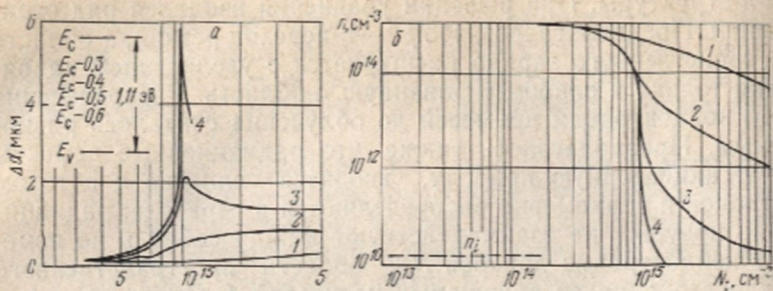


Рис. 3.8. Зависимость уширения области пространственного заряда кремниевого  $p^+-n$ -перехода (а) и концентрации электронов в  $n$ -области (б) от концентрации акцепторных ловушек с энергетическими уровнями  $E_C$  — 0,3 (1), — 0,4 (2), — 0,5 (3), — 0,6 эВ (4)

ными. Как видно из рис. 3.8, а, глубокие ловушки, например с уровнем  $E_C$  — 0,6 эВ, при  $N_t \rightarrow N_D$  создают неопределенность в определении  $\Delta d$ . Мелкие ловушки с уровнем  $E_C$  — 0,3 эВ малоэффективны, а ловушки, имеющие энергетические уровни между двумя рассмотренными случаями ( $E_C$  — 0,6 и  $E_C$  — 0,3 эВ), дают максимум на кривой  $\Delta d(N_t)$ . Энергетические уровни ловушек, влияющих на  $\Delta d$ , выбраны при расчетах произвольно, но энергетические уровни реальных радиационных дефектов близки к ним. Например, дивакансия в  $n$ -Si имеет энергетические уровни  $E_C$  — 0,4 и  $E_C$  — 0,58 эВ.

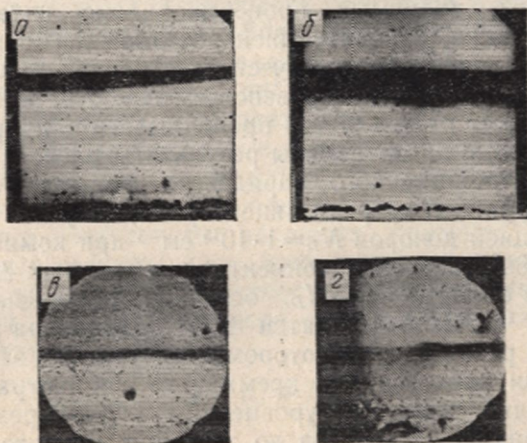


Рис. 3.9. Электронно-микроскопические фотографии  $p$ - $n$ -переходов в кремнии при смещении 15 В:

а, б — сплавного  $p$ - $n$ -перехода в кремнии с  $\rho = 250 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  до (а) и после облучения потоком нейтронов  $10^{14} \text{ см}^{-2}$  (б); в, г — диффузионного  $p$ - $n$ -перехода в кремнии с  $\rho = 30 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  до (в) и после облучения потоком протонов  $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$  в направлении, перпендикулярном направлению падения пучка (г)



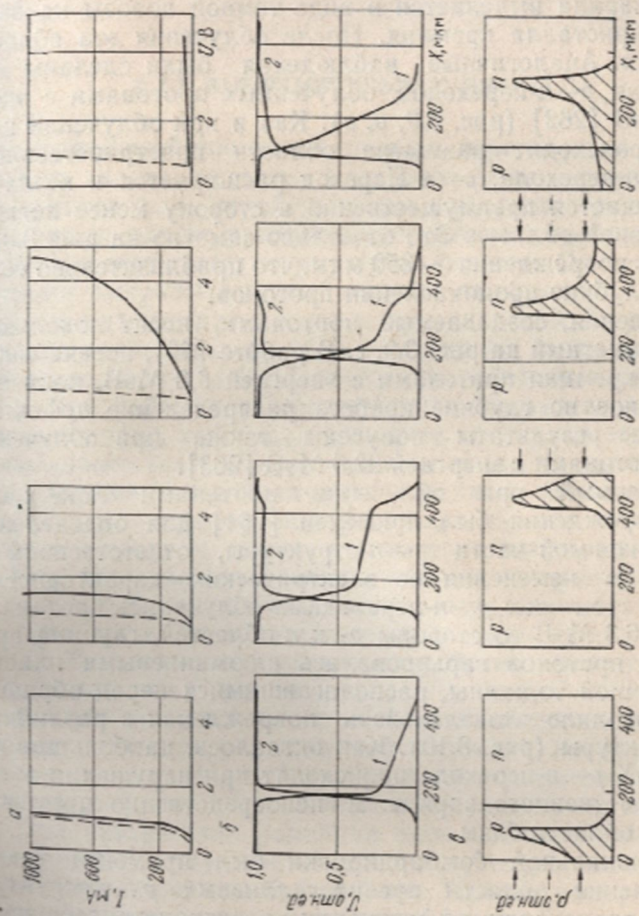


Рис. 3.10. Вольт-амперные характеристики (а), распределение падения прямого (1) и обратного (2) напряжений (б) и зоны радиационных повреждений (заштрихованы; направление бомбардировки указаны стрелками) (в) при локальной бомбардировке кремневой  $p-n$ -структуры протонами

Исследования, выполненные с использованием вторично-эмиссионного электронного микроскопа, позволили установить расширение  $p-n$ -перехода при облучении высокоэнергетическими частицами [237, 261].

На рис. 3.9, *а, б* приведены структуры  $p-n$ -перехода в кремнии до и после облучения нейтронами. Область пространственного заряда выделяется в виде темной полосы на светлом фоне кристалла кремния. После облучения эта область расширяется. Аналогичные наблюдения были сделаны при исследовании  $p-n$ -переходов, облученных протонами с энергией 6,3 МэВ [262] (рис. 3.9, *в, г*). Как и при облучении нейтронами, происходит размытие области пространственного заряда  $p-n$ -перехода.  $p-n$ -Переход расширяется и незначительно смещается преимущественно в сторону менее легированной базовой области. Это отчетливо заметно на рис. 3.9, *г*, где область повреждения  $\sim 350$  мкм, что приблизительно соответствует глубине проникновения протонов.

Повреждения, создаваемые протонами, носят локальный характер, заметный на рис. 3.9, *г*. В работе [59], посвященной облучению кремния протонами с энергией 6,3 МэВ, показано неравномерное по глубине пробега распределение дефектов. Аналогичные результаты получены также при облучении кремния протонами с энергией 22,5 МэВ [263].

Наблюдаемый при облучении протонами локальный эффект повреждения был применен [264] для определения наиболее уязвимой части  $p-n$ -структуры, ответственной за радиационные изменения ее электрических характеристик. Кристаллы кремния с  $p-n$ -переходами облучались протонами с энергией 6,3 МэВ со стороны  $p$ - и  $n$ -областей, глубина проникновения протонов варьировалась алюминиевыми пластинами различной толщины, располагавшимися перед образцами. Это позволило локализовать повреждения в различных частях структуры (рис. 3.10). Как оказалось, наибольшие изменения ВАХ  $p-n$ -перехода происходят при нарушении области пространственного заряда и непосредственно примыкающей к ней области базы.

Метод локальной бомбардировки был применен также для определения области арсенидгаллиевых  $p-n$ -структур, в которой происходит эффективная электролюминесценция [265]. Было показано, что ее гашение зависит от накопления радиационных дефектов в  $p^+$ -области. Изменения вольт-амперных характеристик арсенидгаллиевых  $p-n$ -структур главным образом обусловлены введением радиационных дефектов в базовые области структур.



## ВЛИЯНИЕ ОБЛУЧЕНИЯ НА ДИОДЫ

## § 4.1. ВЫПРЯМИТЕЛЬНЫЕ ДИОДЫ

Вентильное свойство  $p-n$ -переходов используется в выпрямительных диодах, находящих широкое применение не только в выпрямительных устройствах, но и в различных электрических цепях, где не предъявляется жестких требований к временным и частотным параметрам сигнала. Основными параметрами выпрямительных диодов являются:  $U_{пр}$  — прямое падение напряжения на диоде при заданной величине постоянного прямого тока  $I_{пр}$ ;  $I_{обр}$  — обратный ток, протекающий через диод при заданной величине обратного напряжения  $U_{обр}$ . При работе в выпрямительных схемах вводятся еще и такие понятия, как  $I_{выпр}$  — среднее за период значение выпрямленного тока;  $U_{пр.ср}$  — среднее значение прямого падения напряжения при заданном среднем значении прямого тока;  $I_{обр.ср}$  — среднее за период значение обратного тока при заданном среднем значении обратного напряжения.

При расчетах электронных схем используется также дифференциальное сопротивление  $R_d$ , определяемое отношением приращения падения напряжения к приращению тока, т. е.  $aU/dI$ . В схемах с повышенными рабочими частотами задается максимальная частота  $f_{макс}$ .

Коэффициент полезного действия выпрямительных устройств зависит от рассеиваемой мощности, которая тем меньше, чем меньше  $U_{пр}$  и  $I_{обр}$ . Лучше всего удовлетворяют указанным требованиям кремниевые выпрямительные диоды.

При воздействии радиации экономичность выпрямительных устройств ухудшается, поскольку возрастают прямое падение напряжения и обратный ток. Причем рост рассеиваемой мощности в основном определяется ростом  $U_{пр}$ .

Падение напряжения на выпрямительном диоде складывается из падений напряжения на базе и на  $p-n$ -переходе:

$$U_{пр} = U_b + U_{p-n} = U_b + \frac{2kT}{q} \ln \frac{I_{пр}}{I_s}. \quad (4.1)$$

При низких уровнях инжекции ( $p \ll N_D$ ) напряжение на базе — функция удельного сопротивления исходного материала

ла и мало по сравнению с напряжением на  $p-n$ -переходе. При малых интегральных потоках облучения уменьшение времени жизни доминирует над изменением удельного сопротивления. Ток насыщения  $I_s$  растет, а полное напряжение на диоде падает.

При высоких уровнях инжекции ( $p \gg N_D$ ) напряжение на диоде зависит от процессов, протекающих в базовой области. Большое число носителей заряда, инжектируемых в толстую низколегированную базу, уменьшает ее сопротивление. Происходит модуляция проводимости базовой области. Когда диффузионная длина  $L$  больше толщины базовой области  $W$ , инжектируемые носители уменьшают сопротивление всей низколегированной области.

После облучения возрастание скорости рекомбинации препятствует диффузии носителей через толстую базу. Когда диффузионная длина становится меньше, чем толщина базы,  $U_0$  начинает зависеть от граничных условий на базовом контакте. Этот контакт может быть омическим, для которого граничным условием является равенство нулю концентрации неосновных НЗ. Базовым контактом может быть также высоколегированный слой того же типа проводимости, что и базовая область, но со значительно большей концентрацией носителей. В отличие от омического контакта у антизапорного контакта концентрация неосновных НЗ возрастает с ростом протекающего тока, создавая потенциальный барьер для выхода из базы. Накопление неосновных НЗ приводит к снижению падения напряжения на базовой области по сравнению со структурой с омическим контактом. Существенное различие между этими структурами проявляется лишь при высоких плотностях токов.

В [266] проведены численные расчеты полного падения напряжения на диоде в функции отношения толщины базы к диффузионной длине  $W/L$ . Результаты расчета приведены на рис. 4.1 в виде зависимостей величины прямого падения напряжения на диоде от величины напряжения на немодулированной базе для разных значений  $W/L$ . Видно, что отношение  $W/L$  играет определяющую роль при оценке радиационной стойкости выпрямительных диодов. С его ростом напряжение на диоде возрастает. При малых значениях  $W/L$  падение прямого напряжения на диоде мало изменяется при изменении тока в широком диапазоне.

Влияние облучения нейтронами на кремниевые диоды с  $p^+-n-n^+$ - и  $n^+-p-p^+$ -структурами с широкой высокоомной базой исследовано в [137, 267], а электронами и гамма-квантами — в [238, 256]. Вольт-амперные характеристики таких диодов имеют два участка. Первый участок соответствует относительно низкому уровню инжекции, в этом случае напря-



жение на базе не зависит от плотности прямого тока вследствие эффекта модуляции проводимости. Величина  $U_b$  зависит лишь от отношения подвижностей носителей  $b = \mu_n/\mu_p$  и  $W/L$ . Из рис. 4.2, а [267] видно, что модуляция проводимости при малом отношении  $W/L$  велика, но по мере его роста сначала резко, а затем постепенно уменьшается. Напряжение на базе не зависит от удельного сопротивления кремния, по очень чув-

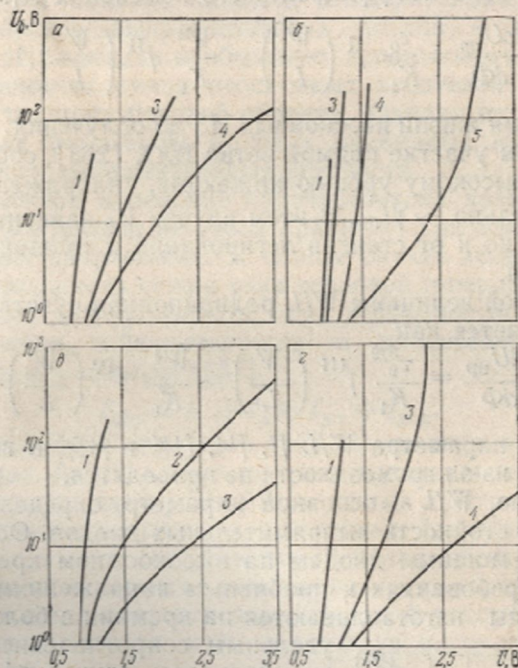


Рис. 4.1. Соотношения между падением прямого напряжения на кремниевых диодных  $p^+-n$ - (а),  $p^+-n-n^+$ - (б),  $n^+-p$ - (в) и  $n^+-p-p^+$ -структурах (г) и падением напряжения на их базовых областях без учета модуляции проводимости при отношениях  $W/L=1$  (1), 3 (2), 5 (3), 7 (4) и 10 (5). Удельное сопротивление исходного кремния  $1 \text{ Ом}\cdot\text{см}$

ствительно к изменению  $W/L$ . При возрастании  $W/L$  в 7 раз напряжение на базе увеличивается в 100 раз. Суммарное напряжение на  $p^+-n$ - и  $n-n^+$ -переходах длинного диода также не зависит от степени легирования базы и меняется в зависимости от плотности тока как  $\exp(qU/2kT)$ . Его величина, как и величина  $U_b$ , зависит лишь от отношения  $W/L$ , при возрастании которого  $U_{p-n}$  падает (рис. 4.2, б).

Рассчитанная в [267] чувствительность  $U_{np}$  к воздействию нейтронов для малых значений  $W/L$  оказалась отрицатель-

ной, так как с уменьшением времени жизни неосновных НЗ напряжение на  $p-n$ -переходе уменьшается. При больших значениях  $W/L$  чувствительность  $U_{пр}$  к радиации возрастает, что связано с ростом напряжения на базе при уменьшении  $L$ . На первом участке ВАХ радиационная чувствительность прямого падения напряжения диода с данным значением  $W/L$  пропорциональна времени жизни неосновных НЗ и обратно пропорциональна коэффициенту его изменения  $K_1$ :

$$\frac{dU_{пр}}{d\Phi} = \frac{\tau_0}{K_1} f^I \left( \frac{W}{L} \right) = \frac{W^2}{K_1} f^{II} \left( \frac{W}{L} \right), \quad (4.2)$$

где  $\tau_0$  — время жизни неосновных НЗ до облучения.

На втором участке прямой ветви ВАХ [268], соответствующем более высокому уровню инжекции, напряжение на базе пропорционально  $\sim \sqrt{I_{пр}}$ . В этом случае  $U_б$  зависит не только от  $b$  и  $W/L$ , но и от степени легирования и толщины контактных областей.

Для данной величины  $W/L$  радиационная чувствительность  $U_{пр}$  определяется как

$$\frac{dU_{пр}}{d\Phi} = \frac{\tau_0^{3/2}}{K_1} f^{III} \left( \frac{W}{L} \right) = \frac{W^3}{K_1} f^{IV} \left( \frac{W}{L} \right). \quad (4.3)$$

Функции параметра  $W/L$   $f^I$ ,  $f^{II}$ ,  $f^{III}$  и  $f^{IV}$  в выражениях (4.2) и (4.3) из-за громоздкости не приводятся.

Как видно,  $W/L$  — основной параметр, определяющий радиационную стойкость выпрямительных диодов. Особенно это относится к мощным диодам на высокоомном кремнии. При невысоких требованиях к пробивным напряжениям выпрямительные диоды изготавливаются на кремнии с более низким удельным сопротивлением. Очевидно, что в этом случае эффект модуляции проводимости уменьшается. При этом изменение диффузионной длины неосновных НЗ при облучении не будет столь критичным для изменения напряжения на базовой

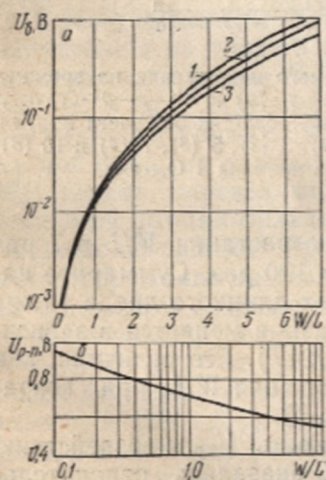


Рис. 4.2. Зависимости падения напряжения на базовой области (при отношениях подложности  $b=1$  (1), 2,8 (2) и 5 (3) — а и на  $p-n$ -переходе (б) от отношения толщины базы к диффузионной длине для структур с толстой высокоомной базой типа  $p^+-n-n^+$  или  $p^+-p-n^+$  ( $J=1$  А/см<sup>2</sup>)



области. В этом случае эффект удаления основных НЗ и возрастание удельного сопротивления становятся такими же важными факторами, как и уменьшение времени жизни неосновных носителей заряда.

Из (4.2) и (4.3) вытекает, что радиационная чувствительность прямого падения напряжения диода возрастает с ростом начального времени жизни неосновных НЗ и увеличением толщины базовой области. Следовательно, для повышения стойкости выпрямительных диодов к воздействию проникающей радиации необходимо использовать материалы с малым временем жизни неосновных носителей заряда или уменьшать толщину базовой области. Однако эти требования противоречат требованию высоких пробивных напряжений и экономичности выпрямительных устройств.

Радиационное изменение обратного тока кремниевых выпрямительных диодов не столь критично, как изменение прямого падения напряжения. В общем случае величина обратного тока диода есть сумма тока тепловой генерации, тока насыщения, или диффузионного, тока поверхностной утечки и тока ионизации, добавляющегося в процессе воздействия ионизирующей радиации [237]:

$$I_{\text{обр}} = I_{\Gamma} + I_s + I_{\text{ут}} + I_{\text{ион}}. \quad (4.4)$$

Все компоненты обратного тока изменяются при воздействии радиации.  $I_{\Gamma}$  возрастает за счет возникновения дополнительных генерационно-рекомбинационных центров в области пространственного заряда  $p$ - $n$ -перехода.  $I_s$  также возрастает вследствие снижения диффузионной длины носителей заряда.  $I_{\text{ут}}$  растет за счет развития поверхностных каналов проводимости и увеличения скорости поверхностной рекомбинации. Радиационные изменения этих токов были рассмотрены в предыдущей главе.

Ионизационный компонент обратного тока обусловлен тем, что при воздействии высокоэнергетических частиц значительная доля их энергии расходуется на ионизацию вещества. В полупроводниковых приборах при этом образуются неравновесные носители заряда, которые дают значительный вклад в величину обратного тока [268]. Ионизационные токи особенно существенны при воздействии радиации с большой мощностью дозы, например при импульсном облучении.

Скорость генерации НЗ зависит от мощности дозы и не зависит от вида излучения. Если известна мощность дозы излучения  $P$ , плотность облучаемого материала  $\rho_1$  и среднее значение энергии образования электронно-дырочной пары  $E$ , то скорость генерации носителей может быть определена как

$$G \cong \frac{100 \rho_1}{1,6 \cdot 10^{-1,2} E} P = \gamma P, \quad (4.5)$$

где  $\gamma$  — коэффициент, характеризующий скорость генерации электронно-дырочных пар при мощности дозы 1 рад/с. Для кремния  $\gamma = 4 \cdot 10^{13}$ , для германия —  $1 \cdot 10^{14}$  пар/рад  $\cdot$  см<sup>3</sup>. Теперь величину ионизационного тока, возникающего при воздействии стационарной радиации на выпрямительные диоды, можно записать в виде

$$I_{\text{ион}} \cong qGS (d + L_p + L_n), \quad (4.6)$$

где произведение  $S(d + L_p + L_n)$  обычно называют эффективным объемом сбора носителей заряда.

Таблица 4.1

Поведение параметров выпрямительных диодов при воздействии радиации

Изменения	Отклонение параметра от первоначального значения		Параметры материала и структуры диода, определяющие изменение
	Уменьшение	Возрастание	
Критические		$U_{\text{пр}}$ $I_{\text{оср}}$	$\tau, \rho, W/L$ Состояние защиты поверхности $p-n$ -перехода
		$R_D$	$\rho, W/L$
Некритические	$C$		$\rho$
		$I_{\text{макс}}$	$\tau$

Величина ионизационного тока, возникающего при воздействии на диоды нестационарной радиации, зависит от мощности дозы излучения и длительности его импульса. Она может быть рассчитана с учетом влияния длительности импульса ионизирующей радиации и изменения процесса рекомбинации носителей:

$$I_{\text{ион}} = qGS \left\{ d + L_p \left[ \operatorname{erf} \left( \frac{t}{\tau_p} \right)^{1/2} - \operatorname{erf} \left( \frac{t - t_n}{\tau_p} \right) \right] \right\}, \quad (4.7)$$

где  $t$  — время;  $t_n$  — длительность импульса излучения.

В реальных выпрямительных диодах мощность излучения  $\sim 10^{10}$  рад/с может вызывать ионизационные токи в несколько сот миллиампер. Это особенно опасно при работе выпрямительных диодов в ключевом режиме. В результате вызванного действием импульса радиации высокой проводимости диода в обратном направлении появляется вероятность непреду-



смотренного сбоя радиоэлектронной аппаратуры, находящейся в рабочем состоянии.

В табл. 4.1 показано изменение параметров выпрямительных диодов при воздействии проникающей радиации.

#### § 4.2. ИМПУЛЬСНЫЕ ДИОДЫ

Импульсные диоды предназначены для использования в качестве ключевых элементов в схемах с малыми длительностями импульсов и переходных процессов (микро- и наносекунды). Инерционность диодов в режиме переключения определяется в основном эффектом накопления неравновесных НЗ вблизи  $p-n$ -перехода и его барьерной емкостью [269].

Как и всякий полупроводниковый диод, импульсный диод характеризуется прямым падением напряжения и обратным током, которые определяются его ВАХ. Импульсные диоды работают в двух основных режимах: режиме переключения из прямого направления в обратное и режиме пропускания импульсов прямого тока. Характер переходных процессов в этих режимах схематически показан на рис. 4.3. При протекании прямого тока в базе диода накапливаются неосновные НЗ. Поэтому при изменении полярности входного напряжения заряд не исчезает мгновенно, а, рассасываясь, обуславливает протекание импульса обратного тока, который может во много раз превышать стационарную величину обратного тока. Отрезок времени от момента, когда ток через диод равен нулю, до момента, когда обратный ток уменьшается до заданного уровня, называется временем восстановления обратного сопротивления диода ( $\tau_{восст}$ ). Переходная характеристика диода при переключении его из прямого направления на обратное включает в себя две фазы: фазу постоянного обратного тока с длительностью  $t_1$  и фазу спада  $I_{обр}$  с длительностью, определяемой  $\tau_{восст}$  (рис. 4.3, а). Длительность первой фазы  $t_1$  определяется выражением

$$\operatorname{erf} \sqrt{t_1/\tau_p} = I_{пр.имп} / (I_{пр.имп} - I_1). \quad (4.8)$$

В первом приближении можно считать, что длительность «плочки»  $t_1$  пропорциональна времени жизни неосновных НЗ в  $n$ -базе  $\tau_p$ . Поскольку при воздействии радиации  $\tau_p$  уменьшается, очевидно, что и длительность фазы высокой обратной проводимости должна снижаться.

Закон уменьшения обратного тока во второй фазе приближенно описывается выражением [269]

$$I_{обр}(t) \cong I_{пр.имп} \left( \frac{e^{-t/\tau_p}}{\sqrt{\pi t/\tau_p}} - \operatorname{erfc} \sqrt{t/\tau_p} \right). \quad (4.9)$$

Подставляя в (4.9)  $I_{обр} = I_{восст}$  (см. рис. 4.3, а) и  $\tau_{восст}$  вместо  $t$ , можно показать, что время восстановления обратного сопротивления пропорционально времени жизни неосновных НЗ. Следовательно, этот параметр импульсного диода при воздействии радиации уменьшается.

Длительность второй фазы определяется, как уже отмечалось, величиной заряда, накопленного при протекании прямо-

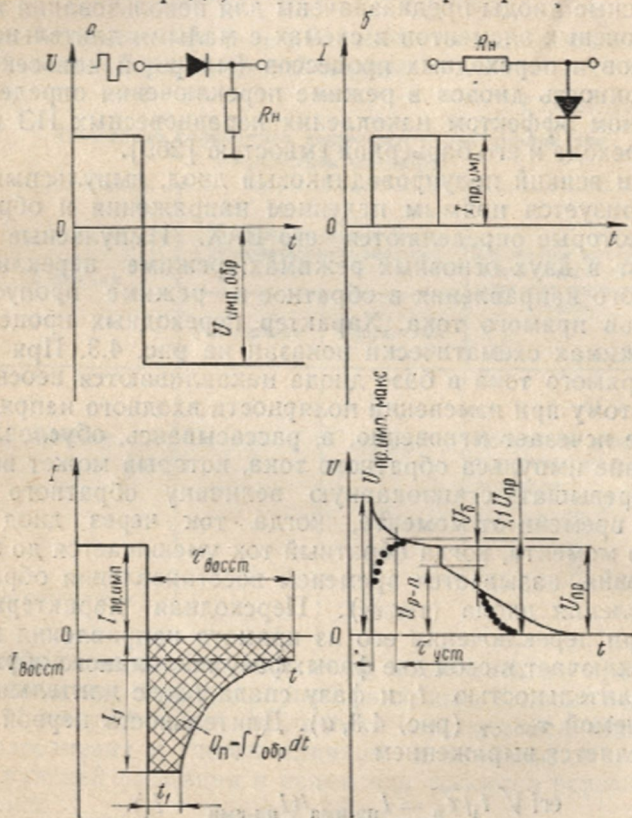


Рис. 4.3. Осциллограммы напряжения и тока импульсного диода в режимах переключения (а) и пропуска (б)

го тока. Долю этого заряда, протекающего во внешней цепи после переключения, равную заряду избыточных дырок, перешедших из базы назад в  $p$ -область, принято называть зарядом переключения  $Q_{п}$ . Интегрируя (4.9), можно получить

$$Q_{п} = I_{пр.имп} \tau_p / 2. \quad (4.10)$$

Переходные процессы при прохождении через диод импульса прямого тока (рис. 4.3, б), как и при переключении с



прямого направления тока на обратное, объясняются эффектом накопления неосновных НЗ в базе. В момент подачи на диод импульса тока базовая область диода вначале обладает высоким сопротивлением, определяемым удельным сопротивлением исходного полупроводника. Инжекция носителей и постепенное рассасывание их в базе приводят к модуляции ее проводимости. В результате наблюдается переходный процесс, искажающий передний фронт импульса. Значение выброса напряжения  $U_{\text{пр-имп.макс}}$  постепенно уменьшается до стационарного. Такой эффект наблюдается, как правило, в случае если уровень инжекции высок и падение напряжения на диоде определяется величиной падения напряжения на базовой области. База при этом имеет индуктивную реакцию на воздействие внешнего электрического сигнала. При малых уровнях инжекции напряжение на диоде определяется изменением напряжения на самом  $p-n$ -переходе. Его реакция носит емкостный характер и также приводит к искажению переднего фронта импульса (точки на рис. 4.3, б).

Прекращение тока также сопровождается переходным процессом релаксации напряжения на  $p-n$ -переходе. После прекращения тока через диод падение напряжения на базе исчезает, а на  $p-n$ -переходе в начальный момент сохраняет свою величину за счет накопившихся вблизи него избыточных неосновных НЗ. С течением времени носители рекомбинируют и напряжение на  $p-n$ -переходе снижается до нуля. При этом спад послеинжекционного напряжения происходит практически линейно по закону [270]

$$\frac{dU(t)}{dt} = -\frac{kT}{q} \frac{1}{\tau_p} \quad (4.11)$$

Наличие конечного сопротивления в цепи разряда диода ускоряет спад послеинжекционной ЭДС (точки на рис. 4.3, б). При высоких уровнях инжекции правую часть выражения (4.11) необходимо умножить на  $2b/(b+1)$  ( $\sim 1,4$  для германия и кремния при комнатной температуре) [271]. Из (4.11) видно, что чем меньше время жизни, тем быстрее происходит спад послеинжекционного напряжения.

На рис. 4.4 приведены осциллограммы импульсного напряжения на кремниевом диоде до и после облучения электронами. Видно, что воздействие радиации приводит к изменению импульсных свойств диода. Если на переднем фронте импульса до облучения реакция на электрический сигнал носила смешанный характер, то после облучения она стала чисто емкостной. Это указывает на то, что роль базы в формировании прямого падения напряжения возросла. Об этом же свидетельствует изменение соотношения между  $U_b$  и  $U_{p-n}$  в начальный

момент после импульса тока. Отчетливо видно изменение угла наклона кривой спада послеинжекционной ЭДС. Участки, соответствующие высокому и низкому уровням инжекции, на приведенных осциллограммах неразличимы.

Из табл. 4.2 видно, что изменения прямого падения напряжения и обратного тока могут привести импульсный диод к потере работоспособности. В то же время  $\tau_{\text{восст}}$  и  $Q_{\text{II}}$  в процес-

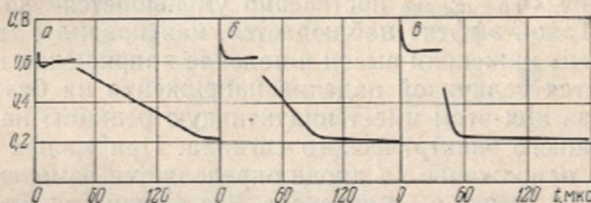


Рис. 4.4. Послеинжекционная ЭДС в кремниевом диоде до (а) и после облучения электронами с  $E=4$  МэВ интегральным потоком  $8 \cdot 10^{13}$  (б) и  $2 \cdot 10^{14}$  см $^{-2}$  (в)

се облучения снижаются быстрее, чем возрастает, например, падение напряжения на диоде, зависящее от удельного сопротивления. Иными словами, при малых дозах облучения импульсные свойства диодов улучшаются. Обычно для увеличения быстродействия импульсных диодов легируют базовую область золотом, создающим в запрещенной зоне глубокие энергетические уровни. Аналогичный эффект может быть достигнут целенаправленным введением радиационных дефектов.

Таблица 4.2

Изменения основных параметров импульсных диодов при воздействии радиации

Изменения	Отклонение параметра от первоначального значения		Параметры материала, ответственные за изменения
	Уменьшение	Возрастание	
Критические	$\tau_{\text{восст}}$ $Q_{\text{II}}$	$U_{\text{пр}}$ $U_{\text{гр. имп. макс}}$ $I_{\text{обр}}$	$\rho$ $\rho$ $\tau$ $\tau$ $\tau$
Некритические	$C$		$\rho$



### § 4.3. ВАРИКАПЫ

Диоды, в основе работы которых лежит свойство  $p-n$ -перехода изменять величину емкости при изменении внешнего напряжения, называются варикапами. В варикапах используется изменение барьерной емкости. Важным параметром их также является добротность, определяемая как отношение реактивного сопротивления варикапа на заданной частоте переменного сигнала к сопротивлению потерь  $r_{\text{п}}$  при заданном значении емкости или обратного напряжения. Выражение, описывающее добротность варикапа, имеет вид

$$Q = \frac{\omega C R_{\text{ш}}}{\omega^2 C^2 r_{\text{п}} R_{\text{ш}} + r_{\text{п}}/R_{\text{ш}} + 1}, \quad (4.12)$$

где  $R_{\text{ш}}$  — сопротивление, шунтирующее  $p-n$ -переход;  $\omega$  — частота;  $C$  — барьерная емкость. На низких частотах  $r_{\text{п}} \ll \ll 1/\omega C$ , и величина добротности при этом определяется соотношением  $Q \approx \omega C R_{\text{ш}}$ . На высоких частотах  $R_{\text{ш}} \ll 1/\omega C$ , и добротность определяется величиной сопротивления потерь  $r_{\text{п}}$ , т. е.  $Q \approx 1/\omega C r_{\text{п}}$ . Для варикапа с резким несимметричным  $p-n$ -переходом величина емкости определяется как

$$C = S \sqrt{q \epsilon \epsilon_0 N_D / 2 (U + \Phi_{\text{к}})}. \quad (4.13)$$

Считая, что сопротивление потерь  $r_{\text{п}}$  приблизительно равно  $\rho(W/S)$ , можно представить добротность варикапа на высоких частотах в виде

$$Q = \frac{1}{\omega W} \sqrt{(U + \Phi_{\text{к}}) \frac{2\mu}{\epsilon \epsilon_0 \rho}}. \quad (4.14)$$

Ряд параметров, характеризующих варикап, определяется из его вольт-фарядных характеристик, например коэффициент перекрытия по емкости  $K_C$ , представляющий собой отношение емкостей варикапа при двух заданных значениях обратных напряжений.

В § 3.3, где рассматривалось действие радиации на вольт-фарядную характеристику  $p-n$ -перехода, показано, что при облучении величина барьерной емкости во всем диапазоне напряжений уменьшается. Полагая, что концентрация основных носителей в базовой области варикапа изменяется по закону  $n = n_0 e^{-K_n \Phi}$ , можно получить зависимость емкости и добротности варикапа от интегрального потока излучения в виде

$$C = C_0 e^{-K_n \Phi / 2} \quad (4.15)$$

$$Q = Q_0 e^{-K_n \Phi / 2}. \quad (4.16)$$

Из (4.15) и (4.16) следует, что емкость и добротность варикапа при воздействии радиации изменяются по одному закону. Полагая, что скорость удаления носителей для  $n$ -Si ( $-\Delta n/\Delta\Phi = n_0 K_n$ ) лежит в интервале  $1-4$  (нейтрон·см) $^{-1}$ , можно оценить величину отклонения емкости и добротности варикапов, изготовленных на кремнии с различным удельным сопротивле-

Таблица 4.3

Изменения емкости и добротности варикапов при воздействии интегрального потока нейтронов  $1 \cdot 10^{13}$  см $^{-2}$  ( $E = 1$  МэВ, скорость удаления  $n_0 K_n = 4$  см $^{-1}$ )

Концентрация основных носителей $n$ , см $^{-3}$	Пробивное напряжение, В	$\frac{K_n \Phi}{2}$	$\left(\frac{\Delta C}{C_0}, \frac{\Delta Q}{Q_0}\right) 100, \%$
$1,7 \cdot 10^{15}$	200	1,2	1,3
$2,5 \cdot 10^{15}$	150	0,8	1,0
$4,5 \cdot 10^{15}$	100	0,45	0,5
$1,2 \cdot 10^{16}$	50	0,15	0,2

Таблица 4.4

Поведение параметров варикапов при воздействии радиации

Изменения	Отклонение параметра от первоначального значения		Параметры материала, ответственные за изменения
	Уменьшение	Возрастание	
Критические	$C$		$\rho$
		$r_{11}$	$\rho$
	$Q$		$\rho$
Некритические		$I_{обр}$	$\tau$
	$K_C$	—	—

нием. В табл. 4.3 приведены расчетные изменения характеристик варикапов под воздействием радиации.

Изменения емкости рассчитаны в предположении неизменности напряжения смещения на варикапе. В реальных условиях это напряжение изменяется в силу того, что при облучении меняются величина обратного тока и сопротивление потерь. Тенденции радиационного изменения параметров варикапов при облучении приведены в табл. 4.4.



#### § 4.4. СТАБИЛИТРОНЫ

Полупроводниковые диоды, имеющие на вольт-амперной характеристике участок со слабой зависимостью напряжения от протекающего тока, носят название стабилитронов. Этот участок наблюдается на обратной ветви ВАХ диода в области пробоя  $p-n$ -перехода. Поскольку напряжение пробоя слабо зависит от величины протекающего тока, с помощью стабилитрона можно поддерживать уровень напряжения в электрической цепи постоянным при изменении тока в широких пределах.

Электрический пробой обусловлен тем, что вследствие малой ширины области пространственного заряда  $p-n$ -перехода напряженность электрического поля в нем достигает большой величины при относительно небольших напряжениях. Различают два механизма электрического пробоя: туннельный (земеровский) и лавинный.

В основе первого механизма лежит эффект внутренней полевой эмиссии, заключающийся в том, что при напряженностях электрических полей порядка  $3 \cdot 10^5$  В/см появляется вероятность туннельного перехода электронов из валентной зоны в зону проводимости. Эта вероятность  $P$  может быть представлена в виде [241]

$$\ln P = -k_g E_g^{3/2} E^{-1}, \quad (4.17)$$

где  $E_g$  — ширина запрещенной зоны;  $E$  — напряженность электрического поля;  $k_g$  — постоянная величина. Для больших  $E$  вероятность туннельного перехода стремится к единице. В случае резких кремниевых  $p-n$ -переходов для грубой оценки напряжения туннельного пробоя можно пользоваться эмпирической формулой [272]

$$U_T = 39 \rho_n + 8 \rho_p, \quad (4.18)$$

где  $\rho_n$  и  $\rho_p$  — удельные сопротивления материалов  $n$ - и  $p$ -областей диода.

Второй механизм электрического пробоя — механизм лавинного умножения (ударная ионизация) состоит в том, что под действием сильного электрического поля носители заряда, попавшие в переход, за время свободного пробега между столкновениями приобретают энергию, достаточную для ионизации атомов. Образующиеся в результате ионизации пары свободных носителей, ускоряясь полем, также могут производить ионизацию. Процесс характеризуется коэффициентом лавинного умножения  $M$ , равным отношению тока  $I_3$ , выходящих из обедненной области  $p-n$ -перехода ( $I$ ), к величине тока  $I_0$ , входящих в нее ( $I_0$ ). Напряжение лавинного пробоя  $U_{\text{л}}$

определяется как напряжение, при котором  $M$  приближается к бесконечности:

$$M = 1/[1 - (U/U_n)^n], \quad (4.19)$$

где  $n$ , например, в Si равен 5 для электронов и 3 для дырок.

Отсюда следует, что вольт-амперная характеристика перехода в области лавинного пробоя имеет вид

$$I = I_0/[1 - (U/U_n)^n], \quad (4.20)$$

а дифференциальное сопротивление  $R_d$  определяется как

$$R_d \approx (1/nM)(U_n/I). \quad (4.21)$$

При уменьшении напряжения лавинного пробоя  $R_d$  понижается. При туннельном же пробое, наоборот,  $R_d$  возрастает в результате усиления роли эффекта туннелирования носителей.

Напряжение лавинного пробоя зависит от свойств полупроводника, из которого изготавливаются диоды. Для резкого  $p$ - $n$ -перехода напряжение пробоя в Ge, Si, GaAs, GaP достаточно хорошо аппроксимируется выражением [241]

$$U_n \cong 60 (E_g/1,1)^{3/2} (n/10^{16})^{-3/4}, \quad (4.22a)$$

где  $n$  — концентрация примеси в полупроводнике. Для плавного  $p$ - $n$ -перехода это выражение принимает вид

$$U_n \cong 60 (E_g/1,1)^{6/5} (a/3 \cdot 10^{20})^{-2/5}. \quad (4.22b)$$

Здесь  $a$  — градиент концентрации примеси.

Важная характеристика стабилитрона — температурный коэффициент напряжения стабилизации  $\alpha_{ст}$ . Его величина определяется отношением относительного изменения напряжения стабилизации к абсолютному изменению температуры окружающей среды при постоянном токе стабилизации. Напряжение туннельного пробоя имеет отрицательный температурный коэффициент, лавинного — положительный.

Большинство стабилитронов изготавливается из кремния. При напряжении пробоя  $U > 6E_g/q$  основной механизм его — лавинное умножение. При  $U < 4E_g/q$  механизм пробоя туннельный. При  $4E_g/q < U < 6E_g/q$  в пробое участвуют оба механизма. Поскольку  $\alpha_{ст}$  для лавинного и туннельного механизмов имеют противоположные знаки, для получения малого значения его стабилитроны соединяют последовательно, достигая взаимной компенсации.

При воздействии радиации концентрация НЗ изменяется согласно (2.12). Подставляя это выражение в (4.22a), получаем зависимость напряжения лавинного пробоя стабилитронов с резким  $p$ - $n$ -переходом от интегрального потока излучения:

$$U_n \cong U_{n0} e^{3K_n \Phi/4}, \quad (4.23)$$

где  $U_{n0}$  — напряжение лавинного пробоя до облучения.



Изменение напряжения лавинного пробоя кремниевых стабилитронов при облучении интегральным потоком нейтронов  $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$  (скорость удаления НЗ  $\rho_0 K p = 4 \text{ см}^{-1}$ )

Удельное сопротивление базы $\rho$ , Ом·см	Напряжение лавинного пробоя $U_{л}$ , В	Концентрация носителей $\rho_0$ , $\text{см}^{-3}$	$\Delta U$ , В	$\frac{\Delta U}{U} 100\%$
2,0	80	$7 \cdot 10^{15}$	40	50
0,7	30	$2,5 \cdot 10^{15}$	3,8	12,6
0,4	20	$5 \cdot 10^{15}$	1,2	6,0
0,15	8	$2 \cdot 10^{17}$	0,12	1,5

Считая, что скорость удаления НЗ при облучении лежит в пределах  $1-4$  (нейтрон·см) $^{-1}$ , можно оценить радиационное изменение напряжения лавинного пробоя кремниевых диодов. Из табл. 4.5 видно, что с облучением напряжение лавинного пробоя возрастает тем больше, чем выше его первоначальное значение.

В [273] выполнено экспериментальное исследование воздействия облучения нейтронами на электрический пробой в  $p-n$ -переходах. Сопротивление исходного  $p$ -Si лежало в диапазоне  $5 \cdot 10^{-3}-2$  Ом·см, что соответствовало напряжениям пробоя  $5-90$  В. Переходы с напряжением пробоя от 3 до 6 В создавались на  $n$ -Si. Оказалось, что при облучении  $p-n$ -переходов с лавинным механизмом пробоя  $U_{л}$  растет с ростом интегрального потока нейтронов, т. е.  $dU/d\Phi > 0$ . У  $p-n$ -переходов с туннельным механизмом пробоя  $U_{т}$  с ростом интегрального потока облучения падает, т. е.  $dU/d\Phi < 0$ . В интервале от 5 до 6 В напряжение пробоя практически не меняется. Происходит своего рода компенсация изменений, вызванных воздействием радиации на каждый из этих механизмов пробоя.

Полученные в [273] закономерности представлены на рис. 4.5. В случае лавинного механизма пробоя при достаточно больших плотностях тока лавинообразование идет за счет умножения носителей, генерируемых самой лавиной при вторичных процессах, и ток пробоя не зависит от обратного тока перехода, т. е. от наличия глубоких уровней в запрещенной зоне. Поэтому при облучении напряжение лавинного пробоя всегда растет из-за роста удельного сопротивления исходного кремния.

В случае туннельного механизма наряду с ростом напряжения пробоя, обусловленным ростом удельного сопротивления кремния, действует механизм усиления туннельного просачивания электронов с участием радиационных уровней [274]. Суммарное изменение напряжения туннельного пробоя

за счет изменения удельного сопротивления и роста вероятности туннелирования, как показывает эксперимент, отрицательное. Это объясняется тем, что изменение удельного сопротивления при облучении сильнолегированного кремния, используемого для изготовления туннельных переходов, очень мало. Поэтому туннельный механизм пробоя оказывается преобладающим. Чем ниже напряжение пробоя, тем меньше роль изменения удельного сопротивления и больше роль туннельных эффектов.

Лавинный пробой начинается с возникновения микроплазм в локализованных несовершенствах кристалла в области объемного заряда

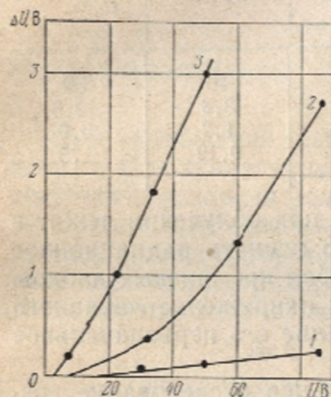


Рис. 4.5. Зависимость изменения напряжения пробоя кремниевых  $p-n$ -переходов от пробивного напряжения при облучении интегральными потоками нейтронов ( $E > 100$  кэВ)  $10^{13}$  (1),  $10^{14}$  (2) и  $10^{15}$  см $^{-2}$  (3)

$p-n$ -перехода. Появление микроплазм сопровождается возникновением импульсов электрического тока во внешней цепи. Это явление положено в основу полупроводниковых генераторов шума, принцип работы которых заключается в том, что при наличии на  $p-n$ -переходе напряжения, близкого к пробое, одиночный носитель заряда, попавший в область сильного электрического поля, может вызывать лавинный процесс — разряд тока, ограниченный сопротивлением внешней цепи. При этом падение напряжения на  $p-n$ -переходе уменьшается, что приводит к гашению разряда [275].

Процессы генерации и гашения импульсов следуют друг за другом случайным образом, возникает шум. При воздействии радиации в активной области  $p-n$ -перехода возрастает концентрация генерационно-рекомбинационных центров, вероятность появления носителей возрастает, что приводит, с одной стороны, к возрастанию частоты следования электрических импульсов, а с другой, — к ускорению процесса их затухания. В результате снижается интегральный уровень шумов генератора [275, 276]. Большая чувствительность генератора шума в силу его малого рабочего объема использована в [276] для регистрации и изучения единичных актов взаимодействия быстрых нейтронов с полупроводником, сопровождающихся образованием радиационных дефектов.



## § 4.5. ТУННЕЛЬНЫЕ ДИОДЫ

В основе работы туннельного диода лежит туннельный эффект, заключающийся в том, что электроны, обладающие энергией, меньшей, чем потенциальный барьер, проходят через него. Потенциальный барьер создается запрещенной зоной полупроводника, причем верхняя часть барьера должна располагаться у дна зоны проводимости или у верхнего края

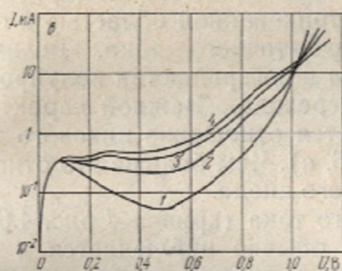
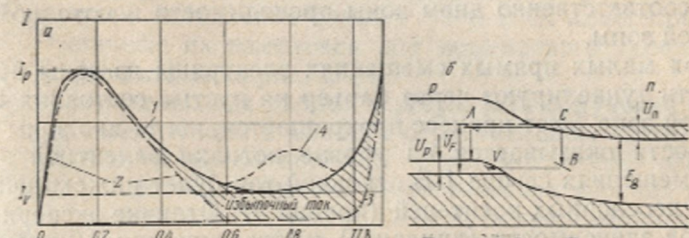


Рис. 4.6. Реальная и теоретическая ВАХ туннельного диода — *a*, детализированная модель двухступенчатого туннелирования — *b* и ВАХ кремниевого туннельного диода до (*1*) и после облучения электронами с  $E=2$  МэВ интегральными потоками  $6,3 \cdot 10^{16}$  (*2*),  $1,3 \cdot 10^{17}$  (*3*) и  $1,9 \times 10^{17}$  см $^{-2}$  (*4*) — *b*

валентной зоны. Межзонное туннелирование в полупроводниках возможно только в сильном электрическом поле  $p-n$ -перехода. Концентрация доноров и акцепторов в таких  $p-n$ -переходах должна быть больше  $10^{19}$  см $^{-3}$ . В этом случае получается узкий  $p-n$ -переход (шириной менее 200 Å), напряженность «встроенного» поля в нем достигает значений  $5 \cdot 10^5$ — $10^6$  В/см.

Механизм туннельного эффекта исследовался многими авторами, в том числе и создателем туннельного диода Эсаки [277], поэтому на нем мы подробно останавливаться не будем. Отметим, что особенность ВАХ туннельного диода — наличие участка с отрицательным сопротивлением. На рис. 4.6, *a* кривой *1* изображена реальная ВАХ кремниевого туннельного перехода при комнатной температуре. Кривая *2* соответствует току, предсказываемому простейшей теорией туннелирования [274, 278]:

$$I \approx \exp(-\lambda_1 m^{1/2} E_n^{3/2} E^{-1}), \quad (4.24)$$

где  $\lambda_1$  — константа;  $m$  — приведенная масса свободного носителя;  $E$  — напряженность электрического поля;  $E_a$  — высота барьера.

Высота барьера изменяется в зависимости от приложенного к  $p$ - $n$ -переходу напряжения и выражается как

$$E_a = E_g + E_n + E_p. \quad (4.25)$$

Здесь  $E_n$  и  $E_p$  — энергетические зазоры между уровнем Ферми и соответственно дном зоны проводимости и потолком валентной зоны.

При малых прямых смещениях электроны из зоны проводимости туннелируют через барьер на пустые состояния в валентной зоне. Этот процесс прекращается, когда дно зоны проводимости оказывается на уровне потолка валентной зоны. При смещениях свыше 1 В основной ток будет инжекционным током неосновных носителей (кривая 3). Отличие экспериментальной зависимости (кривая 1) от теоретических (кривые 2 и 3) показано на рис. 4.6, а заштрихованной областью и соответствует первому компоненту избыточного тока. Величина этого компонента зависит от типа и совершенства полупроводника и способа создания  $p$ - $n$ -перехода. Важной характеристикой туннельного диода является отношение пикового тока  $I_p$  к току в минимуме  $I_v$  (рис. 4.6, а). Чем больше это отношение, тем выше качество туннельного диода.

Второй компонент избыточного тока (кривая 4 рис. 4.6, а), называемый «горбатым» током, обычно наблюдается в туннельных диодах, легированных примесями с глубокими уровнями или облученных ядерными частицами [279]. В [280] рассмотрена модель двухступенчатого туннельного процесса, объясняющая избыточный ток, в том числе и «горбатый», наличием локальных дискретных уровней в запрещенной зоне. Для дискретного уровня (рис. 4.6, б) одновременно имеются два возможных пути перехода (CAV и CBV) электрона из вырожденной  $n$ -зоны в вырожденную  $p$ -зону.

Первый компонент избыточного тока [281] связан главным образом с примесной зоной и хвостами края зоны, возникающими в результате сильного легирования [282, 283].

Анализ механизма работы показывает, что ток в туннельном диоде переносится основными носителями заряда и не связан с процессами диффузии или дрейфа. Работа диода не зависит от времени жизни неосновных НЗ. Это делает туннельный диод менее чувствительным к радиации по сравнению с другими полупроводниковыми приборами, работающими на принципе переноса неосновных носителей заряда.

Влияние облучения на туннельные диоды исследовалось в [279, 284—286]. Облучению электронами с энергией 2 МэВ



подвергались кремниевые, германиевые и арсенидгаллиевые туннельные диоды. Первые были изготовлены на легированном мышьяком  $n$ -Si с удельным сопротивлением  $5 \cdot 10^{-4}$  Ом·см. Электронно-дырочный переход был получен введением в  $n$ -базу алюминия, содержащего 5% бора. Вторые были получены на  $n$ -Ge, легированном мышьяком до концентрации  $10^{19}$  см $^{-3}$ . Переход создавался введением в  $n$ -базу сплава In—Ga. Третьи туннельные диоды изготавливались на GaAs, легированном цинком до концентрации  $10^{20}$  см $^{-3}$ , а переход получался путем сплавления олова в базу. ВАХ измерялись при 77 К. Типичные их изменения для кремниевого туннельного диода представлены на рис. 4.6, в.

Во всех туннельных диодах в результате облучения происходит увеличение тока в области отрицательного сопротивления и седловины. В соответствии с рассмотренной моделью это обусловлено образованием энергетических уровней радиационных дефектов в запрещенной зоне полупроводника и отдельными переходами с этих уровней. Образование последних в германиевых, кремниевых и арсенидгаллиевых туннельных диодах наблюдалось в [279, 285].

Можно ожидать, что основной вклад в увеличение тока будут давать именно переходы с уровней дефектов в запрещенной зоне на  $n$ -стороне (рис. 4.6, б).

Избыточный ток можно выразить [287] как

$$I_x = AP_x D_x \quad (4.26)$$

где  $A$  — коэффициент;  $P_x$  — вероятность тунnelирования при прямом смещении;  $D_x$  характеризует распределение и плотность состояний дефектов.

Так как туннельный диод изготавливается из сильнолегированного полупроводника с малым исходным временем жизни неосновных НЗ, то изменения диффузионной ветви в результате облучения невелики.

Характер изменений ВАХ туннельных диодов при облучении быстрыми нейтронами такой же, как и при электронном облучении. Туннельные диоды на арсениде галлия имеют значительно большую радиационную стойкость к облучению нейтронами [3, 7], чем диоды на кремнии со сравнимыми максимальными токами. В [286] приводятся данные по зависимости радиационных изменений в туннельных диодах от типа химических примесей. Кремниевые туннельные диоды с примесями P, As, Sb облучались электронами с энергией 1 МэВ в вакууме при 77 и 300 К. Было замечено, что у диодов с примесью фосфора интегральный поток электронов, необходимый для изменений избыточного тока на единицу, примерно на 50% больше, чем у диодов с примесями мышьяка или сурьмы.

В случае облучения при комнатной температуре радиационные изменения характеристик туннельных диодов происходят в несколько раз медленнее, чем при температуре жидкого азота [279].

Данные по отжигу облученных туннельных диодов приводятся в [279, 286]. Радиационные дефекты отжигаются при 633—673 К, при этом ВАХ восстанавливаются.

#### § 4.6. ДИОДЫ ГАННА

Принцип работы ганновских диодов основан на эффекте Ганна [288, 289], который заключается в том, что если к омическим контактам кристалла, например из  $n$ -GaAs, приложить постоянное напряжение  $U$ , то с его ростом ток сначала возрастает пропорционально  $U$ , а затем при некотором пороговом значении напряжения  $U_t$  начинает осциллировать. Величина порогового электрического поля в арсениде галлия, соответствующая этому пороговому напряжению, около 3 кВ/см. Период колебаний близок ко времени прохождения НЗ между контактами. Для образцов длиной 100 мкм напряжение, при котором возникают колебания, составляет несколько вольт, а частота колебаний — около  $10^9$  Гц, что соответствует диапазону СВЧ.

Генерация колебаний может быть реализована в полупроводнике, в котором электроны в нижней долине зоны проводимости имеют более высокую подвижность, чем в верхней, при разности энергий между долинами больше энергии теплового движения электронов, но меньше ширины запрещенной зоны [149, 290]. При отсутствии внешнего электрического поля почти все электроны сосредоточены в нижней долине и подвижность их велика. Но при наложении на полупроводник внешнего электрического поля, напряженность которого выше пороговой, происходит разогрев электронного газа и переход электронов в верхнюю долину, где подвижность их резко падает. Возникающая отрицательная дифференциальная подвижность обуславливает появление отрицательного сопротивления ганновских диодов.

Объемный заряд внутри полупроводника в области отрицательной дифференциальной подвижности нарастает с характеристическим временем  $T_D = \epsilon \epsilon_0 / q n_0 \mu$  ( $\mu$  — дифференциальная подвижность;  $n_0$  — концентрация носителей). В области нормальной проводимости объемный заряд рассасывается с характеристическим временем, равным классическому времени диэлектрической релаксации  $T_D = \epsilon \epsilon_0 \rho$  ( $\rho$  — удельное сопротивление в слабом поле). Таким образом, в полупроводнике формируется электрический домен,двигающийся с постоянной скоростью от катода к аноду. Размеры домена 0,1—



0,03 от длины образца при напряженности поля 40—70 кВ/см. После разрушения у анода первого домена в прикатодной области образуется новый домен и в цепи возникают колебания тока. Доменная неустойчивость имеет место в том случае, если время формирования домена, равное времени диэлектрической релаксации  $T_D$ , меньше периода колебаний  $T = l/v_d$  ( $v_d$  — скорость домена,  $l$  — длина образца), т. е.  $T > \epsilon \epsilon_0 \rho$ , или  $n_0 l > \epsilon \epsilon_0 v_d / q \mu$ . Величина  $n_0 l$  для реальных диодов находится в пределах  $10^{11} - 10^{14}$  см<sup>-2</sup>.

Если период колебаний равен времени пролета домена, то такой тип колебаний называется пролетным. Если домен разрушается раньше, чем достигает анода, то реализуется тип колебаний с гашением домена. В этом случае амплитуда СВЧ-поля сравнима с постоянной составляющей. Колебания с задержкой возникают в том случае, когда время пролета домена меньше периода колебаний.

Рабочая частота диодов Ганна доходит до  $10^{10}$  Гц и ограничивается их геометрическими размерами. При размерах генератора, меньших 10 мкм, начинают сказываться неоднородности в кристалле и получить устойчивые колебания оказывается трудно. Трудности можно устранить, если использовать диоды Ганна в режиме ОНОЗ (ограничение накопления объемного заряда).

В режиме ОНОЗ рабочая частота диода Ганна в несколько раз выше пролетной, а напряженность постоянной составляющей поля значительно выше пороговой, но меньше пробивной. Переменная составляющая поля резонатора сравнима с постоянной составляющей, так, что суммарное поле в какую-то часть периода оказывается ниже порогового. Период колебаний в режиме ОНОЗ определяется частотой колебаний резонатора. Генераторы такого типа способны работать на частотах 30—300 ГГц при мощности в импульсе порядка сотен киловатт и КПД 20%.

Радиационные повреждения в диодах Ганна изучались в [149, 227, 291—294]. В результате вызванного облучением уменьшения подвижности носителей в слабых полях уменьшается отношение тока в максимуме ВАХ к току в минимуме, что ведет к снижению мощности и КПД диода. Уменьшение подвижности ведет также к росту сопротивления потерь диода, обуславливающих дополнительное уменьшение мощности генерации и КПД. Снижение концентрации основных НЗ в исходном кристалле арсенида галлия также влияет на ухудшение параметров приборов. Скорость уменьшения концентрации НЗ в GaAs при облучении нейтронами с  $E > 10$  кэВ описывается как  $9,1 \cdot 10^{-6} n^{0,4}$  см<sup>-1</sup> [149]. Поскольку относительные изменения концентрации и подвижности НЗ в сильнолегированных кристаллах меньше, диоды Ганна на таком материа-

ле более радиационностойки. Из рис. 4.7, а [293] видно, что мощность генерации диода Ганна остается неизменной вплоть до интегральных потоков быстрых нейтронов  $10^{13}$  см<sup>-2</sup>. При потоке  $4 \cdot 10^{13}$  см<sup>-2</sup> мощность генерации уменьшается на 3 дБ, а при потоке  $1 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup> падает до нуля.

На снижение мощности генерации ганновских диодов в импульсном режиме влияют также радиационные ловушки с временем релаксации  $\sim 3$  мкс. Заполнение ловушек, обуслов-

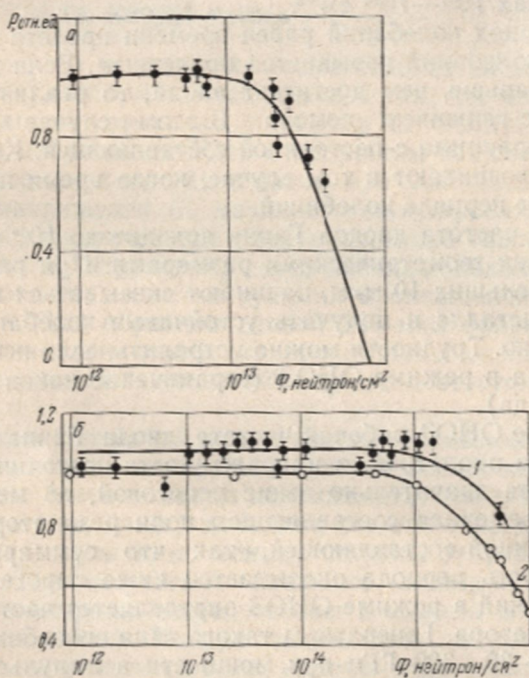


Рис. 4.7. Изменение СВЧ-мощности генерации диодов Ганна X-диапазона — а и генераторов IMPATT (1) и TRAPATT (2) — б при облучении быстрыми нейтронами

ленное наличием сильного поля в движущихся доменах, происходит в течение некоторого времени после подачи импульса напряжения. После его окончания ловушки освобождаются. Как отмечается в [149], уменьшение мощности генерации из-за суммарного действия медленных ловушек и снижения подвижности в слабых полях равно примерно ее уменьшению за счет снижения концентрации НЗ. В [294] рассмотрено влияние ловушек на распространение доменов, однако количественных соотношений, связанных с мощностью генерации, не было получено. Снижение выходной мощности генерации диодов X-



диапазона наблюдалось также при протоином облучении интегральным потоком  $\sim 10^{17}$  см $^{-2}$  [292].

Влияние ионизирующего излучения большой интенсивности на ганновские диоды изучалось в [295, 296]. Поток гамма-квантов большой интенсивности способен вызвать лавинный пробой в мощных ганновских диодах. Это связано с разогревом, обусловленным генерированным излучением носителями заряда. Фототок, вызванный этими НЗ, пропорционален интенсивности излучения в степени 0,6 при мощности дозы выше  $10^9$  рад/с. Повышение температуры подавляет процесс образования доменов. При облучении генераторов Ганна  $\gamma$ -квантами интенсивностью свыше  $10^8$  рад/с мощность генерации снижается, но после извлечения приборов из поля сильной ионизации мощность генерации восстанавливается, конечно, если необратимые радиационные повреждения невелики. Разделить влияние импульсного излучения на собственно генератор Ганна и резонатор трудно, однако в [297] установлено, что на генераторы Ганна с вакуумированными резонаторами гамма-облучение не оказывает заметного влияния вплоть до мощности дозы  $10^9$  рад/с.

Влияние облучения нейтронами на параметры ОНОЗ-диодов рассмотрено в [149, 298]. ОНОЗ-диоды  $n^+ - n - n^-$ -типа были изготовлены из арсенида галлия по эпитаксиальной технологии. Они имели длину 0,008 см, концентрацию носителей  $1,43 \cdot 10^{15}$  см $^{-3}$ , подвижность в слабом поле 7900 см $^2$ /В · с и сопротивление в слабом поле 1,5—2 Ом. Измерения проводились до и после облучения в коаксиальном резонаторе  $x$ -диапазона. При фиксированном напряжении питания выходная мощность генерации исследованных диодов практически не изменялась вплоть до интегральных потоков нейтронов  $10^{14}$  см $^{-2}$  ( $E > 10$  кэВ), но частота колебаний возрастала. Кроме того, с ростом дозы облучения снижалось максимальное напряжение смещения. При потоке  $10^{14}$  нейтрон/см $^2$  имело место уменьшение подвижности НЗ на 14% и увеличение сопротивления диода по постоянному току примерно на 75%, тогда как пороговое напряжение и отношение пикового тока к рабочему оставались неизменными. Рост сопротивления в слабых полях хорошо согласуется с уменьшением подвижности и скоростью удаления носителей заряда, которая для эпитаксиальных арсенидгаллиевых диодов оказалась равной 4,6 см $^{-1}$ . Некоторое возрастание частоты генерации при данном смещении объясняется ростом сопротивления диода  $R_D$  в слабом поле.

При увеличении дозы облучения допустимое отношение рабочего напряжения к пороговому уменьшается из-за того, что сопротивление в слабых полях возрастает, а напряжение динамического пробоя падает. Следовательно, рабочее напряжение, которое пропорционально мощности генератора, необхо-



димо снижать, а это приводит к уменьшению мощности генерации. Ловушки в активной области также влияют на ухудшение параметров ОНОЗ-генераторов. ОНОЗ-генераторы X-диапазона выдерживают интегральные потоки до  $10^{14}$  нейтрон/см<sup>2</sup>, их радиационная стойкость возрастает при повышении концентрации НЗ в активной области. Однако этот способ трудно реализовать в связи с узостью диапазона значений  $n_0/f$ , в котором возможна генерация в режиме ОНОЗ с высоким КПД.

#### § 4.7. ЛАВИННО-ПРОЛЕТНЫЕ ДИОДЫ

В основе принципа действия лавинно-пролетных диодов лежит электрический пробой в обратносмещенном  $p-n$ -переходе. Для генерации СВЧ-мощности разработано три типа таких диодов. В качестве генераторов средних мощностей в непрерывном режиме служат IMPATT-диоды, высоких мощностей с высоким КПД в импульсном режиме — TRAPATT-диоды и маломощных генераторов в непрерывном режиме — BARITT-диоды [149, 227].

**IMPATT-диоды.** Во время работы на IMPATT-диод подается постоянное напряжение (немного меньше пробивного) и небольшое по амплитуде СВЧ-напряжение ( $U_d = U_0 + U_1 \sin \omega t$ ). Когда полярность их совпадает ( $0 < \omega t < \pi$ ), имеют место пробой  $p-n$ -перехода и лавинное размножение электронно-дырочных пар. При изменении полярности СВЧ-напряжения на обратное ( $\pi < \omega t < 2\pi$ ) общее напряжение становится недостаточным для пробоя и лавина прекращается. Так как генерация носителей зависит от ширины  $p-n$ -перехода и исходной концентрации НЗ, которые изменяются при облучении, то облучение должно влиять на процесс развития лавины и, следовательно, на параметры лавинно-пролетных диодов.

Исследование влияния облучения нейтронами на IMPATT-диоды проводилось в [149, 299, 300]. На рис. 4.7, б представлена зависимость мощности генерации X-диапазона кремниевого IMPATT-диода (частота 11 ГГц) от интегрального потока быстрых нейтронов ( $E > 10$  кэВ). Мощность генерации IMPATT-генераторов с однородной активной областью остается постоянной вплоть до интегральных потоков  $10^{15}$  см<sup>-2</sup> [149]. При больших интегральных потоках мощность генерации снижается.

Падение мощности обусловлено введением в активную область диода радиационных ловушек, которые меняют характер распределения электрического поля [299]. Ловушки влияют на СВЧ-параметры диодов, когда их концентрация становится сравнимой с концентрацией НЗ в активной области, обычно  $\sim 10^{15}$  см<sup>-3</sup>. Заряд, захваченный ловушками, с одной



стороны, увеличивает плотность заряда ионизированных примесей вблизи перехода и уменьшает его вблизи омического контакта, а с другой — сужает слой умножения. В результате мощность генерации снижается, а частота колебаний несколько повышается. При более высоких концентрациях ловушек, которые создаются при потоках, больших  $10^{13}$  нейтрон/см<sup>2</sup>, время жизни избыточных НЗ за счет рекомбинации становится меньше времени пролета, в результате мощность генерации резко уменьшается.

Для уменьшения влияния заряда, захваченного ловушками, на деградацию IMPATT-диодов необходимо увеличивать концентрацию примесей в активной области диода, что противоречит способу двухступенчатого легирования, обеспечивающему повышение КПД генерации [301]. При облучении диффузионных кремниевых IMPATT-диодов потоками нейтронов свыше  $10^{15}$  см<sup>-2</sup> [300] отмечается снижение положительного дифференциального сопротивления на обратной ветви и переход его в отрицательное при дозах около  $5 \cdot 10^{15}$  нейтрон/см<sup>2</sup>, что связано с повышением концентрации генерационных центров в области *p-n*-перехода и удалением носителей из активной области.

Воздействие сильной ионизации изучалось в [302—306] на кремниевых и арсенидгаллиевых IMPATT-диодах с использованием ускорителей электронов (длительность электронного импульса 0,1—5 нс). Основной эффект, обнаруженный при воздействии ионизирующего импульса на IMPATT-диоды, — преждевременное развитие лавины при совпадении полярностей переменного и постоянного напряжений. Преждевременное развитие лавинного пробоя обуславливается фототоком, который по направлению совпадает с начальным обратным током, в результате чего меняется сдвиг фазы между СВЧ-напряжением и током, приводящий к сближению мощности в процессе воздействия ионизирующего импульса.

Падение мощности генерации и некоторое возрастание частоты начинают происходить при мощности дозы излучения  $2 \cdot 10^8$  рад/с, а при  $5 \cdot 10^9$  рад/с (резонатор с воздушным заполнителем) мощность становится равной нулю. Более чувствительны к ионизирующему воздействию IMPATT-диоды с тонким слоем умножения, так как сдвиг фазы в таких структурах максимален. После облучения мощность генерации восстанавливается в течение примерно 50—100 нс. Однако в некоторых арсенидгаллиевых диодах с барьером Шоттки при мощности дозы около  $5 \cdot 10^9$  рад/с наблюдалось возрастание частоты колебаний на 1 ГГц, которое можно было устранить небольшим уменьшением тока питания [303].

**TRAPATT-диоды.** Лавинно-пролетные диоды в режиме TRAPATT характеризуются наличием медленно спадающей



электронно-дырочной плазмы высокой концентрации, которая создается движущейся лавиной. При большом импульсе обратного тока скорость распространения области лавинного умножения носителей заряда превышает скорость насыщения. В этом случае за бегущей областью лавинного умножения остается электронно-дырочная плазма [149]. Поскольку ТРАПАТТ-диоды работают в режиме «захваченной» плазмы, что отличает их от ИМПАТТ-диодов, следует ожидать иного реагирования их на облучение. Наиболее подверженным влиянию радиации, надо полагать, должно быть начало процесса образования лавины, зависящее от концентрации НЗ в активной области.

Колебания в ТРАПАТТ-режиме могут быть возбуждены либо импульсом питания с достаточно крутым фронтом, либо ИМПАТТ-колебаниями, возбуждаемыми малым сигналом. В этом случае нарушение режима ИМПАТТ-колебаний, вызванное облучением, непосредственным образом сказывается и на ТРАПАТТ-колебаниях. В [307] подвергались облучению нейтронами ( $E > 10$  кэВ) ТРАПАТТ-диоды, изготовленные на эпитаксиальном кремнии. КПД их составлял 35%. Диоды генерировали на частоте 1,2 ГГц. Частота следования и длительность импульсов напряжения составляли соответственно 1 кГц и 1 мкс.

На рис. 4.7, б представлена зависимость средней импульсной мощности ТРАПАТТ-генератора от интегрального потока нейтронов. Мощность начинает изменяться при потоках более  $6 \cdot 10^{15}$  нейтрон/см<sup>2</sup>. Снижение мощности генерации имеет место в результате задержки установления колебательного режима в начале импульса за счет снижения мощности ИМПАТТ-колебаний [308].

Расчет, выполненный в [299], показывает, что срывы ИМПАТТ-колебаний могут происходить при потоках  $\sim 10^{15}$  нейтрон/см<sup>2</sup>, а сами ТРАПАТТ-колебания не изменяются при потоках до  $6 \cdot 10^{15}$  нейтрон/см<sup>2</sup>. Однако, как отмечается в [149], когда возбуждение ТРАПАТТ-колебаний осуществляется без пусковых ИМПАТТ-колебаний, потоки  $\sim 10^{16}$  нейтрон/см<sup>2</sup> могут выводить эти приборы из строя в результате возникновения отрицательного температурного коэффициента пробивного напряжения.

В [309] показано, что воздействие импульса ионизирующей радиации с мощностью дозы  $10^8$  рад/с снижает мощность генерации ТРАПАТТ-генераторов S-диапазона на 80%. Воздействие ионизирующего импульса сводится к уменьшению концентрации НЗ, генерируемых лавиной на начальном этапе. В результате уменьшаются время рассасывания плазмы и время восстановления высокого напряжения, что приводит к резкому спаду мощности ТРАПАТТ-генераторов.



**VARITT-диоды.** В VARITT-диодах для инжекции используется не лавинный процесс, а прохождение носителей заряда через барьер типа  $p^+ - n - p^+$ , или металл — полупроводник — металл. В рабочем режиме к диоду прикладывается напряжение, превышающее напряжение прокола, и через диод протекает ток, ограниченный объемным зарядом. У VARITT-диодов отсутствует начальный индуктивный фазовый сдвиг между током и напряжением на  $90^\circ$ , поэтому пролетная длина у них больше, чтобы обеспечить фазовый сдвиг между током и напряжением на  $180^\circ$ , необходимый для возникновения отрицательного сопротивления. Шумы в VARITT-диодах из-за отсутствия лавинного процесса значительно меньше, чем в IMPATT-диодах. Работ, посвященных изучению влияния облучения на VARITT-диоды, опубликовано мало. Краткая аннотация их приводится в [149]. На работоспособность этих диодов существенно влияют ловушки, вводимые облучением в активную область и вызывающие развитие лавины, которая обуславливает срыв VARITT-колебаний. Вплоть до интегральных потоков нейтронов  $\sim 2 \cdot 10^{15}$  см $^{-2}$  лавина в приборах не возникает, поскольку концентрация ловушек для этого недостаточна. Однако захват неосновных НЗ ловушками создает объемный заряд, который складывается с зарядом ионизированной примеси и увеличивает внутреннее поле. Поэтому для поддержания фиксированного рабочего тока необходимо, чтобы напряжение на диоде возрастало. При больших потоках облучения внутреннее электрическое поле настолько возрастает, что возникает лавина, приводящая к срыву VARITT-колебаний.

При воздействии на VARITT-генераторы ионизирующего импульса мощность генерации начинает уменьшаться при мощности дозы  $5 \cdot 10^7$  рад/с, а при  $5 \cdot 10^8$  рад/с падает до нуля. Основная причина снижения мощности генерации во время импульса излучения — протекание большого фототока, приводящего к уменьшению постоянного напряжения на диоде ниже напряжения прокола. После импульса облучения наблюдается небольшая задержка в восстановлении мощности генерации, которая может быть объяснена релаксацией ионизированного воздуха в резонаторе и инерционностью генератора.

#### § 4.8. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ФОТОПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ

Полупроводниковые фотопреобразователи предназначены для непосредственного превращения энергии света в энергию электрического тока. Они нашли применение в солнечных батареях, являющихся в настоящее время основным источником энергии космических аппаратов.

В основе работы фотопреобразователей лежит фотовольтаический эффект [310]. Конструктивно фотопреобразователь выполняется в виде пластины полупроводника с мелколежащим  $p-n$ -переходом, на тыльную сторону которой наносится сплошной металлический контакт, а на освещаемую сторону с тонким высоколегированным слоем контакт наносится частично, при этом большая часть поверхности фотопреобразователя остается открытой. При освещении в объеме полупроводника генерируются неравновесные НЗ. Часть из них достигает области пространственного заряда и разделяется полем так, что  $n$ -область получает дополнительный отрицательный заряд, а  $p$ -область — положительный. Величина фотоэдс полупроводникового фотопреобразователя зависит от мощности падающего светового излучения, его спектрального состава, коэффициента поглощения света и рекомбинационных свойств полупроводника. При воздействии ядерных излучений в полупроводнике образуются радиационные дефекты с глубокими уровнями, скорость рекомбинации неравновесных НЗ возрастает, а их диффузионная длина уменьшается. Вследствие этого снижается количество неравновесных НЗ, достигающих  $p-n$ -перехода, и уменьшается ЭДС фотопреобразователя.

На рис. 4.8, а показана эквивалентная схема фотопреобразователя. Ток, протекающий через нагрузочное сопротивление  $R_{\text{н}}$ , можно записать в виде

$$I = I_{\text{ф}} - I_{\text{s}} [e^{q(U - I_D R_{\text{б}}) / mkT} - 1], \quad (4.27)$$

где  $I_{\text{ф}}$  — фототок;  $I_D$  — ток, протекающий через фотопреобразователь с сопротивлением базовой области  $R_{\text{б}}$ .

Как видно из (4.27), при малых напряжениях на нагрузке полный ток близок по своей величине к току короткого замыкания.

Образующиеся при воздействии радиации дефекты приводят к изменениям ВАХ фотопреобразователей. На рис. 4.8, б и в приведены зависимости их основных параметров от интегрального потока нейтронов [3]. При облучении характер ВАХ сохраняется. Однако значения тока короткого замыкания  $I_{\text{к.з}}$  и напряжения холостого хода  $U_{\text{х.х}}$  ( $R_{\text{н}} \rightarrow \infty$ ) падают с ростом интегрального потока. Уменьшается при этом и максимальная выходная мощность фотоэлемента  $P_{\text{макс}}$ . Снижение  $U_{\text{х.х}}$  обусловлено уменьшением сопротивления, шунтирующего  $p-n$ -переход. При напряжении холостого хода весь фототок протекает через диод (см. рис. 4.8, а) и связь между током и напряжением определяется ВАХ диодной структуры в отсутствие освещения.

Прямые токи, обычно наблюдаемые в фотоэлементах, невелики, а потому  $U_{\text{х.х}}$  падает в основном на области простран-



ственного заряда  $p-n$ -перехода. Вследствие уменьшения времени жизни неосновных НЗ и возрастания рекомбинационного тока  $U_{p-n}$  уменьшается. Поэтому в облученных фотопреобразователях  $U_{х.х}$  становится ниже, чем до облучения.

Изменение величины фототока при облучении понятно из картины изменения спектральной чувствительности фотопре-

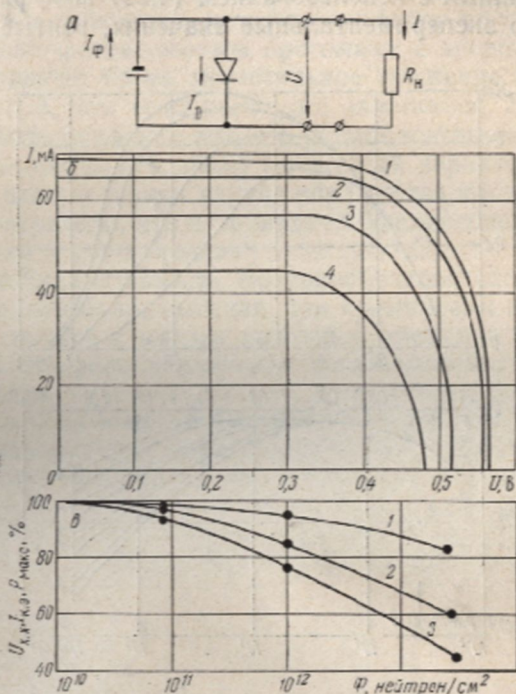


Рис. 4.8. Эквивалентная схема кремниевого фотопреобразователя — *a*, его ВАХ до (1) и после облучения нейтронами с  $E \geq 10$  кэВ интегральными потоками  $10^{11}$  (2),  $10^{12}$  (3) и  $10^{13}$   $\text{см}^{-2}$  (4) — *b* и зависимость его напряжения холостого хода (1), тока короткого замыкания (2) и мощности (3) от интегрального потока нейтронов — *в* ( $p-n$ -структура)

образователя, приведенной на рис. 4.9, *a* [3]. Величина фототока

$$I_{\Phi} = qSg_0Q, \quad (4.28)$$

где безразмерный множитель  $Q$ , называемый коэффициентом сбора, меньше единицы, а  $g_0$  — число электронно-дырочных пар, создаваемых светом в единицу времени на единичной поверхности. Коэффициент сбора показывает, какая доля всех создаваемых светом электронно-дырочных пар  $Sg_0$  собирается  $p-n$ -переходом.

Выражение для коэффициента собирания носителей имеет вид

$$Q = \alpha L / (\alpha L + 1), \quad (4.29)$$

где  $\alpha$  — коэффициент поглощения полупроводника на частоте  $\nu$ ;  $L$  — диффузионная длина.

Рассчитанный с использованием (4.29) коэффициент собирания и его экспериментальные значения, взятые из измере-

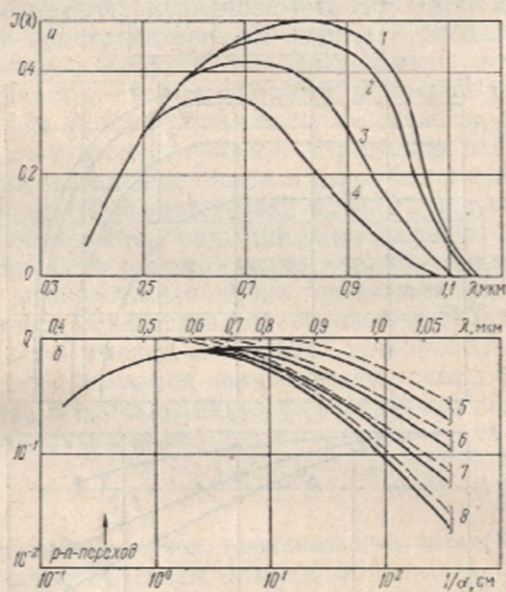


Рис. 4.9. Зависимость спектральной чувствительности  $S(\lambda)$  (а) и коэффициента собирания НЗ (б) кремниевых фотопреобразователей от длины волны света до (1 и 5) и после облучения нейтронами с  $E > 10$  кэВ интегральными потоками  $10^{11}$  (2),  $10^{12}$  (3),  $10^{13}$  (4) — а,  $2,9 \cdot 10^{11}$  (6),  $2,1 \times 10^{12}$  (7) и  $1,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$  (8) — б (сплошные кривые — эксперимент, штриховые — расчет)

ний спектральной чувствительности (рис. 4.9, а) для различных потоков облучения нейтронами, приводятся на рис. 4.9, б. По оси абсцисс в качестве параметра отложена обратная величина коэффициента поглощения  $1/\alpha$ , называемая длиной поглощения. Видно, что для больших значений длин волн аппроксимация коэффициента собирания (4.29) вполне удовлетворительна и сохраняется при облучении.

Радиационные эффекты в фотопреобразователях полностью определяются изменением диффузионной длины неосновных НЗ в базовой области. Для повышения стойкости фото-



преобразователей к воздействию радиации предпринимались попытки пейтрализации действия рекомбинационных центров введением некоторых элементов. В частности, для создания кремниевых фотоэлементов [198, 311] использовался литий. Экспериментальные исследования выявили также, что фотоэлементы на  $p$ -Si в несколько раз более стойки к облучению электронами и протонами, чем фотоэлементы на  $n$ -Si. В [312] при облучении фотоэлементов протонами с энергией 0,1 МэВ было обнаружено более значительное снижение напряжения холостого хода, чем тока короткого замыкания. Этот результат может быть объяснен тем, что радиационные повреждения, вызываемые протонами, носят локальный характер. Рекомбинационные центры в этом случае образуются в основном в области  $p$ - $n$ -перехода, что и приводит к увеличению рекомбинационного тока и значительному снижению  $U_{x.x}$ .

Радиационная стойкость фотопреобразователей на основе арсенида галлия более высокая, чем кремниевых преобразователей, что связано с малым исходным временем жизни неосновных НЗ. В арсенидгаллиевых фотоэлементах обнаружена также сильная чувствительность к облучению заряженными частицами малых энергий [313]. Заметим также, что в кремниевых фотоэлементах неравновесные НЗ в основном генерируются на относительно большой глубине в базе, а в арсенидгаллиевых преобразователях из-за иного характера зависимости коэффициента поглощения света от длины волны основная доля носителей генерируется вблизи поверхности [314].

ВЛИЯНИЕ ОБЛУЧЕНИЯ НА ИЗЛУЧАЮЩИЕ  
И ЛАЗЕРНЫЕ ДИОДЫ

## § 5.1. ИЗЛУЧАЮЩИЕ ДИОДЫ

Переходы между двумя разнородно легированными полупроводниками в ряде случаев обладают высокой оптической активностью и находят применение как инжекционные источники излучения видимого или ближнего инфракрасного диапазона. Работа полупроводникового излучателя основана на инжекции неосновных носителей заряда и последующей излучательной рекомбинации. При этом рекомбинационное излучение, возбуждаемое в прямосмещенном переходе, может быть как спонтанным, так и вынужденным, когерентным.

Некогерентными источниками являются излучающие диоды, называемые также электролюминесцентными, или светодиодами. Для изготовления их используются легированные полупроводники с большой шириной запрещенной зоны, такие, как GaAs, GaP, SiC, обладающие высокой вероятностью спонтанной излучательной рекомбинации. Длина волны излучения электролюминесцентных диодов зависит от ширины запрещенной зоны полупроводника и глубины залегания примесных уровней, участвующих в рекомбинационном процессе. В реальных диодах излучательные переходы происходят между зоной проводимости и мелкими акцепторными уровнями или между мелкими донорными и акцепторными уровнями. При этом, как правило, в излучательных рекомбинационных процессах принимают участие группы тесно расположенных друг к другу энергетических уровней, что приводит к размытию спектра излучения. Интенсивность рекомбинационного излучения зависит от механизма излучательной рекомбинации и уровня инжекции.

**Общие сведения о влиянии радиации на излучающие диоды.** Подобно параметрам других полупроводниковых приборов параметры излучающих диодов изменяются при облучении. Образование радиационных дефектов, приводя к изменению времени жизни неосновных НЗ, их концентрации и подвижности, изменяет как вид ВАХ, так и интенсивность электролюминесценции диодов. Поскольку экспериментально установлено, что ощутимые изменения концентрации и под-



вижности НЗ в сильнолегированных полупроводниках происходят при облучении большими интегральными потоками частиц, когда имеет место практически полное гашение спонтанной электролюминесценции, при анализе оптических характеристик излучающих и лазерных диодов можно исходить из предположения о независимости этих параметров от облучения. Такое предположение существенно упрощает рассмот-

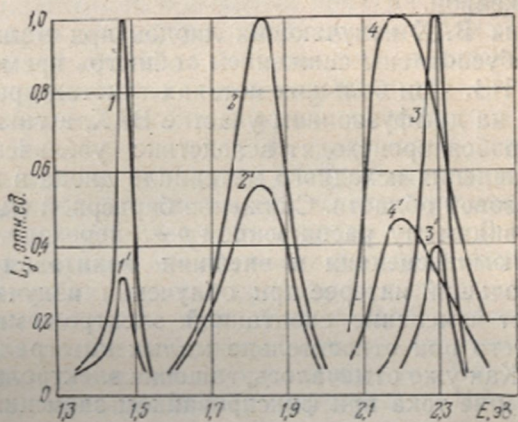


Рис. 5.1. Спектральное распределение интенсивности электролюминесценции излучающих диодов на основе GaAs : Zn (1, 1'), GaP : ZnO (2, 2'), SiC (3, 3') и GaP : N (4, 4') до (1—4) и после (1'—4') облучения интегральными потоками быстрых реакторных нейтронов  $2 \cdot 10^{13}$  (1'),  $1,5 \cdot 10^{12}$  (2'),  $1 \cdot 10^{13}$  (3') и  $5,2 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup> (4')

рение изменений оптических характеристик диодов при облучении, так как позволяет считать изменения интенсивности спонтанной электролюминесценции и тока при фиксированном напряжении обусловленными только изменением времени жизни неосновных НЗ.

Впервые излучающие арсенидгаллиевые диоды облучались Петри [315]. Почти одновременно началось изучение влияния облучения  $\gamma$ -квантами Co<sup>60</sup> на диоды из фосфида галлия [316]. В [317] сообщается об экспериментах на приборах из GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub> при облучении электронами. Несколько позднее было опубликовано исследование о радиационных эффектах в светодиодах из карбида кремния [318].

В ранних работах установлено понижение выхода электролюминесценции излучающих диодов (рис. 5.1) при облучении такими потоками частиц, которые не приводят к существенным изменениям ВАХ. Последние претерпевают заметные изменения при облучении большими потоками частиц, причем характер этих изменений аналогичен характеру изменения ВАХ кремниевых выпрямительных диодов. При малых интег-

ральных потоках частиц наблюдается возрастание тока на участке, соответствующем рекомбинации в слое объемного заряда. По мере дальнейшего облучения начинает расти падение напряжения на диффузионном участке ВАХ. Одновременно возрастают обратные токи и напряжение пробоя, при этом характер пробоя смягчается. Барьерная емкость диодов уменьшается, а ее зависимость от обратного смещения становится менее выраженной.

Изменения ВАХ излучающих диодов при малых уровнях облучения обусловлены снижением общего времени жизни неосновных НЗ. При больших потоках частиц рост падения напряжения на диффузионном участке ВАХ, а также рост напряжения пробоя происходят вследствие увеличения удельного сопротивления исходного материала диода в менее легированной базовой области. Снижение барьерной емкости обусловлено, по-видимому, расширением  $p-n$ -перехода.

**Электролюминесценция и внешняя квантовая эффективность.** Наибольший интерес при облучении излучающих диодов вызывает изменение спонтанной электролюминесценции, имеющее место при относительно малых интегральных потоках частиц. Как уже отмечалось, гашение электролюминесценции и изменение тока при фиксированном значении напряжения на диоде можно считать обусловленными снижением времени жизни неосновных НЗ. Поскольку рекомбинация в слое объемного заряда протекает в основном безызлучательно, для анализа целесообразно выбирать диффузионный участок ВАХ, которому соответствует высокий квантовый выход излучения. В этом случае плотность тока, протекающего через переход, записывается как

$$J \sim \tau^{-1/2} \exp(qU/\beta kT), \quad (5.1)$$

где  $\tau$  — время жизни неосновных НЗ;  $\beta$  — коэффициент, а интенсивность красной электролюминесценции

$$L \sim \tau \exp(qU/kT). \quad (5.2)$$

Используя приведенные выражения, можно получить зависимость интенсивности рекомбинационного излучения от времени жизни неосновных НЗ и плотности тока:

$$L \sim \tau^{3/2} J \text{ при } \beta = 1. \quad (5.3)$$

С учетом радиационного изменения времени жизни НЗ последнее выражение приобретает вид

$$(L_0/L)^{2/3} - 1 = (\tau_0/K_1) \Phi \text{ при } J = \text{const}, \quad (5.4)$$

где  $L_0$  и  $L$  — интенсивности спонтанной электролюминесценции до и после облучения. Результаты, полученные раз-



ными авторами, подтверждают справедливость выражения (5.4). Экспериментальные точки хорошо укладываются на прямые, наклон которых характеризует постоянные радиационного изменения времени жизни НЗ.

В [319] выполнено исследование электролюминесценции арсенидгаллиевых переходов, легированных Te, Sn, Ge, Si, при облучении быстрыми электронами. Оказалось, что константа радиационного изменения времени жизни не зависит от типа легирующей примеси и ее концентрации. При облучении нейтронами величина  $1/K_1$  зависит от концентрации свободных НЗ, но не зависит от типа примеси.

Влияние реакторных нейтронов и электронов с энергией 28 МэВ на  $p-n$ -переходы в GaP, полученные методом жидкостной эпитаксии, изучалось в [320]. Отмечается уменьшение интенсивности красной и зеленой полос излучения и появление дополнительной полосы с максимумом около 2 эВ, приписываемой образованию комплекса с энергией ионизации 0,3—0,4 эВ. При небольших интегральных потоках частиц имеет место также смещение прямой ветви ВАХ в область меньших напряжений, а затем с ростом потока — в сторону больших напряжений. В первом случае смещение ВАХ обусловлено уменьшением времени жизни неосновных НЗ, во втором — увеличением удельного сопротивления материала базовой области.

Сирота с сотрудниками [321] исследовал воздействие облучения на излучающие  $p-n$ -переходы в SiC. Было установлено, что наиболее чувствительным параметром  $p-n$ -переходов к облучению быстрыми нейтронами является интенсивность излучения. Она заметно уменьшается при потоках, которые существенного влияния на ВАХ не оказывают. В спектрах излучения облученных переходов новые полосы не были обнаружены.

Влияние облучения электронами с энергией 2—2,5 МэВ на различные типы излучающих диодов исследовал Стенли [322]. Им облучались диоды из GaAs, GaP, GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub> и SiC. Часть арсенидгаллиевых диодов имела покрытие из фосфора, преобразующее излучение диодов в видимое. Облучение проводилось при комнатной температуре на ускорителе Ван-де-Граафа. На каждом диоде устанавливалось такое напряжение, чтобы обеспечить несколько более низкий уровень тока, чем предельное рабочее значение. Приблизительно до интегральных потоков  $10^{14}$  см<sup>-2</sup> облучаемые излучающие диоды, за исключением диодов на GaAs и SiC, работают одинаково. Необходимо, однако, учитывать потери на поглощение в материалах линз; эти потери имеют тенденцию насыщаться при потоках выше  $10^{14}$  см<sup>-2</sup>. Стекланные линзы арсенидгаллиевых диодов практически мало изменяют пропускание на 9000 Å, тогда как по-

тери на поглощение линз остальных приборов велики. Пластмассовые линзы в видимой области не только сильно изменяют пропускание, но и обнаруживают структуру спектра.

С поправкой на поглощение материалом линзы изменение интенсивности излучения различных приборов под воздействием радиации представлено на рис. 5.2. Естественно, что радиационная стойкость диодов, изготовленных на различных материалах, неодинакова. Наименьшей стойкостью обладают

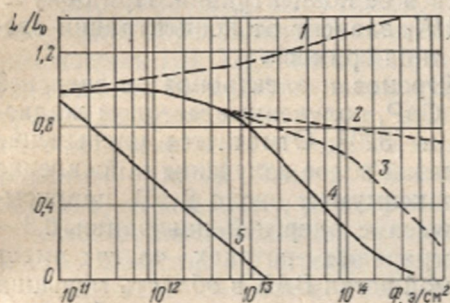


Рис. 5.2. Зависимость интенсивности излучения излучающих диодов на основе SiC (1), GaAsP (2), GaP (3), GaAs<sub>дифф</sub> (4) и GaAs<sub>эпитакс</sub> (5) от интегрального потока электронов с  $E=2$  МэВ [322]

эпитаксиальные арсенидгаллиевые приборы, наибольшей — диоды из SiC.

Остановимся подробнее на зависимости интенсивности излучения при постоянном напряжении от интегрального потока электронов. В [322] получено соотношение

$$(L_U/L_U)^{\beta} = 1 + (\tau_{n0}/K_1) \Phi, \quad (5.5)$$

где  $L_U$  и  $L_U$  — интенсивности излучения при постоянном смещении соответственно до и после облучения;  $\beta$  — коэффициент;  $\tau_{n0}$  — время жизни электронов в  $p$ -области до облучения;  $K_1$  — константа радиационного изменения  $\tau_n$ ;  $\Phi$  — интегральный поток электронов.

Соотношение (5.5) применимо лишь в случаях, когда

$$L_U \sim \exp(qU/kT). \quad (5.6)$$

В [322] показано, что для эпитаксиальных диодов соотношение (5.6) выполняется при малых токах и низких уровнях облучения. При высоких уровнях облучения интенсивность излучения изменяется слабее, чем требуется экспоненциальной зависимостью. Возможно, причина этого заключается в росте последовательного сопротивления диода, которое снижает эффективное напряжение на переходе. Однако вычисленная из изменения ВАХ поправка тем не менее также не приводит к восстановлению экспоненциальной зависимости



интенсивности излучения эпитаксиальных диодов от напряжения.

Выражение (5.5) для диффузионных арсенидгаллиевых и фосфидгаллиевых переходов оправдывается при облучении интегральными потоками электронов выше  $10^{14}$  см<sup>-2</sup>. При меньших потоках большое значение имеют поверхностные эффекты. Эти переходы лучше соответствуют зависимости (5.6) при относительно высоких уровнях тока. В [322] в предположении, что превалируют объемные радиационные эффекты и зависимость приблизительно экспоненциальна, приводятся значения  $\beta$  и  $\tau_0/K_1$  (табл. 5.1).

Стэнли, ограничившись интегральным потоком электронов  $10^{15}$  см<sup>-2</sup>, нашел, что радиационные изменения приборов на GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub> недостаточно выражены для получения радиационной константы, а карбидкремниевые излучающие диоды при таком уровне облучения фактически улучшаются.

Как уже отмечалось, анализ радиационных изменений интенсивности излучения диодов различных типов затрудняется вследствие изменений их ВАХ.

По мере возрастания интегрального потока частиц ток при постоянном напряжении увеличивается на

$$\Delta I = p(U) \Phi^{\alpha(U)}, \quad (5.7)$$

где  $p(U)$  и  $\alpha(U)$  — функции напряжения.

Зависимость (5.7) при низких уровнях тока, когда  $\alpha(U) = 1$ , подобна выражению, полученному Аукерманом [323]:

$$\Delta I \sim \Phi \exp(qU/kT). \quad (5.8)$$

При больших токах  $\alpha$  уменьшается, достигая значений, близких к 0,2. Кроме того,  $p(U)$  растет с увеличением напряжения не экспоненциально, а достигает насыщения, что, вероятно, обусловлено ростом последовательного сопротивления диода, снижающим эффективное напряжение на переходе.

При высоких уровнях облучения электронами преобладают объемные радиационные повреждения излучающих диодов.

Таблица 5.1

Коэффициенты  $\beta$  и  $\tau_0/K_1$  для арсенид- и фосфидгаллиевых диодов, облученных электронами [322]

Тип диода	$\beta$	$\tau_0/K_1, \text{ см}^2/\text{э}$
Эпитаксиальный GaAs	0,8—1	$(1-2) \cdot 10^{-13}$
Диффузионный GaAs	0,8—1	$(1,2-1,5) \cdot 10^{-14}$
GaP	1	$4 \cdot 10^{-15}$

Так, Аукерман [323] сумел объяснить изменения интенсивности излучения диффузионных арсенидгаллиевых приборов введением безызлучательных каналов рекомбинации и возрастанием тока вследствие появления хвостов плотности состояний в запрещенной зоне полупроводника.

Радиационная стойкость излучающих диодов прогрессивно возрастает в следующем ряду: эпитаксиальные GaAs, диффузионные GaAs, GaP, GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub>, SiC [322], что может быть объяснено уменьшением упорядоченности структуры соответствующих полупроводниковых материалов.

Количественная информация о влиянии гамма-облучения

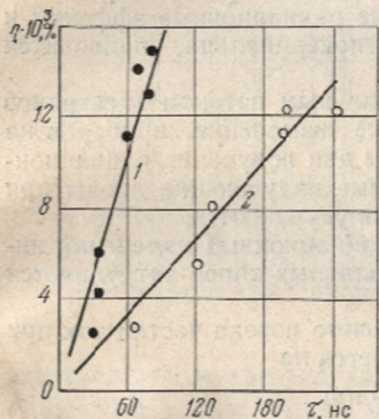


Рис. 5.3. Зависимость внешней квантовой эффективности легированных азотом излучающих диодов на основе GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub> (1) и GaP (2) от изменения времени жизни неосновных НЗ, обусловленного облучением

Co<sup>60</sup> и последующего отжига на легированные азотом излучающие диоды из GaP (зеленые) и GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub> (желтые) получена Эпштейном и др. [324]. Ими исследовались приборы, изготовленные на высокочистых кристаллах при тщательном контроле концентрации НЗ в переходе. Последовательное облучение диодов обоих типов дозой до 10<sup>8</sup> рад ведет к снижению интенсивности электролюминесценции и яркости излучения. Время жизни избыточных НЗ также уменьшается. Спектральное распределение излучения облученных диодов практически не изменяется. Отсутствие новых полос излучения (от 0,5 до 1 мкм) указывает на то, что при облучении не вводится достаточно большое количество мелких излучательных центров. Из рис. 5.3 видно, что внешняя квантовая эффективность диодов пропорциональна времени жизни неосновных НЗ [324].

При предположении, что зависимость  $\tau_{\text{общ}}$  от дозы облучения обычная, изменение квантовой эффективности может быть записано [324] так:

$$\eta = \frac{\eta_0}{1 + (\tau_0/K_1)D}, \quad (5.9)$$

где  $\eta_0$  — исходная квантовая эффективность;  $D$  — поглощенная доза облучения. Определенные в [324] величины  $\tau_0/K_1$  со-



ответственно для зеленых и желтых диодов составляют  $4 \cdot 10^{-8}$  и  $3 \cdot 10^{-8}$  рад $^{-1}$ .

Отжиг облученных образцов до 773 К приводит к восстановлению характеристик диодов на 75%. Начало отжига наблюдается с 523 К.

Большой интерес представляют эксперименты по изovalентному легированию арсенида галлия, направленному на

Таблица 5.2

Внешний квантовый выход диодов на основе сплавов с разным содержанием фосфора, подвергнутых облучению потоком нейтронов  $3,5 \cdot 10^{13}$  см $^{-2}$  [325]

Содержание фосфора	$\eta_0$	$\eta$	$\eta/\eta_0$
0	0,75	0,023	0,033
0,05	0,20	0,030	0,15
0,31	0,15	0,040	0,27
0,40	0,06	0,015	0,25
0,51	0,005	0,0012	0,25

повышение радиационной стойкости светодиодов. В [325] сообщаются результаты облучения нейтронами диодов, полученных частичным замещением мышьяка фосфором. Судя по экспериментальным данным (табл. 5.2), квантовый выход диодов, облученных потоком нейтронов  $3,5 \cdot 10^{13}$  см $^{-2}$ , претерпевает наименьшие изменения в случае, когда сплав GaAs $_{1-x}$ P $_x$  имеет содержание фосфора  $x > 0,30$ . Можно предположить, что облучение нейтронами, разупорядочивающее структуру полупроводника, оказывает более сильное влияние в случае упорядоченного, а следовательно, более совершенного кристалла.

Из табл. 5.2 видно, что квантовый выход диодов понижается с увеличением содержания фосфора. Уменьшение  $\eta$  отражает переход от прямозонной структуры GaAs к непрямоной зонной структуре сплава GaAs $_{1-x}$ P $_x$ . Чувствительность диодов на основе GaAs $_{1-x}$ P $_x$  к облучению почти на порядок меньше, чем у диодов из арсенида галлия.

**Влияние облучения на механизмы электролюминесценции.** Ряд работ [326—329] по изучению влияния облучения электронами на арсенидгаллиевые диоды опубликован Аукерманом и др. Ими радиационные дефекты впервые использованы в качестве средства изучения механизмов электролюминесценции в  $p-n$ -переходах на GaAs. Отмечается, что интенсивность электролюминесценции слаболегированных переходов — результат инжекции электронов в  $n$ -область и их рекомбинации в области пространственного заряда. При этом излучательные

переходы происходят не из валентной зоны, как считалось ранее, а с донорных уровней. Для сильнолегированных образцов характерно наличие компонента излучения, не зависящего от радиационных нарушений кристаллической решетки. В этом случае интенсивность излучения при данном смещении имеет тенденцию насыщаться с ростом потока облучения. Поскольку этот компонент обусловлен рекомбинацией в области пространственного заряда, он может быть описан моделью «заполнения зон», объясняющей также увеличение прямого тока в облученных образцах. Согласно [323], поведение  $\Delta I$  после облучения электронами соответствует эмпирическому выражению (5.8), которое верно для сильно- и слаболегированных диодов и согласуется с предположением, что дополнительный ток есть следствие безызлучательной рекомбинации через дефектные состояния в области пространственного заряда. При низких температурах интенсивность излучения и ток в сильнолегированных диодах определяются в основном «хвостами» плотности состояний, при комнатной же температуре рекомбинация осуществляется с участием зоны проводимости и лишь частично «хвостов» плотности состояний.

Значительное место занимает описание радиационных эффектов в диодах на GaAs в [330]. При облучении быстрыми нейтронами и электронами интенсивность всех трех полос излучения примерно одинаково уменьшается и не наблюдается новых полос излучения, хотя из общих соображений можно ожидать, что радиационные дефекты, создающие внутри запрещенной зоны энергетические уровни, будут способствовать появлению дополнительных полос. Отсутствие их, по-видимому, веский довод в пользу того, что радиационные нарушения являются безызлучательными рекомбинационными центрами, снижающими эффективность излучательных процессов.

Безызлучательный характер рекомбинационных центров радиационного происхождения, однако, в ряде работ не подтверждается. Лоферски и Ву [331], изучавшие катодолуминесценцию в *n*-GaAs при облучении электронами с энергией 400 кэВ, наблюдали образование новых полос излучения. Исследование фотолуминесценции арсенида галлия, легированного цинком, тоже указывает на появление при 4,2 К дополнительной структуры вблизи 1,4 эВ. Серия из трех линий, соответствующих энергии поперечных акустических фононов ( $E=0,11$  эВ), наблюдалась в [332, 333] на облученных электронами ( $E=0,6$  МэВ) образцах после отжига при 493 К. До отжига люминесценция была полностью подавлена облучением.

Тем не менее в [128, 276, 334] снижение выхода излучения диодов на GaAs приписывается введению безызлучательных рекомбинационных центров, способствующих эффективному



уменьшению времени жизни неосновных НЗ. Причем высказываются соображения, что облучение не влияет на основной механизм генерации рекомбинационного излучения.

Исследуя изохронный отжиг  $p-n$ -переходов, полученных диффузией Zn и подвергнутых облучению быстрыми реакторными нейтронами, Вилькоцкий и др. [335] также пришли к выводу, что уменьшение времени жизни неосновных НЗ определяется эффективными центрами безызлучательной рекомбинации, по-видимому, являющимися областями разупорядочения.

В [324] приведены изменения интенсивности излучения диодов из GaP (зеленые) и  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$  (желтые) при облучении  $\gamma$ -квантами  $\text{Co}^{60}$ . Наклон зависимости интенсивности излучения диодов от напряжения в полупологарифмическом масштабе указывает на то, что эти диоды удовлетворяют соотношению  $L = L_0 e^{qU/nkT}$  ( $n$  — константа при облучении и отжиге, равная 1,25). Близость  $n$  к 1 позволяет считать, что излучательная рекомбинация протекает в области перехода, куда инжектируются дырки, рекомбинирующие на изоэлектронных ловушках азота. Из [326, 336] следует, что  $L_0$  — функция времени жизни в диффузионной области диода. Данные [324] также указывают, что  $\tau$  изменяется в диффузионной области перехода. ВАХ диодов (зеленых) удовлетворяют соотношению  $I = I_0 e^{U/mkT}$  ( $m = 1,95$ ), т. е. ток обусловлен электронами и дырками, рекомбинирующими на дефектах в области пространственного заряда [235]. Следовательно, величина тока рекомбинации  $I_0$  обратно пропорциональна  $\tau$  в области пространственного заряда. Результаты облучения и отжига показывают, что  $I_0$  изменяется слабо, свидетельствуя, что  $\tau$  в области пространственного заряда практически не изменяется. Отсюда можно заключить, что возможным механизмом, объясняющим изменение  $\tau$  в диффузионной области диода, является введение дефектов в эту область при облучении и удалении их при отжиге. Природа этих дефектов не установлена, но постоянство тока рекомбинации при облучении показывает, что дефекты или не локализованы в области пространственного заряда, или им соответствуют мелкие уровни, так как глубокие действовали бы как эффективные центры рекомбинации, приводя к увеличению тока рекомбинации [235]. Наиболее вероятно, что за уменьшение эффективности излучения и времени жизни в диффузионной области перехода ответственны мелкие уровни, вводимые гамма-облучением и принадлежащие безызлучательным центрам.

В [325, 334] предприняты попытки выяснить влияние облучения на основной механизм генерации излучения. Осуществить исследование оказалось возможным на тщательно компенсированных арсенидгаллиевых диодах. Изучалось поведение

ние двух типов таких диодов (легированных Zn—Si и Si—Si) при облучении гамма-квантами  $\text{Co}^{60}$  и нейтронами.

Диоды первого типа были получены диффузией Zn в GaAs, легированный кремнием ( $n=1,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ). Излучение возбуждалось из компенсированной  $p$ -области. Число излучающих центров по приблизительной оценке составляло  $4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , исходное время жизни неосновных НЗ при комнатной температуре было равно

21 нс при внешнем квантовом выходе без линзы, равном 1%.

Диоды второго типа были выращены методом жидкостной эпитаксии. При этом тщательная компенсация ( $\sim 10^{16}$

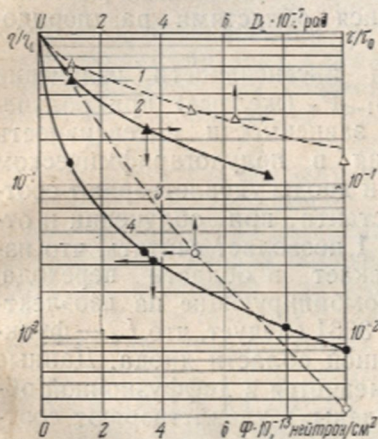


Рис. 5.4. Зависимости времени жизни неосновных НЗ (1 и 2) и внешнего квантового выхода (3 и 4) арсенид-галлиевых диодов, легированных Zn—Si, от поглощенной дозы гамма-квантов  $\text{Co}^{60}$  и интегрального потока реакторных нейтронов (точки — эксперимент, кривые — расчет) [325]

$\text{см}^{-3}$ ) достигалась за счет амфотерных свойств примесных атомов кремния. Время жизни неосновных НЗ для диодов, легированных Si—Si, превышало 270 нс, а внешний квантовый выход (с полусферической линзой) при комнатной температуре составлял 11%.

Максимум спектрального распределения рекомбинационного излучения диодов первого типа соответствовал длине волны 0,90 мкм, тогда как для диодов второго типа он располагался на 0,93 мкм.

При облучении гамма-квантами  $\text{Co}^{60}$  диодов, легированных Zn и Si, отмечено, что внешний квантовый выход падает с ростом дозы облучения почти экспоненциально, а время жизни неосновных НЗ уменьшается не столь значительно. На рис. 5,4 можно видеть результаты эксперимента (на оси ординат отложены отношения внешнего квантового выхода и времени жизни неосновных НЗ после облучения к соответствующим величинам до облучения). Большое несоответствие уменьшения квантового выхода и времени жизни неосновных НЗ при облучении дает основание считать, что в этом случае падение квантового выхода не может быть объяснено только снижением  $\tau$ .



Внешний квантовый выход [337] и общее время жизни неосновных НЗ [338] с учетом излучательного и безызлучательного компонентов времени жизни  $\tau_R$  и  $\tau_N$  могут быть выражены следующим образом:

$$\eta = b(1 + \tau_R/\tau_N)^{-1}, \quad (5.10)$$

$$\tau^{-1} = \tau_R^{-1} + \tau_N^{-1}, \quad (5.11)$$

где  $b$  — коэффициент, связывающий внешний квантовый выход с внутренним квантовым выходом, т. е.  $\eta = b\eta_1$ . Предполагается, что этот коэффициент не зависит от дозы гамма-облучения.

Поскольку в диодах, легированных Zn и Si, внутренний квантовый выход до облучения равен 50%, излучательное и безызлучательное времена жизни практически равны.

В случае примесной рекомбинации излучательное время жизни обратно пропорционально числу активных излучательных центров [339]. Следовательно, если облучение гамма-квантами  $\text{Co}^{60}$  уменьшает число активных центров, то  $\tau_R$  будет возрастать. Предполагая, что скорость удаления активных излучательных центров пропорциональна их числу, можно записать

$$\tau_R^{-1} = e^{-cD}/\tau_{R_0}, \quad (5.12)$$

где  $\tau_{R_0}$  — излучательное время жизни до облучения;  $c$  — коэффициент, связанный со скоростью удаления излучательных центров при гамма-облучении;  $D$  — доза облучения.

Влияние гамма-облучения на безызлучательное время жизни можно учесть выражением [340]

$$\tau_N^{-1} = \tau_{N_0}^{-1} + D/K_1. \quad (5.13)$$

Здесь  $\tau_{N_0}$  — безызлучательное время жизни до облучения;  $K_1$  — постоянная повреждения объема полупроводника, оказывающего влияние на безызлучательные процессы.

Подставив выражения для  $\tau_R$  и  $\tau_N$  в (5.10) и (5.11), получим выражения для внешнего квантового выхода и времени жизни неосновных НЗ в функции дозы облучения [325]:

$$\eta = b\{1 + (\tau_{R_0}/\tau_{N_0})e^{cD} [1 + (\tau_{N_0}/K_1)D]\}^{-1}, \quad (5.14)$$

$$\tau = \{\tau_{N_0}^{-1} [1 + (\tau_{N_0}/K_1)D] + \tau_{R_0}^{-1}e^{-cD}\}^{-1}. \quad (5.15)$$

Внешний квантовый выход и общее время жизни удовлетворяют уравнениям (5.14) и (5.15) лишь при  $\tau_{N_0}/K_1 = 9 \cdot 10^{-8}$  рад<sup>-1</sup> и  $c = 4 \cdot 10^{-8}$  рад<sup>-1</sup>. Расчетные зависимости  $\eta/\eta_0$  от дозы гамма-облучения (рис. 5.5) хорошо совпадают с экспериментальными точками.

Зависимости интенсивности излучения и тока от напряжения, а также данные изохронного отжига подтверждают приведенное объяснение. При низких напряжениях перенос заряда осуществляется посредством генерационно-рекомбинационных процессов через дефекты, расположенные в области пространственного заряда. При высоких напряжениях имеет место диффузия электронов в  $p$ -область перехода с последую-

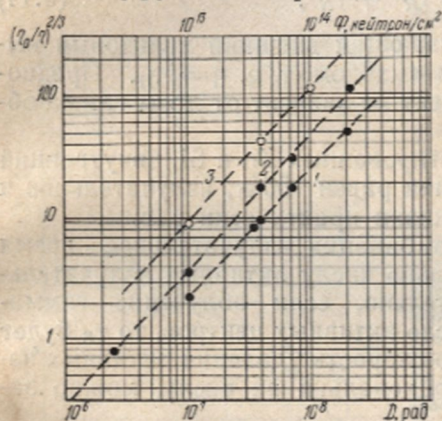


Рис. 5.5. Зависимость внешнего квантового выхода от интегрального потока реакторных нейтронов (1 и 2) и поглощенной дозы гамма-квантов  $Co^{60}$  (3) для арсенидгаллиевых диодов, легированных Zn—Si (1) и Si—Si (2 и 3). Точки — эксперимент, кривые — расчет [325]

щей рекомбинацией. Генерационно-рекомбинационная составляющая при облучении не изменяется, тогда как диффузионная значительно возрастает как за счет уменьшения времени жизни неосновных НЗ, так и вследствие увеличения эффективной концентрации неосновных электронов в  $p$ -области, обусловленного снижением числа акцепторных рекомбинационных центров.

В противоположность экспериментам с гамма-облучением при облучении нейтронами диодов, легированных Zn и Si, экспоненциальное уменьшение квантового выхода не наблюдается. Кривые  $\eta/\eta_0=f(\Phi)$  и  $\tau/\tau_0=f(\Phi)$  имеют практически одинаковый ход. Снижение квантового выхода в этом случае, по-видимому, может быть объяснено только уменьшением общего времени жизни неосновных НЗ.

В случае диффузионных токов, когда  $L_0 \sim \tau$ , а  $I \sim \tau^{-1/2}$ , зависимость внешнего квантового выхода от времени жизни неосновных НЗ имеет вид [325]

$$\eta \sim \tau^{3/2}. \quad (5.16)$$

Учитывая зависимость  $\tau$  от потока нейтронов, получаем, что

$$(n_0/n)^{2/3} - 1 = (\tau_0/K_1)\Phi. \quad (5.17)$$



Экспериментальные данные хорошо согласуются с расчетом по (5.17). Величина  $\tau_0/K_1$  оказалась равной  $2,5 \times 10^{-13}$  см<sup>2</sup>/нейтрон. При  $\tau_0 = 21$  нс постоянная  $1/K_1$  равна  $12 \cdot 10^{-6}$  см<sup>2</sup>/с·нейтрон, тогда как из зависимости времени жизни НЗ от потока облучения получено значение  $6 \cdot 10^{-6}$  см<sup>2</sup>/с·нейтрон. Результаты по гамма-облучению не соответствуют уравнению (5.17).

В качестве возможного объяснения предложена модель, согласно которой при гамма-облучении радиационные дефекты играют двоякую роль. С одной стороны, они служат центрами безызлучательной рекомбинации, уменьшая безызлучательное время жизни, с другой, приводят к уменьшению числа активных центров на  $p$ -стороне перехода, тем самым увеличивая излучательное время жизни. Необходимое условие наблюдения подобных эффектов — низкая концентрация активных акцепторов (в данном случае  $4 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>). Дефекты, вводимые при облучении нейтронами, — в основном безызлучательные центры; в этом случае снижение квантового выхода вполне объяснимо уменьшением времени жизни неосновных НЗ.

Эксперименты с диодами, легированными Si—Si, показывают, что уменьшение внешнего квантового выхода может быть объяснено (рис. 5.5) снижением общего времени жизни неосновных НЗ. На это указывает хорошее согласие экспериментальных данных с расчетами по уравнению (5.17). При гамма-облучении  $\tau_0/K_1 = 8,4 \cdot 10^{-7}$  рад<sup>-1</sup>, нейтронном —  $3,5 \times 10^{-13}$  см<sup>2</sup>/нейтрон. При исходном времени жизни этих диодов  $\tau_0 = 270$  нс  $1/K_1 = 3,1 \cdot 10^{-9}$  рад<sup>-1</sup> при облучении гамма-квантами. Эта величина близка к величине, полученной для диода, легированного Zn—Si. При облучении нейтронами  $1/K_1 = 10^{-6}$  см<sup>2</sup>/с·нейтрон ( $\tau_0 = 350$  нс), что много меньше величины, полученной для диода, легированного Zn—Si. Последнее различие трудно объяснимо.

В диодах, легированных Si—Si, уменьшение числа излучательных акцепторных центров заметно не влияет на снижение квантового выхода. Предполагается [325], что время жизни в этих диодах определяется двухэтапным процессом, включающим туннелирование и последующую рекомбинацию. Облучением вводятся дефекты, являющиеся эффективными центрами безызлучательной рекомбинации. В результате время жизни перестает определяться туннелированием. В диодах, легированных Zn—Si, по-видимому, туннелирование не имеет места.

Таким образом, гамма-кванты Co<sup>60</sup> влияют более сильно на механизм генерации излучения компенсированных арсенид-галлиевых диодов, чем нейтроны, которые вводят в основном безызлучательные центры рекомбинации, а мелко располо-



женные центры излучательной рекомбинации в легированных Zn—Si диодах, по-видимому, более чувствительны к облучению гамма-квантами  $Co^{60}$ , чем глубокие в диодах, легированных Si—Si.

## § 5.2. ЛАЗЕРНЫЕ ДИОДЫ

В излучающих диодах рекомбинационное излучение некогерентное, так как каждый акт излучательной рекомбинации протекает независимо и, следовательно, фазы световых волн различаются. Однако при определенных условиях имеется возможность получения когерентного лазерного излучения. Она реализуется при инверсной заселенности уровней, т. е. когда число электронов на верхних уровнях больше, чем на нижних. Такое состояние в полупроводниковом лазерном диоде осуществляется путем сильного возбуждения электронов, находящихся на нижних энергетических уровнях, посредством инжекции электронов и дырок через  $p-n$ -переход.

Число электронов на уровнях зоны проводимости и валентной зоны резко уменьшается по мере удаления от краев зон, вследствие чего излучение лазерных диодов обладает высокой монохроматичностью. Для достижения высокого КПД лазерных диодов и острой направленности излучения боковые грани кристалла располагаются перпендикулярно плоскости перехода и полируются для получения хорошего отражения. Необходимое условие усиления излучения — совпадение фаз прямой и отраженной волн — достигается выбором оптимального расстояния между отражающими гранями, т. е. длиной оптического резонатора.

В лазерных диодах высокий уровень возбуждения создается пропусканием большого прямого тока через  $p-n$ -переход, в котором оба слоя вырождены. При превышении некоторой пороговой величины тока устаивается процесс генерации излучения, уравниваемый потерями на излучение в окружающей среде.

Инжекционные лазерные диоды работают в режиме непрерывной генерации при низкой и в импульсном режиме при комнатной температуре. Наибольшее распространение получили лазерные источники излучения на основе арсенида галлия и на твердых растворах  $GaAs_{1-x}P_x$  и  $Ga_{1-x}Al_xAs$ .

Радиационные изменения в полупроводниковых лазерах приводят главным образом к снижению квантового выхода излучения и росту порогового тока генерации [341—343]. Деградация электрических параметров лазерных диодов, как правило, происходит при облучении большими дозами и в связи с этим рассматриваться не будет.

Об изменениях в лазерных диодах при облучении можно судить по деградационной зависимости выходной оптической мощ-



ности излучения от тока накачки. Из рис. 5.6 видно, что воздействие радиации приводит к росту порогового тока. Заметно также некоторое изменение наклона кривых и округление их у порога. Возрастание порога генерации лазерного излучения объясняется уменьшением выхода электролюминесценции или увеличением оптического поглощения в активной области диода. Экспериментальным подтверждением зависимости выхода электролюминесценции лазерного диода от облучения

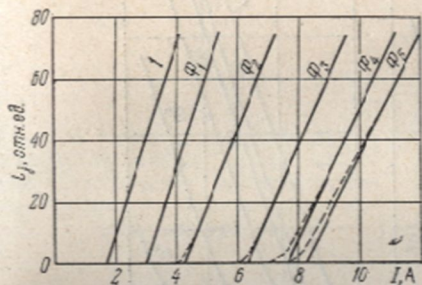


Рис. 5.6. Зависимость выходной оптической мощности лазерных арсенидгаллиевых диодов от тока накачки при 77 К до (1) и после облучения электронами с  $E=25$  МэВ при  $\Phi_1 < \Phi_2 < \Phi_3 < \Phi_4 < \Phi_5$

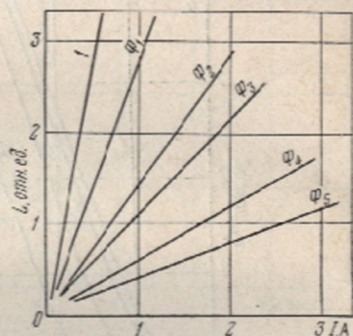


Рис. 5.7. Зависимость выхода электролюминесценции лазерных диодов на GaAs от тока до (1) и после облучения электронами при  $\Phi_1 < \Phi_2 < \Phi_3 < \Phi_4 < \Phi_5$

может служить рис. 5.7, на котором приведены соответствующие кривые до и после облучения электронами с энергией 25 МэВ.

При облучении лазерных диодов реакторными нейтронами, протонами, гамма-квантами наблюдаются аналогичные изменения порогового тока и квантового выхода излучения. Эффективность облучения зависит от вида и энергии бомбардирующих частиц. Так, облучение электронами с энергией 25 МэВ примерно в 2 раза эффективнее снижает мощность излучения лазерных диодов, чем электронами с энергией 10 МэВ. Экспериментальные результаты, полученные при облучении арсенидгаллиевых лазерных диодов электронами разных энергий, приведены на рис. 5.8.

В [344] получено выражение для плотности тока инжекционных лазеров при низких температурах:

$$J_{\pi} = \frac{1}{l\beta} \ln \left( \frac{1}{R} \right) + \frac{\alpha}{\beta}, \quad \beta = \eta c^2 / 8\pi q n_0 v^2 \Delta v d, \quad (5.18)$$

где  $n_0$  — коэффициент преломления;  $v$  — частота генерации;  $d$  — толщина активного слоя;  $\Delta v$  — ширина линии;  $\eta$  — внут-

ренный квантовый выход;  $l$  — длина резонатора;  $R$  — коэффициент отражения на концах резонатора;  $\alpha$  — потери в системе. Формула (5.18) позволяет заключить, что в случае, когда главная причина возрастания  $J_{п}$  — снижение выхода электролюминесценции, пороговый ток диода должен быть обратно пропорционален выходу электролюминесценции. Экспериментально показано [343], что при облучении обратная

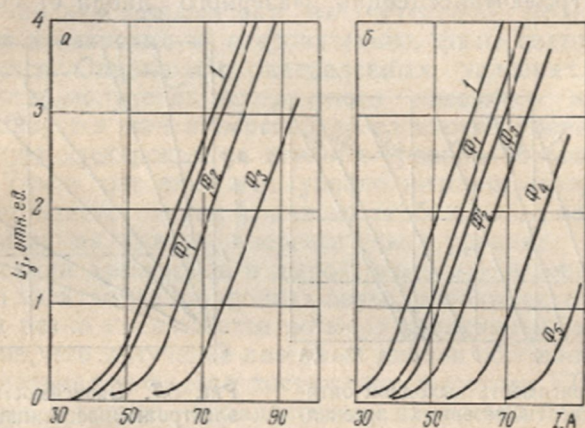


Рис. 5.8. Зависимость выходной мощности лазерных диодов на GaAs от тока накачки до (а) и после облучения электронами с энергиями 25 (а) и 10 МэВ (б) при  $\Phi_1 < \Phi_2 < \Phi_3 < \Phi_4 < \Phi_5$

пропорциональность этих величин имеет место. Отклонение от указанной зависимости наблюдается лишь при низких значениях порогового тока, когда электролюминесценция недостаточно эффективна.

Согласно простейшей модели радиационных повреждений, при облучении вводятся центры безызлучательной рекомбинации, концентрация которых пропорциональна потоку частиц. Введенные центры конкурируют с излучательными, являясь дополнительным каналом рекомбинации инжектированных носителей. В этом случае

$$L_U = (A + B\Phi)^{-1}. \quad (5.19)$$

Следовательно, график зависимости обратной величины выхода электролюминесценции от потока частиц должен представлять собой прямую линию. Экспериментальные данные (рис. 5.9) хорошо согласуются с рассмотренной моделью.

Изменение порогового тока лазерного диода, таким образом, протекает пропорционально потоку частиц, по крайней мере до тех пор, пока  $J_{п}$  пропорционально  $1/L_U$ , а  $1/L_U$  линейно зависит от потока частиц.



Термический отжиг радиационных повреждений в лазерных диодах неэффективен, так как максимально допустимые температуры лазеров не выше 373 К. При пропускании же импульсов прямого тока происходит существенное восстановление параметров лазеров при комнатной температуре. Вероятно, в этом случае имеет место отжиг, обусловленный инжекционными токовыми механизмами. Два импульса различной

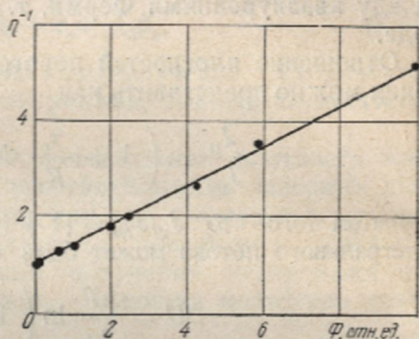


Рис. 5.9. Зависимость обратной величины квантового выхода электролюминесценции арсенидгаллиевых диодов от интегрального потока электронов

длительности, выделяющие одну и ту же энергию (сравнимую, однако, с термической), но отличающиеся по току, оказывают неодинаковое действие на облученные лазерные диоды — более эффективен импульс большего тока. Однако амплитуда импульсов, которые могут быть использованы для отжига, ограничивается возможностью введения оптических повреждений. Наиболее выражен эффект при 373 К и сильно ослабляется с понижением температуры.

Облучение также влияет на сдвиг частоты генерации лазерных диодов. Однако этот эффект пока еще не объяснен. Уравнение (5.18), хорошо описывающее изменение  $I_{\pi}$  при облучении уменьшением квантового выхода электролюминесценции, включает в себя еще ряд параметров, постоянство которых не очевидно, хотя при анализе они предполагались неизменными.

Между коэффициентом оптического поглощения  $K_{\nu}$ , расстоянием между квазиуровнями Ферми  $F$  и частотой электролюминесценции  $\nu$  наблюдается зависимость [344]

$$K_{\nu} = \frac{c^2}{8\pi n^2 h \nu^3} \left[ \exp\left(\frac{h\nu - F}{kT}\right) - 1 \right] W(h, \nu), \quad (5.20)$$

где  $W(h, \nu)$  — спектральное распределение мощности электролюминесценции. Поскольку коэффициент усиления  $K_{\nu}$  на пороге лазерной генерации равен коэффициенту потерь  $K_{\nu}$ , сдвиг частоты генерации в результате облучения должен объ-

ясняться изменением потерь в активной области диода. Экспериментально установлено, что в определенном интервале энергий наблюдается экспоненциальная зависимость коэффициента усиления от энергии излучаемых фотонов, а при  $h\nu$ , близких к максимуму интенсивности электролюминесценции, имеет место насыщение  $K_y$ . Компенсировать возрастающие в результате облучения потери можно, увеличивая расстояние между квазиуровнями Ферми, т. е. напряжение на  $p-n$ -переходе.

Отношение плотностей пороговых токов до и после облучения можно представить как

$$\frac{J_{п}}{J_{п0}} = \left( 1 + \frac{\tau_0}{K_1} \Phi \right)^{1/2} \exp \frac{q\Delta U}{kT}. \quad (5.21)$$

С учетом того что  $J_{п}/J_{п0} = [1 + (\tau_0/K_1)\Phi]$ , зависимость  $\Delta U$  от интегрального потока может быть записана так:

$$\Delta U = \frac{kT}{2q} \ln \left( 1 + \frac{\tau_0}{K_1} \Phi \right). \quad (5.22)$$

Приведенное выражение хорошо подтверждается экспериментально для арсенидгаллиевых лазерных диодов.

В выражение (5.18) для низкотемпературного приближения плотности порогового тока входят величины  $\alpha$  и  $\beta$ . Абсорбционные потери, которые входят в  $\alpha$ , могут возрастать при облучении вследствие увеличения оптического поглощения за краем поглощения. Уменьшение внутреннего квантового выхода при облучении позволяет предполагать, что  $\beta$  также существенно изменяется. Важно определить, какая из двух величин ( $\alpha$  или  $\beta$ ) более подвержена влиянию облучения. В [345] эта задача решалась экспериментами на диодах с резонаторами различной длины. Отобранные по длине резонатора диоды были разбиты на две группы. Диоды первой группы имели сложную модовую структуру излучения. В спектрах диодов второй группы модовая структура выражена слабо. Различие в спектрах вытекает из различия коэффициента отражения  $R$ . Картина стоячей волны мод колебаний резонатора создается легче, если большая часть излучения отражается на грани резонатора. Поэтому у диодов с выраженной модовой структурой значение  $R$  выше, а  $J_{п}$  ниже, чем у диодов второй группы. До облучения диоды обеих групп обладали одинаковым коэффициентом усиления  $\beta$ .

После облучения нейтронами Барнес [345] не обнаружил заметного изменения  $\alpha$ , тогда как  $\beta$  уменьшилось почти в два раза. Это означает, что потери из-за поглощения или рассеяния вне активной области увеличиваются незначительно при



облучении потоком нейтронов до  $10^{14}$  см<sup>-2</sup>. Можно предполагать, что изменение  $\beta$  в первую очередь обусловлено введением глубоких уровней, действующих как эффективные безызлучательные рекомбинационные центры.

Предполагая, что коэффициент усиления  $\beta$  при облучении изменяется за счет уменьшения внутреннего квантового выхода, можно выразить  $\beta$  следующим образом [345]:

$$1/\beta = 1/\beta_0 + \tau_0 \Phi / K_1 \beta_0, \quad (5.23)$$

где  $\beta_0$  — коэффициент усиления до облучения. Результаты, полученные при облучении нейтронами, хорошо согласуются с приведенным выражением.

Необходимо отметить, что с повышением плотности тока значительно выше пороговой чувствительность лазерных диодов к облучению гораздо ниже, чем при низких и пороговых значениях тока. Возможная причина повышения стойкости лазерных диодов к воздействию облучения нейтронами, по-видимому, инжекционный отжиг, имеющий место при токах выше порогового.

Остановимся на изменениях в результате облучения картины ближнего поля арсенидгаллиевых диодов. Крессел и Буер [346] сообщили, что при облучении электронами с энергией 1 МэВ вдоль перехода появляется большая (20—30 мкм) область, не принимающая участия в излучении. В [345], напротив, приводятся экспериментальные данные, показывающие, что пространственное распределение ближнего поля лазерных диодов при облучении нейтронами не изменяется. Объясняется это тем, что дефекты, образованные при облучении электронами, обладают большой подвижностью и захватываются дислокациями, примесями или остаточными структурными дефектами, имеющимися в активной области вдоль перехода. Это предположение находит подтверждение в работах [209, 347], в которых также наблюдалась высокая подвижность дефектов при температурах ниже 300 К при облучении электронами. Что касается облучения нейтронами, то, по-видимому, распределение дефектов в этом случае более однородно и соответствует распределению первично выбитых частиц.

## РАДИАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В БИПОЛЯРНЫХ ТРАНЗИСТОРАХ И ТИРИСТОРАХ

### § 6.1. УСТОЙЧИВЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК БИПОЛЯРНЫХ ТРАНЗИСТОРОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИЗЛУЧЕНИЙ

Структурные радиационные нарушения, возникающие под действием проникающих излучений, обуславливают устойчивые изменения характеристик транзисторов. Эти изменения происходят главным образом в результате уменьшения времени жизни неосновных НЗ в базовой области транзисторной структуры [8, 180, 348]. Нарушения на поверхности сказываются только на начальной стадии облучения [349]. Снижение концентрации и подвижности основных НЗ влияет на параметры транзисторов лишь при больших дозах облучения.

Наиболее существенно изменяются коэффициент передачи тока эмиттера  $a$ , коэффициент усиления транзистора по току  $B$  и обратный коллекторный ток  $I_{к.о}$ . Забегая вперед, отметим, что  $I_{к.о}$  изменяется главным образом в результате поверхностных процессов, которые будут рассмотрены ниже. Другие параметры транзисторов при облучении изменяются в меньшей степени, поэтому на них останавливаться не будем.

Выражение для коэффициента передачи тока эмиттера  $p-n-p$ -транзистора имеет вид [239]

$$a \simeq 1 - \frac{\sigma_b W_b}{\sigma_s L_n} - \frac{1}{2} \left( \frac{W_b}{L_p} \right)^2 - \frac{s S_s W_b}{D_p S_o}, \quad (6.1)$$

где  $\sigma_b$  и  $\sigma_s$  — проводимости базовой и эмиттерной областей;  $W_b$  — толщина базы;  $L_n$ ,  $L_p$  — диффузионные длины неосновных носителей заряда (соответственно электронов и дырок);  $S_o$  — площадь эмиттера;  $S_s$  — эффективная площадь, на которой происходит поверхностная рекомбинация;  $s$  — скорость поверхностной рекомбинации;  $D_p$  — коэффициент диффузии дырок.

Как видно из (6.1), коэффициент  $a$  с увеличением дозы облучения уменьшается в результате снижения диффузионной длины неосновных НЗ в базе и роста скорости поверхностной рекомбинации.



Зависимость коэффициента  $a$  от интегрального потока облучения имеет вид [8]

$$a_{\Phi} = a_0 - t_{\text{пер}} \Phi / K_1, \quad (6.2)$$

где  $a_0$  — коэффициент передачи тока эмиттера до облучения;  $K_1$  — радиационная константа изменения времени жизни неосновных НЗ в базе;  $\Phi$  — интегральный поток облучения;  $t_{\text{пер}}$  — среднее время переноса НЗ от эмиттера к коллектору.

Временем переноса НЗ через базу определяется граничная частота  $f_a$  усиления транзистора, при которой  $a$  уменьшается в  $\sqrt{2}$  раз. Для сплавного транзистора выражение, связывающее время переноса с граничной частотой, имеет вид [239]

$$t_{\text{пер}} = W_6^2 / 2D_6 = 2,43 / 4\pi f_a. \quad (6.3)$$

Здесь  $D_6$  — коэффициент диффузии неосновных НЗ в базе.

Подставляя (6.3) в (6.2), получаем зависимость вида

$$a_{\Phi} = a_0 - (2,43 / 4\pi f_a) (\Phi / K_1). \quad (6.4)$$

Как видно из (6.4), коэффициент передачи тока  $a$  должен линейно уменьшаться с ростом интегрального потока облучения. Однако линейная зависимость  $a$  ( $\Phi$ ) сохраняется [8] лишь в определенном диапазоне значений интегрального потока облучения. При больших  $\Phi$  наблюдается отклонение от линейного закона, обусловленное тем, что ни коэффициент  $K_1$ , ни время переноса  $t_{\text{пер}}$  не остаются при облучении постоянными. Коэффициент  $K_1$  — функция базовой проводимости, которая при облучении изменяется [8]. При времени жизни неосновных НЗ  $\tau \gg t_{\text{пер}}$  зависимость  $t_{\text{пер}}$  от  $\Phi$  слабая, поэтому ею можно пренебречь. Но при больших интегральных потоках, когда  $\tau$  сравнимо с  $t_{\text{пер}}$  или меньше его, зависимость  $t_{\text{пер}}(\Phi)$  необходимо учитывать.

Изменение  $t_{\text{пер}}$  происходит вследствие уменьшения эффективной толщины базы  $W_6$  (см. (6.3)). Эффективную толщину базы в транзисторах можно представить в виде

$$W_6 = W_{6.\text{тех}} - d_{p-n}^k(\Phi), \quad (6.5)$$

где  $W_{6.\text{тех}}$  — технологическая толщина базы;  $d_{p-n}^k$  — ширина объемного заряда перехода коллектор — база.

Снижение концентрации основных НЗ в полупроводнике при облучении обуславливает расширение области объемного заряда  $p-n$ -перехода [237], что приводит к уменьшению эффективной толщины базы (см. (6.5)). При больших интегральных потоках может иметь место смыкание коллекторного и эмиттерного переходов, вызывающее «прокол» базы.

Влияние граничной частоты  $f_a$  на радиационную стойкость германиевых транзисторов иллюстрирует рис. 6.1. Чем выше

граничная частота транзистора, тем выше его радиационная стойкость по коэффициенту передачи тока эмиттера. Приведенные на рис. 6.1 результаты хорошо согласуются с аналитической зависимостью (6.4). Экспериментальные результаты для кремниевых транзисторов получены в [350].

Коэффициент передачи тока эмиттера  $a_\phi$  однозначно связан с коэффициентом передачи тока базы  $B_\phi$ :

$$B_\phi = a_\phi / (1 - a_\phi). \quad (6.6)$$

Следовательно, при облучении с уменьшением  $a_\phi$  снижается также  $B_\phi$ . На практике чаще всего анализируют зависимость

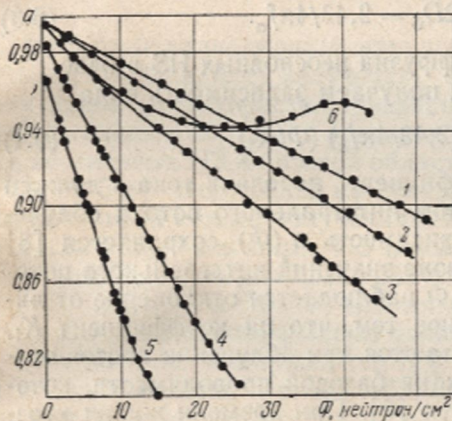


Рис. 6.1. Зависимость коэффициента передачи тока эмиттера германиевых транзисторов типов  $n-p-n$  (1–5) и  $p-n-p$  (6) с граничными частотами 7,2 (1), 5,8 (2), 5,0 (3), 2,4 (4), 1,4 (5) и 6,0 МГц (6) от интегрального потока нейтронов ( $\times 10^{14}$ )

$\Delta \frac{1}{B}(\Phi) = 1/B_\phi - 1/B_0$  ( $B_0$  — коэффициент передачи тока базы до облучения). Мессенджер и Спрат [351] получили выражение для оценки изменений коэффициента  $B$  при облучении

$$\Delta(1/B) \simeq W_6^2 \Phi / K_1. \quad (6.7)$$

Экспериментальные результаты (рис. 6.2), полученные при облучении кремниевого  $n-p-n$ -транзистора 2N336 [5], подтверждают линейный характер зависимости (6.7).

Выше была рассмотрена деградация коэффициентов передачи по току эмиттера и базы, обусловленная в основном рекомбинацией неравновесных НЗ в сравнительно толстой ( $W_6 \geq 0,2$  мкм) базе. Однако радиационные нарушения в области переходов и эмиттерной также влияют на изменения характеристик транзисторов. Более того, для малых плотностей тока ( $10^{-3} - 10^{-1}$  А/см<sup>2</sup>) радиационные изменения коэффициента  $a$  кремниевых транзисторов [352, 353] определяются главным образом рекомбинационной составляющей тока в эмиттерном



переходе. Рост рекомбинационного тока в соответствии с теорией Саа, Нойса, Шокли [235] пропорционален снижению времени жизни  $n3 \tau_{p-n} = \sqrt{\tau_{n0}\tau_{p0}}$  ( $\tau_{n0}, \tau_{p0}$  — время жизни соответственно электронов и дырок в сильнолегированных полупроводниках) в эмиттерном переходе. В [354] установлено, что  $1/\tau_{p-n}$  линейно увеличивается с ростом интегрального потока нейтронов, т. е. описывается теми же выражениями, что и в объеме полупроводника. При больших плотностях тока вклад

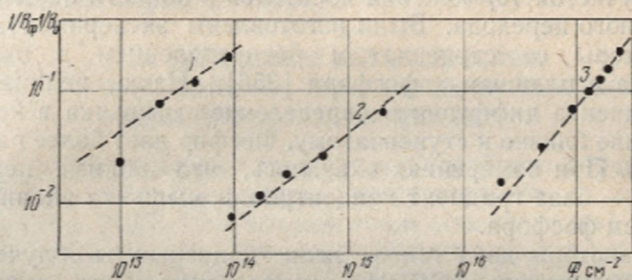


Рис. 6.2. Изменение коэффициента усиления по току  $B$  кремниевого  $n-p-n$ -транзистора типа 2N336 при облучении реакторными нейтронами (1), электронами с  $E=2$  МэВ (2) и гамма-квантами  $Co^{60}$  (3)

рекомбинационных процессов в области перехода в деградацию коэффициента  $\alpha$  снижается.

Радиационные центры захвата, вводимые в область  $p-n$ -перехода, ухудшают частотные характеристики биполярных транзисторов в диапазоне частот  $10^3-10^6$  Гц [355]. Это связано с тем, что на высоких частотах перезарядка ловушек в области перехода не успевает следовать за приложенным напряжением. Поэтому изменение частотной характеристики за счет радиационных дефектов в области перехода может быть существенным и его следует учитывать.

Усилия по повышению радиационной стойкости транзисторов направлены главным образом на снижение влияния процессов рекомбинации в базе путем изготовления транзисторов с более тонкой базой. Введение некоторых примесей, в частности золота, в базу также способствует повышению радиационной стойкости транзисторов [356]. Однако в транзисторах с очень тонкой базой радиационные изменения определяются рекомбинационными процессами в эмиттерной области и области перехода база — эмиттер [357—360]. Поэтому дальнейшее повышение радиационной стойкости транзисторов должно быть основано на снижении влияния рекомбинации в этих областях.

При определении вклада в рекомбинацию различных областей облученного нейтронами транзистора, имевшего толщину базы менее микрона, обнаружено [311], что рекомбинацион-

ные процессы в эмиттере, легированном фосфором, и в области объемного заряда перехода определяют более 85% полного тока базы. Следовательно, вклад нейтральной базовой области составляет лишь около 15%.

Расчеты показывают [311], что ток базы и, таким образом, скорость рекомбинации при ступенчатом профиле распределения концентрации в эмиттере в два раза меньше, чем при диффузионном распределении. Обусловлено это тем, что уменьшается участок торможения носителей в области базы вблизи эмиттерного перехода. Были изготовлены экспериментальные транзисторы со ступенчатым распределением в эмиттере мышьяка и плавным — фосфора [356]. Из-за нелинейности коэффициента диффузии распределение мышьяка в кремнии по глубине близко к ступенчатому. Фосфор дает более плавный профиль. При измерениях оказалось, что вблизи перехода эмиттер — база градиент концентрации мышьяка значительно выше, чем фосфора.

Транзисторы двух типов были подвергнуты облучению в импульсном реакторе SPRII максимальным интегральным потоком нейтронов  $10^{16} \text{ см}^{-2}$  ( $E \geq 10 \text{ кэВ}$ ). Коэффициент усиления почти не изменился до потоков  $10^{14} \text{ см}^{-2}$ . Облучение интегральным потоком нейтронов  $10^{16} \text{ см}^{-2}$  привело к снижению коэффициента усиления транзисторов с мышьяком до 11, с фосфором — до 7. В то же время облучение высокочастотного транзистора 2N918 на порядок меньшим интегральным потоком нейтронов ( $10^{15} \text{ см}^{-2}$ ) вызвало уменьшение коэффициента усиления до 10. Следовательно, экспериментальные транзисторы оказались более радиационностойкими, чем серийные [356].

Для обычных транзисторов, эмиттерные области которых получены глубокой диффузией фосфора, существует оптимальная толщина базовой области; при меньших толщинах существенно возрастает рекомбинация в эмиттере [356]. Для транзисторов со ступенчатым распределением примесей в эмиттере, полученным неглубокой диффузией доноров, оптимального значения толщины базы не существует, поскольку в этом случае рекомбинация в эмиттере не возрастает столь резко с уменьшением толщины базы. Данные [311] показывают более высокую радиационную стойкость транзисторов со ступенчатым профилем распределения примесей в эмиттере. Результаты эксперимента и расчета хорошо согласуются.

Влияние облучения нейтронами на радиационную стойкость транзисторов, эмиттерные области которых получены путем диффузии мышьяка или фосфора, исследовалось также в [359]. У всех транзисторов, подвергнутых облучению интегральным потоком нейтронов  $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ , коэффициент усиления по току в схеме с общим эмиттером изменился практически одинаково. Не замечено существенной разницы в радиаци-



онной стойкости для транзисторов с мышьяком или фосфором, что не согласуется с результатами [358]. Расхождения, возможно, связаны с условиями облучения и режимом измерений.

Отметим, что реализация резкого градиента примесей в эмиттерном переходе тонкобазового транзистора находится на пределе возможностей диффузионной технологии. В этом отношении большие преимущества имеет технология ионного легирования, которая становится ведущей при изготовлении радиационноустойчивых приборов [361].

## § 6.2. ИЗМЕНЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ТРАНЗИСТОРОВ, ВЫЗВАННЫЕ ПОВЕРХНОСТНЫМИ РАДИАЦИОННЫМИ ЭФФЕКТАМИ

Некоторые параметры транзисторов, особенно обратный коллекторный ток  $I_{к.о.}$ , очень чувствительны к состоянию поверхности [349]. Под воздействием ионизирующей радиации на поверхности образуются инверсионные слои и резко возрастает скорость поверхностной рекомбинации, что приводит к увеличению обратного тока, а также отражается на изменении коэффициента передачи тока базы. Поверхностные эффекты играют существенную роль при небольших дозах облучения ( $10^3$ — $10^6$  рад), когда объемные нарушения практически еще незаметны, и возникают при воздействии ионизирующего излучения даже низкой энергии, неспособного вызвать объемные нарушения. В основе природы поверхностных эффектов лежат ионизационные явления в окисном слое защиты  $p-n$ -перехода и окружающей среде [362].

Отличие поверхностных процессов от объемных — стремление первых к насыщению с ростом дозы облучения. На их развитие влияют электрический режим работы транзистора, температура облучения и ряд других условий.

Рис. 6.3, а иллюстрирует влияние ионизирующего излучения на  $I_{к.о.}$  кремниевых транзисторов в вакуумированных корпусах и корпусах, заполненных сухим воздухом [362]. Как видно, у вакуумированных транзисторов  $I_{к.о.}$  увеличивается при облучении значительно медленнее. На рис. 6.3, б изображены зависимости  $I_{к.о.}$  от дозы облучения при разных напряжениях смещения на коллекторе. До дозы  $10^4$  рад рост  $I_{к.о.}$  зависит от напряжения смещения, а при более высоких дозах почти не зависит, т. е. наступает насыщение.

В [363] предложена модель, объясняющая изменение обратного коллекторного тока во время облучения. Положительно заряженные ионы, образующиеся в результате ионизации газа, собираются на отрицательно заряженной  $p$ -области  $n-p-n$ -транзистора (рис. 6.3, в), а электроны мигрируют к коллектору. Процесс может ускоряться или замедляться в зави-

симости от величины электрического поля, обусловленного смещением коллектора. Положительные ионы, осевшие на поверхности  $p$ -базы, образуют инверсионный слой, что ведет к эффективному расширению коллекторной области вдоль поверхности базы. Инверсионный слой увеличивает эффективную площадь коллекторного перехода, обуславливая рост  $I_{к.о.}$ , и, расширившись, может достичь эмиттера, что приводит к появ-

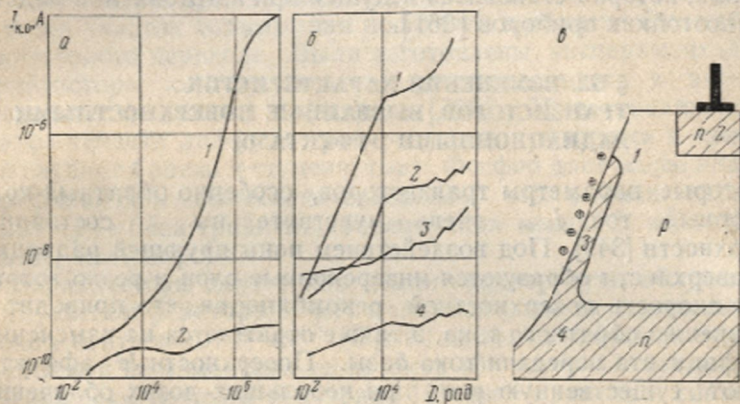


Рис. 6.3. Влияние ионизирующей радиации на обратный ток транзисторов, корпуса которых заполнены сухим воздухом (1), вакуумированы (2) — а, при смещении на коллекторе при облучении 30 (1), 10 (2), 5 (3) и 2 В (4) — б и модель образования канала — в (1 — база, 2 — эмиттер, 3 — канал, 4 — коллектор)

лению на нем высокого «плавающего» потенциала и к сужению основного канала протекания тока до полного его перекрытия.

В соответствии с рассматриваемой моделью напряжение смещения на коллекторе влияет на размещение зарядов на поверхности, а образование самих зарядов зависит от дозы радиации и среды, окружающей транзисторную структуру. Поэтому чем выше напряжение на коллекторе, тем скорость роста  $I_{к.о.}$  при облучении больше. В рамках рассмотренной модели объясняется также восстановление обратного тока транзисторов после облучения, что связано с потерей заряда, осевшего на поверхности. Снятие смещения ускоряет процесс восстановления, так как ионы перестают удерживаться полем  $p-n$ -перехода и могут свободно диффундировать по поверхности. Восстановление ускоряется, если смещение снимается в поле облучения. Это свидетельствует о том, что поверхностные заряды нейтрализуются образующимися ионами и электронами. Отметим еще так называемую «память», которая была обнаружена [363] при измерении коллекторного тока транзисторов, облучавшихся гамма-квантами. Эффект состоит в



том, что если транзистор после восстановления снова подвергнуть облучению, то происходит быстрое ухудшение его свойств до прежнего уровня. Прогрев облученных транзисторов в течение нескольких часов при температуре выше 373 К почти полностью снимает эффект «памяти». При последующем облучении изменение  $I_{к.о}$  такого транзистора значительно меньше, чем при первом облучении.

Рассмотренная модель применима и для случая, когда поверхность кремниевых транзисторов защищена окисной пленкой. В таких приборах происходит собирание заряда электрическим полем на поверхности и образование в приповерхностном слое индуцированного заряда, обуславливающего рост обратного тока при облучении [5]. Отличие состоит лишь в том, что под действием ионизирующего излучения заряд накапливается не только на поверхности, но и в самой окисной пленке. Природа этого заряда подробно рассматривается в гл. 7.

Поскольку окисная пленка из  $\text{SiO}_2$  — хороший диэлектрик, диссоциация аккумулярованных на поверхности и внутри пленки зарядов при снятии смещения происходит медленно. Влияние заряда окисла на увеличение обратного тока и изменение пробивного напряжения перехода изучалось в [364] на кремниевых планарных  $p^+ - n$ -переходах с дополнительным электродом. На рис. 6.4 показаны структура такого перехода и его обратная ВАХ до и после облучения. Приповерхностная концентрация примесей в  $p^+$ -области диода составляла  $2,5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , толщина слоя окисной пленки — 0,6 мкм. Облучение проводилось рентгеновскими лучами дозой  $9 \cdot 10^5$  рад при положительном смещении на дополнительном электроде  $U_d = 45 \text{ В}$  и в отсутствие смещения на  $p^+ - n$ -переходе. Обратный ток у необлученного  $p^+ - n$ -перехода был порядка пикоампер. После облучения  $I_{обр}$  при напряжении 20 В возрос примерно в  $10^5$  раз. Ход обратной ВАХ после облучения приобрел канальный характер. Кроме того, емкость перехода при нулевом смещении увеличилась в 5 раз. Причина увеличения обратного тока — инверсия проводимости у поверхности  $p^+$ -области, обусловленная наведенным положительным пространственным зарядом в окисле. Структурных нарушений в данном случае не образуется, так как энергия рентгеновских квантов для этого недостаточна. Положительное смещение на затворе увеличивает положительный заряд. Без смещения такой заряд также вводится, но его величина оказывается меньше.

Причина увеличения емкости структуры после облучения — параллельное подключение дополнительной емкости, индуцированной зарядом окисла [365]. Кроме того, при облучении увеличивается плотность быстрых поверхностных состояний, которая также приводит к росту поверхностной составляющей

обратного тока  $p-n$ -перехода. Образование инверсионного слоя обуславливает изменение напряжения пробоя, которое уменьшается для  $p^+-n$ -переходов и увеличивается для  $n^+-p$ -переходов.

Эксперименты на кремниевых  $p-n-p$ - и  $n-p-n$ -транзисторах [364] с дополнительным электродом показали, что образование положительного пространственного заряда в

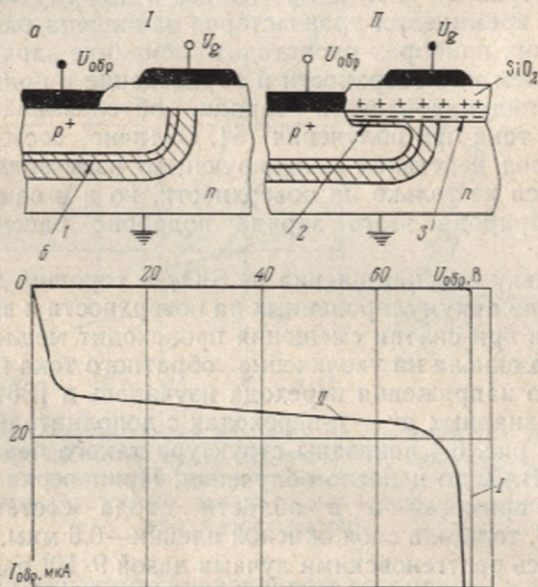


Рис. 6.4. Структура кремниевого  $p^+-n$ -перехода (а) и его обратная ВАХ (б):

1— $p-n$ -переход; 2—индуцированный  $p-n$ -переход; 3—поверхностный канал  $n$ -типа; I—до облучения; II—после него

окисной пленке, а также увеличение плотности быстрых поверхностных состояний вызывают ухудшение коэффициента усиления по току  $B$ , особенно при малых токах коллектора.

### § 6.3. ПЕСТАЦИОНАРНЫЙ ОТЖИГ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В ОБЛУЧЕННЫХ КРЕМНИЕВЫХ ТРАНЗИСТОРАХ

Радиационные повреждения в транзисторах непосредственно после импульсного воздействия ядерного облучения значительно большие, чем спустя некоторое малое время после облучения [366—369]. Поэтому представляет интерес рассмотреть восстановление, или быстрый отжиг радиационных нарушений,



исходя из процессов отжига в исходных полупроводниковых материалах и установить связь между скоростью восстановления, температурой и уровнем инжекции.

Простейшими первичными дефектами, возникающими в кремнии при облучении гамма-квантами  $\text{Co}^{60}$  или электронами с  $E$  около 1 МэВ, являются изолированные вакансии  $V$  и междоузельные атомы  $I$  или дивакансии [73, 163, 370]. Из этих дефектов только дивакансия термически стабильна при комнатной температуре, а другие обладают характеристической температурой разупорядочения, которая значительно ниже комнатной. В процессе разупорядочения простейшие дефекты исчезают или вступают во взаимодействие с примесями, образуя комплексы. В кремнии они отжигаются при температурах выше комнатной. Радиационные комплексы типа  $V+$ элемент  $V$  группы ( $P, As, Sb$ ),  $V+$ элемент III группы ( $B, Al, Ga$ ), дивакансии и  $A$ -центры подвергаются разупорядочению на последовательных стадиях отжига, примерно равных соответственно 410, 500, 530 и 620 К [72, 76, 79, 82, 87, 101, 163, 247, 371, 372].

Зарядовое состояние дефекта, которое может быть обусловлено инжекцией неосновных НЗ, оказывает сильное влияние на температуру отжига. Согласно [373], нейтральная вакансия отжигается при 150—180 К, дважды отрицательно заряженная — при 70—80 К.

Хотя первичные радиационные дефекты подвижны при комнатной температуре, для образования стабильных комплексов дефектов с примесями и друг с другом требуется определенное время. Так, образование устойчивых  $A$ -центров в  $p$ -Si при 300 К происходит за время  $\sim 10^{-2}$  с, тогда как в  $n$ -Si — за  $10^{-7}$  с [369], что связано с меньшей энергией активации отрицательной вакансии. Следовательно, восстановление радиационных нарушений, связанных с перемещением вакансий, в  $p$ -Si должно происходить сравнительно медленно, а в  $n$ -Si очень быстро.

При облучении нейтронами структура первичных дефектов более сложна. Для нейтронов спектра деления наиболее вероятная величина энергии первичного атома отдачи в кремнии равна около 30 кэВ и пробег его  $\sim 500$  А. При такой энергии атомов отдачи в кремнии образуются разупорядоченные области. Непосредственно после облучения нейтронами дефекты в разупорядоченной области относительно простые, что подтверждено экспериментами по облучению Si при низких температурах [374, 375]. Чжен и Лори [40] пришли к выводу, что при комнатной температуре большая часть объема поврежденной области обогатена дивакансиями, но остается кристаллической. После разупорядочения при такой температуре типичное скопление дефектов в кремнии, создаваемое нейтронами,

имеет диаметр  $\sim 500 \text{ \AA}$  и окружено электрически возмущенной областью диаметром  $\sim 2000 \text{ \AA}$  [40, 52]. Согласно рассмотренной модели, простейшие дефекты в скоплении сразу после его образования — вакансии и междоузельные атомы. Во многих случаях они представляют собой близко расположенные пары вакансии — междоузельный атом, которые при комнатной температуре сразу аннигилируют. Другие простейшие дефекты взаимодействуют друг с другом и с примесями. Из модели сле-

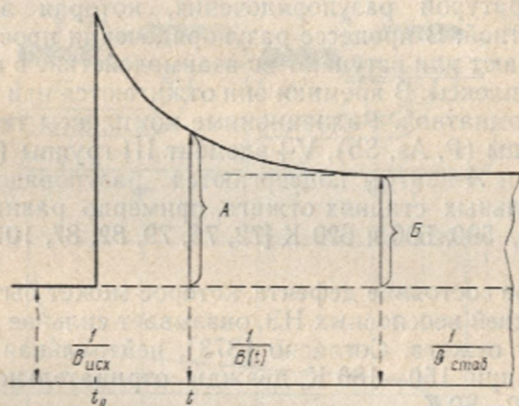


Рис. 6.5. Кривая нестационарного отжига для биполярного транзистора после облучения импульсом нейтронов. *A* и *B* — см. формулу (6.8)

дует, что многие дефекты внутри скопления могут быть идентичны первичным дефектам, образующимся при облучении гамма-лучами и электронами.

Разупорядочение дефектов, происходящее после воздействия импульса проникающей радиации, обуславливает частичное восстановление (быстрый отжиг) параметров облученных приборов. Указанный эффект иллюстрирует рис. 6.5, на котором изображены зависимости обратной величины коэффициента усиления по току биполярного транзистора  $1/B$  от времени  $t$ , прошедшего после облучения импульсом нейтронов (50–100 мкс) в момент времени  $t_0$ . Видно, что во время импульса радиации коэффициент усиления транзистора оказывается значительно ниже, чем несколько секунд спустя.

Для оценки быстрого отжига вводится коэффициент нестационарного отжига, или фактор отжига  $AF$ , который определяется как отношение числа повреждений в какой-либо момент времени после облучения  $N_T(t)$  к числу конечных стабильных повреждений  $N_{T\text{стаб}}$  и записывается в виде [369]

$$AF = N_T(t)/N_{T\text{стаб}} = A/B. \quad (6.8)$$



Для транзисторов коэффициент нестационарного отжига по аналогии с выражением (6.8) можно записать как

$$AF = \left[ \frac{1}{B(t)} - \frac{1}{B_{исх}} \right] / \left[ \frac{1}{B_{стаб}} - \frac{1}{B_{исх}} \right]. \quad (6.9)$$

Коэффициент нестационарного отжига позволяет использовать данные, полученные при стационарном нейтронном об-

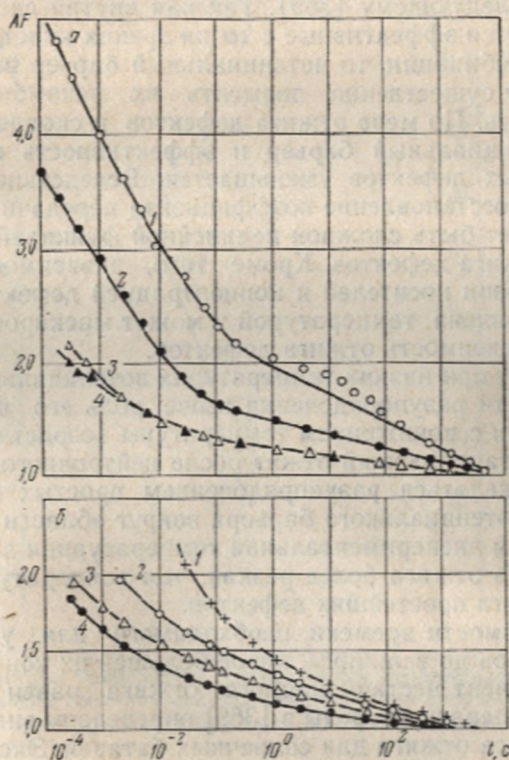


Рис. 6.6. Зависимость коэффициента нестационарного отжига от времени после облучения нейтронами для  $n-p-n$ -транзистора 2N914 при температурах 213 (1), 268 (2), 300 (3) и 348 К (4) — а и уровнях инжекции 2 (1), 20 (2), 200 (3) и 1000 мкА (4) — б

лучении, для оценки усиления транзистора в любой заданный момент времени после импульса нейтронной радиации.

В [369] проведены исследования нестационарного отжига в  $p-n-p$ - и  $n-p-n$ -биполярных транзисторах в зависимости от температуры облучения и уровня инжекции. Для разделения температурной и инжекционной составляющих изме-

рения проводились в импульсном режиме ( $\tau_{и} = 10$  мкс,  $I_{к(макс)} = 2$  мА). Как видно из рис. 6.6, влияние температуры особенно велико сразу после облучения и уменьшается со временем. Транзисторы, облученные при низких температурах, имеют большие коэффициенты нестационарного отжига, т. е. радиационные повреждения в них оказываются больше, чем при комнатной температуре.

Качественное объяснение экспериментальных результатов сводится к следующему [369]. Так как внутри скопления дефектов имеются эффективные с точки зрения кинетики отжига центры рекомбинации, то потенциальный барьер вокруг скопления может существенно повысить их рекомбинационную эффективность. По мере отжига дефектов в скоплении уменьшается потенциальный барьер и эффективность оставшихся неотожженных дефектов уменьшается. Вследствие этого наблюдаемое восстановление коэффициента передачи тока транзистора может быть сложной нелинейной функцией реального процесса отжига дефектов. Кроме того, зависимость между временем жизни носителей и концентрацией дефектов в скоплении обусловлена температурой и может маскировать температурную зависимость отжига дефектов.

Поскольку при низких температурах потенциальный барьер вокруг области разупорядочения выше, роль его в процессе рекомбинации с понижением температуры возрастает. Таким образом, нестационарный отжиг после нейтронного облучения должен определяться разупорядочением простых дефектов и снижением потенциального барьера вокруг области их скопления. При этом экспериментальная температурная зависимость коэффициента отжига более резкая, чем температурная зависимость отжига простейших дефектов.

По зависимости времени, необходимого для уменьшения числа дефектов до величины, вдвое большей их конечного числа (коэффициент нестационарного отжига равен двум), от обратной температуры среды в [369] определены энергии активации процесса отжига для солнечных батарей. Эксперименты на солнечных батареях в отличие от транзисторов, где надо учитывать рекомбинацию в области эмиттер — база и нейтральной области, дают более достоверные результаты. Величина энергии активации, определенная для батарей на  $p$ -Si, близка к значению, полученному для  $n-p-n$ -транзистора 2N914, и составляет приблизительно 0,3 эВ. Для батарей на  $n$ -Si температурная зависимость более слабая, а кажущаяся величина энергии активации  $\sim 0,1$  эВ.

На коэффициент нестационарного отжига  $n-p-n$ -транзисторов существенно влияет также инжекция неосновных НЗ (рис. 6.6, б). Увеличение среднего тока инжекции в транзисторе типа 2N914 от 2 мкА до 1 мА повышает скорость отжига



примерно в 100 раз [366]. Этот результат показывает, что приборы, находящиеся при воздействии импульса радиации в обессточенном состоянии, отжигаются медленнее, чем приборы, находящиеся под электрической нагрузкой.

Поскольку коэффициент усиления по току может зависеть от рекомбинации в области эмиттер — база и в нейтральной базовой области, экспериментальные результаты, полученные для транзисторов, трудно интерпретировать с точки зрения

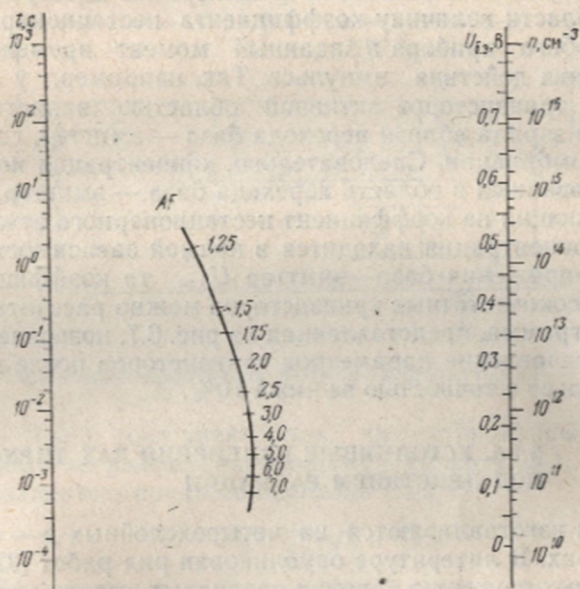


Рис. 6.7. Номограмма для оценки коэффициента нестационарного отжига  $AF$  при комнатной температуре. Определяется пересечением кривой значений  $AF$  и прямой, соединяющей заданное значение напряжения  $U_{E3,8}$  и время  $t$  после нейтронного импульса ( $n$  — концентрация электронов)

объемных процессов. Поэтому в [369] инжекционная зависимость коэффициента отжига изучалась на солнечных батареях. В батареях на  $p$ -Si наблюдалась сильная инжекционная зависимость процесса отжига, в батареях на  $n$ -Si такая зависимость отсутствовала. Основной фактор, определяющий скорость отжига при комнатной температуре, — концентрация электронов.

Зависимость коэффициента отжига от концентрации электронов наблюдал Барнес [374] при исследовании отжига нейтронных повреждений при 76 К в  $p$ -Si различного удельного сопротивления. Им было установлено, что в процессе тер-

мического и инжекционного отжига скоплений дефектов значительно увеличивается концентрация дивакансий. Следовательно, отжиг нейтронных повреждений сопровождается перемещением простых дефектов.

Экспериментальные исследования подтверждают, что концентрация электронов непосредственно влияет на скорость восстановления характеристик транзистора после облучения. В [376] построена номограмма (рис. 6.7), с помощью которой можно оценивать по известной концентрации электронов в активной области величину коэффициента нестационарного отжига у любого прибора в заданный момент времени после прекращения действия импульса. Так, например, у высокочастотных транзисторов активной областью является слой объемного заряда вблизи перехода база — эмиттер, где происходит рекомбинация. Следовательно, концентрация носителей, инжектированных в область перехода база — эмиттер, — параметр, влияющий на коэффициент нестационарного отжига. Так как эта концентрация находится в прямой зависимости от величины напряжения база—эмиттер  $U_{б.э.}$ , то коэффициент отжига у высокочастотных транзисторов можно рассчитать, зная  $U_{б.э.}$  Номограмма, представленная на рис. 6.7, позволяет оценивать восстановление параметров транзисторов после нейтронного импульса с точностью не ниже 10%.

#### § 6.4. УСТОЙЧИВЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ ВАХ ТИРИСТОРОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ РАДИАЦИИ

Тиристоры изготавливаются на четырехслойных  $p-n-p-n$ -структурах. В литературе опубликован ряд работ [377—382], посвященных изучению влияния различных видов радиации на деградацию ВАХ тиристоров. Исследования проводились как с целью выяснения механизма радиационных повреждений в  $p-n-p-n$ -структурах, так и с целью определения путей повышения их радиационной стойкости.

Тиристоры имеют сравнительно низкую радиационную стойкость [377—379], тем не менее в схемах коммутации они по радиационной стойкости обладают преимуществом перед транзисторами [379]. Принцип их работы во многом сходен с принципом действия транзисторов, но процессы, протекающие в тиристорах, сложнее.

Особенность ВАХ тиристора — наличие участка с отрицательным сопротивлением. Работа прибора определяется двумя устойчивыми состояниями: закрытым, характеризуемым высоким сопротивлением, и открытым, характеризуемым низким сопротивлением [383]. Основные статические параметры тиристора: остаточное падение напряжения во включенном состоянии  $U_{ост.}$ , напряжение переключения  $U_{ц.}$ , ток переключе-



ния  $I_{\text{п}}$ , управления  $I_{\text{у}}$ , выключения  $I_{\text{выкл}}$  и обратный ток  $I_{\text{обр}}$ , мощность.

Типичная четырехслойная  $p-n-p-n$ -структура изображена на рис. 6.8. При подключении источника напряжения, как указано на рисунке, средний переход включен в обратном направлении, а два крайних — в прямом. Ток, протекающий через  $p-n-p-n$ -структуру, состоит из тока дырок, инжектированных первым переходом и не успевших рекомбинировать

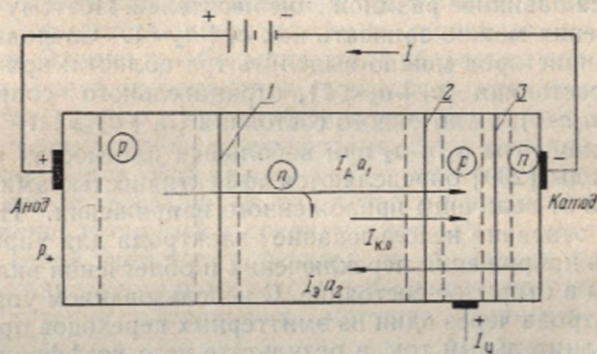


Рис. 6.8. Тиристорная кремниевая  $p-n-p-n$ -структура (1—3 — переходы)

в  $n$ -базе ( $I_{\text{д}}a_1$ ), тока электронов, инжектированных третьим переходом и не рекомбинировавших в  $p$ -базе ( $I_{\text{з}}a_2$ ), и обратного тока запертого среднего перехода ( $I_{\text{к.о}}$ ):

$$I = I_{\text{д}}a_1 + I_{\text{з}}a_2 + I_{\text{к.о}} \quad (6.10)$$

Коэффициенты  $a_1$  и  $a_2$  показывают, какая часть дырочного и электронного токов, инжектированных первым и третьим переходами, доходит до среднего перехода.

При достижении в переходах электрического поля критической величины может происходить увеличение тока за счет ударной ионизации. Тогда выражение (6.10) принимает вид

$$I = I_{\text{д}}a_1M_1 + I_{\text{з}}a_2M_2 + I_{\text{к.о}}M_3 \quad (6.11)$$

Коэффициенты умножения носителей  $M_1$ ,  $M_2$ ,  $M_3$  для всех напряжений (вплоть до предпробивных) равны единице. В предпробивной области они возрастают по степенному закону [384].

Из рис. 6.8 видно, что  $I_{\text{з}}$  и  $I_{\text{д}}$  равны общему току в цепи  $I$ . Тогда выражение (6.11) можно переписать в виде

$$I = \frac{M_3 I_{\text{к.о}}}{1 - (M_1 a_1 + M_2 a_2)} \quad (6.12)$$

При  $M_1 a_1 + M_2 a_2 = 1$   $I = \infty$  и  $R_d = 0$ , т. е. имеет место изменение знака производной  $dU/dI$ , или переход от области положительных сопротивлений структуры к области отрицательных сопротивлений.

Выражение  $M_1 a_1 + M_2 a_2 = 1$  является условием переключения  $p-n-p-n$ -структуры из закрытого состояния в открытое [385]. В тиристорах напряжение переключения в отсутствие тока управления всегда меньше величины, при которой начинается лавинное размножение носителей. Поэтому условие переключения можно записать как  $a_1 + a_2 = 1$ . Следовательно, на ВАХ тиристоров можно выделить три области: прямого закрытого состояния ( $a_1 + a_2 < 1$ ), отрицательного сопротивления ( $a_1 + a_2 \approx 1$ ), включенного состояния ( $a_1 + a_2 \geq 1$ ).

Коэффициенты  $a_1$  и  $a_2$  при небольших плотностях тока через переходы [239] определяются эффективностью эмиттера  $\gamma$ , зависящей от величины приложенного напряжения. На этом принципе основано использование электрода для управления величиной напряжения переключения и облегчения включения структуры в открытое состояние. С использованием управляющего электрода через один из эмиттерных переходов пропускается дополнительный ток, в результате чего коэффициенты  $a_2$  и  $a_1$  увеличиваются до значений, необходимых для выполнения условия переключения. После перехода тиристора в открытое состояние и смещения всех трех переходов в прямом направлении управляющий ток больше никакой роли в поддержании открытого состояния не играет.

Из рассмотренного видно, что в основе механизма работы тиристора лежит токовая зависимость коэффициентов передачи по току  $a_1$  и  $a_2$ . Эти коэффициенты обусловлены временем жизни неосновных НЗ, которое, как уже было показано, уменьшается при облучении, обуславливая тем самым деградацию характеристик тиристоров.

**Прямая вольт-амперная характеристика.** ВАХ кремниевого тиристора до и после облучения гамма-квантами  $Co^{60}$  представлены на рис. 6.9 [380].  $p-n-p-n$ -Структура была изготовлена на легированном фосфором Si с удельным сопротивлением 40 Ом·см. Интенсивность гамма-излучения составляла 300 Р/с. До дозы  $8 \cdot 10^5$  Р ВАХ практически не изменяется. Однако при дозе  $1 \cdot 10^6$  Р начинается незначительное увеличение остаточного напряжения, а при дозе  $5 \cdot 10^7$  Р тиристор теряет переключающие свойства. При больших дозах переключение тиристора становится более «мягким». Подобные изменения ВАХ происходят и при облучении тиристоров быстрыми электронами [381] или нейтронами [377—379]. Отмеченные изменения устойчивые, т. е. при комнатной температуре сохраняются длительное время.



Деградация прямой ВАХ при облучении тиристором связана прежде всего с уменьшением времени жизни неосновных НЗ в  $n$ -базе, обуславливающим снижением коэффициента  $a_1$  [378]. Процесс этот начинает проявляться с доз, при которых диффузионная длина неосновных носителей становится значительно меньше толщины  $n$ -базы.  $p$ -База существенно тоньше  $n$ -базы, поэтому радиационные нарушения в ней меньше сказываются на изменениях ВАХ тиристором. Снижение эффективности эмиттеров обуславливает увеличение тока управления, необходимого для переключения тиристора в открытое состояние. Однако при больших дозах облучения даже сильное увеличение тока управления не приводит к переключению прибора вследствие того, что коэффициенты  $a_1$  и  $a_2$  не обеспечивают сохранения условия переключения. В этом случае переключение может произойти только за счет увеличения напряжения на коллекторе до величины, при которой начинается лавинное размножение носителей в среднем переходе и наступает его пробой. Такой тиристор в результате облучения фактически теряет управление; кроме того, у него сильно возрастает остаточное падение напряжения, могущее достигать десятков вольт [377].

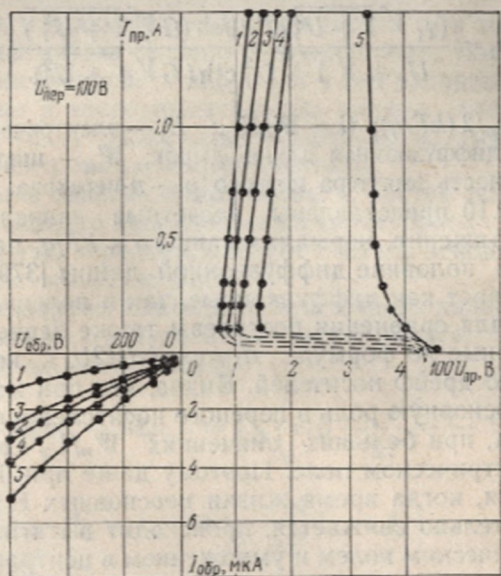


Рис. 6.9. ВАХ тиристорной кремниевой  $p-n-p-n$ -структуры до облучения при  $I_y = 4$  мА (1) и после облучения гамма-квантами  $Co^{60}$  дозами  $1 \cdot 10^6$  Р при  $I_y = 4,3$  мА (2),  $1 \cdot 10^7$  при  $I_y = 4,8$  (3),  $2 \cdot 10^7$  при  $I_y = 5$  (4) и  $5 \cdot 10^7$  Р при  $I_y = 8,5$  мА (5)

Ослабление с ростом дозы облучения зависимости коэффициентов  $a_1$  и  $a_2$  от тока приводит к уменьшению производной  $da/dI$ , что является причиной более «мягкого» характера переключения тиристорной структуры.

Изменения обратного тока при облучении кремниевых тиристоров незначительны и не определяют их радиационной стойкости.

**Коэффициенты передачи тока  $a_1$  и  $a_2$ .** В закрытом состоянии структуры коэффициенты  $a_1$  и  $a_2$  возрастают с увеличением тока главным образом благодаря росту эффективности эмиттеров [379]. При включении напряжение смещения на центральном переходе изменяется с отрицательного на положительное. Так как  $n$ -база легирована слабее, чем  $p$ -база, то изменение напряжения на центральном переходе вызовет заметные изменения эффективной ширины  $n$ -базы и, следовательно, коэффициента  $a_1$ . Скорость возрастания  $a_1$  в  $n$ -базе будет определяться возросшей эффективностью эмиттера, изменением эффективной ширины  $n$ -базы и дополнительным электрическим полем в этой области, обусловленным протеканием тока [379, 386].

В [379] для  $a_1$  получено простое аналитическое выражение

$$a_1 = \frac{(\gamma_1 \sqrt{1 + U_1^2} e^{G U_1}) / \operatorname{sh}(G \sqrt{1 + U_1^2})}{U_1 + \sqrt{1 + U_1^2} \operatorname{cth}(G \sqrt{1 + U_1^2})}, \quad (6.13)$$

где  $U_1 = E_1 L_p / 2 (kT/q)$ ;  $G = W_n / L_p$ ;  $E_1$  — электрическое поле в  $n$ -базе;  $L_p$  — диффузионная длина дырок;  $W_n$  — ширина  $n$ -базы;  $\gamma$  — эффективность эмиттера первого  $p$  —  $n$ -перехода.

На рис. 6.10 представлены расчетные зависимости  $a_1$  от падения напряжения, нормализованного к  $kT/q$ , на участке  $n$ -базы, равном половине диффузионной длины [379]. Формула (6.13) учитывает как диффузионные, так и полевые процессы. На рисунке для сравнения построены также зависимости для  $a_1$ , рассчитанные по формуле  $a_1 = \exp(-G/2U_1)$ , которая учитывает только дрейф носителей. Видно, что при малых значениях  $W_n/L_p$  основную роль в переносе носителей в  $n$ -базе играет диффузия, при больших значениях  $W_n/L_p$  преобладает дрейф в электрическом поле. Поэтому даже при больших дозах облучения, когда время жизни неосновных НЗ в толстой  $n$ -базе значительно снижается, происходит вытягивание носителей электрическим полем и умножением в центральном переходе обеспечивается выполнение условия переключения тиристора. Для тонкой  $p$ -базы, где  $W_p/L_n$  больше единицы, диффузионная модель, не зависящая от поля, является, вероятно, достаточной для определения  $a_2 = \operatorname{sch}(W_p/L_n)$ . Коэффициент  $a_1$  при включении тиристора, когда реализуется высокий уро-



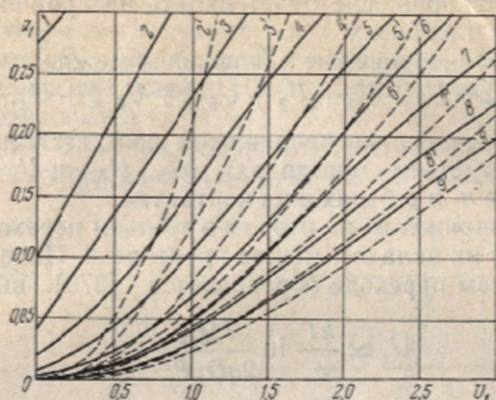


Рис. 6.10. Расчетные зависимости коэффициента  $a_1$  для  $p-n-p-n$ -структуры в случаях диффузионного (сплошные линии) и дрейфового приближений (штриховые линии) при  $W_n/L_p=2$  (1), 3 (2, 2'), 4 (3, 3'), 5 (4, 4'), 6 (5, 5'), 7 (6, 6'), 8 (7, 7'), 9 (8, 8'), 10 (9, 9').  $U_1=E_1L_p/(2kT/q)$

вень инжекции и эффект поля преобладает [379], примерно постоянен.

Заметим, что измерение коэффициента  $a_1$  в толстой слаболегированной  $n$ -базе связано с трудностями, так как подключение внешних устройств нарушает в ней распределение токов.

Расчетные и экспериментальные данные для тиристоров 2N680 [377—379] также свидетельствуют об уменьшении при облучении нейтронами коэффициента  $a_2$ .

**Остаточное падение напряжения.** С ростом дозы облучения остаточное падение напряжения на тиристорной структуре увеличивается, что, вероятно, следует считать основной причиной выхода тиристорov из строя.

Проанализируем изменения остаточного падения напряжения и сравним их с результатами эксперимента.

Из (6.12) можно записать

$$I[1 - (M_1 a_1 + M_2 a_2)] = I_{к2} \left( \exp \frac{-qU_2}{kT} - 1 \right) M_3, \quad (6.14)$$

$$I_{к} = I_{к2} \left( \exp \frac{-qU_2}{kT} - 1 \right),$$

где  $U_2$  — напряжение, приложенное к среднему, обратносмещенному переходу;  $I_{к}$  — обратный ток этого перехода.

Для открытой структуры соблюдается условие  $M_1 a_1 + M_2 a_2 = 1$ . Из (6.14) имеем, что падение напряжения на среднем переходе равно нулю. В действительности оно несколько

больше нуля. Напряжение будет падать на крайних эмиттерных переходах и их базах.

Тогда остаточное падение напряжения можно выразить как

$$U_{\text{ост}} = U_1 + U_2 + U_3 + U_{б.н} + U_{б.р} + U_{к}, \quad (6.15)$$

где  $U_1, U_2, U_3$  — падения напряжения соответственно на первом, втором и третьем переходах;  $U_{б.н}, U_{б.р}$  и  $U_{к}$  — падения напряжения на  $n$ - и  $p$ -базах и на контактах.

Падения напряжения на втором и третьем переходах малые [383], поэтому их вкладом можно пренебречь. Падение напряжения на первом переходе определяется [379] выражением

$$U_1 \approx \frac{kT}{q} \ln \frac{I \mathcal{L}_p}{2qD_p P_n}, \quad (6.16)$$

что справедливо при  $W_n/\mathcal{L}_p \gg 1$  и  $\gamma = 1$ , где  $\mathcal{L}_p$  — диффузионная длина с учетом влияния электрического поля ( $\mathcal{L}_p = L_p \sqrt{2b(b+1)}$ ). Из (6.16) видно, что падение напряжения на первом переходе с ростом дозы облучения снижается. Таким образом, радиационные нарушения в переходах не влияют на увеличение остаточного падения напряжения на тиристоре.

Для открытой тиристорной структуры падение напряжения на сильнолегированной  $p$ -базе по величине мало и им можно пренебречь, а падение напряжения на толстой  $n$ -базе определяется выражением [384]

$$U_{б.н} = \delta \frac{kT}{q} e^{W_n/2 \mathcal{L}_p}, \quad (6.17)$$

где

$$\delta = \frac{4 \operatorname{arctg} \frac{e^{W_n/2 \mathcal{L}_p}}{2.5}}{(b+1)(1 - 2e^{-W_n/\mathcal{L}_p})}$$

Исходя из (6.16) и (6.17), можно записать выражение для плотности тока, при котором падение напряжения на толстой  $n$ -базе начинает превышать напряжение на переходах:

$$J = (2qD_p P_n / \mathcal{L}_p) e^{[\delta \exp(W_n/2 \mathcal{L}_p)]}. \quad (6.18)$$

На основании (2.9) и (6.17) в [381] получено выражение для изменения остаточного падения напряжения на тиристоре в функции интегрального потока облучения:

$$U_{\text{ост}} = U_0 + \delta(\Phi) \frac{kT}{q} \exp \frac{W_n \sqrt{(b+1)/2b}}{2 \sqrt{\frac{L_{p0}^2 D_p K_1}{D_p K_1 + L_{p0}^2 \Phi}}}, \quad (6.19)$$



где  $U_0 = U_1 + U_n$  мало изменяется при облучении;  $\delta(\Phi)$  слабо зависит от облучения, например  $\delta \approx 1,4 - 1,88$  при  $\Phi = 1 \cdot 10^{12} - 1 \cdot 10^{15}$  э/см<sup>2</sup> ( $E_0 = 25$  МэВ);  $W_n = 100$  мкм [381];  $L_{p0}$  — диффузионная длина неосновных НЗ в  $n$ -базе до облучения;  $b$  — отношение подвижностей.

Изменения  $U_{ост}$  при облучении гамма-квантами  $Co^{60}$   $p-n-p$  структур на  $n$ -Si с  $\rho = 40$  Ом·см приводятся в [381],

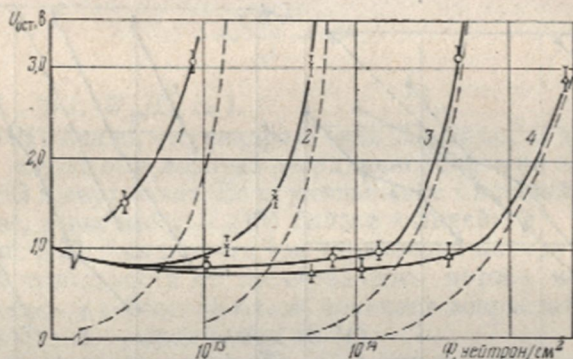


Рис. 6.11. Изменения остаточного падения напряжения ( $I = 500$  мА) на тиристорах 2N1765 (1), 3S2001 (WB) (2), ZB1001 (WB) (3) и ZB1001 (NB) (4) и на их  $n$ -базах (расчет) при толщине базы соответственно 100, 50, 20 и 15 мкм в зависимости от интегрального потока нейтронов с  $E \geq 10$  кэВ (сплошные кривые — эксперимент, штриховые — расчет)

где отмечается хорошее совпадение результатов расчета по формуле (6.19) и эксперимента.

Из (6.19) видно, что чем меньше отношение  $W_n/L_p$ , тем большие дозы облучения выдерживает тиристор. Следовательно, тиристоры с тонкой  $n$ -базой, а также с медленно изменяющейся при облучении диффузионной длиной неосновных НЗ должны обладать повышенной радиационной стойкостью.

Влияние толщины  $n$ -базы на радиационное изменение остаточного падения напряжения на тиристорах разных типов при облучении нейтронами иллюстрирует рис. 6.11. На рисунке нанесены также расчетные изменения падения напряжения на  $n$ -базах тиристоров при облучении. При расчетах по (6.19) использовалось  $K_1 = 10^6$  с·нейтрон/см<sup>2</sup>.

Остаточное падение напряжения на тиристоре ZB1001 (NB) с толщиной базы 15 мкм почти не зависит от интегрального потока нейтронов вплоть до  $10^{14}$  см<sup>-2</sup>, в то время как у тиристора 2N1765 с толщиной базы 100 мкм  $U_{ост}$  заметно возрастает при  $\Phi < 10^{13}$  см<sup>-2</sup>.

Приведенные результаты свидетельствуют о том, что чем тоньше база, тем выше радиационная стойкость тиристора.

**Токи выключения и управления.** Ток выключения есть минимальный протекающий через структуру ток, при котором тиристор удерживается в открытом состоянии. При незначительном снижении этого тока тиристорная структура выключается, так как не выполняется условие  $a_1 + a_2 \approx 1$ .

Когда отношение ширины базы к диффузионной длине становится значительно больше единицы и реализуется чисто

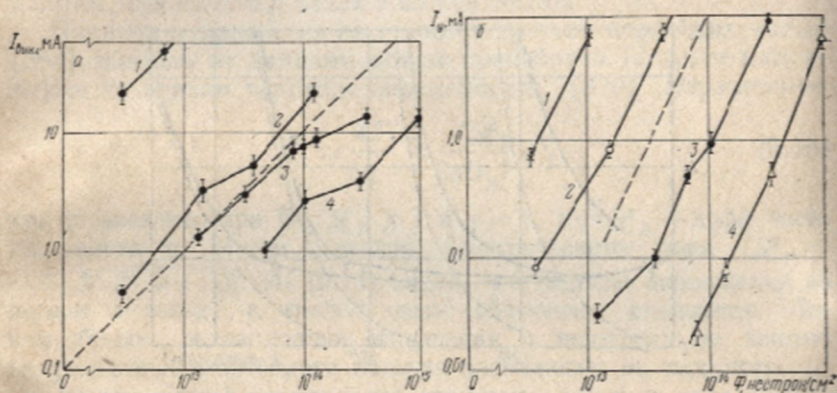


Рис. 6.12. Изменения токов выключения (а) и управления (б) тиристоров типов 2N1765 (1), 3S2001 (WB) (2), ZB1001 (WB) (3) и ZB1001 (NB) (4) с толщиной *n*-базы соответственно 100, 50, 20 и 15 мкм в результате облучения нейтронами с  $E \geq 10$  кэВ (сплошные кривые — эксперимент, штриховые — расчет)

дрейфовая модель переноса носителей, приближенное выражение для тока выключения имеет вид [379]

$$I_{\text{выкл}} \approx qD_n N_D \frac{W_n}{L_p^2} \frac{1}{\ln[1/(1-a_2)]} \sim \frac{1}{\tau} \sim \Phi. \quad (6.20)$$

Выражение (6.20) указывает на линейную зависимость тока выключения от интегрального потока облучения. Из рис. 6.12, а [379] видно, что ток выключения изменяется примерно линейно с ростом потока нейтронов. У тиристоров с толстой базой ток выключения больше, что согласуется с выражением (6.20). В [379] отмечается, что плотность тока выключения при больших отношениях  $W/L$  в локальных точках структуры может быть аномально высокой ( $\sim 160$  А/см<sup>2</sup>) при средней плотности  $\sim 3-4$  А/см<sup>2</sup>. Локализация тока при больших отношениях  $W/L$  наблюдалась также в  $p-i-n$ -диодах [387].

Ток управления обеспечивает переключение тиристора из закрытого состояния в открытое. С ростом интегрального потока облучения он увеличивается. Это связано с тем, что при об-



лучении коэффициенты  $a_1$  и  $a_2$  уменьшаются. Уменьшение  $a_1$  и  $a_2$  можно компенсировать увеличением тока управления, сохранив таким образом условие переключения структуры  $a_1 + a_2 = 1$ . Оценочное выражение для тока управления имеет вид [379]

$$I_y \approx \frac{qD_n N_D}{2} \left( \frac{W_n}{L_p^2} \right) \left( \frac{W_p}{L_n^2} \right)^2 \frac{1}{\ln \{1 + [2/(W_p/L_n)^2]\}} \sim \frac{1}{\tau^2} \sim \Phi^2, \quad (6.21)$$

где  $W_n/L_p \gg 1$ ;  $W_p/L_n \approx 1$ .

Из (6.21) видно, что квадратичная зависимость тока управления от потока обусловлена деградацией времени жизни неосновных НЗ в двух базах. Если уменьшение  $\tau$  в одной из них более резкое, зависимость  $I_y(\Phi)$  близка к линейной.

Из рис. 6.12, б видно, что ток управления находится в квадратичной зависимости от интегрального потока нейтронов и для тиристоров с толстой базой начинает возрастать раньше, что согласуется с выражением (6.21).

**Напряжение переключения.** Для данного тока управления напряжение переключения тиристора с сильно легированными базами относительно нечувствительно к облучению, но медленно возрастает, когда концентрация основных носителей в базах существенно снижается [379, 382]. Для тиристора с тонкой, сравнительно высокосмной базой напряжение переключения при облучении возрастает в результате снижения концентрации основных НЗ. Однако при сравнительно высоких интегральных потоках облучения, когда может происходить смыкание слаболегированной  $n$ -базы с эмиттером вследствие уменьшения ее эффективной толщины, напряжение переключения уменьшается.

### § 6.5. ВЛИЯНИЕ ОБЛУЧЕНИЯ НА ВРЕМЯ ВКЛЮЧЕНИЯ И ВЫКЛЮЧЕНИЯ ТИРИСТОРОВ

Эффективность работы тиристора в качестве ключа определяется скоростью его переключения и характеризуется временами включения и выключения. Известно, что время выключения на порядок величины больше времени включения [388], следовательно, именно оно определяет скорость переключения тиристора. Время выключения зависит от избыточного заряда в толстой  $n$ -базе и времени его рассасывания. Изменение избыточного заряда во времени можно представить [383] как

$$Q_n(t) = Q_n(0) e^{-t/\tau_p}. \quad (6.22)$$

Здесь  $Q_n(0)$  — избыточный заряд в  $n$ -базе.

Исходя из (6.22), получаем выражение для времени выключения

$$t_{\text{выкл}} = \tau_p \ln \frac{Q_n(0)}{Q_n(\text{гр})}, \quad (6.23)$$

где  $Q_n(\text{гр})$  — величина заряда в  $n$ -базе, при которой тиристор выключается.

Радиационные дефекты, являясь эффективными центрами рекомбинации, снижают  $\tau_p$ , что должно приводить к уменьше-

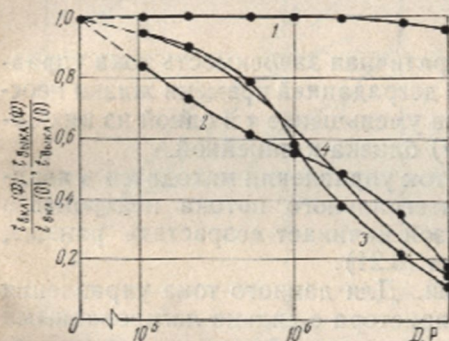


Рис. 6.13. Влияние облучения гамма-квантами  $\text{Co}^{60}$  на время включения тиристора (1), время их выключения при температурах облучения 293 (2) и 523 К (3) и расчетное время выключения при  $T_{\text{обл}} = 293$  К (4)

нию времени выключения тиристора. С учетом изменения  $\tau_p$  при облучении выражение (6.23) принимает [380] вид

$$t_{\text{выкл}} = \frac{\tau_{p0} K_1}{K_1 + \Phi \tau_{p0}} \ln \frac{Q_n(0)}{Q_n(\text{гр})}. \quad (6.24)$$

Величины  $Q_n(0)$  и  $Q_n(\text{гр})$  изменяются при облучении медленнее, чем  $\tau_p$ , поэтому логарифм их отношения практически не влияет на  $t_{\text{выкл}}$ .

Таким образом, изменение  $t_{\text{выкл}}$  определяется главным образом величиной интегрального потока облучения и начальным временем жизни неосновных носителей в  $n$ -базе.

Экспериментальные результаты исследования влияния облучения гамма-квантами  $\text{Co}^{60}$  при температурах 293 и 523 К на время включения и выключения тиристорной структуры представлены на рис. 6.13 [380].

Структура была изготовлена на легированном фосфором Si с удельным сопротивлением 40 Ом·см. Кремний содержал кислород в концентрации  $\sim 5 \cdot 10^{-17}$  см $^{-3}$ . Как видно из рисунка, с ростом дозы облучения  $t_{\text{выкл}}$  уменьшается. Заметим, что при дозе  $1 \cdot 10^6 \text{P}$   $t_{\text{выкл}}$  уменьшается примерно в 2 раза, тогда как ВАХ практически не изменяется (рис. 6.9). На рис. 6.13



нанесена также кривая зависимости времени выключения от дозы облучения, рассчитанная по формуле

$$t_{\text{выкл}}(\Phi)/t_{\text{выкл}}(0) = K_1/(K_1 + \Phi\tau_{p0}). \quad (6.25)$$

При расчетах использовалось экспериментально определенное для  $n$ -Si с  $\rho=40$  Ом·см значение  $K_1=15$  Р·с/см<sup>2</sup>. На начальном этапе облучения расчетная зависимость идет несколько выше, чем экспериментальная, подтверждая, что при малых дозах облучения на уменьшение времени жизни неосновных НЗ и, следовательно, на  $t_{\text{выкл}}$  оказывают влияние поверхностные процессы, которые не учитываются формулой (6.25). С ростом дозы облучения поверхностные процессы приходят в насыщение [362], что обуславливает лучшее совпадение расчетной и экспериментальной зависимостей. При повышенной температуре облучения (523 К) поверхностные радиационные нарушения отжигаются, а объемные сохраняются, поэтому во всем диапазоне доз облучения наблюдается хорошее совпадение расчетных и экспериментальных кривых. Время включения тиристорной структуры, как и следовало ожидать, слабо зависит от дозы облучения, так как его составляющие (собственное время задержки, время накопления критического заряда, время лавинного нарастания тока через тиристор, время установления стационарного состояния) почти не зависят от облучения.

Как показано в [382], у тириستоров, изготовленных на Si с различным содержанием кислорода, зависимость времени выключения от дозы облучения одинаковая. Это обусловлено тем, что в процессе изготовления структуры наряду с диффузией бора и фосфора происходит диффузия кислорода. Поэтому во всех тиристорах практически одинакова концентрация кислорода, а следовательно, и концентрация центров рекомбинации (А-центров) [380]. Восстановление времени выключения в результате отжига происходит при температурах около 673 К. Это свидетельствует о том, что основную роль в рекомбинации играют не Е-центры [389], а более термостабильные А-центры [390].

Термостабильность радиационных дефектов, эффективно снижающих время выключения тиристоров, можно использовать для его снижения вместо применяющегося для этих целей легирования золотом [382, 391].

Одна из особенностей тиристоров — возможность их самовключения при воздействии радиации. Поэтому при проектировании схем с использованием тиристоров необходимо предусматривать возможность предотвращения паразитных включений во время импульса или быстрого выключение их. Одна из таких схем приводится в [392].

ВЛИЯНИЕ РАДИАЦИИ  
НА МДП-ТРАНЗИСТОРЫ§ 7.1. ОБРАЗОВАНИЕ ОБЪЕМНОГО ЗАРЯДА  
В ДИЭЛЕКТРИКЕ

Воздействие ядерных излучений на МДП-транзисторы приводит к значительному ухудшению их характеристик, обусловленному главным образом процессами в диэлектрике и на границах раздела диэлектрика с полупроводником и металлом [393]. В связи с этим весьма важно исследование процессов образования при облучении объемного заряда (ОЗ) в диэлектрике, чему посвящено большое количество работ [393—428].

При облучении в МДП-структуры вводится ОЗ, который в большинстве случаев является положительным и с увеличением дозы возрастает (рис. 7.1, а). Объемный заряд приводит к смещению  $C-U$ -характеристик МДП-структур (рис. 7.1, б) и зависит от величины и знака напряжения смещения, приложенного к структуре во время облучения, дозы и вида ионизирующей радиации, температуры облучения, типа диэлектрика и технологии его изготовления (табл. 7.1).

Модели образования ОЗ в диэлектрике основываются на том, что существующие в нем ловушки, обусловленные свободными связями или примесными атомами, при облучении заряжаются положительно [393, 400, 409, 422, 427], а генерация электронно-дырочных пар излучением происходит равномерно в объеме диэлектрика (рис. 7.2, 7.3).

Рассмотрим МДП-структуру на кремнии, в которой диэлектриком является  $\text{SiO}_2$ .

Поскольку к структуре приложена разность потенциалов  $U_g$ , электронно-дырочные пары разделяются полем. Дырки захватываются ловушками, причем наибольшая скорость захвата имеет место у границы  $\text{Si}-\text{SiO}_2$ , электроны дрейфуют к положительному металлическому электроду и удаляются из окисла. Часть пар успевает рекомбинировать. Гудмен [428] показал, что произведение подвижности на время жизни ( $\mu\tau$ ) для дырок в  $\text{SiO}_2$  примерно на порядок меньше, чем для электронов. Электроны из кремния не в состоянии поступать в окисел из-за большого потенциального барьера на границе раздела  $\text{Si}-\text{SiO}_2$ .



Таким образом, при облучении у границы Si—SiO<sub>2</sub> накапливается положительный ОЗ. Если к затвору структуры приложено отрицательное смещение, положительный ОЗ накапливается у границы металл — окисел.

По мере накопления положительного ОЗ у границы Si — SiO<sub>2</sub> разность потенциалов между ним и положительным электродом уменьшается. Когда она снижается до нуля, накопление ОЗ прекращается. Чтобы оно продолжалось, нужно увели-

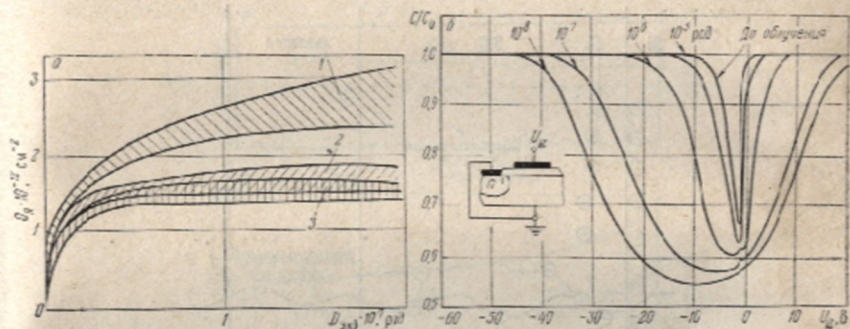


Рис. 7.1. Введение радиационного заряда  $Q_R$  в окисел SiO<sub>2</sub> (а) при облучении нейтронами (1), рентгеновскими лучами (2) и электронами (3) и изменение  $C-U$ -характеристики МОП-структуры (б) после облучения электронами с  $E=20$  кэВ при нулевом смещении

чить напряжение смещения  $U_g$ . Радиационный объемный заряд  $Q_R$  индуцирует отрицательный заряд в кремнии и в металлическом затворе. После прекращения облучения и закорачивания электродов результирующий заряд на поверхности

Таблица 7.1

Свойства диэлектриков, используемых в МДП-структурах [394, 395]

Свойства	Тип диэлектрика		
	SiO <sub>2</sub> (термическое окисление)	Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> (пиролитическое разложение)	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (плазменное анодирование)
Диэлектрическая проницаемость $\epsilon$	3,8—4,5	6—12	8—10
Диэлектрическая прочность $E$ , В/см	(2—10) · 10 <sup>6</sup>	(6—10) · 10 <sup>6</sup>	(2—6) · 10 <sup>6</sup>
Удельное сопротивление $\rho$ , Ом · см	10 <sup>16</sup>	10 <sup>13</sup> —10 <sup>15</sup>	10 <sup>11</sup> —10 <sup>12</sup>
Плотность, г/см <sup>3</sup>	2,1—2,2	2,8—2,9	3,3—3,9
Ширина запрещенной зоны $E_g$ , эВ	8,1	5	7,5

кремния  $Q_s$  и на металлическом затворе  $Q_m$  отрицателен и по величине равен  $Q_R$ :

$$Q_R = -(Q_s + Q_m). \quad (7.1)$$

Схема энергетических зон диэлектрика при однородном распределении одноуровневых ловушек в соответствии с этой моделью [422] представлена на рис. 7.3. Предполагается, что ловушки локализованы по энергии при потенциале  $U_2$ , отсчи-

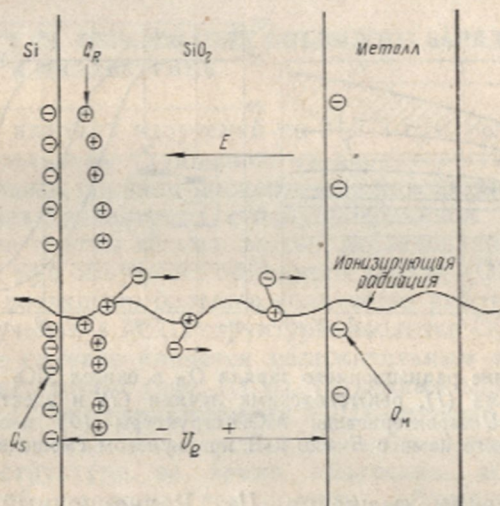


Рис. 7.2. Схема разделения электронно-дырочных пар, возникающих в окисле МОП-структуры под действием ионизирующей радиации

танном ниже положения уровня Ферми в металле. Уровни дырочных ловушек лежат ниже уровня Ферми в окисле, в противном случае они заняты дырками и действуют как ловушки электронов. Это предположение подтверждено экспериментально, так как в необлученных пленках  $\text{SiO}_2$  не наблюдается заметного захвата электронов [429—433]. Поскольку ловушки локализованы на одном энергетическом уровне, плотность ОЗ после облучения на расстоянии  $d$  от границы  $\text{SiO}_2$ — $\text{Si}$  постоянна. В [393] получено выражение для ширины области ОЗ

$$d = \sqrt{2\epsilon_{\text{ок}}\epsilon_0 U_1 / qN_t}, \quad (7.2)$$

где  $U_1$  — падение напряжения на области ОЗ (см. рис. 7.3);  $\epsilon_{\text{ок}}$  и  $\epsilon_0$  — диэлектрические постоянные окисла и воздуха;  $N_t$  — плотность ловушек внутри окисла.



Величину ОЗ в окисле с учетом (7.2) можно определить как

$$Q_R = qN_t d = \frac{\epsilon_{\text{ок}} \epsilon_0}{d/2} U_1 = \sqrt{2\epsilon_{\text{ок}} \epsilon_0 q N_t U_1}. \quad (7.3)$$

Рассмотренная модель объясняет, почему при положительном смещении на затворе основной заряд индуцируется в полупроводнике и величина его насыщается с ростом дозы. Кро-

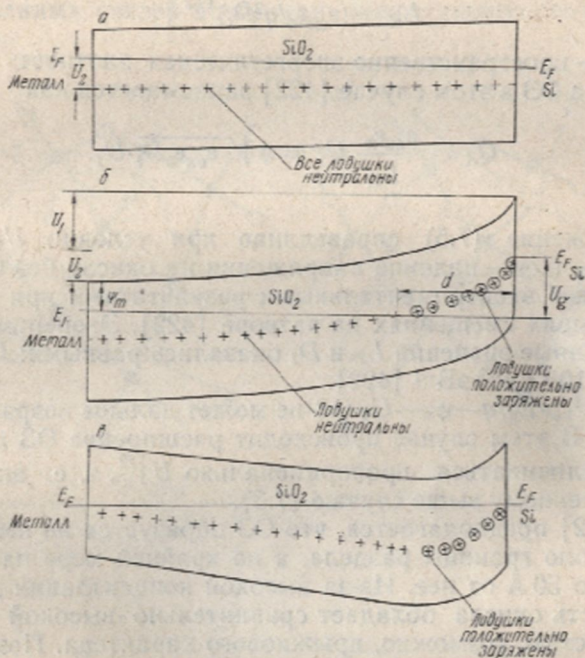


Рис. 7.3. Схема энергетических зон диэлектрика при однородном пространственном и энергетическом распределении ловушек в окисле ( $U_g=0$ ) до (а), во время облучения при  $U_g=4$  В (б) и после облучения при  $U_g=0$  (в)

ме того, вычисленная по (7.3) плотность ловушек ( $N_t \approx 1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) хорошо согласуется с данными, полученными при исследовании оптического поглощения в плавленом кварце [422].

При облучении МОП-структур рентгеновскими лучами [434] зависимость  $Q_R = f(U_1)$  (7.3) также получила экспериментальное подтверждение. Однако в [422, 435] при облучении окисной пленки низкоэнергетическими (20 кэВ) электронами наблюдалась почти линейная зависимость  $Q_R$  от  $U_1$ , что не согласуется с (7.3).

Несколько видоизмененный вариант модели накопления ОЗ, в соответствии с которым в запрещенной зоне ловушки равномерно распределены по энергиям, предложен в [422]. Решение уравнения Пуассона для этого случая приводит к выводу, что как электростатический потенциал, так и плотность заряда экспоненциально спадают от границы  $\text{SiO}_2 - \text{Si}$  в глубь области ОЗ. Характеристическая длина спада при этом не зависит от напряжения и определяется выражением

$$L_R = (\epsilon_{\text{ок}} \epsilon_0 / q^2 D_t)^{1/2}, \quad (7.4)$$

где  $D_t$  — пространственно-энергетическая плотность ловушек. Величина ОЗ в этом случае [422] записывается как

$$Q_R = \frac{\epsilon_{\text{ок}} \epsilon_0}{L_R} U_1 = q \sqrt{\epsilon_{\text{ок}} \epsilon_0 D_t} \cdot U_1. \quad (7.5)$$

Выражение (7.5) справедливо при условии  $U_1 < E_g/q - \psi_m - U_2$  ( $U_2$  — падение напряжения на окисле без ОЗ) и согласуется с экспериментальными результатами при не слишком больших смещениях на затворе [422]. Экспериментально определенные значения  $L_R$  и  $D_t$  оказались равными:  $L_R \approx 300 \text{ \AA}$  и  $D_t \approx 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3} \text{ эВ}^{-1}$  [422].

При  $U_1 > E_g/q - \psi_m - U_2$  ОЗ не может дальше возрастать как  $Q_R \sim U_1$ . В этом случае происходит расширение ОЗ и  $Q_R$  должна увеличиваться пропорционально  $U_1^{1/2}$ , т. е. аналогично рассмотренному выше случаю (7.3).

В [422] предполагается, что ОЗ образуется не непосредственно около границы раздела, а по крайней мере на расстоянии около  $50 \text{ \AA}$  от нее. Из-за высокой концентрации дефектов эта область окисла обладает сравнительно высокой электропроводностью, возможно, прыжкового характера. Поэтому поступающие в нее из полупроводника электроны нейтрализуют заряд захваченных дырок.

Концентрация ловушек в окисле, согласно рассмотренной модели, должна быть  $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$  [410]. В окислах же, выращенных по козейшей технологии, она на несколько порядков меньше. Это, однако, не приводит к эквивалентному снижению влияния радиации. Поэтому в [410] предложена модель, согласно которой накопление ОЗ при облучении не зависит от концентрации технологических примесей и свободных связей. Сущность модели сводится к следующему. Известно, что в окисле имеется большое количество областей с деформированными связями  $\text{Si} - \text{O}$  (рис. 7.4), возникающих под действием термических процессов роста, несоответствия параметров решетки  $\text{SiO}_2$  и  $\text{Si}$  или из-за наличия примесей. Под воздействием ионизирующего излучения происходит разрыв деформи-



рованных связей. Возникающие при облучении электроны уходят из окисла или рекомбинируют с дырками, захваченными разрушенными кислородными связями, тогда как более подвижные дырки захватываются деформированными связями.

В соответствии с моделью [410] быстрые нейтроны могут вызывать смещение атомов в узлах окисной пленки и обуславливать появление деформированных связей. Наличие гидроксильной группы  $\text{OH}^-$  уменьшает наведенный радиацией заряд, так как наличие радикалов  $\text{OH}^-$  уменьшает число деформированных связей введением нестиковых групп  $\text{OH}$ ,

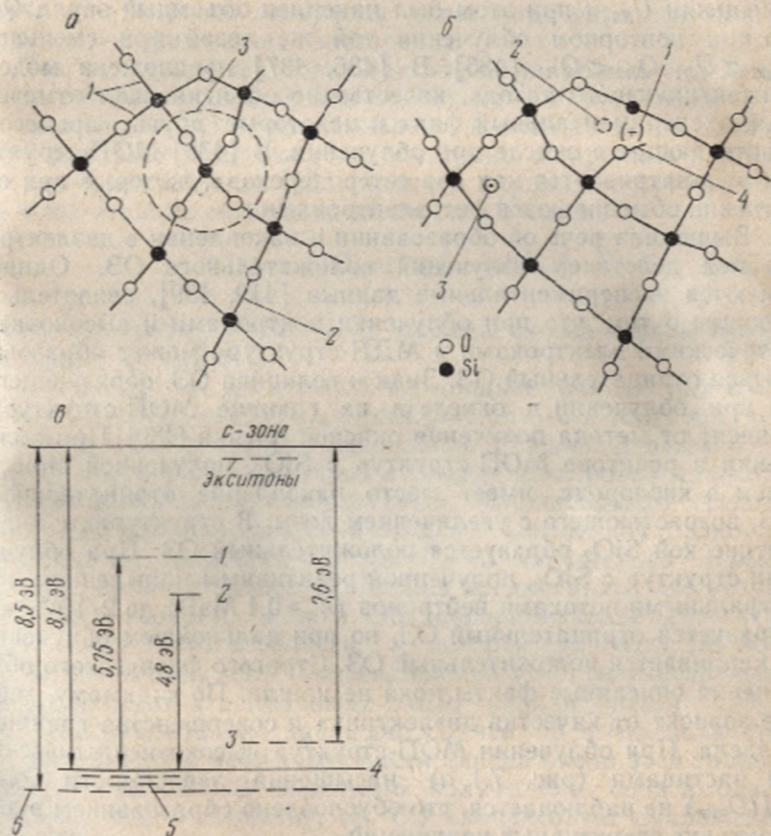


Рис. 7.4. Схема деформированных связей и энергетических уровней в  $\text{SiO}_2$ :

а—структура до облучения (1—нормальная связь, 2—деформированная связь, 3—разупорядоченная область, содержащая деформированные связи с ненормальными углами); б—структура при облучении (1—захваченная дырка, 2—ослабленная связь Si, нейтральный центр, акцептор, 3—свободный электрон, 4—ослабленная локализованная связь кислорода, донор); в—зона энергетическая диаграмма облученного  $\text{SiO}_2$  (1—ослабленная O-связь, донор, 2—ослабленная OH-связь, донор, 3—ослабленная Si-связь, акцептор, 4—валентная зона  $\text{SiO}_2$ , 5—область ослабленных Si—O-связей, 6—валентная зона кварца)

которые связываются с  $O \equiv Si$ , заменяя деформированные связи. При облучении происходит разрыв  $Si-OH$ - или  $SiO-OH$ -связей и формирование локализованных  $OH$ - или  $Si-O$ -связей, обуславливающих появление донорного уровня с энергией  $E_V + 4,8$  эВ (рис. 7.3, *в*). Ион кислорода со свободной связью дает энергетический уровень  $E_V + 5,75$  эВ. Атом кислорода, связанный с атомом примеси, дает энергетический уровень  $E_V + 5,7$  эВ. При этом такие примеси, как натрий, ускоряют образование деформированных связей в окисле.

Однако рассмотренные модели не могут объяснить, например, почему в случае если МОП-структура облучалась при смещении  $U_{g1}$  и при этом был накоплен объемный заряд  $Q_{R1}$ , то при повторном облучении той же дозой при смещении  $U_{g2} < U_{g1}$   $Q_{R2} < Q_{R1}$  [436]. В [436, 437] предложена модель инжектирующего катода, качественно объясняющая отмеченный экспериментальный факт и некоторые другие процессы, протекающие в окисле при облучении. В [438] МОП-структура рассматривается как два гетероперехода, которые при облучении обмениваются фотоэлектронами.

Выше шла речь об образовании и накоплении в диэлектрике под действием излучений положительного ОЗ. Однако имеются экспериментальные данные [419, 439], свидетельствующие о том, что при облучении нейтронами и высокоэнергетическими электронами в МДП-структуре может образовываться отрицательный ОЗ. Знак и величина ОЗ, образующегося при облучении в окисле и на границе МОП-структуры, зависят от метода получения окисной пленки [439]. При облучении в реакторе МОП-структур с  $SiO_2$ , полученной окислением в кислороде, имеет место накопление отрицательного ОЗ, возрастающего с увеличением дозы. В структурах с пиролитической  $SiO_2$  образуется положительный ОЗ. При облучении структур с  $SiO_2$ , полученной реактивным напылением, интегральными потоками нейтронов ( $E \geq 0,1$  МэВ) до  $2 \cdot 10^{13}$  см<sup>-2</sup> образуется отрицательный ОЗ, но при дальнейшем облучении накапливается положительный ОЗ. Строгого физического объяснения описанные факты пока не нашли. По-видимому, многое зависит от качества диэлектрика и совершенства границы раздела. При облучении МОП-структур высокоэнергетическими частицами (рис. 7.1, *а*) насыщения зависимости  $Q_R = f(D_{экр})$  не наблюдается, что обусловлено образованием в диэлектрике структурных нарушений.

Для оценки радиационных изменений порогового напряжения МДП-структур представляет интерес получение аналитической зависимости, связывающей накопление ОЗ в диэлектрике с дозой облучения. Такая зависимость для МОП-структур с  $SiO_2$  получена Митчелом [423]. Он, как и в [427], предположил, что в основе образования ОЗ лежит ионизационный



механизм. Излучение генерирует электронно-дырочные пары, равномерно распределенные по всей толщине окисла (рис. 7.2). Поскольку произведение подвижности на время жизни для дырок в  $\text{SiO}_2$  примерно на порядок меньше, чем для электронов [428], градиент концентрации устанавливается только для электронов. Концентрация свободных электронов в любой точке окисла определяется уравнением

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \left( g - \frac{n}{\tau} \right) + \frac{n\mu\partial E}{\partial x} + \frac{D\partial^2 n}{\partial x^2}. \quad (7.6)$$

Здесь  $g$  — скорость генерации электронно-дырочных пар в окисле;  $\tau$  — время жизни электронов.

Так как напряженность электрического поля в окисле велика, диффузионным членом в (7.6) можно пренебречь.

Считая, что ОЗ не накапливается и, следовательно,  $E$  остается постоянным, а также что электроны из кремния в окисел не поступают, Митчел [423] получил выражение для градиента концентрации свободных электронов в окисле

$$n(x) = g\tau [1 - \exp(-ax/X_0)], \quad (7.7)$$

где  $a = (X_0^2/\mu\tau) U_g$  — отношение толщины окисла к длине пробега электронов за время  $\tau$ .

Распределение электронов по толщине окисла для  $a=10$  представлено на рис. 7.5, а. При  $U_g=0$   $a=\infty$  и тогда  $n(x) = g\tau$  по всему окислу. Однако накопление ОЗ наблюдается и при  $U_g=0$ , что, вероятно, связано с уходом электронов из окисла под действием электрического поля, обусловленного технологическими неоднородностями окисла и контактной разностью потенциалов. Величина ОЗ при  $U_g=0$  значительно меньше, чем при наличии смещения. Можно предполагать, что результирующая скорость захвата ОЗ пропорциональна  $g\tau - n(x)$ , т. е. захват дырок в области, в которой  $g\tau = n(x)$ , не имеет места. Поскольку  $n(x)$  минимально при  $x=0$ , результирующая скорость захвата наибольшая около границы раздела  $\text{SiO}_2 - \text{Si}$ . Экспериментально наблюдалось, что ОЗ почти полностью накапливается в небольшой части окисла около этой границы [434]. С ростом ОЗ, вводимого облучением, поле в окисле уменьшается. Это значит, что ОЗ компенсирует приложенное к МОП-структуре напряжение. Пространственно-временное распределение захваченных в окисле дырок  $P(x, t)$  наибольшее при  $x=0$  и равно нулю при  $x=d$  (рис. 7.5, б).

Выражения для величины введенного в окисел ОЗ и зарядов, индуцированных им в полупроводнике и металле, имеют вид [423]

$$Q_R(t) = q \int_0^d P(x, t) dx, \quad (7.8)$$

$$Q_s(t) = -q \int_0^d \frac{X_0 - x}{X_0} P(x, t) dx, \quad (7.9)$$

$$Q_M(t) = -q \int_0^d \frac{x}{X_0} P(x, t) dx. \quad (7.10)$$

Митчел [423] получил выражение для пространственно-временной функции в виде

$$P(x, t) = \frac{U_g \varepsilon_{ок} \varepsilon_0}{q} \frac{m(x)}{x} \left[ 1 - \exp\left( \frac{-q \mu \tau x g t}{\varepsilon_{ок} \varepsilon_0 X_0} \right) \right], \quad (7.11)$$

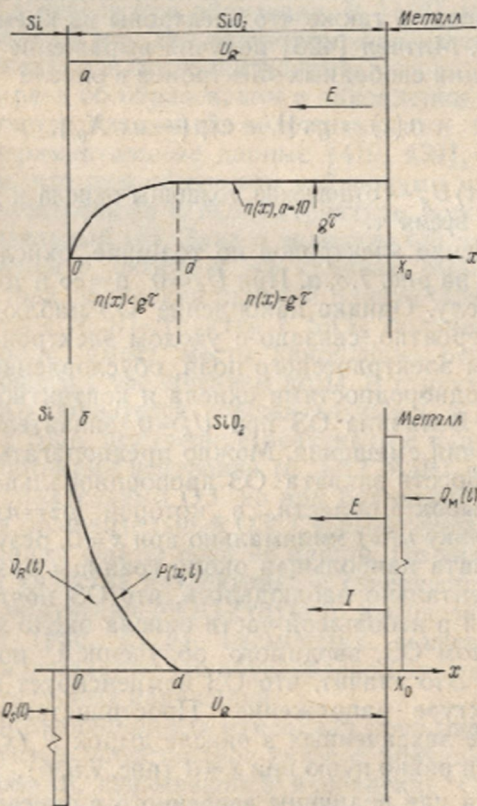


Рис. 7.5. Распределение электронов по толщине окисла (а) и зарядов в МОП-структуре (б)



где  $m(x)$  подчиняется условию

$$\int_0^d m(x) dx = 1. \quad (7.12)$$

Сдвиг  $C-U$ -характеристики МОП-структуры (при  $U_g \gg 0$ ), обусловленный индуцированным в полупроводник зарядом  $Q_s(t)$ , можно записать в виде

$$\Delta U_+(t) = \frac{Q_s(t)}{C_{\text{ок}}} = \frac{-qX_0}{\epsilon_{\text{ок}}\epsilon_0} \int_0^d \frac{X_0 - x}{X_0} P(x, t) dx. \quad (7.13)$$

Подставляя в (7.13) выражение (7.11), получаем

$$\Delta U_+(t) = -U_g \int_0^d (X_0 - x) \frac{m(x)}{x} \left[ 1 - \exp\left(\frac{-q\mu\tau xgt}{\epsilon_{\text{ок}}\epsilon_0 X_0}\right) \right] dx. \quad (7.14)$$

Поскольку скорость генерации  $g$  находится в произведении  $gt$ , то  $\Delta U_+(t)$  не должно зависеть от мощности дозы. Из выражения (7.14) видно также, что  $\Delta U_+(t)$  насыщается при больших  $t$ :

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \Delta U_+(t) = \Delta U_{+(\text{нас})} = -U_g \left[ X_0 \int_0^d \frac{m(x)}{x} dx - 1 \right]. \quad (7.15)$$

При этом считается, что ОЗ определяется захватом дырок. Выражение (7.11) имеет физический смысл, если  $m(x) \geq 0$  для  $0 \leq x \leq d$ . С учетом (7.12) и предположения, что ОЗ существует в виде слоя при  $x = d$ , можно записать

$$\int_0^d \frac{m(x)}{x} dx = \frac{1}{d}. \quad (7.16)$$

Тогда выражение (7.15) принимает вид

$$\Delta U_{+(\text{нас})\text{мин}} = -U_g (X_0/d - 1). \quad (7.17)$$

В более общем случае выражение для предельной величины напряжения сдвига при насыщении можно представить как

$$\Delta U_{+(\text{нас})} = -U_g (nX_0/d - 1), \quad n \geq 1. \quad (7.18)$$

Поскольку из экспериментов известно, что  $X_0 \gg d$ , то  $\Delta U_{+(\text{нас})}$  должно быть значительно больше напряжения смеще-

ния  $U_g$ , приложенного к затвору при облучении, что обычно и имеет место на практике.

Используя те же приемы, но заменив электрод Si на металл, можно записать выражение для сдвига  $C-U$ -характеристики в случае  $U_g < 0$ :

$$\Delta U_-(t) = \frac{Q_x(t)}{C_{ок}} = - \left[ \frac{Q_R(t) + Q_s(t)}{C_{ок}} \right]. \quad (7.19)$$

При насыщении (7.19) имеет вид [423]

$$\Delta U_{-(нас)} = U_g \int_0^d m(x) dx = U_g. \quad (7.20)$$

Выражение (7.20) показывает, что напряжение сдвига при отрицательном смещении не может быть больше напряжения на металлическом электроде и не зависит от распределения ОЗ в окисле.

Митчел предположил, что концентрация захваченных дырок в каждой точке окисла одинаково зависит от времени облучения. Такое предположение позволяет пространственно-временную функцию записать в виде

$$P_i(x, t) = f(x)h(t). \quad (7.21)$$

Кроме того, поскольку при насыщении плотность ОЗ уменьшается экспоненциально в зависимости от расстояния от границы  $SiO_2-Si$  [422], функцию  $f(x)$  можно выразить как

$$f(x) \cong e^{-x/c}, \quad (7.22)$$

где  $c$  — характеристическая длина спада заряда от границы раздела.

С этими допущениями выражения для определения сдвига  $C-U$ -характеристик приобретают простой вид [423]:

при положительном напряжении на металлическом затворе

$$\Delta U_+(D) = -aU_g(1 - e^{-\beta D}), \quad (7.23)$$

при отрицательном смещении на металлическом затворе

$$\Delta U_-(D) = \gamma U_g(1 - e^{-\beta D}), \quad (7.24)$$

где  $D$  — доза радиации в мегарадах;

$$a = (X_0/c - 1); \quad (7.25)$$

$$\beta = 6,7 \cdot 10^{24} \frac{q\mu\tau}{\epsilon_{ок}\epsilon_0} \frac{c}{X_0}, \quad \gamma \simeq 1, \quad X_0 \gg c. \quad (7.26)$$



Рассмотренная теория удовлетворительно согласуется со многими экспериментальными результатами, на чем мы остановимся ниже.

## § 7.2. ОБРАЗОВАНИЕ БЫСТРЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ СОСТОЯНИЙ

Обрыв периодичности потенциала на поверхности кристалла [440] обуславливает появление в запрещенной зоне дополнительных энергетических уровней. Плотность их равна поверхностной плотности атомов с ненасыщенными связями. Для кремния она  $\sim 7,8 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup>. При нанесении на кремний окисной пленки за счет образования связей Si—O плотность поверхностных состояний (ПС) уменьшается до  $\sim 10^{11}$  см<sup>-2</sup>. Обычно имеет место обмен зарядами между зоной проводимости (валентной) полупроводника и состояниями в окисной пленке. Если обмен происходит за время  $\sim 10^{-3}$  с, то ПС называются быстрыми. Расположены они близко к границе раздела между полупроводником и окисной пленкой.

Экспериментально установлено, что при облучении на границе раздела кремний—диэлектрик создаются новые ПС. Образование быстрых ПС объясняются искажениями  $C-U$ -характеристик облученных МОП-приборов [422, 434] (рис. 7.1, б). Такие же искажения могут быть обусловлены и продольно-неоднородным распределением заряда [422]. Быстрые ПС образуются, вероятно, в результате разрыва связей Si—O—Si. Поэтому даже низкоэнергетические ионизирующие излучения, в том числе ультрафиолетовое, способны образовывать быстрые ПС [394]. В результате разрыва связей Si—O—Si на границе раздела SiO<sub>2</sub>—Si образуются ненасыщенные связи трехвалентного кремния и немостикового кислорода, которые, вероятнее всего, действуют как новые ПС [441].

В [413] рассматривается другая модель образования ПС, согласно которой в результате ионизации связей Si—O меняется дальний порядок. В окисной пленке с кислородными вакансиями немостиковые ионы кислорода могут связываться атомами кремния. В свою очередь отдельные мостиковые атомы кислорода становятся немостиковыми, образуя таким образом кислородные вакансии. Подобные перестройки обуславливают возникновение деформации сжатия, приводящей к более плотной упаковке пленки SiO<sub>2</sub>, что наблюдалось экспериментально [413, 442]. В результате окисная пленка сдвигается параллельно к поверхности кремния, что ведет к разрыву многих связей между кремнием и окислом.

К сожалению, рассмотренные модели объясняют не все экспериментальные факты. Например, первая модель [441],

по существу близка к механизму образования ОЗ по разорванной связи [410], не в состоянии объяснить, почему  $Q_R$  устраняется ультрафиолетовым отжигом, а ПС нейтрализуются только термически.

Важную роль в образовании ПС при гамма-облучении играет инжекция вторичных высокоэнергетических электронов в окисел [443]. Эти электроны, взаимодействуя с ослабленными связями на границе раздела Si — SiO<sub>2</sub> или вблизи нее, обуславливают появление новых устойчивых связей, дающих энергетические уровни в запрещенной зоне полупроводника.

Несколько иной механизм образования ПС при гамма-облучении предлагается в [444]. Жесткое излучение взаимодействует с электронами более глубоких оболочек атомов ( $K$  или  $L$ ) и генерирует в объеме полупроводника и диэлектрика горячие дырки и электроны. Захват дырки на локальный уровень напряженной связи вблизи границы, означающий уход электрона, вызывает разрыв электронной связи. Поскольку растягивающие силы удаляют атомы друг от друга, оборванная связь не восстанавливается и обуславливает появление разрешенного уровня в запрещенной зоне.

В [445—447] изучалось изменение спектра ПС при облучении. С использованием методов эффекта поля и шумов в [445] показано, что дозы гамма-облучения до 10<sup>7</sup> рад обуславливают увеличение плотности и сечения захвата ПС, однако энергетический спектр уровней ПС остается неизменным. После облучения МОП-структур электронами с энергией 1 МэВ дозой ~ 2 · 10<sup>5</sup> рад на кривой энергетического спектра появляется максимум вблизи середины запрещенной зоны [446]. При условии, что быстрые ПС равномерно распределены по энергиям вблизи середины запрещенной зоны, в [448] получено выражение, связывающее скорость поверхностной рекомбинации  $s_0$  с плотностью состояний  $D_{s1}$ :

$$s_0 = \frac{1}{2} V \overline{\sigma_{sn} \sigma_{sp}} \cdot v \pi k T D_{s1}, \quad (7.27)$$

где  $\sigma_{sn}$  и  $\sigma_{sp}$  — поперечные сечения захвата соответственно электронов или дырок быстрыми ПС;  $v$  — тепловая скорость носителей заряда.

Для измерения скорости поверхностной рекомбинации  $s_0$  [448] использован  $p-n$ -переход с управляемым затвором (рис. 7.6), на который подавалось запирающее напряжение  $U_R$ . Обратный ток  $I_R$  измерялся как функция смещения на затворе  $U_g$ . При обеднении приповерхностного слоя  $p$ -Si зависимость  $I_R(U_g)$  проходит через максимум, обусловленный генерацией носителей из быстрых ПС [448] и возрастающий с увеличением дозы облучения. При облучении  $p-n$ -структуры



дозой электронов (с энергией 20 кэВ)  $\sim 10^8$  рад наступает насыщение  $I_R$ . Максимум  $I_R$ , равный поверхностной составляющей тока генерации  $I_{ген}$ , непосредственно связан с величиной  $s_0$  выражением [448]

$$I_{ген,с} = qn_i s_0 A_s, \quad (7.28)$$

где  $A_s$  — площадь подложки под затвором.

На рис. 7.6 представлена рассчитанная по формуле (7.28) зависимость скорости поверхностной рекомбинации от погло-

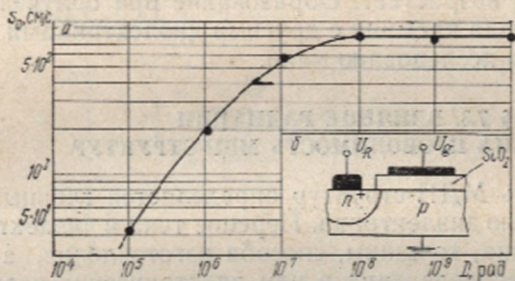


Рис. 7.6. Зависимость скорости поверхностной рекомбинации на обедненной поверхности  $p$ -Si от дозы облучения электронами с  $E=20$  кэВ (а) и схема экспериментального  $n^+$ - $p$ -перехода (б)

щенной дозы облучения. До облучения  $s_0$  равнялось 5 см/с. С ростом дозы облучения  $s_0$  увеличивается и при дозе  $\sim 1 \times 10^8$  рад выходит на насыщение. Увеличение  $s_0$  наблюдается в интервале доз облучения, при которых имеет место искажение  $C-U$ -характеристик. По их искажению в [422] оценена плотность состояний  $D_{s1}$ , на основании которой по формуле (7.27) рассчитано значение  $\sqrt{\sigma_{sn}\sigma_{sp}}$ , оказавшееся в пределах  $10^{-16}$ — $10^{-15}$  см<sup>2</sup>.

Хотя расчет [422] приводит к линейной зависимости между  $D_{s1}$  и  $s_0$ , использование  $C-U$ -характеристик недостаточно для определения свойств ПС [449]. Рассмотренные результаты основаны на прямых измерениях тока  $I_R$  и, следовательно, скорости поверхностной рекомбинации  $s_0$ , а привлечение  $C-U$ -характеристик дает лишь дополнительную информацию.

Влияние некоторых примесей, которыми легировался окисел, на скорость образования ПС при облучении изучалось в [413]. Установлено, что легирование окисла Al или Cr понижает радиационную чувствительность границы раздела к облучению электронами с энергией 12 кэВ. Однако в [442], напротив, сообщается, что легирование окисла алюминием увеличивает скорость образования быстрых ПС при облучении электронами с энергией 1 МэВ. При легировании окисла хро-

мом образовании ПС при облучении зависит от смещения. При отрицательном смещении на затворе плотность ПС после облучения возрастает с  $10^{10}$  до  $3 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>, а при положительном смещении — до  $8 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup> [450]. Легирование окисла натрия [451], присутствие воды в атмосфере окисления также вызывают увеличение плотности ПС.

Экспериментальные результаты свидетельствуют, что независимо от примесей в окисле и технологии его получения плотность ПС на границе SiO<sub>2</sub> — Si при облучении почти во всех случаях возрастает. Образование при облучении ПС на границе раздела кремния с другими диэлектриками до настоящего времени исследовано мало.

### § 7.3. ВЛИЯНИЕ РАДИАЦИИ НА ПРОВОДИМОСТЬ МДП-СТРУКТУР

Проводимость МДП-структур определяется главным образом проводимостью диэлектрика. Перенос тока в диэлектрике зависит от его типа, толщины, способа изготовления, а также от наличия и распределения в нем электрических зарядов. Анализ механизмов переноса тока в диэлектрических пленках приводится в [452, 453].

Перенос носителей заряда через диэлектрик может происходить путем туннелирования и термоэлектронной эмиссии. Электроны могут переходить в зону проводимости диэлектрика также за счет ионизации его атомов излучением и термической ионизации донорных примесей, облегченной электрическим полем (эффект Френкеля). Кроме того, при наличии в диэлектрике большой концентрации ловушек НЗ захватываются ими, что уменьшает концентрацию свободных носителей и приводит к появлению в диэлектрике объемного заряда.

В реальных структурах токи через диэлектрик, вероятно, определяются одновременным действием нескольких механизмов, что представляет определенные трудности при анализе экспериментальных результатов.

**Токи в МДП-структурах, наведенные радиацией.** Если энергия частицы или фотона больше высоты потенциального барьера у границы раздела диэлектрик — полупроводник или металл — диэлектрик, фототок может возникнуть вследствие инжекции НЗ из одного из электродов. Фототоки в МОП-структурах возникают даже при ультрафиолетовом облучении [430—434]. Уже при сравнительно низких приложенных напряжениях фототоки приходят в насыщение. Это свидетельствует о том, что все инжектированные электроны достигают противоположного электрода. В [429] оценена плотность электронных ловушек, которая оказалась  $\sim 10^{14}$  см<sup>-3</sup>. Если энергия ионизирующего излучения больше ширины запрещенной



зоны диэлектрика, фототоки возникают в результате генерации электронно-дырочных пар внутри диэлектрика. Проводимость при этом возрастает, что при облучении электронами наблюдалось в  $\text{SiO}_2$  [454], в кристаллическом и аморфном кварце [455] и при облучении рентгеновскими лучами [422] в окисных слоях МОП-конденсаторов.

Зависимость плотности тока, индуцированного рентгеновскими лучами в  $\text{SiO}_2$ , от напряжения на затворе конденсатора

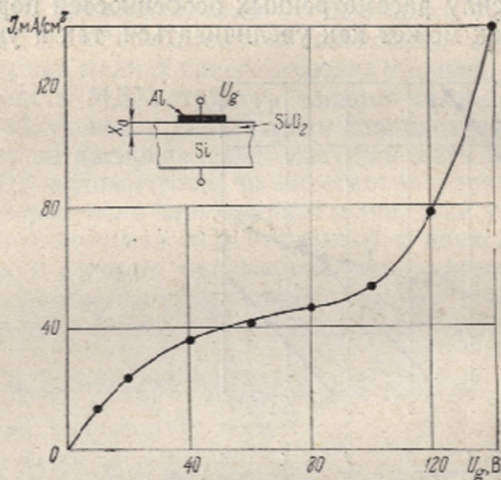


Рис. 7.7. Зависимость плотности фототока, индуцированного рентгеновскими лучами в  $\text{SiO}_2$ , от напряжения на затворе конденсатора

представлена на рис. 7.7 [422]. Толщина окисного слоя 0,4 мкм. Источником излучения служила рентгеновская трубка с вольфрамовым катодом. Зависимость плотности фототока от напряжения симметрична при изменении полярности напряжения. При напряжениях ниже 100 В индуцированный ток стабилен, повторные измерения воспроизводимы, зависимость его от напряжения имеет тенденцию к насыщению. При напряжениях свыше 100 В плотность тока возрастает, что связано с пробоем окисла.

Если предположить, что насыщение ВАХ соответствует собиранию всех генерированных носителей заряда, можно записать выражение  $v_d \tau = X_0$  ( $v_d = \mu U_g / X_0$  — дрейфовая скорость носителей заряда;  $\tau$  — среднее время до захвата НЗ ловушкой). Из соотношения  $\mu \tau = X_0^2 / U_g$  оценивается произведение  $\mu \tau$  ( $U_g$  — напряжение на затворе, при котором ток насыщается). Оказалось, что  $\mu \tau \approx 2 \cdot 10^{-15} \text{ м}^2/\text{В}$ , что много меньше, чем

найденные из измерений фотоэмиссии:  $\mu\tau \approx 2 \cdot 10^{-13}$  м<sup>2</sup>/В для электронов [426] и  $\mu\tau \approx 10^{-14}$  м<sup>2</sup>/В для дырок [428].

Это свидетельствует о том, что наведенный радиацией фототок ограничивается переносом дырок через слой диэлектрика [422].

**Проводимость облученных МДП-структур.** Необратимые процессы, происходящие в диэлектрике при облучении, обуславливают устойчивые изменения проводимости МДП-структур. В зависимости от вида излучения и типа диэлектрика проводимость в силу рассмотренных особенностей переноса тока в диэлектриках может как увеличиваться, так и уменьшаться

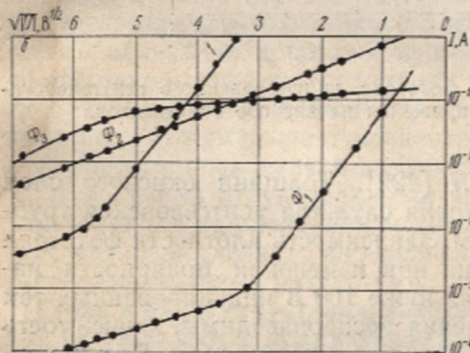
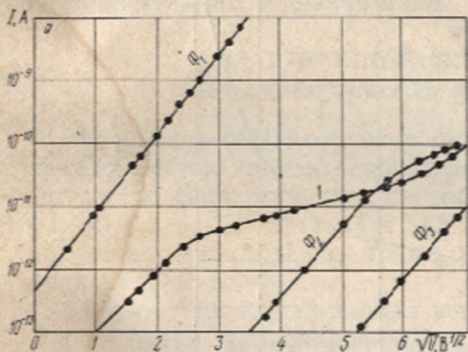


Рис. 7.8. Вольт-амперные характеристики МДП-структуры при положительном (а) и отрицательном (б) смещении на затворе до (1) и после облучения реакторными нейтронами с  $E > 0,1$  МэВ потоком  $3 \cdot 10^{15}$  см<sup>-2</sup> ( $\Phi_1$ ), гамма-квантами  $Co^{60}$  дозой  $10^6$  рад ( $\Phi_2$ ) и электронами с  $E = 4$  МэВ дозой  $3 \cdot 10^6$  рад ( $\Phi_3$ )

[456]. На рис. 7.8 представлены ВАХ МДП-структур на *n*-Si с диэлектрической пленкой SiO<sub>2</sub> толщиной 0,17 мкм, снятые до и после облучения [456]. ВАХ, измеренные при положительных и отрицательных смещениях на затворе, несимметричны относительно оси токов, что обусловлено не только объемными эффектами в диэлектрике, но и состояниями на границах диэлектрика с металлом и полупроводником. Положительный ОЗ в пленке после облучения нейтронами, электронами и гам-



ма-квантами составлял соответственно  $3 \cdot 10^{-7}$ ,  $5 \cdot 10^{-7}$  и  $2 \times 10^{-7}$  К/см<sup>2</sup>.

Как видно из рис. 7.8, проводимость структур после облучения в реакторе увеличилась на 2—3 порядка, что объясняется преобладанием в структуре объемных механизмов проводимости и образованием в диэлектрике электроактивных центров радиационного происхождения. Эти центры имеют донорный характер. Прохождение тока в этом случае, вероятно, определяется механизмом Пула — Френкеля [456]. После облучения электронами и гамма-квантами проводимость МДП-структур уменьшается, что обусловлено образованием в запрещенной зоне диэлектрика мелких энергетических уровней.

Проводимость МДП-структур зависит также от образующегося при облучении в диэлектрике дополнительного ОЗ, который влияет на распределение электрического поля в структуре. Если ОЗ положителен, то эмиссионные токи увеличиваются, и, наоборот, если заряд отрицателен, токи уменьшаются. Поэтому при облучении МДП-структур с двухслойными диэлектриками, в которых при воздействии радиации накапливаются ОЗ противоположных знаков, можно ожидать минимального изменения ВАХ и  $C - U$ -характеристик.

#### § 7.4. ОТЖИГ ОБЛУЧЕННЫХ МДП-СТРУКТУР

Радиационные эффекты в МДП-структурах, обусловленные ОЗ в SiO<sub>2</sub> и быстрыми ПС на границе его с кремнием, стабильны при комнатной температуре в различных средах и электрических режимах [398, 409, 411, 422, 424, 457—459]. Восстановление радиационных повреждений наиболее интенсивно идет при температурах отжига 423—573 К. Практически полное восстановление электрических характеристик наступает в течение 0,5 ч при температуре около 673 К.

Результаты отжига МОП-структур с термически выращенной на *n*-Si пленкой SiO<sub>2</sub>, облучавшихся при различных температурах электронами, представлены на рис. 7.9 [411]. Изучалась неотожженная доля накопленного заряда

$$N = \frac{Q_r(t) - Q_{r(\text{до облучения})}}{Q_{r(\text{после облучения})} - Q_{r(\text{до облучения})}},$$

где  $Q_r(t)$  — эффективный заряд, определенный из высокочастотных  $C - U$ -характеристик после отжига при различных температурах.

Отжиг при пониженных температурах связывается с туннельной эмиссией, а при повышенных — с возбуждением электронов из зоны проводимости кремния на положительно заряженные центры в окисле [411]. На низкотемпературной ста-



дин отжига энергия активации оказалась равной 0,5 эВ, на высокотемпературной в зависимости от температуры облучения лежит в пределах от 0,80 до 1,05 эВ. Сопоставление полученных энергий активации с литературными данными дает основание предположить, что ответственны за образование положительного ОЗ в окисле ионы кислорода со свободной связью и междоузельные ионы натрия.

В [457] обнаружена зависимость отжига от энергии бомбардирующих электронов. При  $E_e = 30$  кэВ все нарушения пол-

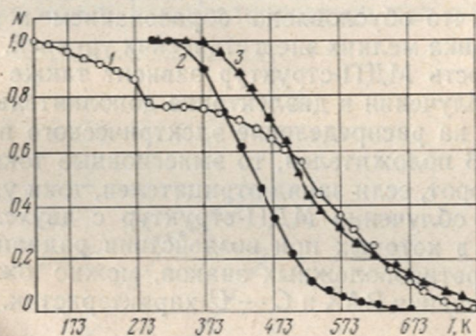


Рис. 7.9. Изохронный отжиг МОП-структур, облученных при нулевом смещении на затворе электронами с  $E = 25$  МэВ интегральным потоком  $\Phi = 5 \cdot 10^{14}$  см $^{-2}$  при температурах 123 (1), 293 (2) и 398 К (3)

ностью отжигаются при 573 К в течение 5—10 мин, при энергии 200—1000 кэВ — в течение 30—80 мин. Эти результаты свидетельствуют о том, что увеличение энергии бомбардирующих частиц, вероятно, вызывает изменение характера и пространственного распределения радиационных повреждений в диэлектрике.

Введенный электронным облучением ОЗ [409, 422] может быть отождествлен ультрафиолетовым светом с энергией фотонов выше 4,3 эВ, что соответствует высоте потенциального барьера  $\text{SiO}_2 - \text{Si}$  [429]. Это дает основание полагать, что нейтрализация положительного ОЗ происходит за счет инжекции электронов из валентной зоны кремния в зону проводимости окисла. В пользу этого свидетельствует также то, что при положительном смещении на затворе термический отжиг положительного ОЗ протекает значительно интенсивнее, чем при отрицательном смещении [422].

Быстрые ПС, образующиеся при облучении, могут быть устранены термическим отжигом, но ультрафиолетовый свет на них не действует [394]. Это указывает на то, что увеличение плотности ПС при облучении, вероятно, обусловлено раз-



рывом связей на границе полупроводник — диэлектрик. Отжиг быстрых ПС протекает при более высокой температуре, чем отжиг ОЗ. При температуре около 573 К в течение часа отжигаются практически все ПС [460].

### § 7.5. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О МДП-ТРАНЗИСТОРАХ И ИХ РАДИАЦИОННОЙ СТОЙКОСТИ

На основе МДП-структур изготавливаются главным образом транзисторы и конденсаторы. МДП-транзисторы классифицируются по способу образования проводящего канала. В основном используется проводящий инверсионный слой в полупроводнике, расположенный вблизи границы раздела диэлектрик — полупроводник. Такие приборы называются полевыми транзисторами с индуцированным каналом. Применяются также МДП-транзисторы со втресненным каналом, в котором концентрация носителей в зависимости от полярности напряжения на затворе может либо уменьшаться, либо возрастать.

Теория МДП-транзисторов подробно изложена в монографии Кобболда [396].

В МДП-структурах существенную роль играет присутствующий в диэлектрике положительный ОЗ, который при облучении в большинстве случаев увеличивается. Действие заряда эквивалентно прикладыванию к затвору положительного напряжения. Поэтому в случае подложки *p*-типа инверсионный слой существует уже при нулевом напряжении на затворе. Чтобы компенсировать влияние этого положительного ОЗ, к затвору необходимо приложить отрицательное напряжение. Величина напряжения, при котором ток стока уменьшается до нуля, называется пороговым напряжением  $U_{\text{п}}$ .

Пороговое напряжение в результате облучения должно увеличиваться, чтобы компенсировать вводимый в диэлектрик положительный ОЗ и обеспечить нормальный режим работы проводящего канала. Изменение порогового напряжения влияет на многие характеристики МДП-транзисторов. В среднем можно считать транзистор выведенным из строя, если  $\Delta U_{\text{п}}/U_{\text{п}} \geq 1-2$  ( $\Delta U_{\text{п}}$  — сдвиг порогового напряжения в результате облучения).

Поскольку проводимость канала МДП-транзистора определяется основными носителями заряда, изменение времени жизни неосновных НЗ в полупроводнике не влияет на функционирование этого класса приборов в полях ионизирующих излучений.

На основании проведенного выше анализа можно заключить, что основными факторами, определяющими радиационные изменения характеристик МДП-приборов, являются на-



ние ОЗ в диэлектрике, изменения плотности ПС на  
це раздела диэлектрик — полупроводник, объемной про-  
ности полупроводника и подвижности основных НЗ, элек-  
ский и температурный режимы облучения, вид ионизиру-  
радиации и ее доза.

Ниже будут рассмотрены экспериментальные результаты  
исследования влияния ионизирующей радиации на характери-  
стики МДП-транзисторов. Поскольку большинство опублико-  
ванных работ посвящено влиянию облучения на транзисторы,  
в которых в качестве диэлектрика используется двуокись  
кремния, будут рассматриваться главным образом МОП-  
транзисторы.

### § 7.6. ВЛИЯНИЕ РАДИАЦИИ НА ВОЛЬТ-ЕМКОСТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И ПОРОГОВОЕ НАПРЯЖЕНИЕ

Исследование вольт-емкостных характеристик — наиболее  
удобный метод изучения радиационных повреждений в МДП-  
транзисторах. По изменению емкости можно определить поро-  
говое напряжение и его изменение в результате облучения.  
Емкость МДП-структуры описывается выражением [396]

$$C_t = C_d(1 + C_0/C_s)^{-1}, \quad (7.29)$$

где  $C_d$  — емкость диэлектрика;  $C_s$  — поверхностная емкость по-  
лупроводника.

Вводимый при облучении ОЗ обуславливает изменение  
главным образом емкости  $C_s = -dQ_s/d\varphi_s$ .

Результаты исследований влияния гамма-облучения  $Co^{60}$   
при комнатной температуре на  $C-U$ -характеристики МОП-  
транзисторов RN-1030 и FI-100 приведены в [423]. Транзистор  
RN-1030 представляет собой усилительный прибор с  $p$ -каналом  
и Au — Cr-затвором толщиной 1200 Å. В качестве диэлек-  
трика использована пленка  $SiO_2$  толщиной 1600 Å, выращен-  
ная на  $n$ -Si. Исток и сток имеют гребенчатое расположение.  
Транзистор FI-100 также является прибором усилительного  
типа с  $p$ -каналом. Термически выращенная на  $n$ -Si пленка  
 $SiO_2$  имеет толщину 1200 Å, электрод алюминиевый. Емкость  
между затвором и полупроводниковой подложкой у обоих при-  
боров — несколько пикофард. Измерение проводилось на ча-  
стоте 1 МГц.  $C-U$ -характеристики облученных полевых  
МОП-транзисторов имеют как гистерезис, так и искажение.  
Искажение увеличивается с возрастанием дозы гамма-облуче-  
ния, но не зависит от смещения (от +10 до -15 В). Наиболь-  
шие искажения  $C-U$ -характеристик наблюдались в инверс-  
ном режиме. При условии плоской зоны они были минималь-



ными, поэтому сдвиг  $C-U$ -характеристик определялся в этой области.

Как видно из рис. 7.10, напряжение сдвига с ростом дозы гамма-квантов  $Co^{60}$  увеличивается и выходит на насыщение. При положительном смещении на затворе насыщение зависимости  $\Delta U_f = f(D)$  наступает примерно при дозе  $2 \cdot 10^3$  рад, при отрицательном смещении — при дозе примерно  $1 \cdot 10^5$  рад. Сдвиг  $C-U$ -характеристик обусловлен введением в окисел

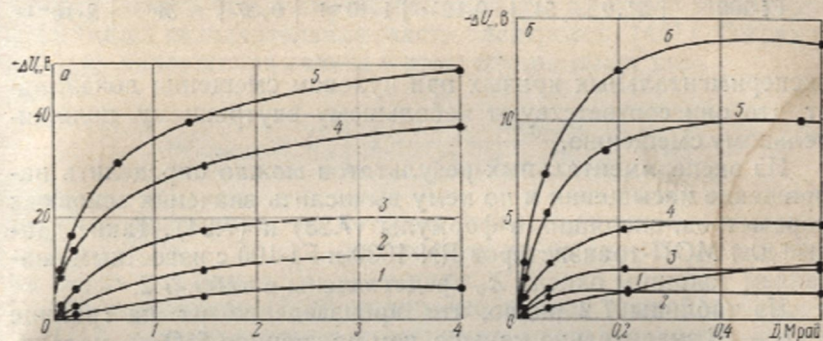


Рис. 7.10. Напряжение сдвига  $C-U$ -характеристик МОП-транзисторов RN-1030, облученных гамма-квантами  $Co^{60}$  при положительном (а) и отрицательном смещениях на затворе (б) 0 (1), 1 (2), 2,5 (3), 5 (4), 10 (5) и 15 В (6)

положительного ОЗ. Экспериментальные результаты согласуются с полученными Митчелом [423] выражениями (7.23) и (7.24).

Если МОП-транзисторы облучаются при положительном смещении, то напряжение сдвига при насыщении значительно больше, чем напряжение на затворе. Обусловлено это тем, что положительный ОЗ вводится в окисел близко к границе раздела  $SiO_2 - Si$  и его влияние на поверхность велико. При отрицательном смещении на затворе величина напряжения сдвига  $C-U$ -характеристик значительно меньше, так как положительный ОЗ в данном случае вводится у границы раздела металл —  $SiO_2$  и его влияние на поверхность полупроводника из-за расстояния будет уменьшено. Кроме того, величина положительного ОЗ, образующегося при облучении у границы раздела металл —  $SiO_2$ , по-видимому, меньше величины заряда, возникающего у границы  $SiO_2 - Si$ .

Небольшой положительный ОЗ образуется в окисле и при нулевом смещении, что не учитывается теорией Митчела. Образование ОЗ при  $U_g = 0$  имеет место из-за внутреннего поля вследствие контактной разности потенциалов между металлом и кремнием и диффузии электронов за пределы  $SiO_2$ . Анализ

Радиационные параметры окислов МОП-транзисторов [423]

Транзистор	$U_g = 2,5 \text{ В}$				$U_g = -2,5 \text{ В}$		
	$a$	$c, \text{ \AA}$	$\beta, \text{ Мрад}^{-1}$	$\mu\tau, \text{ м}^2/\text{В}$	$\gamma$	$\beta, \text{ Мрад}^{-1}$	$\mu\tau, \text{ м}^2/\text{В}$
RN-1030	12,5	120	0,10	$5 \cdot 10^{-16}$	0,79	21	$9 \cdot 10^{-15}$
FI-100	21,0	54	0,125	$1 \cdot 10^{-16}$	0,37	31	$2 \cdot 10^{-14}$

экспериментальных кривых при нулевом смещении показывает, что они соответствуют небольшому внутреннему положительному смещению.

Из экспериментальных результатов можно определить напряжение насыщения и по нему вычислить значения основных параметров, входящих в формулы (7.23) и (7.24). Такие данные для МОП-транзисторов RN-1030 и FI-100 с известным значением толщины окисла  $X_0$  представлены в табл. 7.2.

Из таблицы 7.2 видно, что произведение  $\mu\tau$  на границе  $\text{SiO}_2 - \text{Si}$  значительно меньше, чем на границе  $\text{SiO}_2 - \text{металл}$ . Это можно объяснить несогласованностью решеток Si и  $\text{SiO}_2$  и, следовательно, большим разупорядочением, чем на границе  $\text{SiO}_2 - \text{металл}$ . Вероятно, значение  $\mu\tau$ , полученное при  $U_g = -2,5 \text{ В}$ , более близко к реальному. Оно хорошо согласуется со значением, полученным Гудмэном [428] для более толстых окислов ( $10^{-13} \text{ м}^2/\text{В}$ ).

Как видно из рис. 7.11, при малых значениях  $U_g$  зависимость  $-\Delta U_{+(\text{нас})} = f(U_g)$  линейна, что согласуется с выражением (7.18). При больших значениях  $U_g$  наблюдается отклонение от линейности, объясняемое тем [423], что при увеличении  $U_g$  также увеличивается  $Q_{R(\text{нас})}$ , вызывая рост как плотности электронов на поверхности кремния, так и напряженности электрического поля на границе раздела  $\text{SiO}_2 - \text{Si}$ . Электрическое поле может настолько возрасти, что по-

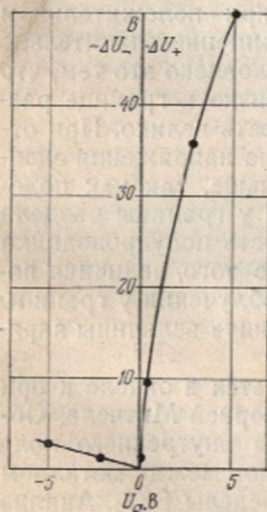


Рис. 7.11. Зависимости напряжения сдвига  $C-U$ -характеристик в области насыщения от напряжения на затворе  $U_g$  для МОП-транзистора FI-100, облученного  $\gamma$ -квантами  $\text{Co}^{60}$



является возможность туннелирования электронов из кремния на ловушки в окисле. При отрицательном смещении на затворе  $\Delta U_{-(нас)}$  для МОП-транзистора RN-1030 линейно зависит от  $U_g$ . При этом наклон зависимости близок к единице, что согласуется с выражением (7.20). Для МОП-транзистора FI-100 наклон зависимости  $\Delta U_{-(нас)} = f(U_g)$  значительно меньше единицы. Поскольку, согласно теории Митчела,  $\Delta U_{-(нас)}$  не должно зависеть явно от формы распределения ОЗ, то отклонение можно объяснить тем, что в окисле наряду с дырками захватывается также незначительная часть электронов [461]. Выражение для напряжения сдвига в этом случае имеет вид

$$\Delta U_{-(нас)} = U_g \left[ 1 - \frac{2Q_{R-d_1}}{Q_{R+d_2} - Q_{R-d_1}} X_0 \right], \quad (7.30)$$

где  $d_1$  — расстояние, на котором захватываются электроны у границы  $\text{SiO}_2 - \text{Si}$ ;  $d_2$  — расстояние, на котором захватываются дырки у границы  $\text{SiO}_2 - \text{металл}$ .

Из выражения (7.30) видно, что наклон кривой  $\Delta U_{-(нас)} = f(U_g)$ , равный единице, может иметь место только при  $Q_{R-} = 0$ , т. е. при отсутствии захвата электронов в окисле. Для всех других случаев наклон должен быть меньше единицы.

Из формулы (7.30) можно оценить величину отрицательного ОЗ в окисле, приводящего к снижению наклона кривой  $\Delta U_{-(нас)} = f(U_g)$  для МОП-транзисторов FI-100. Подставив в (7.30)  $\Delta U_{-(нас)} = U_g/2$  и  $d_1 \sim d_2 \sim X_0/10$ , получаем  $Q_{R-} \approx Q_{R+}/40$ . Отсюда видно, что даже небольшой отрицательный ОЗ, захваченный у границы  $\text{SiO}_2 - \text{Si}$ , существенно уменьшает сдвиг напряжения для случая  $U_g < 0$ . Можно полагать, что отрицательный ОЗ накапливается и у металлического электрода, частично компенсируя положительный заряд.

Данные по облучению МОП-транзисторов реакторными нейтронами приводятся в [462], где также отмечается качественное сходство изменений с описываемыми теорией Митчела [423]. В [459] рассматриваются экспериментальные данные по облучению МОП-конденсаторов и транзисторов гамма-квантами  $\text{Co}^{60}$  при 90 К. Облучались легированные и нелегированные хромом приборы с алюминиевым затвором. Наблюдается качественное сходство изменений  $C - U$ -характеристик МОП-конденсаторов и транзисторов. Введение хрома в окисел существенно не влияет на чувствительность МОП-транзисторов к радиации. Сдвиг напряжения плоских зон  $U_{плз}$  конденсаторов приблизительно равен сдвигу порогового напряжения  $U_{п}$  транзисторов.

Изменение  $C - U$ -характеристик МОП-конденсаторов в случае облучения при 90 К несколько больше, чем в случае об-

лучения при 273 К, что объясняется увеличением произведения  $\mu$  с понижением температуры. При низких температурах облучения  $C-U$ -характеристики конденсаторов и транзисторов смещаются параллельно оси напряжений, в то время как в случае облучения при комнатной температуре наблюдаются искажения формы, вызванные поверхностными состояниями.

Пороговое напряжение облученных гамма-квантами МОП-транзисторов на  $n$ -Si с добавками хрома в окисле и без добавок растет с увеличением дозы и выходит на насыщение. Ранее сообщалось [413, 450], что легирование окисла Cr приводит к уменьшению радиационной чувствительности МОП-структур при  $U_g \leq 0$ , но не уменьшает ее при  $U_g > 0$ . В [459] влияния Cr не обнаружено, особенно при низких температурах облучения. Возможно, это связано с загрязнением окисла алюминием при нанесении металлического электрода.

Изменения порогового напряжения в зависимости от дозы облучения описываются выражениями:

для отрицательного смещения на затворе

$$\Delta U_{\text{п}}(D) = \gamma U_{\text{ок}}(1 - e^{-\beta D}), \quad (7.31)$$

где  $U_{\text{ок}} < 0$  падение напряжения на окисле,  $U_{\text{ок}} = U_g - U_{\text{п.з}}$ ; для положительного смещения на затворе

$$\Delta U_{\text{п}}(D) = -(X_0/c - 1) U_{\text{ок}}(1 - e^{-\beta D}), \quad U_{\text{ок}} > 0, \quad (7.32)$$

или

$$\Delta U_{\text{п}}(D) = U_{\text{п(нас)}}(1 - e^{-\beta D}). \quad (7.33a)$$

Здесь

$$U_{\text{п(нас)}} = (X_0/c - 1) U_{\text{ок}}. \quad (7.33b)$$

Выражения (7.31) и (7.32) отличаются от (7.23) и (7.24) тем, что в них входит напряжение плоских зон  $U_{\text{п.з}}$ , позволяющее объяснить введение положительного заряда без смещения на затворе.

### § 7.7. ВЛИЯНИЕ ОБЛУЧЕНИЯ НА ТОК СТОКА И КРУТИЗНУ ХАРАКТЕРИСТИК ПО ЗАТВОРУ

Выражение для тока стока [396] записывается в виде

$$I_D \approx \frac{\mu^* Z C_0}{l} \left[ (U_{gs} - U_{\text{п}}) U_{Ds} - \frac{U_{Ds}^2}{2} \right], \quad (7.34)$$

где  $U_{gs}$  — разность потенциалов затвор — исток;  $\mu^*$  — эффективная подвижность НЗ в инверсионном слое;  $C_0 = \epsilon_{\text{ок}}/X_0$  — удельная емкость диэлектрика;  $l$  — длина канала;  $Z$  — ширина канала;  $U_{Ds}$  — разность потенциалов между стоком и истоком;  $U_{\text{п}}$  — пороговое напряжение.



Формула (7.34) справедлива при  $0 \leq U_{Ds} \leq U_{gs} - U_{п}$  ( $n$ -канал) и  $0 \geq U_{Ds} \geq U_{gs} - U_{п}$  ( $p$ -канал).

При  $U_{Ds} = U_{gs} - U_{п}$  происходит перекрытие канала и ток стока  $I_D$ , как видно из (7.34), достигает наибольшего значения, выходя на насыщение:

$$I_{D(\text{нас})} \simeq (\mu^* Z C_0 / l) (U_{gs} - U_{п})^2. \quad (7.35)$$

Как видно из (7.34), изменения тока стока при облучении связаны в основном с изменениями порогового напряжения и эффективной подвижности НЗ в инверсионном слое. При этом подвижность изменяется меньше [463, 464], чем пороговое напряжение.

Подставляя в (7.34) выражения (7.31), (7.32), получаем зависимость тока стока от дозы радиации:

для отрицательного смещения на затворе

$$I_D = \frac{\mu^* Z C_0}{l} \left\{ \left[ U_{gs} - U_{п.0} - \gamma U_{ок} (1 - e^{-\beta D}) \right] U_{Ds} - \frac{U_{Ds}^2}{2} \right\}; \quad (7.36a)$$

для положительного смещения на затворе

$$I_D \simeq \frac{\mu^* Z C_0}{l} \left\{ \left[ U_{gs} + U_{п.0} + \left( \frac{X_0}{c} - 1 \right) U_{ок} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times (1 - e^{-\beta D}) \right] U_{Ds} - \frac{U_{Ds}^2}{2} \right\}, \quad (7.36b)$$

где  $U_{п.0}$  — пороговое напряжение до облучения.

Из (7.36 а) и (7.36 б) видно, что ток стока с ростом дозы гамма-облучения должен, увеличиваясь, выходить на насыщение. При облучении нейтронами и высокоэнергетическими заряженными частицами насыщение не должно иметь места, так как отсутствует насыщение накопления ОЗ.

Влияние рентгеновского излучения на ток стока МОП-транзисторов с  $n$ -каналом, изготовленных на  $p$ -Si с концентрацией НЗ  $7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , исследовалось в [398]. МОП-структуры с индуцированным каналом имели активную площадь затвора  $\sim 600 \text{ мкм}^2$  и толщину окисла около  $800 \text{ \AA}$ . Приборы облучались рентгеновскими лучами от трубки с вольфрамовым анодом дозами до  $\sim 10^7$  рад в вакууме ( $< 10^{-5}$  тор) при температуре жидкого азота и нулевом смещении на затворе. На рис. 7.12 изображена зависимость относительного изменения тока стока  $\Delta I_D = I_D - I_{D.0}$  ( $I_{D.0}$  — ток стока до облучения) от времени облучения при постоянном напряжении стока. Ток стока в соответствии с (7.36) с увеличением дозы облучения возрастает, выходя на насыщение. При этом влияния интен-

сивности рентгеновского излучения на изменение  $I_D$  не наблюдается. После облучения изменения тока стока уменьшаются. На рис. 7.12, а представлена необратимая часть  $\Delta I_D$ , измеренная при температуре облучения 79 К. Релаксация тока стока имеет два компонента: быстрый и медленный. Быстрый по времени хорошо согласуется с объемным временем релаксации собственной фотопроводимости [93, 465] монокристаллов кремния. Обратимая часть  $\Delta I_D$  зависит от изменения  $I_D$ , выз-

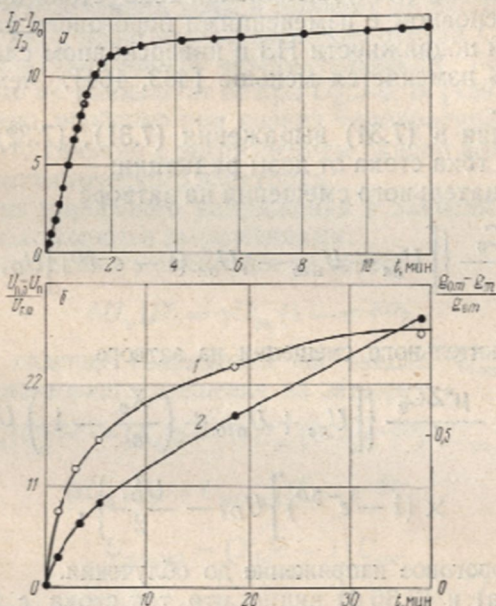


Рис. 7.12. Зависимость тока стока — а, крутизны характеристики по затвору (1) и порогового напряжения (2) — б МОП-транзистора от времени облучения рентгеновскими лучами при 79 К ( $U_{gs}=0$ )

ванного радиацией, и уменьшается с увеличением  $\Delta I_D$ . Медленная релаксация  $I_D$  практически не наблюдается при достижении насыщения, когда ток стока изменяется примерно в  $10^4$  раз.

Полученные данные свидетельствуют о том, что положительный ОЗ при облучении МОП-транзисторов рентгеновскими лучами образуется около границы раздела  $\text{SiO}_2$  — Si. Увеличение тока стока со временем облучения означает, что инверсия поверхностного слоя усиливается. Независимость  $I_D$  от интенсивности рентгеновских лучей согласуется с теоретическими представлениями. Релаксация тока стока после облучения объясняется [459] поляризацией, обуславливающей перераспределение заряда за счет туннелирования электронов из



зоны проводимости Si на ловушки в окисле. При больших  $I_D$  медленная релаксация мала по сравнению с  $\Delta I_D$ , поэтому в экспериментах она не наблюдается. Изменение тока стока, очевидно, зависит также от плотности быстрых ПС, что накладывает ограничения на формулы (7.36).

Влияние облучения гамма-квантами на ток стока МОП-транзисторов исследовано в [466].

Крутизна характеристики МОП-транзистора по затвору  $g_m = \left. \frac{dI_D}{dU_g} \right|_{U_{D_s}=\text{const}}$  также изменяется при облучении. Как видно из рис. 7.12, б [398], с увеличением времени облучения относительные изменения крутизны  $(g_{0m} - g_m)/g_{0m}$  ( $g_{0m}$  — крутизна до облучения) намного меньше изменений порогового напряжения  $(U_{п.о} - U_{п.о})/U_{п.о}$ . Это обусловлено тем, что рост порогового напряжения вызывается накоплением ОЗ в окисле, а снижение крутизны — изменением плотности ПС, которое для исследованных транзисторов мало.

Хьюз и Жиро [467] облучали гамма-квантами  $\text{Co}^{60}$  *n*- и *p*-канальные МОП-транзисторы. При дозе  $\sim 10^6$  рад канальная проводимость при заданном  $U_{gs}$  уменьшается в 650 раз для *p*-канального транзистора и в 15 раз — для *n*-канального. Уменьшение канальной проводимости  $I_D/U_{D_s}$ , по-видимому, одна из причин снижения крутизны. В МОП-транзисторах обоих типов ток утечки почти не изменяется.

## § 7.8. ВЛИЯНИЕ ОБЛУЧЕНИЯ НА ШУМОВЫЕ СВОЙСТВА МДП-ТРАНЗИСТОРОВ

В МДП-транзисторах источниками шумов являются сопротивление канала, паразитные сопротивления истока и стока, поверхностные состояния на границах раздела. Кроме того, источником шума могут служить обмен зарядами между диэлектриком и полупроводником и вызванные им флуктуации тока. Радиационные нарушения на границе раздела диэлектрик — полупроводник, в окисле и полупроводнике также являются источниками дополнительных  $1/f$ -шумов ( $1/f$ -компонент шума обусловлен локальными изменениями электрических свойств, главным образом поверхности). Средний квадрат шумового тока при этом пропорционален  $1/f$ .

Исследование шумов в облученных МДП-транзисторах представляет большой интерес для надежного функционирования приборов в полях облучения. Однако публикаций по этому вопросу мало.

В [468] отмечается, что источником  $1/f$ -шума в облученных МОП-транзисторах являются главным образом медленные поверхностные состояния. Эквивалентное шумовое напря-

жение (при 10 Гц)  $p$ -канальных МОП-транзисторов с нелегированным диэлектриком изменяется от  $1,4 \cdot 10^{-6}$  В/Гц (до облучения) до  $1,9 \cdot 10^{-6}$  В/Гц (после облучения дозой гаммаквантов  $\text{Co}^{60}$   $1 \cdot 10^6$  рад) [413]. В [469] изучалось влияние облучения нейтронами на низкочастотные шумовые свойства МДП-транзисторов с нитридом кремния  $\text{Si}_3\text{N}_4$  и двуокисью кремния  $\text{SiO}_2$ . Приборы были облучены нейтронами с энергией 14 МэВ. После облучения интегральными потоками  $1 \cdot 10^{12} - 1 \cdot 10^{13}$

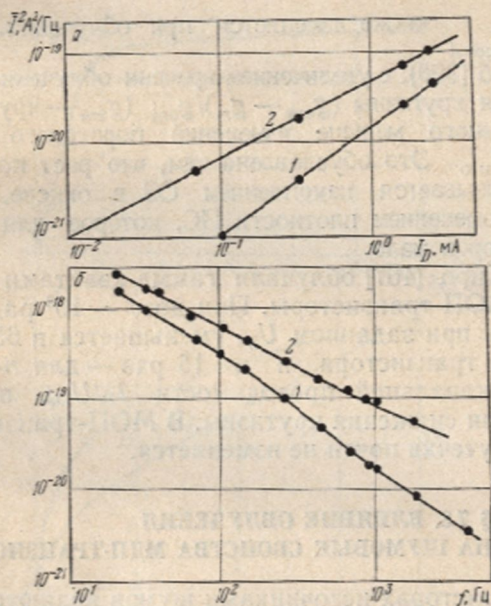


Рис. 7.13. Зависимости среднеквадратичного значения шумового тока МДП-транзистора от тока стока (а) и частоты (б) до (1) и после облучения быстрыми нейтронами с  $E = 14$  МэВ (2)

нейтрон/см<sup>2</sup> ВАХ МДП-транзисторов изменяются мало, имеет место лишь небольшое увеличение порогового напряжения, что обусловлено образованием положительного ОЗ в диэлектрике. Шумовые свойства изменяются более значительно. После облучения в исследованных транзисторах шумы увеличиваются в 3 раза.

Зависимости среднеквадратичного значения шумового тока на частоте 1 кГц от тока стока  $I_D$  до и после облучения представлены на рис. 7.13, а. В результате облучения изменяется спектр шумов МДП-транзисторов, особенно это заметно для малозумящих приборов с диэлектриком  $\text{Si}_3\text{N}_4$  (рис. 7.13, б). До облучения спектр шумов на частотах выше 200 Гц описывался зависимостью  $1/f^a$  ( $a = 1,2 - 1,5$ ). После облучения нейт-



ронами показатель степени  $a$  уменьшился до 0,8 для транзисторов с  $\text{Si}_3\text{N}_4$  и до 1,0—1,3 для транзисторов с  $\text{SiO}_2$ . Увеличение собственных шумов МДП-транзисторов после облучения нейтронами объясняется образованием радиационных дефектов, обуславливающих появление новых энергетических уровней. Тот факт, что спектр шумов описывается зависимостью  $1/f^a$ , свидетельствует о том, что основную роль играют радиационные нарушения на границе раздела диэлектрик—полупроводник [397]. В [470] также отмечается, что увеличение низкочастотных шумов в облученных МОП-структурах может быть связано с ПС на границе раздела  $\text{SiO}_2$ — $\text{Si}$ .

Изменение шумов в  $n$ -канальных МОП-транзисторах обедненного типа при облучении гамма-квантами  $\text{Co}^{60}$  изучалось в [466]. Отмечено, что при частотах 10 Гц—10 кГц наблюдается зависимость шума вида  $1/f$ , при этом с ростом дозы облучения шумы растут, но частотная их зависимость сохраняется.

### § 7.9. ВЛИЯНИЕ ТИПА ДИЭЛЕКТРИКА НА РАДИАЦИОННУЮ СТОЙКОСТЬ МДП-ТРАНЗИСТОРОВ

Повышение радиационной стойкости МДП-приборов в последнее время привлекает большое внимание, однако нерешенных проблем еще много. МДП-транзисторы по радиационной стойкости уступают биполярным [471]. Поскольку радиационные изменения характеристик МДП-транзисторов обусловлены в основном процессами в диэлектрике и на границе раздела диэлектрик—полупроводник, усилия исследователей направлены на совершенствование технологии получения диэлектрических пленок, улучшение границ раздела, введение в диэлектрик некоторых примесей, изыскание новых диэлектриков, варьирование геометрии структуры с целью уменьшения радиационного ОЗ на границах раздела.

Ни один из диэлектриков не остается неизменным при воздействии электрических полей и ионизирующих излучений, поэтому МДП-структуру при анализе радиационных повреждений следует рассматривать как активную электронную систему. В качестве диэлектрика в МДП-транзисторах наиболее широко применяется окисел  $\text{SiO}_2$ . Величина ОЗ, образуемого в нем радиацией, зависит от технологии изготовления. МОП-транзисторы, окисные пленки которых получены термическим окислением в сухом кислороде, менее радиационно-стойки, чем транзисторы с окислами, выращенными во влажном кислороде. Это обусловлено присутствием в окисле радикалов  $\text{OH}^-$ , что уменьшает количество деформированных связей [410]. Окислы, полученные во влажном кислороде [409, 472], отожженные при температуре окисления в сухом кисло-



роде или азоте, ведут себя при облучении как окислы [473], полученные в сухой среде.

Облучение и последующий отжиг также увеличивают радиационную стойкость МОП-транзисторов. После пяти циклов облучения и отжига радиационные эффекты в этих приборах уменьшаются на две трети [458]. Предварительная термопоземая обработка МОП-структур в течение 20 мин при напряжении 15 В и температуре 423 К приводит к увеличению начального положительного ОЗ в окисле, но при облучении таких структур при отрицательном смещении на затворе в окисел вводится отрицательный ОЗ [451]. Термообработка, вероятно, влияет на число деформированных связей в окисле и таким образом — на накопление ОЗ.

С целью повышения радиационной стойкости МОП-транзисторов проводилось специальное легирование окислов различными элементами [413, 450]. Введение хрома в окисел повышает радиационную стойкость этих приборов при  $U_g \leq 0$ , но не изменяет ее при  $U_g > 0$  [413, 450]. МОП-транзисторы, у которых окисные слои обогащены фосфором, имеют радиационную стойкость  $\sim 2 \cdot 10^7$  рад [474]. Легирование окисла алюминием [414, 442] увеличивает ее при положительном смещении на затворе и снижает при отрицательном.

Для повышения радиационной стойкости МОП-транзисторов большое значение имеют оптимизация процесса выращивания окисла и его чистота [475—478]. Присутствие в окисле подвижных атомов натрия снижает радиационную стойкость приборов [478]. Содержание натрия в окисле можно существенно снизить, если перед выращиванием окисла для предварительной очистки кварца использовать хлор [471].

Особенности накопления ОЗ в окисных пленках транзисторов при облучении в зависимости от предыстории окисла можно объяснить в рамках рассмотренных моделей. По существу эти модели можно разделить на две группы: модели, основанные на существовании деформированных связей в чистом  $\text{SiO}_2$ , и модели, основанные на диффузии примесей в окисел и захвате ими НЗ [471].

Повышение радиационной стойкости МДП-транзисторов достигнуто при использовании выращенной из плазмы и осажденной из паров пленки  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Электронная бомбардировка при различных смещениях показала повышенную радиационную стойкость таких приборов [479].

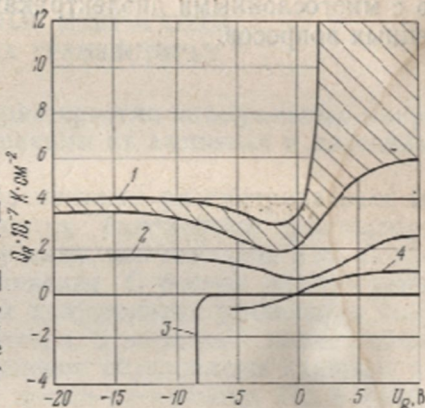
На рис. 7.14 представлены зависимости введения радиационного ОЗ в структуры с окислами  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Si}_2\text{ON}_2$  и  $\text{SiO}_2$  в функции смещения на затворе [420]. МДП-структуры с оксинитридом кремния оказались наиболее радиационностойкими. При смещениях  $-9 \text{ В} \leq U_g \leq 10 \text{ В}$  они практически нечувствительны к радиации [417] до доз  $\sim 10^7$  рад.



В случае нанесения  $Al_2O_3$  методом реактивного распыления радиационная стойкость МДП-структур повышается по сравнению со структурами с  $Al_2O_3$ , полученными из плазмы [418]. Повышенная радиационная стойкость приборов с  $Al_2O_3$  объясняется наличием в окисле отрицательно заряженных центров, что компенсирует вводимый радиацией положительный ОЗ [415].

Влияние на радиационную стойкость МОП-структур пассивации окисла  $SiO_2$  слоем  $P_2O_5$  изучалось в [414—416]. При

Рис. 7.14. Зависимость величины ОЗ в МДП-структурах с «сухим» (1) [479] и «влажным» (2) [479] окислами  $SiO_2$  (облучение электронами,  $P=3,5 \cdot 10^6$  рад), с оксинитридом кремния  $Si_2ON_2$  (3) [417] (облучение гамма-квантами  $Co^{60}$ ,  $P=2,6 \cdot 10^6$  рад) и окислом алюминия  $Al_2O_3$  (4) [479] (облучение электронами,  $P=3,5 \cdot 10^6$  рад) от смещения на затворе



пассивации слоем  $P_2O_5$  чувствительность этих приборов к радиации уменьшается для положительного смещения и повышается для отрицательного. При пассивации слоем  $Al_2O_3$  или  $Si_3N_4$  радиационная стойкость МОП-структур возрастает. Объясняется это тем, что излучение вызывает образование в диэлектрике как положительного, так и отрицательного ОЗ [414, 441].

В [480] сообщается, что если между кремниевой подложкой и радиационнстойкой пленкой оксинитрида кремния имеется тонкий слой  $SiO_2$  (35 Å или тоньше), то такая структура оказывается абсолютно радиационнстойкой.

Электростатическое влияние области положительного ОЗ экранировалось с помощью металлического электрода, введенного в диэлектрик  $SiO_2$  [481]. Это позволило увеличить радиационную стойкость МОП-структур примерно в 20 раз.

Проводимость диэлектрических пленок [422] возрастает в следующем порядке:  $SiO_2$ ,  $Si_3N_4$ ,  $SiO$ ,  $Al_2O_3$  (см. табл. 7.1). В таком же порядке возрастает и радиационная стойкость МДП-транзисторов, изготовленных с использованием указанных пленок. Наиболее вероятно, что одна из причин, влияю-

щих на величину радиационного ОЗ,— компенсация его электронами, входящими в диэлектрик из электродов.

С точки зрения повышения радиационной стойкости предпочтительнее МОП-транзисторы с  $p$ -каналом, работающие при отрицательном смещении на затворе.

Приведенное рассмотрение показывает, что в последние годы достигнуты некоторые успехи в повышении радиационной стойкости МДП-транзисторов, но в понимании физики процессов, происходящих при облучении в структурах, особенно с многослойными диэлектриками, остается много невыясненных вопросов.



РАДИАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ  
В ИНТЕГРАЛЬНЫХ МИКРОСХЕМАХ§ 8.1. ВЛИЯНИЕ ОБЛУЧЕНИЯ  
НА ИНТЕГРАЛЬНЫЕ МИКРОСХЕМЫ  
НА БИПОЛЯРНЫХ ТРАНЗИСТОРАХ

Радиационные изменения характеристик интегральных микросхем определяются повреждениями их активных и пассивных элементов.

Основными активными элементами рассматриваемых интегральных микросхем являются биполярные транзисторы, параметры которых при облучении, как показано в гл. 6, претерпевают существенные изменения. С ростом интегрального потока излучения снижаются коэффициент усиления и коэффициент передачи тока эмиттера, а обратный коллекторный ток увеличивается. Эти изменения обусловлены главным образом деградацией времени жизни неосновных НЗ в базе и процессами в  $p-n$ -переходах.

При облучении изменяются также характеристики диодных структур, широко используемых в интегральных микросхемах. Радиация вызывает рост прямого дифференциального сопротивления диодов, увеличение падения напряжения, расширение  $p-n$ -переходов, увеличение токов утечек.

Параметры  $p-n-p$ -структур и резисторов также испытывают изменения под действием радиации. Образование при облучении объемного заряда в изолирующих диэлектрических пленках приводит к возникновению приповерхностных каналов инверсной проводимости в  $p-Si$  (если заряд положительный) и, таким образом, к ухудшению свойств транзисторов.

Очевидно, что изменения параметров интегральной микросхемы при облучении определяются не только радиационными изменениями ее элементов, но и особенностями их взаимосвязи [482, 483]. Большое количество элементов в кристалле и сложность процессов, происходящих в интегральной микросхеме, затрудняют прогнозирование ее радиационной стойкости.

Однако оценить радиационную стойкость можно. Если сравнить радиационную стойкость элементов интегральной микросхемы, то оказывается, что менее стойкими являются биполярные транзисторы. Поэтому изменения параметров



транзисторов обычно кладут в основу оценки радиационных изменений параметров интегральных микросхем [483].

Чтобы оценить радиационную стойкость интегральной микросхемы, анализируют ее характерные части с привлечением ЭВМ и устанавливают для каждого транзистора минимальную величину коэффициента усиления по току  $B$ . Зависимость коэффициента усиления по току в схеме с общим эмиттером от интегрального потока излучения имеет вид [483]

$$1/B = 1/B_0 + t_{\text{пер}} \Phi / K_1, \quad (8.1)$$

где  $B_0$  — коэффициент усиления до облучения;  $t_{\text{пер}}$  — время переноса НЗ в базе;  $K_1$  — коэффициент изменения времени жизни неосновных НЗ при облучении.

Коэффициент  $K_1$ , как было показано в гл. 2, определяется экспериментально для данного полупроводника и вида облучения и является функцией проводимости, уровня инжекции и температуры облучения. Величина интегрального потока излучения задается требованиями радиационной стойкости. Зная  $\Phi$  и  $K_1$ , можно по формуле (8.1) рассчитать время переноса в базе  $t_{\text{пер}}$ , а следовательно, и толщину базы транзистора, необходимую для гарантированной радиационной стойкости интегральной микросхемы. На практике удобнее измерять не  $t_{\text{пер}}$ , а предельную частоту  $f_T$ , на которой усиление по току с общим эмиттером равно единице.

Время переноса и предельная частота связаны [483] зависимостью

$$t_{\text{пер}} = \frac{1}{2\pi f_T} - \frac{kT(C_э + C_к)}{qI_э}, \quad (8.2)$$

где  $I_э$  — ток эмиттера;  $C_э$  — емкость эмиттерного перехода;  $C_к$  — емкость коллекторного перехода.

Пользуясь выражением (8.1), можно построить семейство кривых  $B=f(\Phi)$  для различных  $t_{\text{пер}}$ , а на основании формулы (8.2) рассчитать зависимости вида  $t_{\text{пер}}=f(f_T)$  для определенных величин тока эмиттера. Эти зависимости являются основой для оценки радиационной стойкости биполярных интегральных микросхем. По ним в функции предельной частоты  $f_T$  строится обобщающая зависимость интегрального потока облучения, соответствующего минимальному значению коэффициента  $B$ , который обеспечивает заданную радиационную стойкость микросхемы. Например, анализ элементов логической интегральной микросхемы с помощью ЭВМ показал, что она функционирует до тех пор, пока коэффициент усиления по току транзистора при  $I_э=4$  мА и  $U_{к.э}=2$  В больше 10 [483]. Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что для необлученных транзисторов в худшем случае  $B$  имеет величину

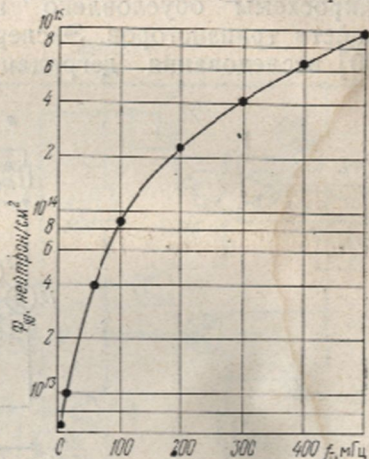


ну 40. Коэффициент деградации времени жизни неосновных НЗ для этого транзистора  $K_1$  принимается равным  $1,33 \times 10^6$  с·нейтрон/см<sup>2</sup>.

Из рис. 8.1 видно, что чем больше предельная частота (тоньше база), тем выше граничный интегральный поток нейтронов, при котором микросхема еще будет функционировать. Надо иметь в виду, что при облучении изменяются и другие параметры транзисторов, например, обратный коллекторный ток, напряжение пробоя. Все это также необходимо учитывать при оценке радиационной стойкости биполярных интегральных микросхем.

Остановимся на экспериментальных результатах облучения линейных интегральных операционных усилителей [358,

Рис. 8.1. Зависимость граничного интегрального потока быстрых нейтронов, при котором коэффициент усиления транзистора  $B$  уменьшается до 10, от предельной частоты  $f_c$



484]. На их примере можно проанализировать основные радиационные эффекты, характерные для линейных интегральных микросхем на биполярных транзисторах [485].

Принципиальные электрические схемы усилителей представлены на рис. 8.2. Характерной их особенностью [482] является наличие большого числа  $n-p-n$ - и  $p-n-p$ -структур. Взаимное влияние этих структур вызывает возникновение паразитных эффектов. Поэтому элементы интегральной микросхемы изолируются обратносмещенными  $p-n$ -переходами или диэлектрической изоляцией. В усилителях LM101A,  $\mu A744$  изоляция элементов от подложки выполнена при помощи диэлектрической пленки, а в усилителе  $\mu A709$  — обратносмещенными  $p-n$ -переходами. Отличие схемы усилителя  $\mu A744$  от схем двух других усилителей состоит в том, что в ней широко использованы  $p-n-p$ -транзисторы и для снижения влияния ионизационных токов применены дополнительно в диодном включении компенсирующие транзисторы.

При описании свойств операционных усилителей с дифференциальным входом используют около 25 параметров [486]. Ниже приводятся некоторые из них для средних частот:

- 1) коэффициент усиления парафазного сигнала равен  $K_V = U_{\text{ВЫХ}} / (U_{\text{ВХ1}} - U_{\text{ВХ2}})$ ;
- 2) коэффициент передачи синфазной помехи  $K_{\text{с.п}} = U_{\text{ВЫХ}} / U_{\text{сиф}}$  при  $U_{\text{ВХ}} = 0$ ;
- 3) напряжение смещения нуля  $U_{\text{см}}$ ;
- 4) входной ток смещения  $I_{\text{ВХ}} = (I_{\text{ВХ1}} + I_{\text{ВХ2}}) / 2$ ;
- 5) разностный ток смещения  $I_{\text{разн}} = I_{\text{ВХ1}} - I_{\text{ВХ2}}$  при  $U_{\text{ВЫХ}} = 0$ .

Как уже отмечалось, изменение параметров интегральной микросхемы обусловлено главным образом деградацией свойств транзисторов. Экспериментальные результаты [485, 490] исследования деградации коэффициента усиления по

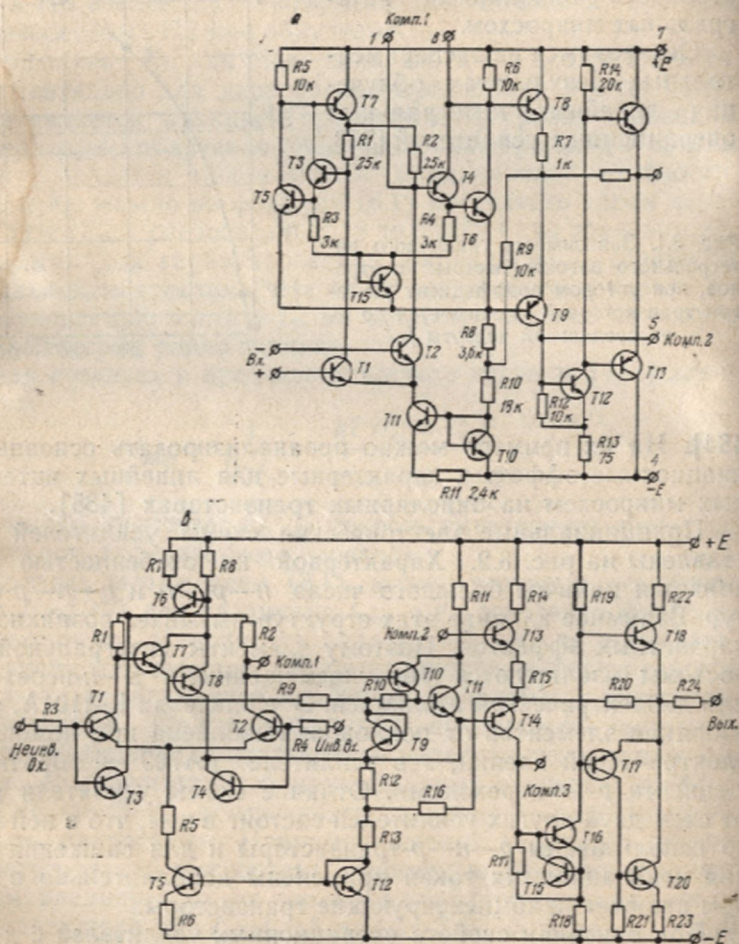
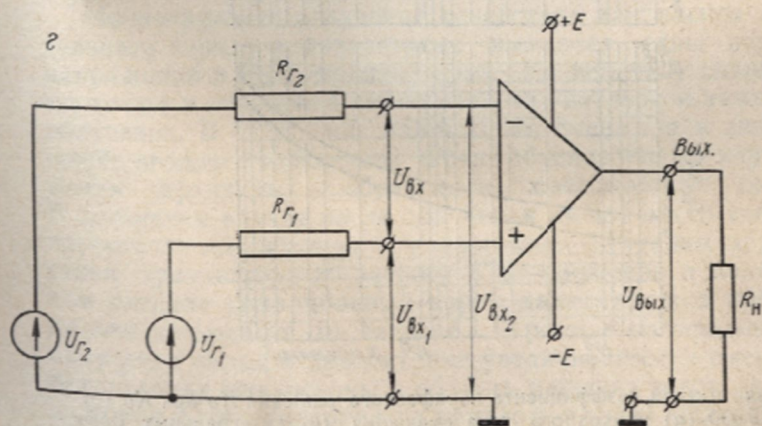
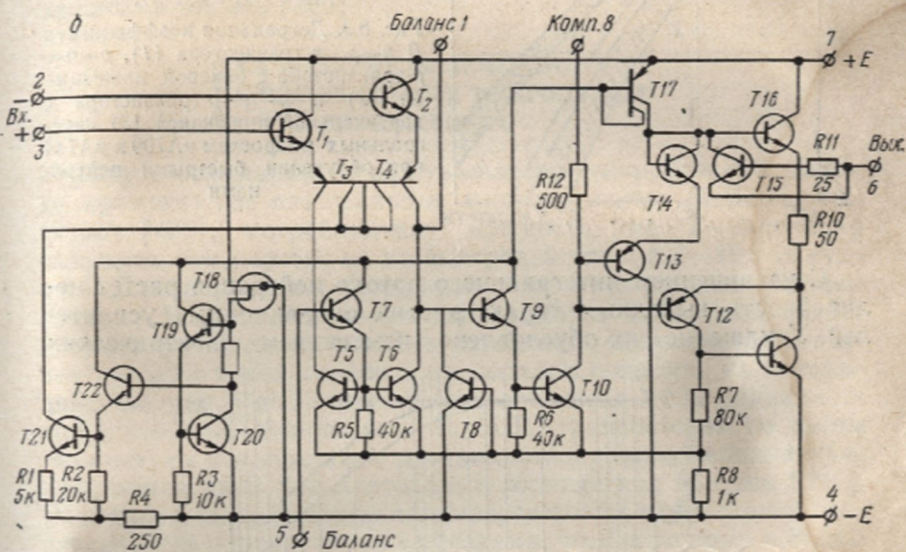


Рис. 8.2. Принципиальные схемы операционных усилителей  $\mu A709$  (а).



току транзисторов в схеме с общим эмиттером, используемых в усилителях  $\mu A709$ ,  $\mu A744$ , представлены на рис. 8.3. Коэффициенты  $B$   $n-p-n$ - и  $p-n-p$ -транзисторов уменьшаются с ростом интегрального потока нейтронов. При этом  $p-n-p$ -транзисторы больше подвержены влиянию облучения. При интегральном потоке нейтронов  $2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$   $B$  у них изменился более чем в 10 раз. Обусловлено это тем, что транзисторы типа  $p-n-p$  имеют сравнительно толстую базу.



LM101A (б) и  $\mu A744$  (в) и схема включения с дифференциальным входом (г)

Как видно из рис. 8.4, радиационные изменения коэффициента усиления парафазного сигнала и входного тока смещения операционных усилителей  $\mu A709$  и  $\mu A744$  хорошо согласуются с деградацией параметров транзисторов (рис. 8.3).

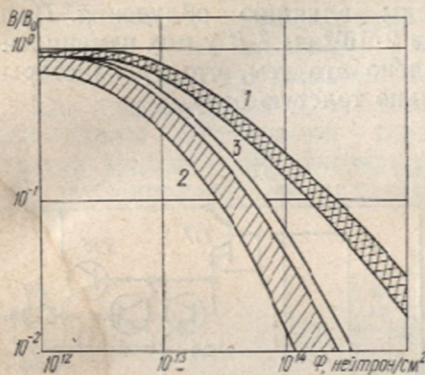


Рис. 8.3. Деградация коэффициента  $B/B_0$   $n-p-n$ -транзистора (1),  $p-n-p$ -транзистора с боковой инжекцией (2) и  $p-n-p$ -транзистора с вертикальной инжекцией (3) интегральных микросхем  $\mu A709$  и  $\mu A744$  при облучении быстрыми нейтронами

С увеличением интегрального потока нейтронов растет нелинейность выходных характеристик операционных усилителей. Ухудшение их обусловлено изменением электрических

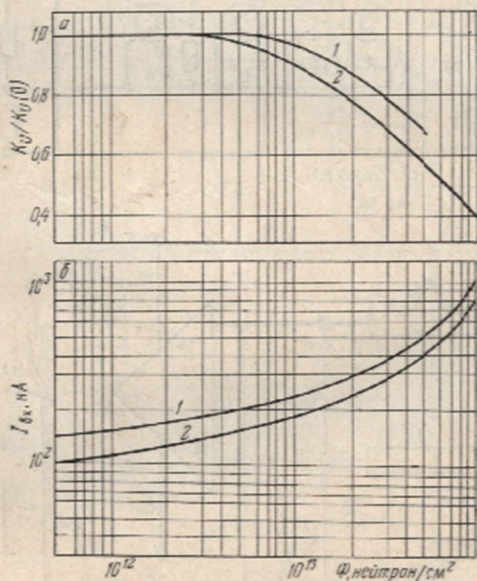


Рис. 8.4. Зависимости коэффициента парафазного усиления  $K_U$  при  $K_U(0) = 43\,000-45\,000$  (а) и входного тока смещения (б) интегральных операционных усилителей  $\mu A709$  (1) и  $\mu A744$  (2) от интегрального потока нейтронов



режимов каскадов по постоянному току и уменьшением глубины обратных связей.

При облучении возрастает уровень собственных шумов усилителей, от которого зависит минимальный входной сигнал. При оценке уровня шумов необходимо учитывать изменение шумов элементов усилителей [487—489].

Напряжение смещения нуля и разность входных токов интегральных операционных усилителей претерпевают меньшие изменения по сравнению с коэффициентом усиления и входными токами [490].

## § 8.2. ВЛИЯНИЕ ОБЛУЧЕНИЯ НА ИНТЕГРАЛЬНЫЕ МИКРОСХЕМЫ НА МДП-ТРАНЗИСТОРАХ

Наряду с биполярными интегральными микросхемами широко применяются интегральные микросхемы на МДП-транзисторах [482], потребляющие мощность, на 2—3 порядка меньшую, чем первые, но по быстродействию в 2—10 раз худшие. Для повышения быстродействия интегральных микросхем на МДП-транзисторах используются гибридные схемы на сапфировой подложке. Это позволяет уменьшить собственные емкости транзисторов и на порядок повысить их быстродействие, что способствует также повышению их радиационной стойкости. Микросхемы на МДП-транзисторах по своим параметрам перспективны для радиоэлектронной аппаратуры, предназначенной для длительных космических полетов [491]. Радиационные изменения параметров таких микросхем в первую очередь определяются эффектами, возникающими в МДП-структурах и рассмотренными в гл. 7.

Ионизирующее излучение вследствие накопления положительного заряда в диэлектрике вызывает сдвиг порогового напряжения в МДП-транзисторах. На величину сдвига влияют также напряжение смещения на затворе и температура облучения. В отсутствие напряжения смещения в диэлектрик также вводится небольшой заряд, обусловленный внутренним полем структуры, и образуются поверхностные состояния. В последнем случае после облучения имеют место увеличение порогового напряжения и уменьшение крутизны характеристики транзистора по затвору. При смещении и малом входном сигнале радиационный заряд накапливается пропорционально смещению на затворе. С ростом поглощенной дозы облучения заряд в диэлектрике увеличивается и смещает рабочую точку микросхемы в область меньших токов (для транзисторов с индуцированным каналом  $p$ -типа). При смещении и большом входном сигнале увеличение порогового напряжения зависит от скважности входных импульсов и времени

отжига радиационного заряда в диэлектрике. При большой скважности, если задержка между импульсами достаточна для отжига ОЗ, изменение порогового напряжения незначительно. Увеличение его при положительном или отрицательном смещении на затворе обычно происходит в сторону отрицательных напряжений. Оно тем больше, чем выше доза облучения и напряжение на затворе (см. рис. 7.11).

Сложность процессов, происходящих в микросхемах на МДП-транзисторах, затрудняет прогнозирование их радиационной стойкости даже с помощью ЭВМ. Поэтому приходится прибегать к экспериментам, на основании которых можно делать заключения о радиационной стойкости интегральных микросхем или предлагать методы ее повышения.

В [492] приводятся результаты облучения гамма-квантами  $Co^{60}$  интегральных микросхем на МОП-транзисторах, представляющих собой 64-разрядные статические запоминающие

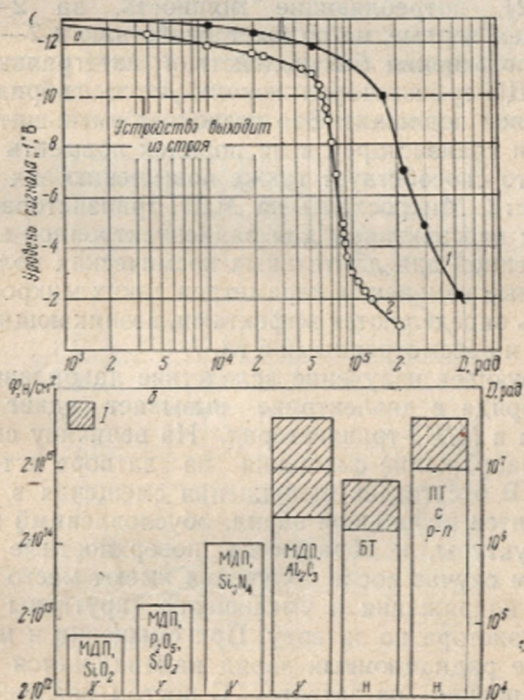


Рис. 8.5. Радиационная стойкость интегральных микросхем на МДП-транзисторах (а) без смещения во время облучения гамма-квантами (1) и в рабочем режиме во время облучения гамма-квантами (2) и на МДП, бл-полярных (БТ) и транзисторах с управляемым р-л-переходом (ПТ) (б);  $\gamma$  — облучение гамма-квантами, н — нейтронами; I — оценка возможностей



устройства с произвольной выборкой и поразрядным считыванием без разрушения информации. Интегральная микросхема состоит из МОП-транзисторов с  $p$ -каналом, работающих в режиме обогащения. Разрядная адресация осуществляется 6-шинным двоичным дешифратором. Разрядными ячейками памяти являются триггеры на МОП-транзисторах. Дegrадация интегральной микросхемы при облучении определялась по уровню напряжения считанного сигнала. Номинальное значение сигнала, соответствующее «1», составляет 13 В, а минимально допустимое — 10 В. Интегральные микросхемы облучались гамма-квантами  $Co^{60}$  в рабочем режиме и в неработающем состоянии. Их параметры измерялись после облучения. Кривая 1 на рис. 8.5, а характеризует изменение уровня сигнала «1» от дозы облучения для микросхемы, облучавшейся без смещения. Из рисунка видно, что сигнал уменьшается до уровня ниже допустимого при дозе  $1,4 \cdot 10^5$  рад. В случае облучения в рабочем импульсном режиме при подаче напряжения на сток и затвор микросхема деградирует (кривая 2) при дозах  $\sim 5,6 \cdot 10^4$  рад, так как величина накопленного заряда, а следовательно, и сдвиг порогового напряжения МОП-транзисторов в режиме больше, чем без него. Радиационные повреждения в облученных микросхемах (доза  $5,5 \cdot 10^5$  рад) отжигаются в течение часа при 473 К. Доля неотожженных повреждений менее 10% [491].

Рис. 8.5, б иллюстрирует радиационную стойкость широкого класса интегральных микросхем на МДП-, биполярных и полевых транзисторах с управляющими  $p-n$ -переходами при стационарном облучении нейтронами и гамма-лучами [493]. Наибольшей радиационной стойкостью обладают схемы на МДП-транзисторах с окислом  $Al_2O_3$  и на полевых транзисторах с  $p-n$ -переходами.

### § 8.3. ВОЗДЕЙСТВИЕ ИМПУЛЬСНОЙ РАДИАЦИИ НА ИНТЕГРАЛЬНЫЕ МИКРОСХЕМЫ

Мощные потоки гамма-квантов могут вызывать сбои в работе интегральных схем или полностью выводить их из строя. Действие импульсного проникающего излучения оказывает влияние на параметры интегральных схем в результате возникновения ионизационных токов, стимулирования теплового пробоя, ухудшения поверхности. Кроме того, при воздействии гамма-нейтронного импульса в полупроводниках образуются радиационные дефекты, которые могут обуславливать необратимые изменения характеристик элементов интегральных микросхем.

**Ионизация.** Импульс гамма-излучения вызывает ионизационные токи как в результате поглощения в самом кристал-



ле полупроводника, так и вследствие вторичного излучения электронов металлами, особенно с высокими атомными номерами. Влияние импульсного ионизирующего излучения на полупроводниковые приборы подробно рассмотрено в [268]. Прямоугольный импульс ионизирующего излучения вызывает в  $p-n$ -переходе фототок, который имеет две составляющие: мгновенную и медленную. Мгновенная составляющая, обусловленная генерацией и разделением электроно-дырочных пар непосредственно в области  $p-n$ -перехода, практически не имеет временной задержки по отношению к ионизирующему импульсу. Медленная, или диффузионная, составляющая, обусловленная собиранием НЗ в объеме кристалла по обе стороны от  $p-n$ -перехода на расстоянии диффузионной длины, несколько запаздывает по отношению к ионизирующему импульсу. Максимальный ионизационный ток, как видно из выражения (4.7), пропорционален мощности дозы излучения, площади  $p-n$ -перехода, диффузионной длине неосновных НЗ и для короткозамкнутого кремниевого  $p-n$ -перехода составляет около  $25 \text{ нА/см}^2 \cdot \text{рад}$  [494].

Временные зависимости ионизационных токов в кремниевом  $p-n$ -транзисторе при воздействии гамма-импульса суммарной дозой  $0,05 \text{ рад}$  представлены на рис. 8.6, а [495]. Как видно, время спада фототока значительно превышает длительность ионизирующего импульса. В интегральных микросхемах этот процесс затягивается еще больше. Величина первичного ионизационного тока коллектора  $I_{к.ф}^0$  в несколько раз больше тока эмиттера  $I_{э.ф}^0$ , что определяется большей площадью коллекторного перехода. «Вторичный» ионизационный ток  $I_{к.ф}$ , протекающий в коллекторной цепи, превышает  $I_{к.ф}^0$ . Обусловлено это усилительными свойствами транзистора ( $I_{к.ф} \approx (1 + B) I_{к.ф}^0$ ). При повышении мощности дозы ток  $I_{к.ф}$  может вызвать насыщение коллекторного перехода транзистора.

Для иллюстрации влияния ионизирующего излучения на интегральную микросхему на рис. 8.6, б, в представлены транзисторный элемент монолитной интегральной микросхемы и его эквивалентная схема [483]. Выходной транзистор имеет в коллекторной цепи изолирующий  $p-n$ -переход, сопротивление которого значительно больше сопротивления перехода коллектор—база. Ионизационные токи, проходящие через изолирующий  $p-n$ -переход и переход коллектор—база, могут приводить к изменению состояния микросхемы или сбоям.

В интегральном операционном усилителе  $\mu A744$  (рис. 8.2, в) для уменьшения влияния ионизационных токов используются дополнительные компенсирующие транзисторы. Ионизационные токи транзисторов вызывают изменение потенциала на выходе усилителя. Однако транзистор  $T_{15}$  в диодном вклю-



чении компенсирует его, что приводит к снижению напряжения помехи на выходе усилителя при воздействии импульса радиации [485].

При воздействии импульса радиации в интегральных микросхемах на основе МДП-транзисторов в цепях затвора и канала также возникают ионизационные токи. Фототоки в цепи затвора зависят от полярности и величины напряжения на затворе. Ионизационный ток в цепи канала в сильной степени определяется геометрией полупроводниковой подложки [444].

Радиационная стойкость МДП-интегральных микросхем к импульсному излучению, таким образом, может быть повышена путем уменьшения площадей границ раздела и приме-

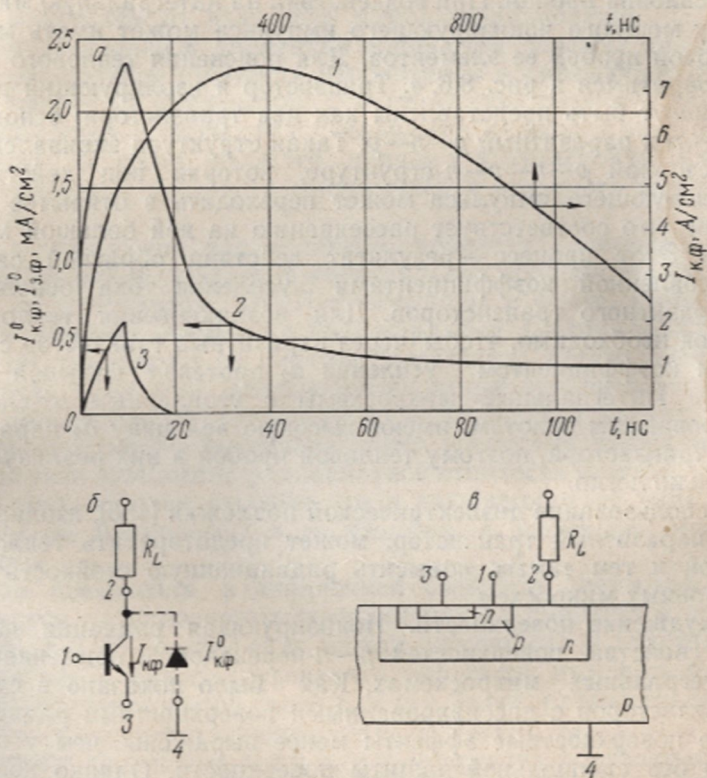


Рис. 8.6. Зависимости фототоков  $I_{к.ф}$  (1),  $I_{к.ф}^0$  (2) и  $I_{з.ф}^0$  (3)  $n-p-n$ -транзистора ( $U_{к.б}=5$  В,  $U_{б.э}=0,66$  В, плотность тока коллектора  $6,4$  А/см<sup>2</sup>) при воздействии гамма-импульса длительностью  $10$  нс от времени (а), эквивалентная схема транзистора и изолирующего  $p-n$ -перехода (б) и структура транзисторного элемента монолитной интегральной схемы в разрезе (в). В б и в:

1—база; 2—коллектор; 3—эмиттер; 4—подложка

нения эпитаксиальных пленок на сапфировой подложке. Пленочные МДП-транзисторы, изготовленные на сапфире, сохраняют работоспособность при мощности дозы до  $10^9$  рад/с [495].

Ионизационные токи могут вызывать не только помехи и сбои, но и необратимые повреждения интегральных микросхем за счет выделения избыточного джоулевого тепла в металлическом покрытии. Надежность металлизации обеспечивается, если плотность тока не превышает  $\sim 10^5$  А/см<sup>2</sup> [483]. Предельная мощность дозы гамма-квантов, при которой наступает разрушение металлического покрытия,  $P \geq 4 \cdot 10^{11}$  рад/с [496].

**Тепловой пробой.** При воздействии на интегральную микросхему мощного ионизирующего импульса может иметь место тепловой пробой ее элементов. Для пояснения теплового пробоя обратимся к рис. 8.6, в. Транзистор и изолирующий переход могут быть представлены как два транзистора: основной  $n-p-n$  и паразитный  $p-n-p$ . Такая структура эквивалентна тиристорной  $p-n-p-n$ -структуре, которая под действием ионизирующего импульса может переходить в открытое состояние, что соответствует рассеиванию на ней большой мощности. Этот процесс — результат действия обратной связи, обусловленной коэффициентами усиления тока основного и паразитного транзисторов. Для возникновения теплового пробоя необходимо, чтобы через паразитный транзистор с высоким коэффициентом усиления  $a_2$  протекал большой ток [493]. Интегральные микросхемы с утопленным  $n^+$ -слоем, легированным золотом, имеют высокую величину  $a_2$  паразитного транзистора, поэтому тепловой пробой в них реализуется довольно легко.

Использование диэлектрической подложки [483], изолирующей паразитный транзистор, может предотвратить тепловой пробой и тем самым повысить радиационную стойкость интегральных микросхем.

**Ухудшение поверхности.** Ионизирующая радиация изменяет свойства поверхностей  $p-n$ -переходов, применяемых в интегральных микросхемах. Как было показано в гл. 6, у транзисторов с пассивированными поверхностями радиационные поверхностные эффекты менее выражены, чем у приборов без специальной защиты поверхности. Однако полностью избавиться от поверхностных радиационных эффектов не удастся. Они способствуют обеднению поверхности полупроводника  $p$ -типа и конвертированию ее в  $n$ -тип, что приводит к ослаблению усиления малых сигналов в  $n-p-n$ -транзисторах и к увеличению  $I_{к.о}$  в  $p-n-p$ -приборах.

Микросхемы с низким импедансом не претерпевают заметных изменений за счет поверхностных нарушений до доз



$10^6$  рад [497], а микросхемы с высоким импедансом, например линейные биполярные интегральные микросхемы, чувствительны к значительно меньшим дозам, начиная с  $10^3$  рад.

#### § 84. ПУТИ ПОВЫШЕНИЯ РАДИАЦИОННОЙ СТОЙКОСТИ ИНТЕГРАЛЬНЫХ МИКРОСХЕМ

Существуют два пути повышения радиационной стойкости интегральных микросхем [444, 483, 485, 493, 498] — конструктивно-технологический, предусматривающий использование способов повышения радиационной стойкости элементов, и конструктивно-схемотехнический. Кроме того, возможна защита микросхем от излучений путем экранирования.

Применительно к элементам микросхем способы повышения радиационной стойкости рассмотрены в предыдущих главах и сводятся к уменьшению геометрических размеров активных элементов, в частности к уменьшению площадей переходов и толщин базовых областей диодов и транзисторов, а также к снижению удельного сопротивления исходного полупроводника.

Для повышения радиационной стойкости интегральных микросхем рекомендуется применять в них полевые транзисторы с  $p-n$ -переходом, МДП-транзисторы с более стойкими в радиационном отношении диэлектриками (например,  $Al_2O_3$ ,  $SiO_2-Si_3N_4$ ), диоды на горячих носителях, тонкопленочные пассивные элементы. Целесообразно также использовать для изоляции элементов микросхем диэлектрические пленки.

Конструктивно-схемотехническими способами также можно добиться повышения радиационной стойкости интегральных микросхем. Причем способы эти в зависимости от вида интегральной микросхемы и ее назначения достаточно многообразны.

Для повышения радиационной стойкости интегральных микросхем на биполярных транзисторах рекомендуется добиваться низкого соотношения между пассивными и активными элементами и малого рассеивания мощности; включать биполярные транзисторы по схеме с общей базой; применять транзисторы в логических микросхемах в режиме насыщения; использовать балансные пары для компенсации ионизационных токов; в случае включения транзистора с общим эмиттером применять для компенсации ионизационных токов в цепи базы диод или транзистор в диодном включении; защищать поверхности активных и пассивных элементов.

Для логических интегральных микросхем на МДП-транзисторах рекомендуется [444] применять устройства для осуществления автоматического повышения напряжения питания

с ростом дозы облучения; использовать резервные системы, которые в поле облучения могут попеременно находиться в электрическом режиме или без режима; периодически увеличивать температуру активных элементов до 420—470 К путем повышения тока стока или специальным подогревом.

Ниже приведены отдельные примеры использования схемотехнических решений для повышения радиационной стойкости интегральных микросхем к импульсному ионизирующему

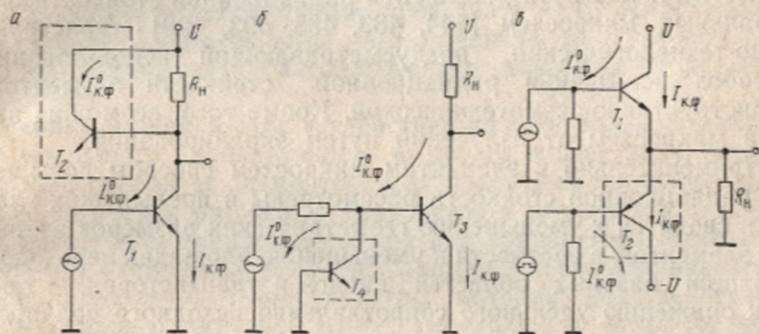


Рис. 8.7. Схемы компенсации первичного (а) и вторичного (б) ионизационных токов усилителя и ионизационного тока логического элемента (в)

излучению. На рис. 8.7 представлены схемы компенсации ионизационного тока в усилительном элементе. Включение компенсирующего транзистора  $T_2$  в коллекторной цепи (рис. 8.7, а) позволяет уменьшить влияние излучения на величину напряжения на нагрузке  $R_n$ . В данном случае транзистор  $T_2$ , включенный как диод, шунтирует первичный ионизационный ток  $I_{к.ф}^0$ , который генерируется излучением в транзисторе  $T_1$ . Снижение вторичного ионизационного тока  $I_{к.ф}$  достигается за счет перехода база—коллектор дополнительного транзистора  $T_4$  (рис. 8.7, б), включенного между базой и эмиттером транзистора  $T_3$ . При таком включении первичный ионизационный ток  $I_{к.ф}^0$  шунтируется транзистором  $T_4$ , и поэтому вторичный ионизационный ток  $I_{к.ф}$  транзистора  $T_3$  мал.

Достаточно эффективно компенсировать ионизационные токи аналоговых и насыщенных логических элементов можно, используя балансовые пары на транзисторах одного типа или на дополняющих транзисторах (рис. 8.7, в). Транзисторы в таких схемах должны иметь при облучении одинаковые значения первичных и вторичных ионизационных токов и входных сопротивлений в цепи базы.

Кроме того, для повышения радиационной стойкости интегральных микросхем независимо от применяемых в них активных элементов необходимо [444, 483] проектировать мик-



росхемы с максимальным коэффициентом усиления и высоким запасом по шуму; разрабатывать микросхемы с низким входным и выходным сопротивлениями; применять каскады с непосредственной связью; использовать отрицательную обратную связь и режимы ограничения тока; применять резисторы и конденсаторы с малыми сопротивлениями и емкостями; в соединительные алюминиевые линии интегральных микросхем включать ограничивающие сопротивления; использовать токоограничивающее сопротивление в цепи источника питания; выбирать элементы и проектировать интегральную микросхему таким образом, чтобы радиационные изменения ее характеристик мало зависели от режима работы.

Поскольку некоторые из перечисленных требований противоречат друг другу, для обеспечения высокой радиационной стойкости микросхемы и требуемых выходных параметров необходимо выбирать оптимальный вариант.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЙ  
В ТЕХНОЛОГИИ§ 9.1. ВЛИЯНИЕ  
ОБЛУЧЕНИЯ НА ДИФФУЗИЮ  
В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Известно несколько возможных механизмов влияния облучения на диффузию в полупроводниках. В первую очередь отметим диссоциативный механизм, т. е. перемещение диффундирующей примеси по кристаллу в нескольких зарядовых состояниях. Поскольку облучение снижает положение уровня Ферми, естественно считать, что концентрация диффундирующих атомов в каждом зарядовом состоянии также изменяется, приводя к изменению эффективного коэффициента диффузии. Однако при диссоциативном механизме диффузии атомы, перемещаясь по междоузлиям, захватываются вакансиями, число которых при облучении возрастает. Поэтому облучение может привести не только к ускорению, но и к замедлению процессов диссоциативной диффузии. Кроме того, диффузия может осуществляться именно вакансионным механизмом; тогда увеличение концентрации вакансий приводит к стимулированию переноса атомов диффундирующей примеси. На ускорение диффузии могут влиять и другие процессы. В частности, теоретически и экспериментально показано [499—503], что на диффузию в полупроводниках влияет облучение ядерными частицами подпороговых энергий, когда упругое выбивание атомов из узлов невозможно. В этом случае механизм ускорения процесса миграции атомов примеси обусловлен уменьшением энергии активации, связанным с ионизацией диффундирующих и матричных атомов.

Приведенные механизмы радиационно-стимулированной диффузии (РСД) в полупроводниках так или иначе связаны с образованием радиационных дефектов. Можно предполагать, что при низких температурах, когда концентрация дефектов радиационного происхождения превышает концентрацию дефектов, существующих в кристалле независимо от облучения, коэффициент диффузии должен возрастать. При высоких же температурах облучение должно в меньшей мере влиять на коэффициент диффузии вследствие протекания процессов отжига радиационных дефектов. Следовательно, температуры, при которых можно экспериментально наблю-



дать ускорение диффузии облучением, не должны быть ни слишком низкими, ни очень высокими, чтобы, с одной стороны, коэффициент диффузии не был слишком низким, а с другой, чтобы избежать влияния отжига.

Динс и Дамаск предложили упрощенную теорию [504], с помощью которой удобно описывать особенности диффузии при облучении. Теория применима в тех случаях, когда концентрации дефектов малы по сравнению с концентрациями стоков и когда длительность эксперимента превосходит время, необходимое для установления стационарной концентрации вакансий и междоузельных атомов. Для упрощения анализа рассмотрим миграцию вакансий, однако все рассуждения можно применить и для междоузельных атомов.

В условиях облучения дифференциальное уравнение, описывающее концентрацию избыточных вакансий [504], имеет вид

$$dV/dt = K - K_V V, \quad (9.1a)$$

где  $V$  — атомные доли вакансий относительно концентрации точечных дефектов, находящихся в термодинамическом равновесии;  $K$  — скорость образования вакансий, пропорциональная интенсивности облучения;  $K_V$  — постоянная скорости удаления вакансий, пропорциональная концентрации стоков вакансий  $\alpha_V$ . Величина  $K_V$  связана с диффузионными константами вещества и определяется выражением

$$K_V = \alpha_V v_V \lambda^2. \quad (9.1b)$$

Здесь  $v_V$  — частота скачков вакансий;  $\lambda$  — расстояние, на которое перемещается вакансия при скачке. Поскольку при воздействии радиации образуется одинаковое количество вакансий и междоузельных атомов, то

$$\alpha_V = \alpha_I \doteq 2\pi N_0 / \ln(r_1/r_0), \quad (9.1b)$$

где  $N_0$  — концентрация дислокаций;  $r_1$  и  $r_0$  — эффективные радиусы соответственно цилиндрической дислокации и точечного дефекта. В условиях стационарности  $dV/dt = 0$  и, следовательно, из (9.1 а) и (9.1 б) получаем

$$V = K / \alpha_V v_V \lambda^2. \quad (9.2)$$

При облучении в объеме образца имеется некоторая концентрация термических  $V_0$  и радиационных вакансий  $V$ . С учетом этого коэффициент диффузии при облучении пропорционален полной концентрации вакансий:

$$D = (V_0 + V) v_V \lambda^2 = V_0 v_V \lambda^2 + K v_V \lambda^2 / \alpha_V v_V \lambda^2 = D + K / \alpha_V. \quad (9.3)$$

Здесь  $D$  — коэффициент диффузии, обусловленный только тепловыми процессами. Разность  $D' - D$ , являющаяся мерой ускорения диффузии, равна  $K/\alpha_V$  и не зависит от температуры. При температурах, при которых коэффициент термической диффузии  $D$  мал, полный коэффициент диффузии  $D'$  практически также не зависит от температуры. В этом случае скорость миграции вакансий низка и, следовательно, стационарная их концентрация повышается. Заметим, что коэффициент

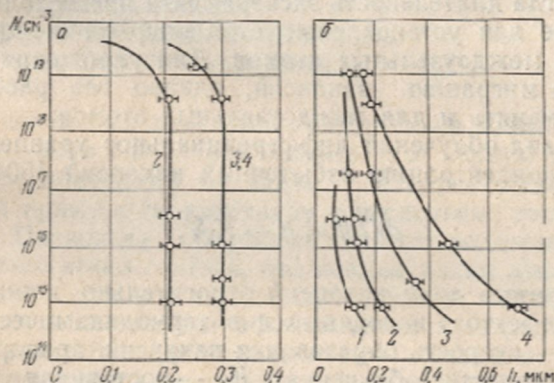


Рис. 9.1. Концентрационные профили распределения бора в кремнии после бомбардировки протонами с энергиями 10 (а) и 20 кэВ (б) в течение 0,25 (1), 0,5 (2), 1 (3) и 2 ч (4)

диффузии, обусловленной облучением, пропорционален потоку бомбардирующих частиц.

Экспериментальные исследования ускорения диффузии фосфора, галлия и бора в кремниевые пластины с  $p$ - $n$ -переходом при облучении протонами с энергией 0,2—1,0 МэВ и электронами с энергией 1 МэВ выполнены в [505—508]. Облучение велось при температурах диффузионного отжига (873—1473 К), причем облучались лишь узкие полосы на поверхности образцов. После облучения контролировалось смещение границы перехода в облученной и необлученной областях образцов. Обнаружено, что существенное ускорение диффузии имеет место при температурах выше 1073—1123 К.

Ускорение диффузии бора в  $n$ -Si, ориентированном в плоскости (111), при облучении протонами с энергиями 10 и 20 кэВ исследовалось в [509]. Интенсивность протонного пучка составляла  $(3-7) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Бор наносился термическим способом из диборана на поверхность кремния, предварительно обработанную химико-механической полировкой. Толщина слоя бора составляла 600 Å. Облучение проводилось при 773—973 К. Как видно из рис. 9.1, существенного различия в ха-



рактуре концентрационных профилей распределения бора в образцах не обнаружено. Приведенные результаты показывают, что когда глубина диффузии примеси больше, чем средний пробег протонов, можно получать круглые профили концентрации примеси, что является важным преимуществом РСД перед термодиффузией. Определенная Гиббсом [509] величина коэффициента диффузии бора при низкотемпературном облучении оказалась на три порядка больше величины коэффициента термодиффузии при сравнимой температуре. Гиббс и др. [510] с помощью РСД изготовили диоды, близкие по параметрам диодам, полученным методом термодиффузии. Преимущество таких диодов — наличие крутых концентрационных профилей, что позволяет использовать их в качестве варикапов, имеющих широкий диапазон изменения емкости от обратного напряжения.

Стимулирование диффузии золота в кремнии исследовано в [511]. Облучались кристаллы легированного фосфором  $n$ -Si, на поверхность которых в вакууме напылялась пленка золота. После облучения в реакторе с помощью гамма-спектрометра исследовалось послойное содержание золота. В контрольных образцах его не оказалось, а в исследуемых оно обнаружилось на глубине более 25 мкм. Эффективный коэффициент диффузии при температуре 333 К составил  $10^{-10}$ — $10^{-9}$  см<sup>2</sup>/с.

О глубокой диффузии золота в кремнии при облучении рентгеновскими лучами (300 К) с энергией, недостаточной для образования дефектов смещения, сообщается в [512]. В [513] получены данные об ускорении диффузии Au и Li в кремнии при облучении электронами с энергией 100 кэВ. Низкотемпературная (120 К) диффузия золота на глубину до 10 мкм при освещении лампой накаливания наблюдалась в [514], а в [515] исследовалась диффузия золота в пластину Si толщиной 250 мкм при облучении в течение 30 мин потоком тепловых нейтронов  $10^{13}$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup> и потоком  $5 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup> надтепловых и быстрых нейтронов.

Влияние структурных дефектов на РСД золота в Si рассмотрено в [516]. Использовались образцы монокристаллического  $n$ - и  $p$ -Si с  $\rho = 1$ —50 Ом·см и поликристаллические образцы  $n$ -типа с  $\rho = 360$  Ом·см. Монокристаллические образцы, содержавшие различные концентрации дислокаций, были разбиты на три группы: 1) бездислокационные ( $N_d = 10$  см<sup>-2</sup>); 2) с дислокациями роста ( $N_d = 10^3$  см<sup>-2</sup>); 3) с дислокациями, введенными пластической деформацией ( $N_d = 10^3$ — $10^6$  см<sup>-2</sup>). Плотность дислокаций определялась по ямкам травления. На поверхность образцов напылением в вакууме ( $10^{-5}$  тор) наносилась пленка золота толщиной 0,1—0,3 мкм, после этого кристаллы облучались 250 ч в вертикальном канале реактора. После облучения поверхность образцов очищалась от остат-

ков золота многократным промыванием в царской водке и плавиковой кислоте. Эффективность промывки контролировалась с помощью необлученных образцов, покрытых пленкой активированного золота.

Результаты экспериментов, представленные на рис. 9.2, показывают, что скорость РСД и глубина проникновения золота в *n*- и *p*-Si увеличиваются с ростом плотности дислокаций. Этот результат объяснен в предположении, что когда имеет место интенсивный процесс дефектообразования, атомы золо-

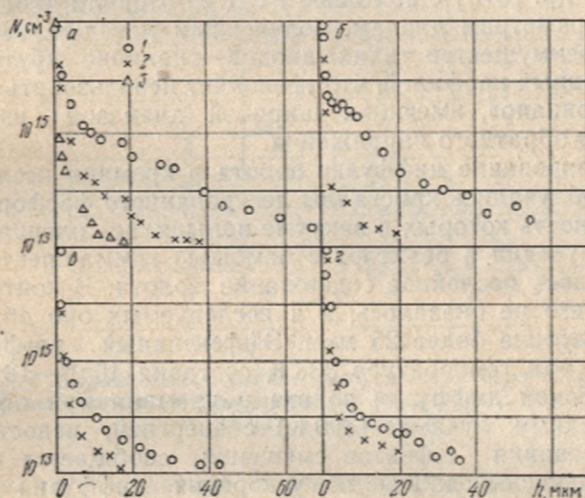


Рис. 9.2. Влияние ростовых несовершенств (а, б) и дислокаций, введенных пластической деформацией (в, г), на радиационно-стимулированную диффузию золота в *n*- (а, в) и *p*-Si (б, г):

а и б — при облучении потоком нейтронов с плотностью  $9,1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  ( $1 - N_d = 10^4 \text{ см}^{-2}$ ,  $2 - N_d < 10 \text{ см}^{-2}$ , 3 — для поликристаллов); в и г — при облучении потоком нейтронов с плотностью  $2,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  ( $1 - N_d = 10^4 \text{ см}^{-2}$ ,  $2 - N_d = 10^2 \text{ см}^{-2}$ ). Время облучения 250 ч

та в кремнии мигрируют по междоузлиям в условиях малых концентраций избыточных вакансий по обычному диссоциативному механизму. Выказано также предположение, что при низкотемпературной РСД (393 К) дислокации являются стоками для дефектов Френкеля, введенных облучением, так как влияние дислокаций роста на ускорение диффузии ярче выражено в *n*-Si, в котором подвижность вакансий выше, чем в *p*-Si [13]. В поликристаллических образцах скорость диффузии и глубина проникновения золота заметно ниже, чем в монокристаллах, вероятно, вследствие того, что скопления вакансий на границах зерен служат ловушками для диффу-



дирующих атомов золота и уменьшают скорость их миграции. Предположение подтверждается специфическим профилем распределения золота в поликристаллических образцах.

Дислокации, введенные в процессе пластической деформации при 373 К, влияют на радиационно-стимулированную диффузию золота в кремнии так же, как и дислокации роста.

Золото в кремнии — быстродиффундирующая примесь в условиях тепловой диффузии. Представляет интерес проследить, в какой степени при облучении ускоряется диффузия других быстродиффундирующих примесей, например, палладия и никеля, перспективных при создании быстродействующих кремниевых приборов и изготовлении контактов.

В [517] исследовалось влия-

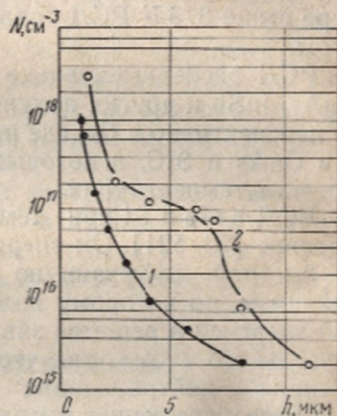


Рис. 9.3. Профили распределения никеля (1) и палладия (2) в кремнии после облучения реакторными нейтронами (400 К,  $1,8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ , 250 ч)

ние реакторного облучения на ускорение диффузии Pd и Ni в n-Si (КЭФ-7,5). Образцы облучались при 400 К в течение 50, 250 и 500 ч потоком нейтронов  $1,8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  в кварцевых ампулах, часть которых была вакуумирована ( $10^{-5}$  мм рт. ст.), а другая часть наполнена осушенным воздухом. Диффузия палладия протекала только в вакууме, никель же диффундировал и в газовом окружении. В первом случае диффузии препятствует окисная пленка, образующаяся на поверхности кремния в сильно ионизированной атмосфере.

Профили распределения Pd и Ni после облучения представлены на рис. 9.3. Рассчитанные для этих элементов коэффициенты РСД равны соответственно  $5,8 \cdot 10^{-12}$  и  $0,75 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2/\text{с}$  [517]. Результаты эксперимента свидетельствуют, что имеет место значительное ускорение диффузии быстродиффундирующих в условиях тепловой диффузии палладия и никеля в Si при реакторном облучении.

В [518, 519] показано, что при облучении гамма-квантами  $\text{Co}^{60}$  (78—400 К) обнаруживается ускорение диффузии кадмия и серы, приводящее к их выходу из объема на поверхность кремния. Диффузия золота в кремнии ускоряется также рентгеновским облучением при комнатной температуре [501]. При этом коэффициент РСД при дозе около  $5 \cdot 10^8 \text{ Р}$  соответствует коэффициенту тепловой диффузии примерно при 603 К.

В [520] изучалось влияние облучения при 773—973 К протонами с энергией 0,4—1,5 МэВ при плотности потока  $10^{12}$ — $10^{14}$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup> на диффузию сурьмы в монокристаллические образцы *p*-Ge с *p*—*n*-переходом. Оказалось, что *p*—*n*-переход в облученной части кристалла располагается глубже, чем в необлученной. Ускорение диффузии сурьмы объясняется возникновением при облучении дополнительных вакансий в облученной части образца. В условиях эксперимента при температуре выше 873 К РСД оказалась независимой от температуры.

РСД экспериментально наблюдалась также в CdS, Se, GaAs, InSb и других полупроводниках. Ее применение особенно перспективно в Ge, где позволяет избежать термоконверсии, и в GaAs и SiC, в которых термодиффузия проводится при высоких температурах.

РСД в Ge и Si при температурах около 4,2 К наблюдал Уоткинс [70, 521]. Он впервые высказал мнение о возможности быстрой диффузии по междоузлиям. В [522] предложен механизм, по которому положение с наименьшей потенциальной энергией в решетке зависит от зарядового состояния междоузельного атома, так что последовательность событий ионизация — нейтрализация может привести к возникновению сил, способствующих миграции атома по междоузлиям из одного положения в другое. В этом случае может иметь место зависимость скорости миграции от положения уровня Ферми и, следовательно, от температуры и степени компенсации. Уоткинс и др. [523] рассчитали устойчивость положения атома в междоузлии в решетке типа алмаза и показали, что миграция атомов по междоузлиям под действием ионизирующего излучения вполне возможна.

Иной механизм, согласно которому энергетический барьер между последовательными идентичными положениями междоузельных атомов уменьшается в присутствии электронов, локализующихся вблизи диффундирующего примесного атома, предложен в [500, 524, 525]. К сожалению, в настоящее время отсутствуют экспериментальные доказательства того, какой из механизмов ускорения диффузии имеет место в действительности. В решетке кремния примесные атомы типа фосфора или бора обычно находятся в узлах, перевод их в междоузлия сопряжен с затратой энергии. Поэтому естественно полагать, что РСД атомов фосфора и бора возможна в тех случаях, когда реализуются смещения атомов, т. е. при бомбардировке частицами высоких энергий. Другие примеси, такие, как Li, Au, в решетке кремния находятся преимущественно в междоузлиях. Ускорение диффузии таких примесей, по видимому, возможно и при воздействии низкоэнергетического ионизирующего излучения.



Анализируя миграцию примесных атомов в полупроводниковых кристаллах в условиях воздействия излучений, можно констатировать, что РСД имеет место во многих кристаллах, таких, как Si, Ge, GaAs, InSb, CdS и других. Можно считать экспериментально доказанным, что диффузия атомных дефектов существенно ускоряется при воздействии излучений различных видов и энергий, при этом имеет место пропорциональность скорости низкотемпературной диффузии плотности потока излучения. Существенно, что РСД протекает при столь низких температурах облучения, когда вклад тепловых флуктуаций в процессы переноса пренебрежимо мал. Отметим также, что коэффициент РСД в отличие от коэффициента термической диффузии зависит от типа проводимости кристалла и уровня легирования.

Применение РСД, позволяющей контролировать введение радиационных дефектов в кристалл и регулировать глубину и профиль распределения примесей, открывает возможность существенного улучшения диффузионной технологии полупроводниковых приборов.

## § 9.2. РАДИАЦИОННОЕ ЛЕГИРОВАНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

При облучении нейтронами, помимо образования радиационных дефектов, в кристаллах происходят ядерные реакции, приводящие к возникновению примесных атомов химических элементов, ранее отсутствовавших в материале (трансмутационное легирование). Этот эффект может быть использован для целенаправленного управления свойствами полупроводников.

Если проанализировать ядерные реакции, происходящие при облучении Ge медленными нейтронами, оказывается, что в нем образуются атомы галлия (акцептор) и мышьяка (донор). Расчеты показывают, что галлия образуется больше, чем мышьяка [4, 132]. В [526] предложен метод компенсации *p*-Si путем облучения его медленными нейтронами.

Из табл. 9.1 видно, что при взаимодействии быстрых нейтронов с изотопами кремния образуются стабильные изотопы  $Al^{27}$ . Облучение медленными нейтронами ( $E \leq 200$  кэВ) приводит к образованию стабильного изотопа  $P^{31}$ , который в Si является донором. Очевидно, что, используя достаточно чистые кристаллы *p*-Si, можно путем облучения медленными нейтронами компенсировать их или перевести в *n*-тип. Заместим, что даже при облучении кремния в реакторе нейтронами спектра деления в кристалле образуется избыток фосфора над алюминием, так как сечение реакции на медленных нейтронах на несколько порядков выше, чем на быстрых.

Концентрацию примесей, возникающих в полупроводнике за счет ядерных реакций, можно вычислить по формуле [4]

$$N_i = \Phi \sigma N P_i, \quad (9.4)$$

где  $\Phi$  — интегральный поток;  $\sigma$  — эффективное сечение реакции;  $N$  — концентрация атомов в  $1 \text{ см}^3$ ;  $P_i$  — содержание изотопа, %.

Например, в кремнии содержание изотопа  $\text{Si}^{30}$  составляет 3,09%, а эффективное сечение реакции на медленных нейтронах равно  $1,1 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$ . Отсюда полная компенсация  $p$ -Si с удельным сопротивлением 1000 Ом·см может быть достигнута примерно за 24 ч при интенсивности потока медленных нейтронов  $10^{12} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  [526]. После облучения концентрация фосфора будет несколько возрастать по мере распада радиоактивного изотопа  $\text{Si}^{31}$  (период полураспада 2,6 ч).

Таблица 9.1

Ядерные реакции в кремнии при облучении нейтронами [527]

Изотоп	Содержание изотопа, %	Типы реакций	
$\text{Si}^{28}$	92,21	$\text{Si}^{28} (n, 2n)$	$\text{Si}^{27} \xrightarrow[\beta^+]{4,22 \text{ с}} \text{Al}^{27}$
		$\text{Si}^{28} (n, 3n)$	$\text{Si}^{26} \xrightarrow[\beta^+]{2,1 \text{ с}} \text{Al}^{26}$
		$\text{Si}^{28} (n, p)$	$\text{Al}^{28} \xrightarrow[\beta^-]{2,3 \text{ мин}} \text{Si}^{28}$
$\text{Si}^{29}$	4,7	$\text{Si}^{29} (n, 3n)$	$\text{Si}^{27} \xrightarrow[\beta^+]{4,22 \text{ с}} \text{Al}^{27}$
		$\text{Si}^{29} (n, p)$	$\text{Al}^{29} \xrightarrow[\beta^-]{6,56 \text{ мин}} \text{Si}^{29}$
		$\text{Si}^{29} (n, 2p)$	$\text{Mg}^{28} \xrightarrow[\beta^-]{20,8 \text{ ч}} \text{Al}^{28} \xrightarrow[\beta^-]{2,3 \text{ м}} \text{Si}^{28}$
$\text{Si}^{30}$	3,09	$\text{Si}^{30} (n, \gamma)$	$\text{Si}^{31} \xrightarrow[\beta^-]{2,6 \text{ ч}} \text{P}^{31} \text{ (тепловые)}$
		$\text{Si}^{30} (n, p)$	$\text{Al}^{30} \xrightarrow[\beta^-]{3,27 \text{ с}} \text{Si}^{30}$
		$\text{Si}^{30} (n, \alpha)$	$\text{Mg}^{27} \xrightarrow[\beta^-]{9,5 \text{ мин}} \text{Al}^{27}$



Ядерные реакции сопровождаются образованием ядер отдачи, способных образовывать дополнительные дефекты. При облучении в реакторе количество дефектов за счет ядер отдачи оказывается сравнимым с количеством дефектов, образующихся под действием быстрых нейтронов [528]. Радиационные нарушения устраняются путем отжига при температурах около 800—1100 К [526].

Описанным методом получены компенсированный кремний с  $\rho = 200\,000$  Ом·см и  $\tau = 5$  мкс для счетчиков ядерных излучений [526] и *n*-кремний с  $\rho = 20$ —180 Ом·см при равномерности легирования около  $\pm 3\%$  для тиристоров и выпрямительных диодов [529—531]. Легированный кремний мог использоваться в производстве через 4—5 дней после спада наведенной радиоактивности, главным образом за счет активации  $^{31}\text{P} (n, \gamma) \rightarrow ^{32}\text{P} \rightarrow ^{32}\text{S} + \beta^-$ . Достоинство метода состоит в равномерном распределении легирующей примеси по кристаллу, так как последняя образуется за счет основной матрицы полупроводника. Поэтому полупроводниковые приборы, изготовленные на таком материале, должны иметь характеристики, близкие к теоретическим. Сообщалось [532], что этот способ успешно использован фирмой Сименс (ФРГ) для изготовления мощных высоковольтных тиристоров, рассчитанных на максимальный ток 800 А и пиковое напряжение запертого прибора 3,2 кВ.

Большой интерес представляет внедрение примеси в кристаллы путем бомбардировки ионами (ионно-лучевой метод) [533, 534]. Ионно-лучевым методом можно легировать на небольшие глубины различные полупроводники и получать при этом в одной технологической операции электронно-дырочные переходы и целые приборы. Теоретически оценивать пробег ионов Р и В можно по обычным выражениям теории ионизационных потерь [535].

Ионно-лучевые установки позволяют вводить в кристаллы примеси различных элементов и обеспечивают энергии ионов до 400 кэВ. С помощью таких установок с ускоряющим напряжением около 30 кэВ, ионным источником с дуговым разрядом и магнитным разделением ионов созданы, например, кремниевые солнечные батареи [536].

Глубина залегания *p*—*n*-переходов в Si, полученных внедрением ионов фосфора с энергией 30 кэВ, составила 0,75—1,1 мкм, что в 15—20 раз больше средней глубины, оцененной теоретически. Различие обусловлено тем, что во время термообработки при 750—900 К, которой обычно подвергаются ионно-имплантированные слои для снятия радиационных повреждений и активации примесных ионов, происходит диффузия внедренных атомов. Сравнительно большая скорость диффузии, вероятно, связана с наличием в слое большого коли-

чества вакансий, обусловленных воздействием ионного пучка [507]. О большой концентрации радиационных дефектов, содержащихся в имплантированных слоях, полученных бомбардировкой ионами  $H^+$ ,  $N^+$ ,  $O^{2+}$ ,  $Ne^+$ ,  $He^+$ ,  $B^+$ , сообщалось в [537, 538].

В [539] показано, что с некоторой критической дозы в кремнии возникает разрушенный, или аморфный, слой, толщина которого растет с увеличением дозы. Надо заметить, что на глубину проникновения ионов влияет ориентация ионного пучка относительно кристаллографических осей. Здесь сказывается влияние эффекта каналирования на прохождение заряженных частиц в кристаллах.

Метод ионно-лучевого легирования внедряется в практику, поскольку он перспективен для решения задач полупроводниковой электроники, в частности для создания дискретных приборов и интегральных схем с повышенной радиационной стойкостью [361].

### § 9.3. РЕГУЛИРОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ ОБЛУЧЕНИЕМ

Ряд специфических свойств полупроводниковых кристаллов обусловлен возможностью введения в них различного типа дефектов.

Изучение свойств радиационных дефектов показывает, что некоторые из них термически устойчивы и влияют на электрические и оптические свойства полупроводника подобно центрам, имеющим химическую природу. Следовательно, в кремнии их можно использовать для управления свойствами полупроводниковых материалов и приборов.

Наиболее перспективно использование проникающих излучений в технологии увеличения быстродействия полупроводниковых приборов и интегральных микросхем. Для этих целей обычно в кремний вводят золото, которому, как известно [540], принадлежат два глубоких энергетических уровня —  $E_C - 0,54$  эВ и  $E_V + 0,35$  эВ. Сечение рекомбинации на атомах золота в кремнии для дырок  $\sigma_p = 4,2 \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup> [541, 542]. В ряде случаев введение золота не позволяет достичь нужного эффекта, поскольку растворимость его имеет предел. Кроме того, сложна технология введения золота в кристалл.

Первые эксперименты по снижению скорости переключения кремниевых диодов путем облучения были проведены в 1957 г. [543]. В результате облучения интегральным потоком реакторных нейтронов  $1 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup> заряд переключения кремниевых диодов уменьшился в три раза. Носов [544] использовал реак-



торное облучение для увеличения скорости переключения импульсных диодов. При этом статические ВАХ диодов после облучения не изменялись. В этих работах была показана практическая возможность использования ядерных излучений в технологии производства полупроводниковых приборов. Однако нейтронное излучение реактора обуславливает появление в образцах остаточной радиоактивности, что налагает определенные ограничения на метод.

Для радиационной обработки образцов перспективно использование быстрых электронов и гамма-квантов  $Co^{60}$ , имеющих высокую проникающую способность и не наводящих в образцах остаточной радиоактивности [380, 545—547]. Радиационные дефекты можно вводить этими видами излучений равномерно по объему кристалла и в дозированных концентрациях.

Простейшими первичными радиационными дефектами, возникающими в полупроводниках при облучении гамма-квантами  $Co^{60}$  и электронами с энергией  $\sim 1$  МэВ, как уже отмечалось, являются пары Френкеля (вакансия + междоузельный атом). Они аннигилируют или вступают во взаимодействие друг с другом и примесями в кристалле, образуя сложные комплексы дефектов. В кремнии наиболее существенную роль играют следующие радиационные дефекты: дивакансия ( $E_C - 0,40$  эВ), А-центр (вакансия + атом кислорода,  $E_C - 0,17$  эВ), Е-центр (вакансия + атом фосфора,  $E_C - 0,40$  эВ), центр вакансия + бор ( $E_V + 0,27$  эВ) и др.

В табл. 9.2 приведены данные по термической стабильности первичных и других радиационных дефектов в кремнии.

С точки зрения радиационной технологии интерес представляют дефекты, температуры отжига которых выше 400 К. Это обусловлено необходимостью обеспечения стабильности характеристик полупроводниковых приборов и интегральных

Таблица 9.2

Температуры отжига радиационных дефектов в кремнии, облученном электронами или  $\gamma$ -квантами  $Co^{60}$

Тип дефекта	Температура отжига, К	Тип проводимости	Литература
Вакансия Si ( $V^0$ )	150	<i>p</i>	[70]
Вакансия Si ( $V^-$ )	60—80	<i>n</i>	[80]
Междоузельный атом Si (I)	4	<i>p</i>	[70]
Метастабильная пара ( $V-I$ )	76	<i>n</i>	[548]
Дивакансия ( $V-V$ )	500—560	<i>p, n</i>	[72, 87]
А-центр ( $V+O$ )	620	<i>p, n</i>	[163]
V+элементы V группы (P, As, Sb)	400—420	<i>p</i>	[79, 371]
V+элементы III группы (Al, B, Ga)	500	<i>p</i>	[80]
I+Al	500	<i>p</i>	[70]

микросхем, подвергнутых радиационно-технологической обработке.

Термически устойчивые радиационные дефекты имеют сравнительно высокое сечение рекомбинации неосновных носителей заряда, которое для дырок в зависимости от зарядового состояния дефекта имеет величину  $\sim 10^{-13} - 10^{-16}$  см<sup>2</sup>. Скорости введения радиационных дефектов зависят от вида и

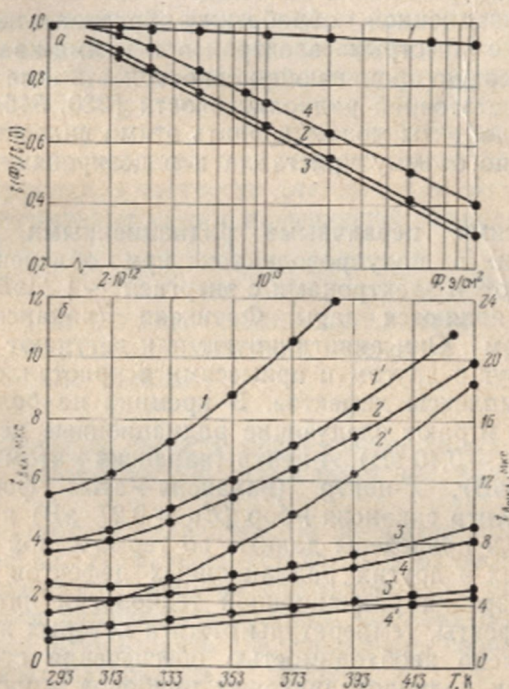


Рис. 9.4. Зависимости динамических параметров тиристорных структур от интегрального потока электронов с  $E=25$  МэВ (а) и от температуры (б):

а — времени включения (1) и выключения по экспериментальным данным (2) и рассчитанного (3), времени жизни неосновных носителей заряда в  $n$ -базе (4); б — времени выключения (1, 2) и включения (3, 4) до (1—4) и после облучения интегральным потоком электронов  $2 \cdot 10^{13}$  см<sup>-2</sup> (1'—4')

энергии излучения, температуры облучения, исходного состава примесей в образцах и их термообработки. Эти вопросы рассмотрены в гл. 1 и 2.

На рис. 9.4 в качестве примера представлены зависимости динамических параметров тиристорной  $p-n-p-n$ -структуры от дозы облучения и температуры. Структура была изготовлена на  $n$ -Si, легированном фосфором. Видно, что время выключения при потоке  $10^{14}$  э/см<sup>2</sup> уменьшается примерно в три раза.



Статическая ВАХ при этом не изменяется. На рис. 9.4 нанесена также рассчитанная зависимость  $t_{\text{выкл}}$  от интегрального потока электронов ( $K_1 = 6 \cdot 10^7$  э·с/см<sup>2</sup>,  $\tau_0 = 2$  мкс). Наблюдается хорошее совпадение результатов расчета и эксперимента.

Отжиг облученных структур в течение 10 ч при 473 К не приводит к изменению времени выключения, так как оно обуславливается А-центрами, стабильными при этой температуре. Время включения в результате облучения не претерпевает существенных изменений, так как его определяют параметры, которые под действием радиации изменяются мало. Температурные зависимости  $t_{\text{выкл}}$  и  $t_{\text{вкл}}$  после облучения практически не изменяются. Облучение дозами гамма-квантов  $\text{Co}^{60} \sim 10^7 - 10^8$  Р [380, 545] приводит к увеличению скорости переключения диодов и тиристоров в два-три раза. Статические характеристики при этом не изменяются. Хорошие результаты получены для приборов, изготовленных как на *n*-, так и на *p*-кремнии.

Путем облучения можно также создавать изолирующие слои в полупроводниковых структурах, увеличивать быстродействие и регулировать технологический разброс параметров полупроводниковых приборов и интегральных микросхем, осуществляя все технологические операции при температурах не выше 600 К. Способ радиационного «легирования» полупроводников может оказаться перспективным при разработке низкотемпературных технологических процессов производства полупроводниковых приборов и интегральных микросхем.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Олсен. Электроника, 1964, 37, 32.
2. Радиационная стойкость аппаратуры, комплектующих элементов и материалов. ГОСТ СССР 18298—72.
3. Ricketts L. W. Fundamentals of Nuclear Hardening of Electronic Equipment. New York, 1972.
4. Вавилов В. С. Действие излучений на полупроводники. М., Физматгиз, 1963.
5. Вавилов В. С., Ухин Н. А. Радиационные эффекты в полупроводниках и полупроводниковых приборах. М., Физматгиз, 1969.
6. Конозенко И. Д., Семенюк А. К., Хиврич В. И. Радиационные эффекты в кремнии. Киев, «Наукова думка», 1974.
7. Larin F. Radiation Effects in Semiconductors Devices. New York—London—Sydney, 1968.
8. Easley Y. W. Nucleonics, 1962, 20, 7, 52.
9. Динс Дж., Виньярд Дж. Радиационные эффекты в твердых телах. М., ИЛ, 1960.
10. Сирота Н. Н. Тезисы докладов Всесоюзного совещания «Влияние облучения на неметаллические кристаллы». Минск, 1968, с. 3.
11. Вавилов В. С., Пацкевич В. М., Юрков Б. Я., Глазунов П. Я. ФТТ, 1960, 2, 1431.
12. Loferski J. J., Rappaport P. Phys. Rev., 1955, 98, 1861.
13. Banbury P. C. In: Radiation Effects in Semiconductors. Vook F. L. editor. New York, Plenum Press, 1968, p. 280.
14. Brown W. L., Augustyniak W. M. J. Appl. Phys., 1959, 30, 1300.
15. Смирнов Л. С., Глазунов П. Я. ФТТ, 1959, 1, 1376.
16. Chen Y., Mackay J. W. Phil. Mag., 1969, 19, (158), 357.
17. Klontz E. E., Lark-Horovitz K. Phys. Rev., 1952, 86, 643.
18. Spitzer W. G. J. Appl. Phys., 1973, 44, 214.
19. Bäurllein R. Z. Naturforsch., 1959, 14a, 1059; 1964, 176, 498.
20. Vook F. L. J. Phys. Soc. Japan, 1963, 18, suppl. II, 190; Phys. Rev., 1964, 135, A1742.
21. Grimshaw J. A., Banbury P. C. Proc. Phys. Soc., 1964, 84, 151.
22. Thomenen K. Phys. Rev., 1963, 174, 938.
23. Seitz F., Kochler I. S. Sol. St. Phys., 1956, 2, 307.
24. Abrachamson A. A. Phys. Rev., 1963, 130, 693; 1964, 133, (4A), 990.
25. Rutherford E. Phil. Mag., 1911, 21, 669; Борн М. Атомная физика. М., «Мир», 1967, с. 384.
26. Darwin C. G. Phil. Mag., 1913, 25, 201.
27. Mott N. F. Proc. Roy. Soc., 1929, A124, 426; 1932, A135, 429.
28. McKinley W. A., Feshbach H. Phys. Rev., 1948, 74, 1759.
29. Гайтлер В. Квантовая теория излучения. М., ИЛ, 1956.
30. Oen O. S., Holmes D. K. J. Appl. Phys., 1959, 30, 1289.
31. Ловичкова Г. Н. Атомная энергия, 1962, 13, 60.
32. Lindhard J., Thompson P. V. Symposium on radiation damage in Solids and reactor. Materials International Atomic Energy Agency. Vienna, 1965.
33. Harrison W., Zeits F. Phys. Rev., 1955, 98, 1530.



34. Snyder W. S., Neufeld I. Phys. Rev., 1955, 97, 1636; 1955, 99, 1326; 1955, 103, 867.
35. Kinchin G. H., Pease R. S. Rep. Progr. Phys., 1955, 18, 1; УФН, 1956, 60, 590.
36. Corbett I. W. Electron radiation Damage in Semiconductors and Metals. Sol. St. Phys., supplement 7 New York—London, 1966.
37. Томсон М. Дефекты и радиационные повреждения в металлах. М., «Мир», 1971, с. 145.
38. Seitz F. Rev. Mod. Phys., 1954, 26, 7; Зейту Ф. В кн.: Действие излучений на полупроводники и изоляторы. Под ред. С. М. Рывкина. М., ИЛ, 1954, с. 9.
39. Draik D., Pigneret L., Samuelli I., Sarazin A. Sol. St. Electron., 1966, 9, 1081.
40. Cheng L. I., Lori I. Phys. Rev., 1968, 171, 856.
41. Gossick B. R. J. Appl. Phys., 1959, 30, 1214.
42. Crawford J. A., Cleland I. W. J. Appl. Phys., 1959, 30, 1204.
43. Винецкий В. Л., Смирнов Л. С. ФТП, 1971, 5, 176.
44. Ухин Н. А. Препринт ИАЭ-1884, 1969.
45. Ухин Н. А. Препринт ИАЭ-1982, 1970.
46. Ухин Н. А. Радиационная физика неметаллических кристаллов, т. III, ч. I. Киев, «Наукова думка», 1971, с. 66.
47. Gregory V. L. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1969, NS-16, 53.
48. Gregory V. L. Appl. Phys. Lett., 1970, 16, 67.
- + 49. Коноплева Р. Ф., Литвинов В. Л., Ухин Н. А. Особенности радиационного повреждения полупроводников частицами высших энергий. М., Атомиздат, 1971.
50. Truell R. Phys. Rev., 1959, 116, 890.
51. Bertolotti M., Papa T., Seite D., Vitali G. J. Appl. Phys., 1965, 36, 3506; 1967, 38, 2645.
52. Bertolotti M. In: Radiation Effects in Semiconductors. Vook F. L. editor. New York, Plenum Press, 1968, p. 311.
53. Corbett I. W. Rad. eff., 1970, 6, 3.
54. Marey D. I., Nelson R. S., Barnes R. S. Phil. Mag., 1968, 17, 1145.
55. Parsons I. R. Phil. Mag., 1965, 12, 1159.
56. Crowder B. L., Title R. S., Brodsky M. M., Pettit G. D. Appl. Phys. Lett., 1970, 16, 205.
57. Cheng L. I., Swanson M. L. J. Appl. Phys., 1970, 41, 2627.
58. Curtis O. L. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1966, NS-13, 33.
59. Булгаков Ю. В., Коломенская Т. И. Радиационная физика неметаллических кристаллов, т. III, ч. I. Киев, «Наукова думка», 1971, с. 292.
60. Kalma A. H., Corelli I. C. In: Radiation Effects in Semiconductors. E. F. Vook editor. New York, Plenum Press, 1968, p. 153.
61. McNickols I. L., Ginell W. S. J. Appl. Phys., 1967, 38, 656.
62. McNickols I. L., Berg N. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1971, NS-18, 21.
63. Браиловский Е. Ю., Конозенко И. Д. УФЖ, 1967, 12, 2069.
64. Wilsey N. D., Statler R. L., Faraday B. L. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1968, NS-15, 55.
65. Иванов Г. М., Сирота Н. Н. В кн.: Радиационные дефекты в полупроводниках. Минск, изд. БГУ, 1972, с. 56.
66. Садиков В. П. Автореф. канд. дис. Киев, 1973.
67. Азимов К. С., Городецкий С. М., Григорьева Г. М., Крейнина Л. Б., Ландсман А. П. В кн.: Радиационные дефекты в полупроводниках. Минск, изд. БГУ, 1972, с. 3.
68. Watkins G. D. Radiation Damage in Semiconductors. New York, Academic Press, 1965, p. 97.
69. Watkins G. D. Bull. Am. Phys. Soc., 1964, 9, 48.
70. Watkins G. D. J. Phys. Soc. Japan, 1963, 18, suppl. II, 22.
71. James H., Lark-Horowitz K. J. Phys. Chem. (Leipzig), 1951, 198, 107.

72. Watkins G. D., Corbett I. W. Phys. Rev., 1965, 138, A543.
73. Corbett I. W., Watkins G. D. Phys. Rev., 1965, 138, A555.
74. Corbett I. W., Watkins G. D. Phys. Rev., 1961, 7, 314.
75. Watkins G. D., Corbett I. W. Disc. Faraday Soc., 1961, 31, 86.
76. Watkins G. D., Corbett I. W. Phys. Rev., 1961, 121, 1001.
77. Corbett I. W., Watkins G. D., Chrenko R. M., McDonald R. S. Phys. Rev., 1961, 121, 1015.
78. Watkins G. D., Corbett I. W., Walker R. M. J. Appl. Phys., 1959, 30, 1198.
79. Watkins G. D., Corbett I. W. Phys. Rev., 1964, 134, A1359.
80. Watkins G. D. Radiation Effects in Semiconductors. Vook F. L. editor. New York, Plenum Press, 1968, p. 67.
81. Djerrassi H., Merlo-Floris I. J. Appl. Phys., 1966, 87, 4510.
82. Watkins G. D. Phys. Rev., 1967, 155, 802.
83. Watkins G. D. Colloque sur l'action des rayonnements sur composants aux semiconducteurs. Toulouse, 7-10 mars, 1967.
84. Watkins G. D. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1969, NS-16, 13.
85. Vook F. L. Phys. Soc. Japan, 1963, 18, suppl. II, 190.
86. Bean A. R., Newman R. C., Smith R. S. J. Phys. Chem. Solids, 1970, 31, 739.
87. Cheng L. I., Corelli L. C., Corbett I. W., Watkins G. D. Phys. Rev., 1966, 152, 761.
88. Ериця Г. Н. Автореф. канд. дис. Киев, 1967.
89. Конозенко И. Д., Семенюк А. К., Хиврич В. И. В кн.: Материалы совещания по дефектам структуры в полупроводниках, ч. I. Новосибирск, 1969, с. 67.
90. Конозенко И. Д., Семенюк А. К., Хиврич В. И., Доброхотов Г. А. ФТП, 1969, 3, 155.
91. Tkachev V. D., Lappo M. T. Rad. eff., 1971, 9, 81.
92. Tanaka T., Inuishi Y. Japan J. Appl. Phys., 1965, 4, 725.
93. Wertheim G. K. Phys. Rev., 1957, 105, 1730; 1958, 109, 1086; 1958, 110, 1272.
94. Wertheim G. K. J. Appl. Phys., 1959, 30, 1166.
95. Hill D. E. Phys. Rev., 1959, 144, 1414.
96. Wertheim G. K., Buchanan D. N. E. J. Appl. Phys., 1959, 30, 1232.
97. Corelli J. C., Oehler G., Becker J. F., Eisentrant K. J. J. Appl. Phys., 1965, 36, 1787.
98. Corbett I. W., Watkins G. D., McDonald R. S. Phys. Rev., 1964, 135, A1381.
99. Watkins G. D., Corbett I. W., Walker R. A. Phys. Rev., 1961, 121, 1001.
100. Corbett I. W. Electron Radiation Damage in Semiconductors and Metals. New York, Acad. Press, 1966.
101. Sonder E., Templeton L. C. J. Appl. Phys., 1963, 34, 3295.
102. Hirata M., Hirata M. J. Appl. Phys., 1966, 37, 1867.
103. Saito H., Hirata M. Japan J. Appl. Phys., 1963, 2, 678.
104. Kimerling L. C., DeAngelis H. M., Carnes C. P. Phys. Rev., 1971, 3, B427.
105. Hirata M., Hirata M., Saito H. J. Phys. Soc. Japan, 1969, 27, 405.
106. Конозенко И. Д., Винецкий В. Л., Варенцов М. Д., Ериця Г. Н., Семенюк А. К., Старчик М. И., Хиврич В. И. В кн.: Радиационная физика неметаллических кристаллов. Минск, «Наука и техника», 1970, с. 22.
107. Уваров Е. Ф., Чукичев М. В. В кн.: Радиационная физика неметаллических кристаллов, т. III, ч. I. Киев, «Наукова думка», 1971, с. 305.
108. Сирота Н. Н., Коршунов Ф. П., Райнес Л. Ю. В кн.: Радиационная физика неметаллических кристаллов. Минск, «Наука и техника», 1970, с. 6.
109. Whan R. E. J. Appl. Phys., 1966, 37, 3378.
110. Stein H. J. J. Appl. Phys., 1966, 37, 3382.



111. Лаппо М. Т., Ткачев В. Д. В кн.: Радиационная физика неметаллических кристаллов, т. III, ч. I. Киев, «Наукова думка», 1971, с. 269.
112. Хиврич В. И. Автореф. канд. дис. Киев, ИЯИ АН УССР, 1972.
113. Mayer J. W. et al. *Canad. J. Phys.*, 1968, 46, 663.
114. Ткачев В. Д., Плотников А. Ф., Вавилов В. С. ФТТ, 1963, 5, 3188.
115. Woodbury H. N., Ludwig G. W. *Phys. Rev. Lett.*, 1960, 5, 96.
116. Витовский Н. А., Машовец Т. В., Рывкин С. М., Хансваров Р. Ю. ФТТ, 1963, 5, 3510.
117. Вилькоцкий В. А., Доманевский Д. С., Ломако В. М. В кн.: Радиационные дефекты в полупроводниках. Минск, изд. БГУ, 1972, с. 147.
118. Сирота Н. Н., Курилович Н. Ф., Гатальский Г. В. ДАН СССР, 1977, 232, 1062.
119. Aukerman L. W., Graft R. D. *Phys. Rev.*, 1962, 127, 1576.
120. Машовец Т. В. В кн.: Радиационная физика неметаллических кристаллов, т. III, ч. I. Киев, «Наукова думка», 1971, с. 5.
121. Кривов М. А., Малянов С. В., Брудный В. Н. Изв. вузов, Физика, 1966, 6, 132.
122. Браиловский Е. Ю., Конозенко И. Д. ФТП, 1968, 2, 1620.
123. Ткачев В. Д., Доманевский Д. С., Ломако В. М., Стельмах В. Ф. ФТП, 1967, 1, 986.
124. Плотников А. Ф., Селезнева М. А. ФТТ, 1966, 8, 3392.
125. Вейсберг Л. В., Розы Ф., Херкарт П. Новые полупроводниковые материалы. М., «Металлургия», 1964, с. 153.
126. Доманевский Д. С. Автореф. канд. дис. Минск, 1969.
127. Болтакс Б. И., Шишияну Ф. С. ФТТ, 1965, 7, 1021.
128. Barnes G. E. *Phys. Rev.*, B1, 1970, 12, 4735.
129. Spitzer S. M., North I. C. *J. Appl. Phys.*, 1973, 44, 214.
130. Тартачник В. Н. Автореф. канд. дис. Киев, 1976.
131. Пивоваров В. Я. В кн.: Физика твердого тела и полупроводников. Минск, «Наука и техника», 1974, с. 83.
132. Ларк-Горовиц К. В кн.: Полупроводниковые материалы. Под ред. В. М. Тучкевича. М., ИЛ, 1954, с. 62.
133. Wertheim G. K. *Phys. Rev.*, 1958, 110, 1272.
134. Wikner E. G., Horige H. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1966, NS-13, 18.
135. Carter J. R. *J. Phys. Chem. Solids*, 1966, 27, 913.
136. Stein H. J. *J. Appl. Phys.*, 1967, 38, 204.
137. Сирота Н. Н., Коршунов Ф. П., Райнес Л. Ю. В кн.: Влияние облучения на неметаллические кристаллы. Минск, «Наука и техника», 1968, с. 7.
138. Carter J. R. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1966, NS-13, 24.
139. Bailey G. C., Williams C. M. *J. Appl. Phys.*, 1963, 34, 1935.
140. Васильев А. В. ФТП, 1972, 6, 603.
141. Daspel D., Bielle J., de Lafond J. G. C. R. Acad. Sci., 1967, 265, B12, 693.
142. Stein H. J., Gereth R. *J. Appl. Phys.*, 1968, 39, 2890.
143. Коноплева Р. Ф., Остроумов В. Н. Взаимодействие заряженных частиц высоких энергий с германием и кремнием. М., Атомиздат, 1975.
144. Cleland J., Crawford J. In: *Proceedings of the International Conf. on Semiconductors*. Prague, Academic Press, 1960.
145. Коноплева Р. Ф., Новиков С. Р., Рубинова Э. Э., Запорожченко Ю. А., Покровский В. Н., Никитюк Л. Н. ФТП, 1969, 3, 1119.
146. Bass R. E. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1967, NS-14, (5), 78.
147. Коршунов Ф. П. ДАН БССР, 1974, 18, 980.
148. Sonder E., Templeton L. *J. Appl. Phys.*, 1960, 31, 1279.
149. Гутманн, Боргеро, Гандхи. ТИИЭР, 1974, 69, 88.
150. Козлов Н. П., Логвиненко Т. А., Лугаков П. Ф., Ткачев В. Д. ФТП, 1974, 8, 1432.
151. Brower K. L. *Rad. Eff.*, 1971, 8, 213.
152. Bardeen J., Shockley W. *Phys. Rev.*, 1950, 80, 72.

153. Conwell E., Weisskopf V. F. Phys. Rev., 1950, 77, 388.
154. Марджкович В. Н., Садилов В. П., Старостин К. Л., Ухин Н. А. ФТТ, 1968, 2, 1032.
155. Bertolotti M. et al. Nuovo cimento, 1963, 29, 1200.
156. Stein H. J. J. Appl. Phys., 1960, 31, 1309.
157. Старостин К. Л., Тутуров Ю. Ф., Порецкий Л. Б. ФТТ, 1965, 7, 654.
158. Коноплева Р. Ф., Новиков С. Р., Рывкин С. М. ФТТ, 1964, 6, 2022.
159. Daspet D., Gambol F. G. R. Acad. Sci., 1965, 261, B5416.
160. Старостин К. Л., Тутуров Ю. Ф., Порецкий Л. Б. Изв. АН СССР, сер. Неорганич. матер., 1967, 3, 1928.
161. Wolf D. Z. Naturforsch., 1970, 25a, 1417.
162. Stein H. J. Appl. Phys. Lett., 1963, 2, 235.
163. Stein H. J., Vook F. L. Phys. Rev., 1967, 163, 790.
164. Stein H. J. Phys. Rev., 1967, 163, 801.
165. Севченко А. Н., Ткачев В. Д., Луганов П. Ф. ДАН БССР, 1967, 11, 13.
166. Сирота Н. Н., Коршунов Ф. П., Райнес Л. Ю. В кн.: Радиационные дефекты в полупроводниках. Минск, изд. БГУ, 1972, с. 262.
167. Stein H. J. J. Appl. Phys., 1967, 38, 204.
168. Navon D. Electronics, 1963, 36, 48.
169. Бюлер. ТИИЭР, 1968, 56, (10) - 111.
170. Curtis O. L., Bass Jr. R. F., Germano C. A. Harry Diamond Labs. Washington, 235-1 (November 1965).
171. Kantz A. D. J. Appl. Phys., 1963, 34, 1944.
172. Sonder E. J. Appl. Phys., 1959, 30, 1186.
173. Wertheim G. K. Phys. Rev., 1958, 111, 1500.
174. Stein H. J. Sandis Corp. Albuquerque, SC-R-64-193, 1964.
175. Stein H. J. Sandis Corp. Albuquerque, SC-R-65-938, 1965.
176. Wertheim G. K. J. Appl. Phys., 1959, 30, 1166.
177. Hewes R. A. J. Appl. Phys., 1968, 39, 4106.
178. Konosenko I. D., Semenyuk A. K., Khivrich V. J. Phys. Stat. Sol., 1969, 35, 1073.
179. Лугаков П. Ф., Мишук С. В., Ноздрина В. В., Ткачев В. Д. В кн.: Радиационные дефекты в полупроводниках. Минск, «Наука и техника», 1972, с. 85.
180. Messenger G. C. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1965, NS-12, 53.
181. Klein C. J. J. Appl. Phys., 1959, 30, 1222.
182. Merlo-Floris J. In: Proceedings of the 7-th Intern. Conf. on Semiconductors. Paris, Dunod, 1965, p. 155.
183. Glaenger R., Wolf C. J. J. Appl. Phys., 1965, 36, 2197.
184. Плотников А. Ф., Вавилов В. С., Смирнов Л. С. ФТТ, 1961, 3, 3254.
185. Конозенко И. Д., Семенов А. Н., Хиврич В. И. Материалы Всесоюзного совещания по дефектам структуры в полупроводниках, ч. I. Киев, «Наукова думка», 1967, с. 167.
186. Nakashima K., Inuishi Y. J. Phys. Soc. Japan, 1969, 27, 11, 397.
187. Crawford J. H. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1968, NS-15, 22.
188. Hall R. N. Phys. Rev., 1952, 87, 387.
189. Shockley W., Reed W. T. Phys. Rev., 1952, 87, 835; Шошли У., Рид У. В кн.: Полупроводниковые электронные приборы. Под ред. А. В. Ржанова. М., ИЛ, 1953, с. 121.
190. Loferski J. J., Rappaport P. J. Appl. Phys., 1959, 30, 1181.
191. Curtis O. L., Germano C. A. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1967, NS-14, (6), 68.
192. Messenger G. C. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1967, NS-14, 88.
193. Иванов Г. М. В кн.: Взаимодействие атомных частиц с твердым телом. М., ИАЭ, 1972, с. 308.
194. Гасс В. Ф., Николаевский И. Ф., Шуренков В. В. В кн.: Радиационные дефекты в полупроводниках. Минск, изд. БГУ, 1972, с. 34.
195. Вавилов В. С., Смирнова И. В., Чалнин В. А. ФТТ, 1964, 6, 1128.



196. Смирнова Н. В., Чапнин В. А., Вавилов В. С. ФТТ, 1962, 4, 3373.
197. Вавилов В. С. УФН, 1964, 87, 431.
198. Вавилов В. С., Крюкова И. В., Чукичев М. В. ФТТ, 1964, 6, 2634.
199. Григорьева Г. М., Крейнин Л. Б., Ландсман А. П. В кн.: Радиационная физика неметаллических кристаллов. Минск, «Наука и техника», 1970, с. 167.
200. Уваров Е. Ф., Чукичев М. В. В кн.: Радиационная физика неметаллических кристаллов. Минск, «Наука и техника», 1970, с. 81.
201. Messenger G. C. In: Report on International symposium on Radiation Effects in Semiconductors. Toulouse, 1967.
202. Ткачев В. Д. Вестник Белгосуниверситета им. В. И. Ленина, сер. I, 1969, 1, 39.
203. Папейко А. С., Родовский Э. Е., Стельмах В. Ф., Ткачев В. Д. ФТП, 1973, 7, 142.
204. Kalma A. H., Berger R. A. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1973, NS-19, (6), 209.
205. Браиловский Е. Ю., Конозенко И. Д. В кн.: Радиационная физика неметаллических кристаллов. Минск, «Наука и техника», 1970, с. 91.
206. Conser U., Okkers V. Phys. Rev., 1957, 105, 757.
207. Conser U., Okkers V. Phys. Rev., 1958, 109, 663.
208. Aukerman L. W., Dawis P. W., Graft D., Shilliday T. S. J. Appl. Phys., 1963, 34, 3590.
209. Stein H. J. J. Appl. Phys., 1969, 40, 5300.
210. Браиловский Е. Ф., Брудный В. Н. ФТП, 1969, 5, 1248.
211. Wohlleben K., Beck W. Z. Naturforsch., 1966, 21a, 1057.
212. Willazdson R. K. J. Appl. Phys., 1959, 30, 1159.
213. Вавилов В. С., Плотников А. Ф., Селезнева М. А. ФТТ, 1966, 8, 3390.
214. Aukerman L. W. Proc. of Intern. Conf. on Sem. Prage, 1960, p. 948.
215. Стельмах В. Ф., Ткачев В. Д. В кн.: Радиационная физика неметаллических кристаллов. Киев, «Наукова думка», 1967, с. 212.
216. Севченко А. Н., Ткачев В. Д. ДАН БССР, 1966, 10, 374.
217. Aukerman L. W. J. Appl. Phys., 1959, 30, 1239.
218. Кривов М. А., Малянов С. В. Изв. вузов, Физика, 1963, 4, 147.
219. Курилович Н. Ф. В кн.: Радиационные дефекты в полупроводниках. Минск, изд. БГУ, 1972, с. 264.
220. Dubech J., Daspert D., de Lafond J. C. R. Acad. Sci., 1967, 264, B1369.
221. Pegler P. L., Grimshaw J. A. Rad. Eff., 1972, 15, 183.
222. Кривов М. А., Малисова Е. В., Малянов С. В. Изв. вузов, Физика, 1963, 2, 114.
223. Браиловский Е. Ю., Конозенко И. Д. ФТП, 1968, 2, 1620.
224. Стельмах В. Ф., Ткачев В. Д. Изв. вузов, Физика, 1973, 1, 47.
225. Cleland J. W., Bass R. F., Crawford J. H. Radiation Damage in Semiconductors (Proc. 7-th intern. conf.) Dunod. Paris and Academic Press. New York, 1964, p. 401.
226. Aukerman L. W. Semiconductors and Semimetals, vol. 4. New York—London, 1968, p. 393.
227. Marcees G. H., Вьеттма Н. Р. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1970, NS-17, 230.
228. Жевно А. Н., Поклонский Н. А., Стельмах В. Ф. В кн.: Радиационные дефекты в полупроводниках. Минск, изд. БГУ, 1972, с. 158.
229. Burkig V. G., McNickols J. L., Ginnel W. S. J. Appl. Phys., 1969, 40, 3268.
230. Вилькоцкий В. А., Доманевский Д. С., Ломако В. М., Ткачев В. Д. ФТП, 1973, 7, 350.
231. Ломако В. М., Новоселов А. М., Ткачев В. Д. В кн.: Радиационные дефекты в полупроводниках. Минск, изд. БГУ, 1972, с. 163.
232. Антошин А. А., Гатальский Г. В., Иванов Г. М., Коршунов Ф. П. В кн.: Радиационные эффекты в полупроводниковых соединениях. Киев, «Наукова думка», 1976, с. 14.
233. Пивоваров В. Я. В кн.: Материалы II республиканской конференции молодых ученых по физике, вып. 2. Минск, 1973, с. 105.

234. Курносое А. И., Юдин В. В. Технология производства полупроводниковых приборов. М., «Высшая школа», 1974.
235. Shockley W. Bell Syst. Techn. J., 1949, 28, 436; Sah C., Noyce R., Shockley W. Proc. IRE, 1957, 45, 1228.
236. Сирота Н. Н., Иванов Г. М., Бржезинский В. А., Коршунов Ф. П., Жарикова И. А. Материалы IV Всесоюзного совещания по физическим явлениям в  $p-n$ -переходах в полупроводниках. Одесса, изд. ОГУ, 1970, с. 35.
237. Коршунов Ф. П. В кн.: Радиационная физика кристаллов и  $p-n$ -переходов. Минск, «Наука и техника», 1972, с. 125.
238. Сирота Н. Н., Иванов Г. М., Коршунов Ф. П., Косолапов Н. Н. В кн.: Радиационная физика неметаллических кристаллов. Минск, «Наука и техника», 1970, с. 136; Коршунов Ф. П., Марченко И. Г. Изв. АН БССР, сер. физ.-мат. наук, 1975, 3, 110.
239. Степаненко И. П. Основы теории транзисторов и транзисторных схем. М., «Энергия», 1967, с. 103.
240. Коршунов Ф. П. Изв. АН БССР, сер. физ.-мат. наук, 1970, 6, 115.
241. Зи С. М. Физика полупроводниковых приборов. М., «Энергия», 1973.
242. Митчелл Дж., Уилсон Д. Поверхностные эффекты в полупроводниковых приборах, вызванные радиацией. М., Атомиздат, 1970.
243. Витовский Н. А., Машовец Т. В., Рыбкин С. М. ФТТ, 1962, 4, 2849.
244. Смит Р. Полупроводники М., И.1, 1962, с. 346.
245. Ludwig G. W., Watters R. L. Phys. Rev., 1956, 101, 1699.
246. Стафеев В. И. ЖТФ, 1958, 28, 163.
247. Сирота Н. Н., Чернышев А. А., Коршунов Ф. П. В кн.: Радиационная физика кристаллов и  $p-n$ -переходов. Минск, «Наука и техника», 1972, с. 33.
248. Сопряков В. Н., Ткачев В. Д., Юхневич А. В., Янченко А. М. ФТП, 1969, 3, 1570.
249. Берковский Ф. М., Касимова Р. С. ФТТ, 1968, 8, 1985.
250. Осипов В. В., Стафеев В. И. ФТП, 1967, 1, 1795.
251. Lampert M. A. Phys. Rev., 1962, 125, 176.
252. Берман И. С. Введение в физику варикапов. Л., «Наука», 1968; Берман И. С. Емкостные методы исследования полупроводников. Л., «Наука», 1973.
253. Федотов Я. А. Основы физики полупроводниковых приборов. М., «Советское радио», 1963, с. 93.
254. Sah C. T., Reddi V. G. IEEE Trans. Electron Devices, 1964, ED-11, 345.
255. Wilson D. K. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1968, NS-15, 77.
256. Сирота Н. Н., Коршунов Ф. П. ФТП, 1968, 2, 1671.
257. Демьянов В. В., Петров В. М., Соловьев С. П. ПТЭ, 1968, 1, 225.
258. Baguch P., Pfister I. C. Nucl. Instr. and Meth., 1965, 38, 197.
259. Дандлин А. Б. ЗЭТ, 1974, 8, 31.
260. Martin G., Buchler M. G. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1970, NS-17, 901.
261. Сирота Н. Н., Бржезинский В. А., Дюков В. Г., Карацуба А. П., Коршунов Ф. П., Лезжов Ю. Ф., Чернышев А. А. Изв. АН БССР, сер. физ.-мат. наук, 1966, 4, 106.
262. Иванов Г. М., Невзоров А. Н., Седов Н. А., Бржезинский В. А., Зверькова В. Б. Материалы Всесоюзного совещания по  $p-n$ -переходам в полупроводниках. Одесса, изд. ОГУ, 1970, с. 35.
263. Сирота Н. Н., Иванов Г. М., Коршунов Ф. П. В кн.: Радиационные дефекты в полупроводниках. Минск, изд. БГУ, 1972, с. 262.
264. Булгаков Ю. В., Бржезинский В. А., Иванов Г. М., Разумовский С. М. Тезисы докладов «Радиационная физика неметаллических кристаллов». Минск, 1968, с. 42.
265. Иванов Г. М., Аксенов А. И., Бржезинский В. А., Круглов И. И. Всесоюзное совещание по  $p-n$ -переходам в полупроводниках. Одесса, изд. ОГУ, 1970, с. 36.



266. Lieb D. P., Jackson B. D., Root C. D. IRE Trans. Electron Devices, 1962, ED-9, (2), 143.
267. Swartz J. M., Thurston M. O. J. Appl. Phys., 1966, 37, 745.
268. Wirth J. S., Ragers S. C. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1964, NS-11, (5), 24.
269. Носов Ю. Р. Физические основы работы полупроводникового диода в импульсном режиме. М., «Наука», 1968.
270. Cossick V. R. Phys. Rev., 1953, 91, 1012.
271. Гамаи В. И. Изв. вузов, Физика, 1965, 6, 27.
272. Полупроводниковые диоды. Параметры. Методы измерений. Под ред. Н. Н. Горюнова, Ю. Р. Носова. М., «Советское радио», 1968.
273. Кузовкина Л. И., Дедосов В. И., Лапшина Е. В., Мельник В. Г., Спиридонова Н. А. ФТП, 1975, 9, 1168.
274. Келдыш Л. В. ЖЭТФ, 1958, 34, 962.
275. Haitz R. H. J. Appl. Phys., 1964, 35, 1370.
276. Haitz R. H. J. Appl. Phys., 1965, 36, 983.
277. Esaki L. Phys. Rev., 1958, 109, 603.
278. Келдыш Л. В. ЖЭТФ, 1962, 33, 3108.
279. Pierce C. B., Sander H. H., Kantz A. D. J. Appl. Phys., 1962, 33, 3108.
280. Chynoweth A. G., Logan R. A. Proc. Intern. Conf. on Semiconductors Physics Prague, 1960.
281. Kane E. O. J. Appl. Phys., 1961, 32, 83.
282. Kane E. O. Phys. Rev., 1963, 131, 79.
283. Logan R. A., Chynoweth A. G. Phys. Rev., 1963, 131, 89.
284. Classen R. S. J. Appl. Phys., 1961, 32, 2372.
285. Montgomery M. D. J. Appl. Phys., 1961, 32, 2408.
286. Logan R. A., Augustyniak W. M., Gilbert L. F. J. Appl. Phys., 1961, 32, 1201.
287. Chynoweth A. G., Feldmann W. I., Logan R. A. Phys. Rev., 1961, 121, 684.
288. Gunn I. B. Solid State Commun., 1963, 1, 88.
289. Gunn I. B. IBM, J. Res. Dev., 1964, 8, 41.
290. СВЧ-полупроводниковые приборы и их применение. Под ред. Г. Уотсона. М., «Мир», 1972, с. 245.
291. Berg N., Dropkin H. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1970, NS-17, 233.
292. Brehm G. F., Pearson G. L. IEEE Trans. Electron Devices, 1970, ED-17, 475.
293. Андерсон. ТИИЭР, 1969, 57, 90.
294. Ridley B. K., Wisbey P. H. Brit. J. Appl. Phys., 1967, 18, 761.
295. Schnurr R. H., Southward H. D. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1968, NS-15, 306.
296. Berg N., Dropkin H. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1971, NS-18, 295.
297. Chaffin R. I. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1971, NS-18, 436.
298. Уилсон. ТИИЭР, 1971, 59, (11), 119.
299. EerNiss E. P., Chaffin R. I. IEEE Trans. Electron Devices, 1970, ED-17, 520.
300. Wilson D. K., Lee H. S., Noifle H. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1968, NS-15, 114.
301. Salmer G., Pribetich I., Farraire A., Kramer B. J. Appl. Phys., 1973, 44, 314.
302. Андерсон. ТИИЭР, 1969, 57, (5), 125.
303. Borrego I. M., Gutmann R. I. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1972, NS-19, 328.
304. Боррего, Гутман, Коттрелл, Гандхи. ТИИЭР, 1973, 61, (5), 196.
305. Borrego J., Gutmann R. I., Cottrill P. E., Gandhi S. K. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1973, NS-20, 388.
306. Грейлинг, Кларк. ТИИЭР, 1972, 60, (6), 125.
307. Чаффин, Эр Нисс, Худ. ТИИЭР, 1969, 57, (10), 273.
308. EerNiss E. P., Chaffin R. I. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1970, NS-17, 227.
309. Borrego I. M., Gutmann R. I., Geipel H. I., Gandhi S. K. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1973, NS-20, 144.

310. Chapin D. M., Fuller C. S., Pearson G. Z. *J. Appl. Phys.*, 1957, 25, 676.  
Перевод в кн.: Полупроводниковые преобразователи энергии излучений.  
Под ред. Ю. П. Маслаковца и В. К. Субашива. М., ИЛ, 1959.
311. Fang P. H. *Phys. Lett.*, 1966, 20, 343.
312. Loferski J. J., Rappaport P., Davison E. *IEEE Trans. Electron. Devices*, 1966, ED-13, 420.
313. Wysocki J. J. *J. Appl. Phys.*, 1963, 3, 9.
314. Wysocki J. J. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1965, NS-10, 60.
315. Petree M. C. *Appl. Phys. Lett.*, 1963, 3, 67.
316. Logan R. A., White G., Mikulyak R. M. *J. Appl. Phys.*, 1964, 5, 41.
317. Walle C. M., Sirkis M. D., Nuese C. Y., Holonyak N., Baddy O. L. *J. Appl. Phys.*, 1965, 36, 2037.
318. Гейци И. И., Нестеров А. А., Смирнов Л. С. *ФТП*, 1968, 2, 269.
319. Ломако В. М., Новоселов А. М. *ФТП*, 1976, 10, 900.
320. Доманевский Д. С., Либов Л. Д., Литвинов В. Л., Ломако В. М., Новоселов А. М., Равич В. Н., Ткачев В. Д., Ухин Н. А. В кн.: Радиационная физика неметаллических кристаллов, т. III, ч. 2. Киев, «Наукова думка», 1971, с. 50.
321. Сирота Н. Н., Коршунов Ф. П., Гатальский Г. В., Божок Г. В. *Изв. АН БССР, сер. физ.-мат. наук*, 1971, 3, 109.
322. Stanley A. G. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1970, NS-17, 239.
323. Aukerman L. W., Millea M. F., McColl M. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1966, NS-13, 174.
324. Epstein A. S., Share S., Polimadei R. A., Herzog A. H. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1972, NS-19, 386.
325. Share S., Epstein A. S., Polimadei R. A. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1973, NS-20, 256.
326. Millea M. F., Aukerman L. W. *Appl. Phys. Lett.*, 1964, 5, 168.
327. Aukerman L. W., Millea M. F. *J. Appl. Phys.*, 1965, 36, 2585.
328. Millea M. F., Aukerman L. W. *J. Appl. Phys.*, 1966, 37, 1788.
329. Aukerman L. W., Millea M. F., McColl M. *J. Appl. Phys.*, 1967, 38, 685.
330. Aukerman L. W. *Semiconductors and semimetals*, vol. 4. New York, 1968.
331. Loferski J. J., Wu M. H. In: *Radiation Damage in Semiconductors (Proc. 7-th Intern. Conf.)*. Paris and Acad. Press. New York, 1964, p. 213.
332. Arnold G. W. *Phys. Rev.*, 1966, 149, 679.
333. Arnold G. W., Gobelli G. W. *Proc. Santa-Fe Conf. Radiation Effects in Semiconductors*. New York, Plenum Press, 1968.
334. Barnes C. E. *J. Appl. Phys.*, 1971, 42, 1941.
335. Вилькоцкий В. А., Доманевский Д. С., Литвинов В. Л., Ломако В. М., Новоселов А. М., Ткачев В. Д., Ухин Н. А. В кн.: Радиационная физика неметаллических кристаллов, т. III, ч. 2. Киев, «Наукова думка», 1971, с. 44.
336. Gershenson M., Logan R. A., Nelson D. E. *Phys. Rev.*, 1966, 149, 580.
337. Craford M. G., Groves W. O., Herzog A. H., Hill D. E. *J. Appl. Phys.*, 1971, 42, 2751.
338. Groves W. O., Herzog A. H., Craford M. G. *Appl. Phys. Lett.*, 1971, 19, 184.
339. Logan R. A., White H. G., Wiegmann W. *Sol. St. Electron.*, 1971, 14, 55.
340. Faulbuer R. A. *Phys. Rev.*, 1968, 175, 991.
341. Saji M., Inuishi Y. *Japan J. Appl. Phys.*, 1965, 4, 830.
342. Compton D. M., Bryant J. B., Cesena R. A., Gehman B. L. *Proc. IRE*, 1965, 53, 1668.
343. Compton D. M., Cesena R. A. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1967, NS-14, 55.
344. Nathan M. *Proc. IRE*, 1966, 54, 1276.
345. Barnes C. E. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1971, NS-18, 382.
346. Kressel H., Byer N. E. *Proc. IRE*, 1969, 57, 25.
347. Vook F. L. *Phys. Rev.*, 1964, 135, A1742.



348. Риддл. В кн.: Новые схемы на полупроводниковых приборах. Под ред. А. А. Соколова. М., ИЛ, 1961, с. 9.
349. Peck D. S., Blair R. R., Brown W. L., Smitz F. M. Bell. Sys. Tech. J., 1963, 42, 95.
350. Lauritzen P. O., Fitzgerald D. J. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1964, NS-11, 39.
351. Messenger G. C., Spratt J. P. Proc. IRE, 1958, 46, 1038.
352. Goben C. A. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1965, NS-12, 135.
353. Beicker I. A. Report on International Symposium on Radiation Effects in Semiconductors. Toulouse, France, March, 1967.
354. Bilger H. Helv. Phys. Acta, 1961, 34, 909.
355. Gwyn C. W. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1972, NS-19, 355.
356. Грегори, Гуин. ТИИЭР, 1974, 62, (9), 98.
357. Gregory V. L., Gwyn C. W. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1970, NS-17, 325.
358. Gwyn C. W., Gregory V. L. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1971, NS-18, 340.
359. Bredsoe L. In: Electron Devices Meet., Techn. Dig. New York, 1974, p. 259.
360. George W., Clark L. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1971, NS-18, 387.
361. Армстронг. Электроника, 1972, 45, 13.
362. Пек, Шмид. Электроника, 1963, 36, (40), 32.
363. Blair R. R. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1963, NS-10, 35.
364. Сноу, Гроув, Фитиджеральд. ТИИЭР, 1967, 55, (7), 53.
365. Sander H. H., Gregory V. L. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1969, NS-16, 619.
366. Sander H. H., Gregory V. L. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1966, NS-13, 53.
367. Gregory V. L., Sander H. H. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1967, NS-14, 116.
368. Srouf J. R., Curtis O. L. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1972, NS-19, 362.
369. Грегори, Сандер. ТИИЭР, 1970, 58, (9), 34.
370. Wertheim G. K. Phys. Rev., 1959, 155, 563.
371. Hirata M., Hirata M., Saito H., Crawford J. H. J. Appl. Phys., 1967, 38, 2433.
372. Лугаков П. Ф., Севченко А. Н., Ткачев В. Д. ДАН БССР, 1967, 11, 104.
373. Watkins G. D. Proc. Radiation Effects in Semiconductors Components. Toulouse, 1967, p. A1-1.
374. Barnes C. E. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1969, NS-16, 28.
375. Stein H. J. Appl. Phys. Lett., 1969, 15, 61.
376. Sander H. H., Gregory V. L. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1971, NS-18, 250.
377. Leith F. A., Blair J. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1965, NS-12, 64.
378. Smith G. D. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1966, NS-13, 341.
379. Wilson D. K., Lee H. S. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1967, NS-14, 15.
380. Коршунов Ф. П., Кульгачев В. И., Шупенев В. А. Изв. АН БССР, сер. физ.-мат. наук, 1977, 2, 125.
381. Коршунов Ф. П., Шупенев В. А. Изв. АН БССР, сер. физ.-мат. наук, 1975, 4, 129.
382. Витман Р. Ф., Кутлахметов В. А., Шаховцов В. И., Шуман В. Б. ФТП, 1975, 9, 338.
383. Челноков В. Е., Евсеев Ю. А. Физические основы работы силовых полупроводниковых приборов. М., «Энергия», 1973.
384. Кузьмин В. А. Радиотехника и электроника, 1963, 8, 171.
385. Тучкевич В. М. Вестник АН СССР, 1964, 9, 34.
386. Горохов В. А. В кн.: Влияние облучения на неметаллические кристаллы. Тезисы докладов. Минск, «Наука и техника», 1968, с. 51.
387. Fulor W. IEEE Trans. Electron. Devices, 1963, ED-10, 120.
388. Кузьмин В. А., Сенаторов Н. Я. Четырехслойные полупроводниковые приборы. М., «Энергия», 1967.
389. Saito H., Hirata M., Horinch I. J. Phys. Soc. Japan, 1963, 18, suppl. III, 246.
390. Bass R. F., Curtis O. L. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1968, NS-15, 47.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие . . . . .	3
Введение . . . . .	5
<b>Глава 1</b>	
<b>Основы радиационного дефектообразования в кристаллах</b>	<b>8</b>
§ 1.1. Взаимодействие излучений с твердым телом . . . . .	8
§ 1.2. Первичные радиационные дефекты . . . . .	15
§ 1.3. Вторичные радиационные дефекты . . . . .	21
<b>Глава 2</b>	
<b>Изменение свойств полупроводников при облучении</b>	<b>29</b>
§ 2.1. Кремний . . . . .	30
§ 2.2. Арсенид галлия . . . . .	45
§ 2.3. Фосфид галлия . . . . .	52
<b>Глава 3</b>	
<b>Влияние облучения на <math>p-n</math>-переходы в полупроводниках</b>	<b>55</b>
§ 3.1. Устойчивые изменения вольт-амперных характеристик $p-n$ -переходов при облучении . . . . .	55
§ 3.2. Температурные изменения вольт-амперных характеристик облученных $p-n$ -переходов . . . . .	63
§ 3.3. Влияние облучения на емкостные свойства $p-n$ -переходов . . . . .	67
§ 3.4. Влияние облучения на структуру $p-n$ -переходов . . . . .	70
<b>Глава 4</b>	
<b>Влияние облучения на диоды</b>	<b>75</b>
§ 4.1. Выпрямительные диоды . . . . .	75
§ 4.2. Импульсные диоды . . . . .	81
§ 4.3. Варикапы . . . . .	85
§ 4.4. Стабилитроны . . . . .	87
§ 4.5. Туннельные диоды . . . . .	91
§ 4.6. Диоды Ганна . . . . .	94
§ 4.7. Лавинно-пролетные диоды . . . . .	98
§ 4.8. Полупроводниковые фотообразователи . . . . .	101
<b>Глава 5</b>	
<b>Влияние облучения на излучающие и лазерные диоды</b>	<b>106</b>
§ 5.1. Излучающие диоды . . . . .	106
§ 5.2. Лазерные диоды . . . . .	120



## Глава 6

• Радиационные эффекты в биполярных транзисторах и тиристорах . . . . .	126
§ 6.1. Устойчивые изменения характеристик биполярных транзисторов под действием излучений . . . . .	126
§ 6.2. Изменения характеристик транзисторов, вызванные поверхностными радиационными эффектами . . . . .	131
§ 6.3. Нестационарный отжиг радиационных дефектов в облученных кремниевых транзисторах . . . . .	134
§ 6.4. Устойчивые изменения ВАХ тиристорев под действием радиации . . . . .	140
§ 6.5. Влияние облучения на время включения и выключения тиристорев . . . . .	149

## Глава 7

• Влияние радиации на МДП-транзисторы . . . . .	152
§ 7.1. Образование объемного заряда в диэлектрике . . . . .	152
§ 7.2. Образование быстрых поверхностных состояний . . . . .	163
§ 7.3. Влияние радиации на проводимость МДП-структур . . . . .	166
§ 7.4. Отжиг облученных МДП-структур . . . . .	169
§ 7.5. Общие сведения о МДП-транзисторах и их радиационной стойкости . . . . .	171
§ 7.6. Влияние радиации на вольт-емкостные характеристики и пороговое напряжение . . . . .	172
§ 7.7. Влияние облучения на ток стока и крутизну характеристик по затвору . . . . .	176
§ 7.8. Влияние облучения на шумовые свойства МДП-транзисторов . . . . .	179
§ 7.9. Влияние типа диэлектрика на радиационную стойкость МДП-транзисторов . . . . .	181

## Глава 8

• Радиационные эффекты в интегральных микросхемах . . . . .	185
§ 8.1. Влияние облучения на интегральные микросхемы на биполярных транзисторах . . . . .	185
§ 8.2. Влияние облучения на интегральные микросхемы на МДП-транзисторах . . . . .	191
§ 8.3. Воздействие импульсной радиации на интегральные микросхемы . . . . .	193
§ 8.4. Пути повышения радиационной стойкости интегральных микросхем . . . . .	197

## Глава 9

• Использование излучений в технологии . . . . .	200
§ 9.1. Влияние облучения на диффузию в полупроводниках . . . . .	200
§ 9.2. Радиационное легирование полупроводников . . . . .	207
§ 9.3. Регулирование параметров полупроводниковых приборов облучением . . . . .	210
Литература . . . . .	214
Предметный указатель . . . . .	228