

УДК 621.315.592

Легирование полупроводников радиационными дефектами при облучении протонами и α -частицами

Обзор

© В.А. Козлов, В.В. Козловский*[¶]Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия*Санкт-Петербургский государственный технический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 8 ноября 2000 г. Принята к печати 19 декабря 2000 г.)

Выполнен анализ одного из современных направлений модифицирования полупроводников пучками протонов и α -частиц, осуществляемого путем контролируемого введения в полупроводник радиационных дефектов. Показано, что легирование полупроводников радиационными дефектами при облучении легкими ионами открывает новые возможности управления свойствами полупроводниковых материалов и создания приборов опто-, микро- и нанoeлектроники на их основе по сравнению с традиционными методами легирования — диффузионным, эпитаксиальным, ионно-имплантационным.

1. Введение

Модифицирование полупроводниковых материалов, т. е. направленное изменение их свойств, пучками легких ионов, в частности протонов, является одним из наиболее перспективных и бурно развивающихся в последние годы физико-технологических методов. Интерес к протонам обусловлен широким и контролируемым диапазоном обрабатываемых глубин материала (от 0.1 мкм до 1 мм) и отсутствием после протонного облучения сложных радиационных комплексов с высокой температурой отжига. Основными тремя факторами, влияющими на изменение свойств полупроводников после протонного облучения, являются: образование новых примесей в результате ядерных реакций, радиационное дефектообразование и накопление атомов водорода. Радиационное модифицирование, осуществляемое путем контролируемого введения в полупроводник дефектов (состава и структуры), называется радиационным легированием. Классификация современных направлений радиационного модифицирования полупроводников пучками легких ионов представлена в табл. 1. Такая классификация направлений радиационного модифицирования явно или неявно прослеживается в большинстве книг, обзоров и сборников, опубликованных за последние два десятилетия и посвященных радиационной физике полупроводников, радиационным дефектам, эффектам и процессам в полупроводниках [1–13].

В отличие от примесного атома (примесного дефекта), являющегося, как правило, дефектом состава полупроводника, радиационный дефект (вакансия, межузельный атом, дивакансия и т. д.), как правило, является дефектом структуры полупроводникового материала. Однако характер влияния и дефектов состава, и дефектов структуры на свойства полупроводника аналогичен. Обычно

дефектообразование сопровождается появлением в запрещенной зоне полупроводника локальных энергетических уровней. Дефекты либо служат поставщиками или ловушками электронов (донорами или акцепторами), либо являются центрами излучательной (безызлучательной) рекомбинации неравновесных носителей заряда. Контролируемое введение радиационных дефектов в сочетании с термическими обработками позволяет в широких пределах изменять электрофизические характеристики полупроводника, такие как электропроводность, тип проводимости, концентрация, подвижность и время жизни носителей заряда.

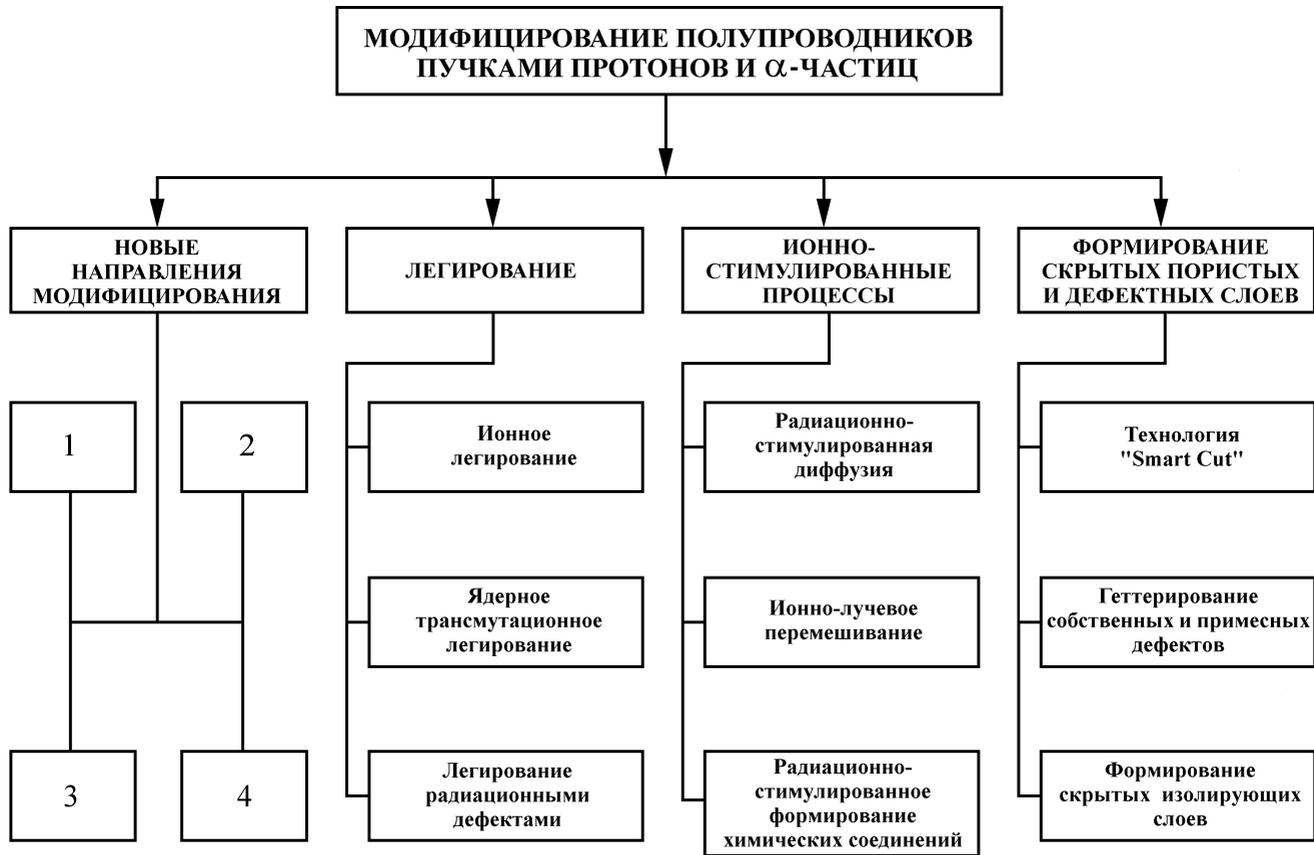
Разработка и широкое использование радиационных технологий в электронной технике [1–4] свидетельствуют о высокой эффективности "нетрадиционных" на первый взгляд методов и являются результатом глубоких исследований физико-химических процессов, лежащих в основе радиационных методов легирования.

К настоящему времени в литературе наиболее детально представлено использование трансмутационного образования примесей в полупроводниках под действием облучения легкими ионами [11], протонно-стимулированных процессов и введения атомов водорода [12] для модифицирования свойств полупроводников. Аналитических обзоров по легированию полупроводников радиационными дефектами, созданными облучением легкими ионами, не существует. Настоящий обзор и призван устранить этот пробел.

Обзор состоит из двух частей, посвященных основным материалам современной полупроводниковой электроники — кремнию и соединениям $A^{III}B^V$ (арсениду галлия и фосфиду индия). В каждой части обзора сначала рассматриваются вопросы радиационного дефектообразования, а затем его применения в электронике. При анализе радиационного дефектообразования в полупроводниках под действием облучения легкими ионами и его срав-

[¶] E-mail: kozlovski@tuexphtu.stu.neva.ru

Таблица 1.



Примечание. 1 — формирование квантово-размерных "наноблистеров" и "нанопор" как центров люминесценции в видимой области спектра для оптоэлектронных излучателей на основе Si;
 2 — формирование волноводов для электромагнитных волн, включая твердотельные радиочастотные компланарные передающие микролинии и оптические волноводы;
 3 — формирование квантово-размерных структур для криогенной электроники (quantum dots and single electron transistors);
 4 — формирование многослойных полупроводниковых структур с гетеропереходами (включая OETC's, HBT's & Heterojunctions CMOS) и трехмерных СБИС.

нении с другими видами облучений в качестве примера для сравнения было выбрано облучение электронами (с энергией ~ 1 МэВ) как наиболее часто используемый на сегодняшний день вид радиационной обработки полупроводниковых кристаллов и приборов. Ввиду ограниченности объема журнального варианта обзора, мы, как и в предыдущих обзорах [11,12], будем уделять основное внимание работам, которые имели задачей не только фундаментальные исследования, но и практическую направленность.

2. Взаимодействие легких ионов с монокристаллическими полупроводниками

Как известно, замедление бомбардирующей частицы в твердом теле происходит за счет ее рассеяния на электронной подсистеме атомов матрицы (электронное

торможение) и на ядрах атомов матрицы (ядерное торможение). Электронное торможение приводит к возбуждению и ионизации электронных оболочек атомов матрицы, а взаимодействие с ядрами атомов матрицы, характеризующееся передачей им значительной энергии, приводит к образованию дефектов решетки (в простейшем случае пар Френкеля). Из анализа кривых энергетических потерь по теории Линхарда–Шарфа–Шиота [14] известно, что процесс дефектообразования превалирует при значениях приведенной энергии $\varepsilon < 2$, где

$$\varepsilon = (a/e^2)E_0M_2Z_1^{-1}Z_2^{-1}(M_1 + M_2)^{-1}, \quad (1)$$

$$a = 0.8853r_B(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-1/2}.$$

Здесь M_1, M_2, Z_1, Z_2 — масса и заряд налетающего иона и иона матрицы соответственно, E_0 — энергия налетающего иона, r_B — первый борковский радиус, e — заряд электрона. Из формулы (1) видно, что величина энергии,

при которой превалируют ядерные потери, запишется в виде [15]

$$E_C = 2E_R Z_1 Z_2 \left(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3} \right)^{1/2} (1 + M_1/M_2), \quad (2)$$

где E_R — энергия налетающей частицы, которая равна кулоновскому потенциалу двух нуклонов, разделенных суммой радиусов их экранированных облаков, и для нашей системы составляет 13.6 эВ. Подставляя в (1) значения массы и заряда, например, иона водорода и эффективных значений массы и заряда для GaAs, получим $E_C \approx 3$ кэВ (эффективная масса арсенида галлия $M_{\text{GaAs}} \approx 73$, а эффективный заряд $Z_{\text{GaAs}} \approx 32$); в случае взаимодействия протона с ионом кремния Si — $E_C \approx 1$ кэВ. Таким образом, из полной энергии ионов, например в сотни кэВ, лишь несколько процентов идет на образование радиационных дефектов. Остальная часть расходуется на возбуждение и ионизацию атомов матрицы — As и Ga в первом случае или Si во втором. Поскольку основная генерация радиационных дефектов происходит после замедления протона до энергии 1–3 кэВ, имеет место резко неравномерная генерация радиационных дефектов по треку частицы, и в формуле для полного количества смещенных из узлов решетки атомов полупроводника (N_t) будут два члена, один из которых определяется электронным торможением, а второй — ядерным [16]:

$$N_t = [p(E_0 - E_C) + bE_C]/E_d. \quad (3)$$

Здесь p — вероятностный множитель (равный 10^{-3}), E_d — энергия смещения атома мишени (~ 15 эВ в GaAs [16]); $b = 1/2$, если $E_b > E_C$, и $b = 1/4$, если $E_b < E_C$, где

$$E_b = \gamma E_C^2 / (4E_d), \quad \gamma = 4M_1 M_2 / (M_1 + M_2)^2. \quad (4)$$

Из формул (3) и (4), например, для случая GaAs при энергии протонов 300 кэВ будем иметь: $E_0 = 300$ кэВ, $E_C = 3$ кэВ, $\gamma = 0.05$, $E_b = 8$ кэВ и $N_t = 50$. Таким образом, каждый протон с энергией 300 кэВ создает в арсениде галлия ~ 50 смещений [16]. Учитывая, что пробег протонов в этом случае составляет ~ 3 мкм, средняя концентрация смещенных атомов в облученном слое

Таблица 2. Проецированный пробег ионов водорода с энергией 300 кэВ в соединениях $A^{III}B^V$

Материал	H_1^+	H_2^+	H_3^+
GaAs	2.58	1.20	0.84
GaP	2.5	1.12	0.78
InP	2.25	1.10	0.75
InAs	2.1	1.00	0.71
InSb	1.8	0.90	0.65
GaP _{0.4} As _{0.6}	2.34	1.05	0.71

Примечание. Значения процированного пробега приведены в мкм.

будет составлять $1.5 \cdot 10^5$ см⁻³/протон. При обычно используемых на практике интенсивностях пучка протонов $6 \cdot 10^9 - 6 \cdot 10^{12}$ см⁻²·с⁻¹ средний темп генерации дефектов составит $\sim 10^{15} - 10^{18}$ см⁻³·с⁻¹ [17,18]. В табл. 2 приведены данные по пробегам одноатомных, двухатомных и трехатомных однозарядных ионов водорода с энергией 300 кэВ в соединениях $A^{III}B^V$. Понятие "средний" темп генерации радиационных дефектов в облученном слое полупроводника весьма условно в применении к ионному облучению, поскольку, как уже указывалось выше, распределение тормозных потерь иона по глубине кристалла весьма неравномерно и имеет максимум в конце пробега иона.

3. Легирование арсенида галлия и других полупроводниковых соединений $A^{III}B^V$ радиационными дефектами

За последние двадцать лет радиационные дефекты в соединениях $A^{III}B^V$, особенно в GaAs, исследовались достаточно интенсивно, хотя существенным препятствием для детального изучения является их более высокая загрязненность примесями по сравнению с германием и кремнием [1]. К настоящему времени в литературе имеется несколько обзоров по этому вопросу [19–22]. Все они в основном посвящены фундаментальным вопросам образования радиационных дефектов в соединениях $A^{III}B^V$, под действием нейтронного, электронного и γ -облучения. Нас же интересуют прежде всего работы, посвященные направленному изменению свойств, в том числе легированию соединений $A^{III}B^V$ радиационными дефектами. Работы по легированию соединений $A^{III}B^V$ радиационными дефектами под действием легких заряженных частиц и составляют основу данного параграфа.

Как известно, первичные радиационные дефекты — это прежде всего собственные точечные дефекты решетки [23]. В соединениях $A^{III}B^V$ число простейших разных собственных точечных дефектов равно 8: 2 вакансии (вакансии атома А и атома В), по крайней мере 4 дефекта внедрения (в соединениях $A^{III}B^V$ есть два междоузлия, которые могут быть заняты атомом А или атомом В) и 2 антиструктурных (антиузельных) дефекта (когда атом А находится в узле подрешетки атомов В и наоборот). Кроме того, возможно образование комплексов собственных дефектов друг с другом или с примесными атомами.

3.1. Радиационное дефектообразование в арсениде галлия

Несмотря на многочисленные исследования, вопрос о природе основных типов радиационных дефектов даже в наиболее изученном из соединений $A^{III}B^V$ материала — арсениде галлия остается дискуссионным, надежной идентификации вводимых радиационных нарушений

Таблица 3. Энергетические уровни и скорости их введения в *n*-GaAs, облученном электронами с энергией 1 МэВ [19]

Метод измерения	Энергии уровней, эВ						
	Ловушки для электронов					Ловушки для дырок	
	E1	E2	E3	E4	E5	H0	H1
DLTS	0.08	0.19	0.45	0.76	0.96	0.09	0.32
Коэффициент Холла (с поправкой)	0.12	0.20	0.38			0.10	
	0.13	0.20	0.31			0.10	
Порог фотопроводимости			0.38	0.52	0.72		
Скорость введения, см ⁻¹	1.8	2.8	0.7	0.08	0.1		

Примечание. Энергии ловушек для электронов (дырок) измеряются относительно зоны проводимости (валентной зоны).

до сих пор нет. По этой причине при анализе природы радиационных дефектов приходится полагаться в основном на результаты "косвенных" методов (оптическое поглощение, люминесценция, нестационарная емкостная спектроскопия глубоких уровней — DLTS, эффект Холла и т. д.).

Исследование методом электронного парамагнитного резонанса (ЭПР), представляющего собой один из методов прямой идентификации радиационных дефектов, в GaAs не дает желаемых результатов из-за существенного перекрытия линий сверхтонкого взаимодействия.

В качестве примера приведем работу [19], в которой методом DLTS детально исследованы радиационные дефекты в GaAs. Спектр DLTS для *n*-GaAs, облученного при комнатной температуре электронами с энергией 1 МэВ, представлен на рис. 1. Как видно из рис. 1, в спектре наблюдается 5 ловушек для электронов (*E1–E5*) и ловушка для дырок *H1*; при этом их концентрации растут линейно с ростом дозы облучения (в интервале от $5 \cdot 10^{13}$ до $5 \cdot 10^{15}$ см⁻²), а наибольшей скоростью введения характеризуются ловушки *E1* и *E2*.

В табл. 3 указаны скорости введения дефектов, равные отношению концентрации созданных в кристалле дефектов к дозе облучения, и положения глубоких уровней, возникающих в арсениде галлия при облучении электронами с энергией 1 МэВ при комнатной температуре (энергетическое положение ловушек для электронов (дырок) измеряется относительно зоны проводимости (валентной зоны)) [19]. Положения энергетических уровней определялись по энергии активации термоэмиссии из данных DLTS, энергии активации температурной зависимости концентрации носителей заряда и по порогу фотопроводимости. Все скорости введения глубоких уровней в табл. 3 приведены для плотности тока частиц $J = 0.1$ мкА · см⁻².

В проведенных экспериментах не обнаружено зависимости скоростей введения основных электронных ловушек (*E1–E5*) ни от метода выращивания материала

(жидкофазная и газофазная эпитаксия, метод Чохральского), ни от природы и концентрации основной легирующей примеси. Анализ имеющихся результатов показывает, что в случае электронного облучения (при энергии электронов $E_0 = 1$ МэВ и температуре $T_{irr} = 300$ К) суммарная скорость введения ловушек *E1–E5* близка по величине к расчетному значению скорости образования первичных смещений (~ 5 см⁻¹), для значения пороговой энергии смещения $E_d \approx 15$ эВ [20]. Этот факт скорее всего свидетельствует о том, что в GaAs процессы

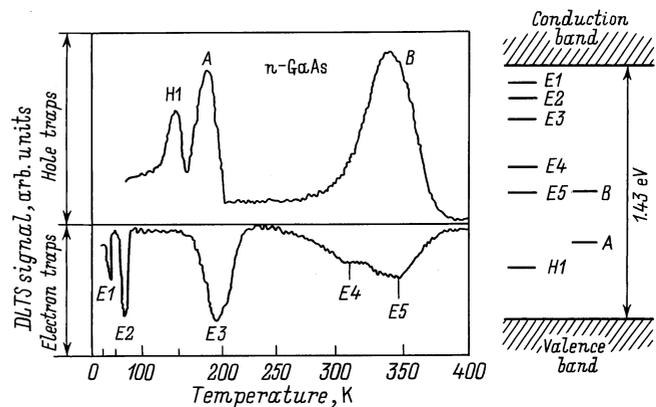


Рис. 1. DLTS-спектр *n*-GaAs, облученного электронами с энергией 1 МэВ при комнатной температуре [14], и энергетический спектр ловушек. Ловушки для дырок *A* и *B* присутствуют в исходном *n*-GaAs. Отметим "сжатый" масштаб ($\times 0.25$) для *E1* и *E2* и "растянутый" масштаб ($\times 2.5$) для *E4* и *E5*.

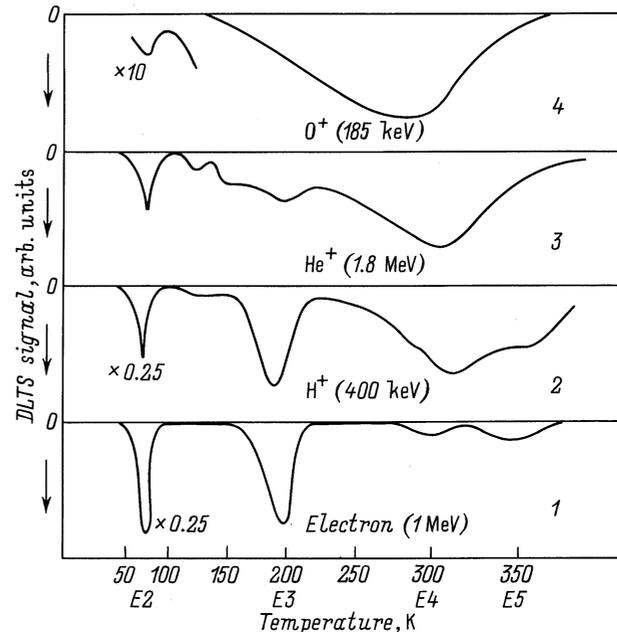


Рис. 2. DLTS-спектры образцов *n*-GaAs, облученных при комнатной температуре электронами с энергией 1 МэВ (1), протонами с энергией 400 кэВ (2), α -частицами с энергией 1.8 МэВ (3) и ионами кислорода с энергией 185 кэВ (4) [14].

Таблица 4. Параметры электронных ловушек радиационного происхождения в *n*-GaAs, облученном электронами с энергией 1 МэВ [20]

Ловушка ($T_{ит}$)	Энергия активации эмиссии E_a , эВ	Сечение захвата σ_n , см ²	Скорость введения, см ⁻¹	Температура отжига T_{ann} , К	Энергия активации отжига E_{ann} , эВ	Частотный фактор ν_0 , с ⁻¹
<i>E1</i> (300 К)	0.045	$2 \cdot 10^{-15}$	1.5	500	1.6	10^{13}
<i>E2</i> (300 К)	0.14	$1 \cdot 10^{-13}$	1.5	500	1.6	10^{13}
<i>E3</i> (300 К)	0.3	$6 \cdot 10^{-15}$	0.4	500	1.55	$3 \cdot 10^{12}$
<i>E4</i> (300 К)	0.76	$3 \cdot 10^{-14}$	0.08	500	1.5	10^{13}
<i>E5</i> (300 К)	0.96	$2 \cdot 10^{-12}$	0.1	500	1.55	$3 \cdot 10^{13}$
<i>E7</i> (4 К)	–	–	$5 \cdot 10^{-4}$	240	0.7	10^{12}
<i>E9</i> (4 К)	0.23	–	$2 \cdot 10^{-3}$	240	0.7	10^{12}

Примечание. Температурная зависимость скорости термической эмиссии электронов (дырок) с уровня дефекта описывается формулой $g(T) = \nu_0 \exp(-E_a/kT)$, где коэффициент ν_0 — частотный фактор, E_a — энергия активации эмиссии, k — постоянная Больцмана, T — температура.

Таблица 5. Параметры дырочных ловушек радиационного происхождения в *p*-GaAs, облученном электронами с энергией 1 МэВ [20]

Ловушка	Энергия активации эмиссии E_a , эВ	Сечение захвата σ_n , см ²	Скорость введения, см ⁻¹	Температура отжига T_{ann} , К	Энергия активации отжига E_{ann} , эВ	Частотный фактор ν_0 , с ⁻¹
<i>H0</i>	0.06	$2 \cdot 10^{-16}$	0.8	–	–	–
<i>H1</i>	0.25	$1 \cdot 10^{-15}$	0.1–0.7	500	1.1–1.3	$5 \cdot 10^8$
<i>H2</i>	0.42	–	0.04	500	–	–
<i>H3</i>	0.54	$7 \cdot 10^{-16}$	0.17	500	0.51	155
<i>H4</i>	0.79	$7 \cdot 10^{-14}$	0.06	500	0.52	$3 \cdot 10^2$
<i>H5</i>	0.85	$9 \cdot 10^{-15}$	0.21	–	–	–

аннигиляции первичных радиационных дефектов при комнатной температуре играют значительно меньшую роль, чем в Si и Ge [23,24].

При снижении температуры облучения спектр вводимых электронных ловушек расширяется. Так, в результате облучения электронами с энергией 1 МэВ при $T_{ит} = 4$ К наряду с *E1–E5* дополнительно вводятся ловушки *E7* и *E9*, которые оказались нестабильными при комнатной температуре. Через десять лет после обзорной работы [19] были уточнены параметры вводимых в GaAs радиационных дефектов [20,21]. Данные более поздних работ для электронных и дырочных ловушек приведены в табл. 4 и 5.

С увеличением массы бомбардирующих частиц изменяется и спектр вводимых радиационных дефектов. На рис. 2 представлены спектры DLTS четырех образцов *n*-GaAs, облученных при комнатной температуре электронами, протонами, ионами гелия и ионами кислорода. Следует отметить общую тенденцию к размыванию спектра по мере увеличения массы бомбардирующей частицы. Из рис. 2 следует, что радиационное повреждение, вызываемое небольшими дозами протонов, подобно радиационному повреждению, вызываемому электронами с энергией 1 МэВ, однако при протонном облучении относительно большая доля повреждения приходится на дефекты, которым принадлежат уровни $E_c - 0.76$ эВ и $E_c - 0.96$ эВ. Данные по облучению ионами гелия

показывают, что в этом случае в спектре доминирует широкий пик $E_c - 0.76$ эВ.

Радиационные дефекты, возникающие в любом твердом теле, при достаточно высокой температуре могут перемещаться; возникшее радиационное нарушение претерпевает изменение и в конце концов отжигается. С точки зрения радиационной технологии интерес представляют дефекты, для которых температуры отжига T_{ann} выше 400 К. Это обусловлено необходимостью обеспечения стабильности характеристик полупроводниковых приборов, в технологии которых используются радиационные процессы.

Для *n*-GaAs, облученного при $T_{ит} = 4$ К, термическое восстановление начинается при температуре 220 К и происходит в несколько стадий. С помощью измерений DLTS показано, что отжиг ловушек *E7* и *E9* происходит при $T_{ann} = 230$ К, а ловушки *E1–E5* отжигаются при $T_{ann} \approx 500$ К. Исследования показали, что отжиг основных типов радиационных дефектов в *n*-GaAs (*E1–E5*) описывается дифференциальным уравнением 1-го порядка с энергией активации $E_{ann} = 1.5–1.6$ эВ [20].

Отжиг ловушек в *p*-GaAs детально анализировался авторами [25]. Показано, что ловушки *H1* и *H5* следует разделить на две группы. К первой следует отнести *H1*, отжиг которых описывается суммой двух кинетических процессов 1-го порядка с $E_{ann} = 1.3$ эВ. Процесс отжига дефектов *H1* связывается с рекомбинацией френкелев-

Таблица 6. Идентификация дефектов в GaAs различными методами [20]

Дефект	Оптические измерения	DLTS	Отжиг
Вакансия V_{As}	—	$E1 = E_c - 0.045$ эВ (-2/-) $E2 = E_c - 0.14$ эВ (-/0)	—
Пара Френкеля $V_{As}-As_i$	—	$E3 = E_c - 0.30$ эВ $E5 = E_c - 0.96$ эВ $H0 = E_v + 0.06$ эВ $H1 = E_v + 0.25$ эВ	$T_{ann} \approx 220^\circ\text{C}$ $E_{ann} \approx 1.5$ эВ
Антиструктурный дефект Ga_{As}	Люминесценция (1.44 эВ) ИК поглощение (70.9, 72.9, 74.5 мэВ)	$E_v + 0.077$ эВ (0/-) $E_v + 0.23$ эВ (-/2-)	
Комплекс $As_{Ga} - V_{As}$	—	$E4 = E_c - 0.76$ эВ (+/2+) < $E_c - 0.35$ эВ (0/+)	—
Комплекс с участием As_i	—	—	$T_{ann} \approx 220^\circ\text{C}$ $E_{ann} = 0.5$ эВ
Комплекс $V_{As} + Ga_{As}$	—	$E7$ $E9 = E_c - 0.23$ эВ	—

ских пар (вакансия–межузельный атом) в подрешетке As. Ко второй группе относятся $H3-H5$, отжиг которых описывается дифференциальным уравнением 1-го порядка с $E_{ann} \approx 0.5$ эВ и $\nu_0 = 10^2 \text{ с}^{-1}$. Отжиг дефектов $H3-H5$ обычно связывается с миграцией междуузельных атомов мышьяка As_i , характеризуемой энергией активации $E_m = 0.5$ эВ. В работе [19] указаны три основные стадии восстановления при отжиге электрофизических свойств облученного быстрыми электронами n - и p -GaAs: $T_{ann} \approx 400, 500$ и 750 К.

На основании имеющихся в литературе сведений авторами [20] представлены следующие соображения о природе радиационных дефектов в GaAs (табл. 6): все электронные ловушки, вводимые при $T_{irr} = 300$ К ($E1-E5$), принадлежат френкелевским парам $[V_{As}-As_i]$. Лишь ловушки $E7$ и $E9$, образующиеся при $T_{irr} = 4$ К, связаны с более сложным дефектом $[V_{As}-Ga_{As}]$. В подрешетке Ga за счет зарядового состояния и, как следствие, кулоновского взаимодействия френкелевские пары рекомбинируют сразу же после образования даже при $T_{irr} = 4$ К. В условиях, когда междуузельные атомы мышьяка As_i подвижны, ($T_{irr} > 500$ К) возможно образование комплексов As_i с примесями В, Р и С, а также комплексов собственных дефектов ($EL2, EL5$ и т.д.) [26,27].

На схожих позициях стоят и авторы обзора о природе радиационных дефектов в GaAs [21]. Ловушки $E1$ и $E2$ они относят к различным зарядовым состояниям изолированной вакансии V_{As} , а $E3$ и $E5$ к компонентам близких пар Френкеля в подрешетке As. $H0$ и $H1$, по их мнению, относятся к двум другим уровням этих же де-

фектов. $E4$ относится к комплексу $[As_{Ga}+V_{As}]$, а ловушки $H2-H5$ к комплексам, включающим As_i . В соединениях $A^{III}B^V$, особенно в n -GaAs, в силу низкой подвижности первичных радиационных дефектов реализуется относительно редкая ситуация, когда последствия облучения при $T_{irr} = 300$ К определяются собственными дефектами решетки, вклад вторичных процессов в дефектообразование практически не ощущается, а результаты облучения не отличаются большим разнообразием. Усиление роли вторичных процессов в принципе может быть достигнуто изменением условий облучения (увеличением температуры и интенсивности облучения) и повышением уровня легирования исходного материала различными примесями. Нами выполнен цикл исследований по изучению влияния параметров облучения (тип и энергия частиц, плотность потока, доза и температура облучения) и уровня легирования полупроводника на энергетические спектры радиационных дефектов в арсениде галлия и фосфиде индия n -типа проводимости [28–35].

С помощью измерений методом емкостной спектроскопии в слоях n -GaAs с исходной концентрацией электронов $n_0 = 3 \cdot 10^{14} - 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, облученных электронами с энергией 900 кэВ при $T_{irr} = 20^\circ\text{C}$, наблюдались уровни известных электронных ловушек $E1-E5$ и $E8$ [31]. Установлено, что эффективности введения указанных ловушек зависят от концентрации донорных примесей в эпитаксиальных слоях. Для образцов с $n_0 = (1-3) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ проанализировано влияние температуры облучения T_{irr} на процессы дефектообразования в GaAs. Показано, что при $T_{irr} > 100^\circ\text{C}$ основные де-

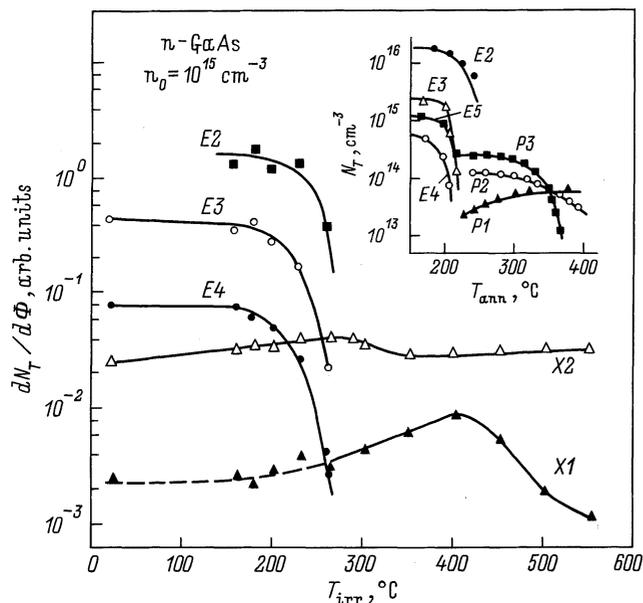


Рис. 3. Эффективности введения E - и X -ловушек в n -GaAs с $n_0 = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ в зависимости от температуры облучения [33]. На вставке — кривые изохронного отжига электронных ловушек в n -GaAs, облученном электронами при температуре $T_{\text{irr}} = 20^\circ \text{C}$ [37].

фекты — пары Френкеля (вакансия–межузельный атом) в подрешетке мышьяка перестают быть связанными, они диссоциируют и могут либо уходить на стоки, либо аннигилировать [33, 36]. При этом эффективность введения электронных E -ловушек резко уменьшается, а образуются новые X -ловушки, которые и вносят основной вклад в изменение свойств материала. На рис. 3 показано, как изменяются скорости введения $dN_T/d\Phi$ E - и X -ловушек (N_T — концентрация ловушек, Φ — доза облучения) в зависимости от T_{irr} для n -GaAs с $n_0 = 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Видно, что при $T_{\text{irr}} > 150^\circ \text{C}$ скорости введения E -ловушек начинают падать. При дальнейшем повышении T_{irr} вплоть до 550°C спектр вводимых электронных ловушек практически не изменяется и включает два типа основных центров: $X1$ и $X2$ с уровнями $E_c - 0.38 \text{ эВ}$ и $E_c - 0.76 \text{ эВ}$ соответственно.

Проанализирована кинетика накопления этих центров при $T_{\text{irr}} = 400^\circ \text{C}$ и определены их основные параметры. Установлено, что скорость введения ловушек $X2$ практически не изменяется в интервале $T_{\text{irr}} = 150\text{--}550^\circ \text{C}$, а скорость введения $X1$ существенно зависит от величины T_{irr} . Предполагается, что рост скорости введения $X1$ в нелегированных слоях GaAs обусловлен изменением зарядового состояния дефектов $X1$, а спад эффективности его введения при более высоких T_{irr} обусловлен отжигом этих центров. Анализ положения уровня Ферми (E_F) в зависимости от температуры облучения показывает, что для нелегированных эпитаксиальных слоев в интервале $T_{\text{irr}} = 350\text{--}380^\circ \text{C}$ E_F расположен вблизи

энергетического положения ловушек $X1$, т.е. при этих температурах, возможно, происходит изменение зарядового состояния первичного дефекта, входящего в состав указанного центра. В сильно легированных материалах E_F лежит значительно выше указанного уровня, и во всем исследованном интервале T_{irr} перезарядки дефектов не наблюдается. Таким образом, авторы [33] приходят к заключению, что рост эффективности введения $X1$, возможно, обусловлен изменением зарядового состояния первичных дефектов, входящих в состав центров $X1$.

Отсутствие заметного изменения концентрации носителей заряда для температур отжига $T_{\text{ann}} \approx 150\text{--}200^\circ \text{C}$ в совокупности с зарегистрированным нами уменьшением скорости удаления носителей заряда при облучении электронами в данном температурном диапазоне [33] свидетельствует о неэквивалентности высокотемпературного облучения, при $T_{\text{irr}} = 150\text{--}200^\circ \text{C}$, облучению при комнатной температуре и последующему отжигу при $T_{\text{ann}} = 150\text{--}200^\circ \text{C}$. Наиболее вероятной причиной наблюдаемых в переходном температурном диапазоне явлений может быть ионизация кристалла во время электронного облучения, и, как следствие этого, либо инжекционный отжиг радиационных дефектов, либо ускоренное безызлучательной рекомбинацией неравновесных электронов и дырок разделение компонентов пар Френкеля (механизм Бургуэна–Корбетта [38]). Результаты экспериментов по высокотемпературному облучению GaAs позволили авторам [33,34] сделать следующие выводы:

- процессы радиационного дефектообразования в арсениде галлия сильно зависят от температуры облучения; при $T_{\text{irr}} > 80\text{--}100^\circ \text{C}$ основные дефекты — генетически родственные пары Френкеля в подрешетке мышьяка — перестают быть связанными, они диссоциируют и за счет увеличения подвижности могут уходить на стоки и аннигилировать;

- нижняя граница “переходного” температурного диапазона радиационного дефектообразования в GaAs ($80\text{--}100^\circ \text{C}$) связана с температурой диссоциации генетически родственных пар Френкеля в подрешетке мышьяка, верхняя — с температурой первой из трех стадий отжига этих радиационных дефектов (250°C); в переходном температурном диапазоне уменьшается концентрация вводимых E -ловушек и образуются новые ловушки — X -ловушки с уровнями $E_c - 0.38 \text{ эВ}$ и $E_c - 0.76 \text{ эВ}$.

3.2. Радиационное дефектообразование в фосфиде индия

Согласно сложившемуся в литературе мнению (см., например, [39]), большая часть глубоких центров в облученном частицами высоких энергий n -InP образуется в результате вторичных процессов, т.е. при взаимодействии мигрирующих в объеме кристалла первичных радиационных дефектов (вакансий и межузельных атомов) между собой и с примесями.

В работе [39] установлено, что в результате облучения частицами высоких энергий (γ -кванты, электроны, α -частицы) при комнатной температуре в n -InP возникают в основном одни и те же электронные ловушки $E1$ – $E6$, имеющие уровни, отстоящие от дна зоны проводимости соответственно на 0.20, 0.19, 0.32, 0.4, 0.60, 0.7 эВ. От типа облучения зависит только соотношение скоростей введения отдельных центров. Большое разнообразие описанных в литературе спектров радиационных дефектов в n -InP обусловлено их сложным характером. Так, например, в работе [39] было показано, что уровни $E1$, $E3$, $E4$ соответствуют переходам между различными зарядовыми состояниями конфигурационно-бистабильного дефекта в InP, называемого M -центром. Этот многозарядный центр может существовать в двух различных конфигурациях, каждая из которых характеризуется своим спектром глубоких уровней, а обратимые переходы между конфигурациями могут быть индуцированы электронным, термическим или оптическим возбуждением.

В результате облучения n -InP электронами с энергией 1 МэВ при комнатной температуре значения полной скорости введения глубоких уровней в верхней половине запрещенной зоны, определенные методом DLTS, находятся в пределах $1 \cdot 10^{-3}$ – $2 \cdot 10^{-1}$ см $^{-1}$, что на порядок меньше расчетного числа. Скорость удаления электронов, определяемая как отношение концентрации удаленных (захваченных на ловушки) электронов к дозе облучения, при этом также низка и составляет не более 0.1 см $^{-1}$ [22].

В результате облучения InP p -типа проводимости электронами с энергией 1 МэВ при комнатной температуре наблюдалось образование дырочных ловушек $H1$ – $H5$ [40], имеющих уровни, отстоящие от потолка валентной зоны на 0.167, 0.22, 0.32, 0.37, 0.53, 0.23 эВ. Наибольшую скорость введения имела ловушка $H4$ (~ 2 см $^{-1}$). Таким образом, в p -InP, в отличие от n -InP, скорость введения ловушек основных носителей заряда весьма высока.

Следует отметить, что скорость введения основных ловушек ($E1$ – $E5$) в n -InP при электронном и γ -облучении на порядок, а в случае облучения α -частицами с энергией 5 МэВ — в 3 раза ниже, чем в n -GaAs [41]. Высокая устойчивость концентрации основных носителей заряда в n -InP при облучении обусловлена донорным характером центра $E6$, имеющего максимальную скорость образования при всех видах облучения. Вместе с тем необходимо учитывать, что квазиравновесная концентрация ловушки $E6$ определяется скоростью отжига в процессе облучения ввиду невысокой термической стабильности.

Для фосфида индия повышение температуры при электронном облучении приводит к уменьшению скорости образования ловушек $E1$, $E2$, $E4$, $E6$, а также к снижению скорости удаления носителей заряда в n -InP [29,30]. При этом скорость образования уровней $E2$ и $E6$ резко снижалась уже при 50°C, а скорость образования уровней $E1$, $E4$, относящихся к M -центру, снижалась

при $T_{\text{ит}} > 150^\circ\text{C}$. При $T_{\text{ит}} > 150^\circ\text{C}$ наблюдалось появление нового центра $ET1$ ($E_a = 0.16$ эВ) и существенное возрастание скорости образования центра $E5$ ($E_a = 0.60$ эВ). Существенное возрастание вероятности образования центров $ET1$ и $E5$ при высокотемпературном облучении может быть в принципе обусловлено наличием энергетического барьера для их образования, который преодолевается при $T_{\text{ит}} > 200^\circ\text{C}$. Однако при учете одного этого фактора трудно объяснить сравнительно высокую и слабо зависящую от температуры облучения в интервале 50–200°C эффективность образования центров $E5$. Второй наиболее вероятной причиной наблюдаемых явлений может быть изменение зарядовых состояний реагирующих дефектов вследствие перемещения уровня Ферми с температурой [29,30]. Действительно, ранее в результате исследований накопления и отжига радиационных дефектов в области объемного заряда барьера Шоттки было установлено, что вероятность образования центра $E5$ зависит от зарядового состояния одной из составляющих этого комплекса [36]. Как показано в [29], эта компонента представляет собой высокоподвижный дефект в подрешетке фосфора $D(P)$, характеризующийся энергетическим уровнем $E_c - 0.3$ эВ. Переход дефекта $D(P)$ из нулевого в положительное зарядовое состояние приводит к увеличению вероятности образования центра $E5$ по меньшей мере на порядок величины. В случае высокотемпературного облучения быстрый рост эффективности образования центров $E5$ начинается при $T_{\text{ит}} = 200$ – 250°C . При этой температуре в образцах фосфида индия с $n_0 = 7 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$ уровень Ферми находится на 0.3 эВ ниже дна зоны проводимости. Таким образом, в случае высокотемпературного облучения, как и в [29], эффективность образования центров $E5$ изменяется при пересечении квазиуровнем Ферми уровня $E_c - 0.3$ эВ, который, согласно [29], может соответствовать переходу межузельного атома фосфора из нулевого в положительное зарядовое состояние. В [29] обосновывается связь донорного центра $E5$ с антиструктурным дефектом "фосфор в подрешетке мышьяка", который может формироваться с участием межузельных атомов фосфора по реакции Уоткинса. Таким образом, основные изменения характера дефектообразования в n -InP при повышенных температурах облучения обусловлены изменением зарядового состояния одного из первичных дефектов решетки InP (по-видимому, межузельного атома фосфора) и протекающим одновременно с облучением отжигом дефектов.

В практическом плане наибольший интерес здесь могут представлять следующие результаты. Повышение температуры эксплуатации приборов на основе InP до 50°C, как следует из представленных данных, позволяет снизить суммарную скорость введения электронных ловушек не менее чем в 4 раза, при этом уменьшается также скорость удаления носителей заряда. Показана неэквивалентность облучения при повышенной температуре облучению при более низкой температуре с последующим отжигом. Высокотемпературное облучение

открывает широкие возможности управления составом дефектов [30]. В частности, выбором $T_{\text{ит}}$ можно в широких пределах изменять соотношение между центрами, ответственными за изменение электрофизических параметров полупроводника, например концентрации носителей заряда.

Протонное облучение n -InP, как показывают опыты [30], создает в основном те же ловушки ($E1-E5$), что и электронное облучение, однако соотношение скоростей их введения существенно изменяется.

3.3. Влияние протонного облучения на электрофизические свойства соединений $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$

Известно, что в некоторых полупроводниках, например в n -GaAs, при облучении резко уменьшается электропроводность, они становятся высокоомными и даже полуизолирующими [1]. Это связывалось с появлением в запрещенной зоне полупроводника глубоких акцепторов [1]. В то же время аналогичное облучение других полупроводников, например n -InSb, приводит к конверсии типа проводимости. В работе [42] было сделано предположение, что существует строгая корреляция между характером изменения электропроводности полупроводников при облучении и шириной запрещенной зоны. По этой гипотезе в квазиравновесном состоянии наибольшими будут концентрации тех типов радиационных дефектов, образование которых отвечает минимуму свободной энергии системы "кристалл-дефекты" при заданном полном числе свободных и связанных вакансий и межузельных атомов. У полупроводников с достаточно глубокими уровнями радиационных дефектов различие в изменении энтропии кристалла при образовании комплексов того или иного вида малосущественно, и минимум свободной энергии реализуется в основном за счет понижения энергии системы при захвате носителей заряда соответствующими глубокими уровнями дефектов. Это обстоятельство и обуславливает компенсацию проводимости радиационными дефектами. Напротив, если энергия связи электрона (дырки) на дефекте невелика, то доминирующую роль будет играть изменение энтропии системы при введении дефектов, а энергия связи дефекта в комплексе определится в основном деформацией решетки данным центром, а не его зарядовым состоянием. Это приведет к тому, что тенденция к компенсации проводимости полупроводника радиационными дефектами будет слабо выражена. Таким образом, по мнению авторов [42], компенсацию проводимости радиационными дефектами следует ожидать в полупроводниках с глубокими энергетическими уровнями радиационных дефектов тогда, когда энергия связи электрона на дефекте больше изменения энергии кристалла при введении данного нарушения, т.е. в общем случае в полупроводниках с широкой запрещенной зоной. Полупроводники с широкой запрещенной зоной при облучении будут стремиться к собственной прово-

димости. Тенденция к компенсации должна появляться уже начиная с кремния [42]. Указанная физическая трактовка являлась предпосылкой для создания локальных полуизолирующих областей с помощью различных видов радиации применительно к широкому классу полупроводниковых приборов.

Однако указанная трактовка оказалась применимой только для случая, когда энергия образования радиационного дефекта сравнима с выигрышем энергии при связи носителя заряда на центре. Уже в конце 70-х годов была осуществлена конверсия проводимости слабо легированного GaAs из n - в p -тип путем облучения электронами [43]. В этой связи изменяется и представление о "предельном" положении уровня Ферми полупроводника, широко использовавшееся еще в 60-х годах для объяснения экспериментальных данных [44]. Теперь "предельный" уровень Ферми должен отражать квазиравновесное состояние системы (набор дефектов) + (носители заряда), обеспечивающее минимум свободной энергии. С изменением спектра введенных дефектов, что задается условиями эксперимента и исходным легированием полупроводникового образца, будет изменяться и "предельный" уровень Ферми [42,45].

Обычно изменение концентрации свободных носителей заряда (например, электронов) в полупроводнике при его облучении дозой Φ описывается соотношением [1]

$$n = n_0 \pm \Phi K \{1 + \lambda \exp[(E - E_F)/kT]\}^{-1}, \quad (5)$$

где n_0, n — концентрации электронов до и после облучения соответственно, K — скорость введения радиационных дефектов, E_F — положение уровня Ферми, E — положение энергетического уровня радиационного дефекта, λ — фактор вырождения, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура.

При малых дозах облучения, когда изменением положения уровня Ферми можно пренебречь, зависимость $\Delta n = n_0 - n$ от дозы облучения становится линейной и коэффициент K , называемый в этом случае коэффициентом деградации концентрации носителей заряда, просто равен скорости удаления носителей заряда.

В работе [46] подробно исследуется зависимость концентрации удаленных носителей заряда в n -GaAs от глубины полупроводника. На рис. 4 представлена такая зависимость для случая облучения протонами с энергиями от 150 до 500 кэВ. На рис. 5 показано влияние дозы облучения на концентрацию удаленных носителей заряда [46]. Эффективное удаление носителей заряда в арсениде галлия при протонном облучении приводит к резкому возрастанию сопротивления полупроводника, которое наблюдается как в p -GaAs, так и в n -GaAs. В работе [16] показано, что зависимости удельного сопротивления для p - и n -GaAs от дозы облучения протонами достаточно сильно различаются, причем это различие зависит и от энергии протонов, и от концентрации носителей заряда в исходных материалах. Общими

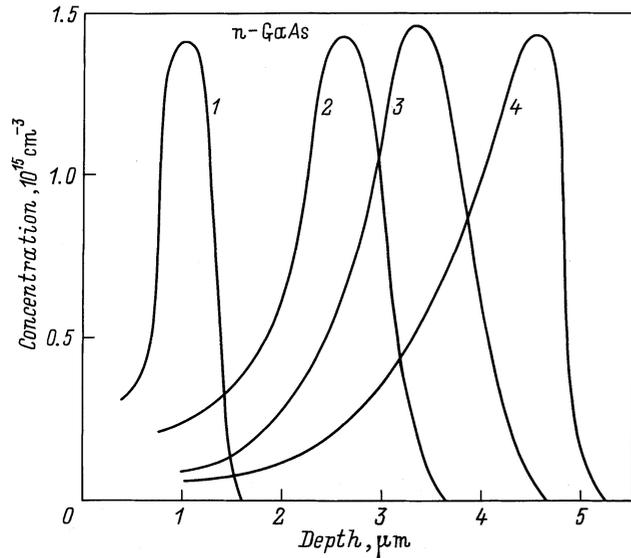


Рис. 4. Профили распределения концентрации удаленных носителей заряда в n -GaAs после облучения протонами с энергией 150 (1), 300 (2), 400 (3) и 500 кэВ (4) [46].

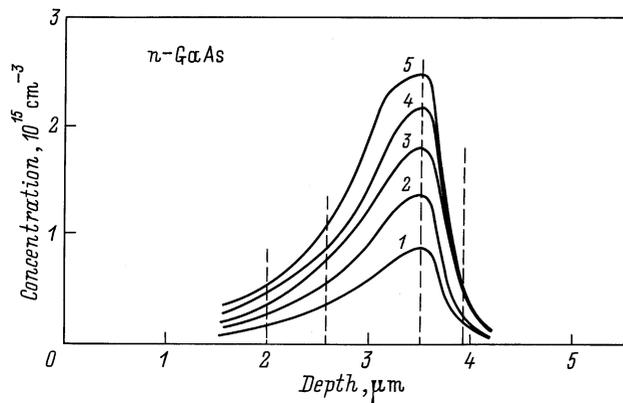


Рис. 5. Профили распределения концентрации удаленных носителей заряда в n -GaAs после облучения протонами с энергией 400 кэВ в зависимости от дозы протонного облучения [46]. Φ , 10^{10} см^{-2} : 1 — 1, 2 — 2, 3 — 3, 4 — 4, 5 — 5.

закономерностями этих зависимостей можно назвать следующие: а) скорость удаления носителей в n -GaAs ($dn/d\Phi$) выше, чем в p -GaAs ($dp/d\Phi$); б) максимальное сопротивление GaAs достигается при определенной дозе облучения Φ_{opt} ; с увеличением дозы облучения выше Φ_{opt} обнаруживается уменьшение удельного сопротивления полупроводника (ρ).

В работе [35] проведены одновременные измерения профилей концентрации носителей заряда и энергетических спектров радиационных дефектов в образцах GaAs, облученных протонами с энергией 100 кэВ. Установлено, что в результате протонного облучения происходит компенсация проводимости в достаточно тонком слое материала (на толщине $d \approx 0.5\text{--}0.7 \mu\text{м}$), а спектр

вводимых радиационных дефектов (табл. 7) качественно совпадает со спектром дефектов, наблюдающихся в аналогичных образцах после электронного облучения.

В работе [47] исследовались зависимости $\rho(\Phi)$ для n - и p -InP при протонном облучении ($E_0 = 50\text{--}400 \text{ кэВ}$). Показано, что обе зависимости имеют максимумы. Максимальное значение для n -InP, $\rho \approx 10^3 \text{ Ом} \cdot \text{см}$, наблюдается при дозах облучения $\Phi \approx 10^{15} \text{ см}^{-2}$; максимальное значение для p -InP, $\rho \approx 10^8 \text{ Ом} \cdot \text{см}$, — при дозах $\Phi \approx 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. В работе [47] предложена модель, объясняющая полученные результаты. Согласно этой модели, при высоких дозах облучения уровень Ферми локализуется на 0.30–0.34 эВ выше середины запрещенной зоны полупроводника. Потому n -InP при протонном облучении большими дозами имеет сравнительно небольшое сопротивление. В отличие от этого уровень Ферми в кристаллах p -InP проходит в зависимости $\rho(\Phi)$ через середину запрещенной зоны; из-за компенсации проводимости радиационными дефектами и наблюдается максимальное сопротивление, близкое к значению, соответствующему собственной проводимости, $\rho \sim 10^8 \text{ Ом} \cdot \text{см}$. С увеличением дозы облучения p -InP испытывает p - n -конверсию типа проводимости.

Идея о пиннинге (закреплении) уровня Ферми в сильно облученных полупроводниках была высказана сначала для InP в работе [47], а позже для GaAs [48]. В работе [48] было показано, что облучение арсенида галлия протонами приводит к возрастанию удельного сопротивления до предельных значений $\sim 6 \cdot 10^8 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ (при 300 К). При облучении отмечена, как и ранее в [43], n - p -конверсия проводимости и закрепление уровня Ферми вблизи $E_v + 0.6 \text{ эВ}$ [49]. На стадии роста дозовые зависимости электропроводности полупроводника неплохо описываются на основе численного решения уравнения электронейтральности [49]. После прохождения оптимальных (с позиции получения высокоомного материала) доз облучения наблюдается, как и ранее в работе [16], "аномальная" зависимость, а именно уменьшение удельного сопротивления. Для электронного облучения это явление наблюдается при дозах облучения, больших $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ ($E_0 = 2 \text{ МэВ}$), при протонном облучении — больших 10^{15} см^{-2} ($E_0 = 5 \text{ МэВ}$). Предполагается, что транспорт носителей заряда в "переоблученных" слоях GaAs обусловлен прыжковой проводимостью носителей заряда по глубоким состояниям радиационных дефектов [50].

Таблица 7. Скорости введения электронных ловушек в n -GaAs при облучении протонами с энергией 100 кэВ [35]

$n_0, \text{ см}^{-3}$	Скорость введения, см^{-1}			
	$E2$	$E3$	$E4$	$E5$
$2 \cdot 10^{17}$	$4 \cdot 10^3$	$8.5 \cdot 10^3$	$3 \cdot 10^3$	$1.2 \cdot 10^4$
$1.5 \cdot 10^{17}$	$4 \cdot 10^4$	$6 \cdot 10^3$	$6 \cdot 10^3$	$5.7 \cdot 10^3$
$3 \cdot 10^{16}$	$1.1 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^3$	$3 \cdot 10^3$	$2 \cdot 10^3$

Эксперименты с использованием как электронного, так и протонного облучения указывают на резкое уменьшение скорости удаления носителей заряда при облучении ($dn/d\Phi$) с повышением $T_{\text{итт}}$ [28,32]. Такое уменьшение скорости удаления не может быть объяснено условиями первичного радиационного дефектообразования — образования пар Френкеля, поскольку температурная зависимость пороговой энергии смещения регулярных атомов в исследованном нами диапазоне температур — достаточно слабая. На наш взгляд, только изменение условий вторичного радиационного дефектообразования, связанное с диссоциацией связанных пар Френкеля, ответственных за компенсацию проводимости n -GaAs, может объяснить полученные результаты. С ростом $T_{\text{итт}}$ концентрация связанных пар Френкеля (N_F), определяемая из уравнения

$$dN_F/d\Phi = G - N_F/\tau, \quad (6)$$

где G , τ — темп генерации и время жизни связанных пар Френкеля, резко уменьшается за счет уменьшения τ .

В качестве дополнительного подтверждения справедливости модели, учитывающей диссоциацию связанных пар Френкеля и уход подвижных собственных дефектов на стоки, являются опыты с GaAs, легированным редкоземельными элементами [34,51]. Результаты таких экспериментов показали, что облучение при $T_{\text{итт}} < 100^\circ\text{C}$ вызывает примерно одинаковую скорость удаления носителей заряда (0.5 см^{-1}) в образцах GaAs, содержащих и не содержащих Yb и Er.

На рис. 6 результаты экспериментов представлены как отношение

$$\xi = \frac{(dn/d\Phi)_{\text{Yb}}}{dn/d\Phi} \quad (7)$$

скорости удаления носителей заряда в образцах, содержащих иттербий в количестве $N_{\text{Yb}} \approx 0.05$ (кривая 1) и 0.003 вес.% (кривая 2), к скорости удаления носителей заряда в нелегированных иттербием образцах в зависимости от $T_{\text{итт}}$. С ростом $T_{\text{итт}}$ при $T_{\text{итт}} > 100^\circ\text{C}$ картина резко меняется. Величина $(dn/d\Phi)_{\text{Yb}}$ уменьшается быстрее, чем $dn/d\Phi$, так что при $T_{\text{итт}} = 150^\circ\text{C}$ ξ становится равной ~ 0.4 для $N_{\text{Yb}} = 0.05$ вес.% и ~ 0.6 для $N_{\text{Yb}} = 0.003$ вес.%. С дальнейшим повышением $T_{\text{итт}}$ до 200°C ξ увеличивается до 0.5 и 0.7 соответственно, а при $T_{\text{итт}} > 250^\circ\text{C}$ приближается к значениям 0.8–0.9. Близкие значения ξ получаются и при использовании примеси эрбия.

Для объяснения полученных экспериментальных результатов необходимо учесть, что в n -GaAs в силу низкой подвижности первичных радиационных дефектов (вакансий и собственных межузельных атомов) реализуется ситуация, когда последствия облучения при температурах, близких к комнатной и ниже, определяются собственными дефектами решетки, вклад различных примесно-дефектных комплексов практически не ощущается [14,38]. Из пяти основных радиационных дефектов $E1$ – $E5$, вводимых в n -GaAs при комнатной

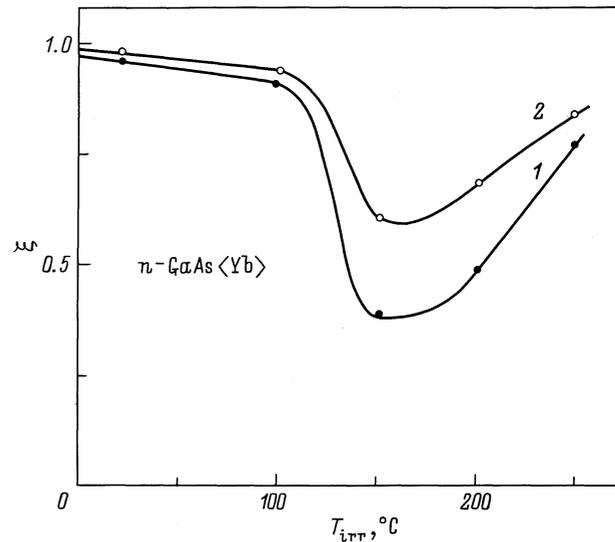


Рис. 6. Отношение скорости удаления носителей заряда в образцах n -GaAs, содержащих Yb в количестве 0.05 (1) и 0.003 вес.% (2), к скорости удаления носителей заряда в нелегированных образцах в зависимости от температуры облучения [51].

температуре, четыре принадлежит парам Френкеля в подрешетке мышьяка [$V_{\text{As}}-\text{As}_i$] и один — возможно, антиструктурному дефекту As_{Ga} [27]. Четыре вида электронных ловушек $E1$, $E2$, $E3$ и $E5$, приписываемых парам Френкеля в подрешетке мышьяка, объясняются возможностью существования двух зарядовых состояний пар Френкеля при двух характерных расстояниях между компонентами пар [22] (напомним, что в подрешетке галлия пары Френкеля, как принято считать, генерируются в противоположном зарядовом состоянии и за счет кулоновского взаимодействия рекомбинируют сразу же после образования даже при 4 К).

Квазиравновесная концентрация радиационных дефектов, определяющая концентрацию удаленных носителей, находится из уравнения непрерывности (6) и при стационарных условиях становится равной произведению темпа генерации радиационных дефектов (G) на их время жизни (τ). Поскольку G при фиксированных условиях облучения практически не меняется с изменением N_{Yb} и $T_{\text{итт}}$ в диапазоне 20 – 250°C , изменения $dn/d\Phi$ связаны только с изменением τ .

Время жизни пар Френкеля обусловлено двумя основными процессами — диссоциацией и аннигиляцией компонентов пар. При этом энергетические барьеры для этих процессов таковы, что при комнатной температуре образующиеся пары метастабильны. С ростом $T_{\text{итт}}$ при $T_{\text{итт}} > 100^\circ\text{C}$ усиливается процесс диссоциации образующих пар Френкеля. Причиной такого усиления, как мы отмечали в предыдущем параграфе, может быть уменьшение энергетического барьера для диссоциации компонентов пар Френкеля, изменивших зарядовое состояние за счет сильной ионизации кристалла во время

электронного облучения, и (или) ускоренное безызлучательной рекомбинацией неравновесных электронов и дырок разделение компонентов пар Френкеля (механизм Бургуэна–Корбетта [38]). С ростом T_{irr} увеличивается подвижность этих точечных дефектов; они могут с большей вероятностью при миграции захватываться примесными атомами, образуя сложные комплексы. Наблюдаемое уменьшение ξ в образцах, легированных Yb при $T_{\text{irr}} > 100^\circ\text{C}$ (рис. 6), свидетельствует в пользу этой модели. Зависимость ξ от N_{Yb} при фиксированных T_{irr} (в диапазоне $100\text{--}250^\circ\text{C}$) свидетельствует об эффективности атомов иттербия в качестве либо центров аннигиляции собственных дефектов, либо центров захвата.

При более высоких T_{irr} ($250\text{--}350^\circ\text{C}$) различия в $dn/d\Phi$ для легированных и нелегированных образцов практически исчезают, и величина ξ стремится к единице. Для объяснения этого результата недостаточно учета только процесса диссоциации, который был доминирующим при низких T_{irr} . Необходимо допустить усиление при $T_{\text{irr}} > 250\text{--}350^\circ\text{C}$ аннигиляционных процессов, что может быть связано с уменьшением энергетического барьера процесса аннигиляции. Причиной уменьшения барьера аннигиляции с ростом T_{irr} может быть изменение зарядовых состояний реагирующих дефектов.

Таким образом, в результате перестройки дефектов при промежуточных температурах облучения время жизни точечных дефектов, их квазиравновесная концентрация и, следовательно, степень компенсации проводимости $n\text{-GaAs(Yb)}$ будут уменьшаться. Этот вывод справедлив не только для электронного, но, как показали опыты, и для протонного облучения. Из наших экспериментов следует, что введение иттербия в эпитаксиальные слои значительно уменьшает величину $dn/d\Phi$. Таким образом, введение иттербия оказывает существенное влияние на процессы радиационного дефектообразования в $n\text{-GaAs}$ только при повышенных температурах облучения, $T_{\text{irr}} > 100^\circ\text{C}$, что обусловлено диссоциацией собственных пар Френкеля в подрешетке мышьяка при этих T_{irr} и миграцией компонентов пар к атомам Yb, которые являются для них центрами аннигиляции.

В работе [33] было установлено, что при высоких температурах отжига ($T_{\text{ann}} \approx 400^\circ\text{C}$) концентрация носителей заряда в образцах $n\text{-GaAs}$, облученных электронами при $T_{\text{irr}} = 20^\circ\text{C}$, практически полностью восстанавливается. В отличие от этого скорость удаления носителей заряда в $n\text{-GaAs}$, облученных при $T_{\text{irr}} = 400^\circ\text{C}$, не равна нулю, а составляет $\sim 2 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$, т.е. в ~ 25 раз меньше, чем при $T_{\text{irr}} = 20^\circ\text{C}$. Однако, с учетом высокой термической стабильности введенных дефектов и того факта, что основная компенсация материала происходит за счет уровней, лежащих в запрещенной зоне достаточно глубоко, в работе [34] сделано заключение о целесообразности использования высокотемпературного облучения для получения термостойкого высокоомного GaAs. Позднее, в работах [52–57], этот вывод нашел экспериментальное подтверждение. Так, в работе [53]

показано, что удельное сопротивление $n\text{-GaAs}$, облученного протонами при $T_{\text{irr}} = 300^\circ\text{C}$, на 3 порядка превосходит удельное сопротивление $n\text{-GaAs}$, облученного при комнатной температуре, а затем отожженного при $T_{\text{ann}} = 300^\circ\text{C}$.

В работе [30] приводится подробная сравнительная информация о температурной зависимости скорости образования центров $E1\text{--}E6$ в облученном $n\text{-InP}$ и концентрации удаленных носителей заряда $\Delta n = n_0 - n(T_{\text{irr}})$, где $n(T_{\text{irr}})$ — концентрация носителей заряда в пленках после облучения. Из рис. 7 видно, что на зависимости $n(T_{\text{irr}})$ можно выделить две стадии, первая из которых согласуется с исчезновением центра $E2$, а вторая — с уменьшением концентраций ловушек $E1, E4$ (многозарядного M -центра). Видно, что скорость удаления носителей заряда в $n\text{-InP}$ определяется скоростью введения уровней $E1$ и $E4$ и составляет при $T_{\text{irr}} = 250^\circ\text{C}$ величину $\sim 1 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$, т.е. в ~ 3 раза меньше, чем при $T_{\text{irr}} = 20^\circ\text{C}$. Сравнивая данные работ [30,34], можно констатировать, что, если при комнатной температуре облучения скорость удаления носителей заряда в $n\text{-GaAs}$ более чем на порядок превосходит аналогичный параметр для $n\text{-InP}$, то при повышенных температурах облучения скорости удаления сравниваются.

В последние годы начались работы по изучению легирования радиационными дефектами еще одного перспективного материала из группы соединений $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ — нитрида галлия [58–60]. Так, в работе [59] показано, что облучение $n\text{-GaN}$ протонами или ионами гелия приводит к увеличению удельного сопротивления материала на ~ 10 порядков.

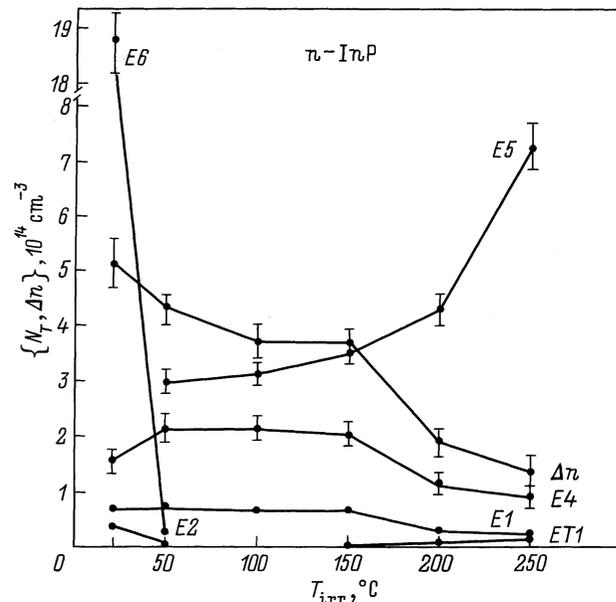


Рис. 7. Зависимость концентрации введенных в $n\text{-InP}$ облучением электронами с энергией 1 МэВ глубоких центров $E1, E2, E4, E5, E6$ (N_T) и концентрации удаленных носителей заряда (Δn) от температуры облучения [30].

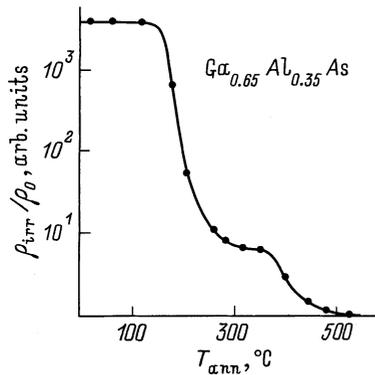


Рис. 8. Зависимость относительного изменения удельного сопротивления $\text{Ga}_{0.65}\text{Al}_{0.35}\text{As}$ при облучении протонами ρ_{irr}/ρ_0 от температуры отжига [61].

Корреляция между температурной стабильностью радиационных дефектов, введенных протонным и электронным облучением в соединения $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$, и изменением электрофизических свойств этих материалов рассмотрена в [17,20,43,61–63]. Типичная зависимость удельного сопротивления $\text{Ga}_{0.65}\text{Al}_{0.35}\text{As}$ от температуры отжига представлена на рис. 8 [61]. В этой работе дозы протонного облучения составляли $10^{12}–10^{13} \text{ см}^{-2}$. При таких дозах облучения наблюдаются две основные стадии отжига — вблизи $T_{\text{ann}} = 200$ и 400°C . С увеличением дозы облучения изменяется и характер отжига. Так, в работе [17] обнаружена стадия ”отрицательного” отжига образцов, подвергнутых облучению в больших дозах. При прогреве до $300–350^\circ\text{C}$ удельное сопротивление облученных образцов возрастало, а затем при более высоких температурах отжига (500°C) уменьшалось. Аналогичный отрицательный отжиг в $n\text{-GaAs}$, облученном протонами с энергией 5 МэВ дозой $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$, обнаружен в работе [43].

Эффективное удаление носителей заряда в соединениях $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ при протонном и электронном облучении и достаточно высокая температурная стабильность образующегося полуизолирующего полупроводника (до 200°C) позволяют успешно применять облучение при создании полупроводниковых приборов.

3.4. Перспективы применения протонного облучения для создания полупроводниковых приборов на основе соединений $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$

Впервые образование полуизолирующего арсенида галлия при протонном облучении было обнаружено более тридцати лет назад [64]. Тогда этот факт рассматривался как явление отрицательное и не предполагалось, что через несколько лет начнется его использование. Позже было показано [65], что протонное облучение можно успешно использовать для изолирования GaAs -диодов в матрице. Протонное облучение

использовалось также при создании лавинно-пролетных диодов [66,67], диодов с барьером Шоттки и полевых транзисторов с барьером Шоттки [68,69]. Физической основой использования протонного облучения во всех указанных работах является возможность эффективно управлять удельным сопротивлением $n\text{-GaAs}$ путем легирования радиационными дефектами. В качестве примера можно рассмотреть работу [68], в которой исследуются транзисторные структуры, изготовленные как по меза-технологии, так и с применением протонной бомбардировки. Задача уменьшения паразитной емкости контактной площадки затвора относительно истока в технологии СВЧ полевых транзисторов на основе GaAs обычно решается с помощью травления меза-структур. Такой метод имеет своим недостатком наличие ”тонких” мест в слое металлизации и, следовательно, вероятность ее разрывов. В работе [68] показано, что травление меза-структур можно успешно заменить протонной бомбардировкой через фоторезистивную массу (рис. 9). Применение протонной бомбардировки обеспечивает локализацию активной области структуры полевого транзистора и создание полуизолирующего слоя в области под электродом затвора с целью снижения паразитной емкости затвор–исток. Оригинальная попытка улучшения характеристик микрополосковых детекторов заряженных частиц на основе $\text{GaAs}(\text{Cr})$ предпринята в работах [70,71]. В них показано, что компенсация низкоомной рабочей части детектора с помощью облучения протонами позволяет резко увеличить соотношение сигнал/шум, а эффективность сбора заряда довести почти до 100%.

Основным недостатком традиционного использования протонной бомбардировки, когда облучение проводится при $T_{\text{irr}} = 20^\circ\text{C}$, является малая термическая стойкость получаемого полуизолирующего GaAs . Как было показано выше, E -ловушки, определяющие высокоомность облученного материала, начинают отжигаться при 250°C . В то же время следующая после протонной бомбардировки технологическая операция при создании, например, полевых транзисторов с барьером Шоттки — операция вжигания омических контактов — осуществляется, как правило, при температуре $400–450^\circ\text{C}$. Опыты показывают, что при вжигании контактов успевают в

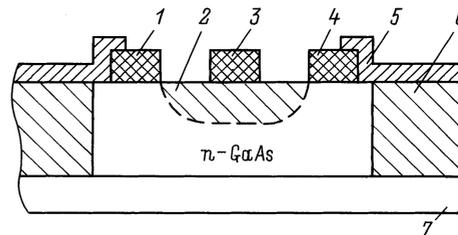


Рис. 9. Структура СВЧ полевого транзистора с барьером Шоттки на основе GaAs , изготовленного с применением протонного облучения [68]: 1 — исток; 2, 6 — полуизолирующие области, сформированные протонным облучением; 3 — затвор; 4 — сток; 5 — металлизация; 7 — подложка.

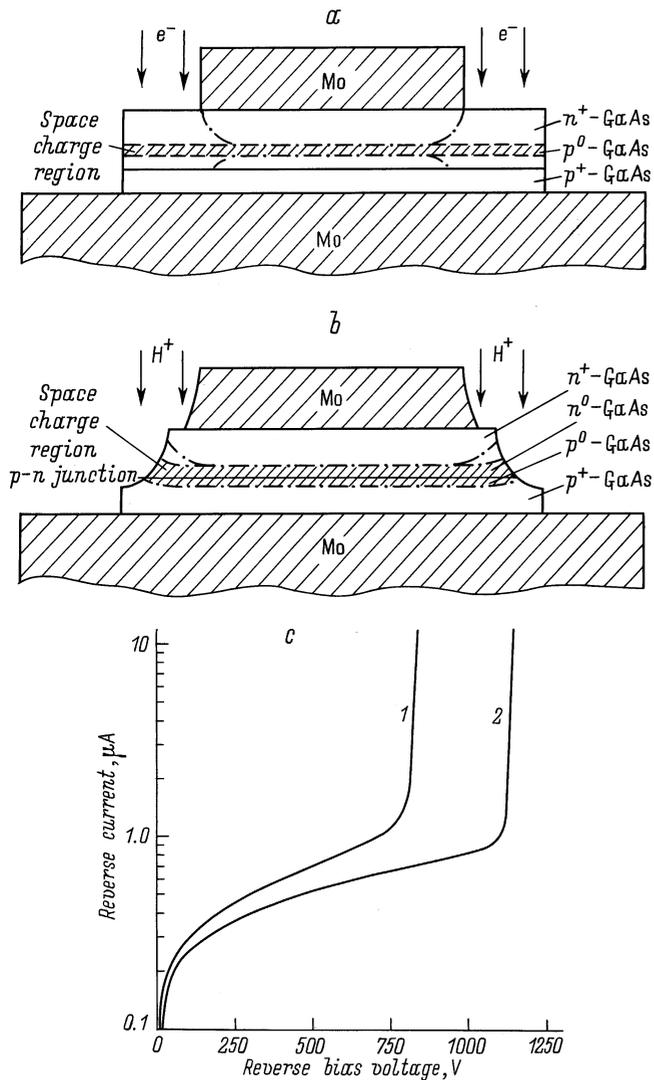


Рис. 10. Высоковольтная $p-n$ -структура на основе GaAs: *a* — условная схема облучения $p^+-p^0-n^+$ -структуры высоковольтного диода без сформированного до облучения краевого контура [74]; *b* — условная схема облучения $p^+-p^0-n^0-n^+$ -структуры высоковольтного дрейфового GaAs диода с резким восстановлением, имеющей меза-подобный краевой контур; *c* — вольт-амперные характеристики GaAs-диода до (1) и после протонного облучения (2).

значительной мере отжечься и радиационные дефекты, введенные облучением при $T_{ит} = 20^\circ C$, так что сопротивление межэлементной изоляции СВЧ интегральных схем резко уменьшается и практически возвращается к исходному значению. В 80-х годах предполагалось для создания термостабильной изоляции перейти от использования протонов (irradiation isolation) к использованию более тяжелых ионов (implantation isolation) (кислорода, фтора, неона и др.) [72,73]. Однако использование более тяжелых ионов имеет свои недостатки, в частности резко ограничивается глубина радиационной обработки полупроводника. Сложности в применении протонного

облучения были устранены только в середине 90-х годов, когда были детально исследованы процессы радиационного дефектообразования в GaAs и установлены условия формирования термически стойких X-ловушек, о чем мы подробно говорили выше. Повышение температуры облучения и, как следствие, дозы облучения (из-за меньшей скорости удаления носителей заряда) позволили создать термостабильную изоляцию для разделения полосковых микрогетеролазеров и полевых транзисторов с барьером Шоттки в интегральных схемах, изготовленных на основе GaAs и твердых растворов [35]. В середине 90-х годов радиационное регулирование концентрации носителей заряда впервые было предложено использовать не только для приборов СВЧ и оптоэлектроники, но и для высоковольтных силовых приборов на основе арсенида галлия [74]. В работе [74] исследовалась возможность устранения поверхностного пробоя высоковольтных диодов и тиристоров на основе GaAs, снижающего диапазон рабочих напряжений и надежность прибора, путем создания в периферийной части высоковольтных $p-n$ -структур полуизолирующего слоя GaAs (рис. 10, *a*). Полуизолирующий GaAs создавался путем облучения протонами с энергией 5 МэВ или электронами с энергией 1 МэВ. Авторы не приводят конкретных режимов обработки, но указывают, что данный вид радиационного легирования позволяет практически полностью устранить поверхностный пробой и повысить рабочее напряжение в $p-n$ -структурах с 800–900 до 1200–1300 В. Отмечается предпочтительность использования для указанных целей электронного облучения, так как при использовании протонов с энергиями в единицы МэВ в арсениде галлия протекают ядерные реакции, следствием чего является необходимость выдержки образцов в течение достаточно длительного времени для устранения индуцированной радиоактивности. Исследование конфигурации электрического поля в области пространственного заряда с помощью электрооптического эффекта в проходящем инфракрасном свете позволило обнаружить изгиб границы области пространственного заряда и резкое увеличение толщины области пространственного заряда в периферийной части кристалла. Таким образом, устранение поверхностного пробоя авторы [74] объясняют созданием полуизолирующих областей на периферии образца при оптимизированных условиях облучения и значительным уменьшением напряженности поля на поверхности структуры.

Аналогичные полученным в работе [74] результаты были достигнуты при протонном облучении силовых импульсных диодов и динисторов на основе арсенида галлия, краевой контур которых имел меза-подобную форму (рис. 10, *b*). Облучение краевого контура таких приборов протонами с энергией 3 МэВ и дозами $10^{12}-10^{13} \text{ см}^{-2}$ позволило устранить поверхностный пробой высоковольтного $p-n$ -перехода GaAs-структур и повысить напряжение лавинного пробоя от типичных значений порядка 600–800 В до уровня > 1000 В. Исследование мест локализации первых микроплазм по

площади p - n -структур до и после протонного облучения, выполненное в ОВІС-режиме (optical beam induced current) на длине волны 0.63 мкм, показал, что "низковольтный" пробой в необлученных структурах происходил в области краевого меза-контура p - n -перехода. Методом сканирующей лазерной микроскопии было показано, что протонное облучение краевого контура приборов с применением специально созданных шаблонов из молибдена (для защиты центральной части структур от облучения) снижает величину электрического поля на поверхности краевого контура и перемещает область локализации первых микроплазм с периферийной части прибора в их центральную необлученную часть. Обратные ветви вольт-амперных характеристик таких дрейфовых диодов с режимом восстановления на основе GaAs до и после протонного облучения показаны на рис. 10, с. Аналогичные результаты по устраниению поверхностного пробоя высоковольтных p - n -переходов получены при облучении протонами сверхбыстрых фотонно-инжекционных тиристоров и диристоров на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs.

Перспективы использования протонного облучения для других оптоэлектронных приборов рассмотрены в работах [3,75–79]. Отмечаются следующие направления: — ограничение рекомбинационной области в быстродействующих светодиодах; — формирование полосковой геометрии в полупроводниковых лазерах; — создание охранных колец в фотодиодах; — формирование оптических волноводов путем изменения за счет протонного облучения показателя преломления материалов; — изготовление светодиодов с повышенной интенсивностью и мощностью излучения, работающих на постоянном и переменном токе при различных напряжениях питания; — изготовление многоэлементных монолитных оптических средств вывода информации (линейки и матрицы светодиодов).

4. Легирование кремния радиационными дефектами

4.1. Радиационные дефекты в кремнии, облученном протонами и α -частицами

Облучение кремния протонами и α -частицами приводит к образованию в кристалле первичных точечных радиационных дефектов: вакансий V и связанных с ними межузельных атомов кремния Si_i (пар Френкеля), которые генерируются вдоль траектории пробега ионов в результате развития каскадов столкновений ионов с атомами решетки кристалла. Образованные в результате облучения пары Френкеля являются метастабильными радиационными дефектами и обычно наблюдаются только при низких температурах [80]. При температуре облучения выше комнатной основная часть образованных пар

Френкеля [Si_i-V] исчезает в результате взаимной аннигиляции, а разделившиеся компоненты пар в процессе их миграции взаимодействуют друг с другом и с примесными атомами кристалла, создавая более сложные и стабильные вторичные радиационные дефекты [1,23]. Именно вторичные радиационные дефекты определяют в конечном счете многие свойства облученных кристаллов кремния. Радиационные дефекты термически нестабильны и отжигаются при повышенных температурах. Тем не менее многие вторичные радиационные дефекты стабильны в диапазоне температур работы кремниевых приборов и используются для соответствующего управления свойствами кремния и параметрами приборов на его основе. Термически стабильные вторичные радиационные дефекты и будут являться предметом нашего рассмотрения в данном разделе.

4.1.1. Уровни радиационных дефектов в кремнии, облученном протонами и α -частицами. Хорошо известно, что радиационные дефекты электрически активны и создают энергетические уровни в запрещенной зоне полупроводникового кристалла.

В кремнии, являющемся непрямозонным полупроводником, радиационные дефекты определяют кинетику генерационно-рекомбинационных процессов. Поэтому в большинстве случаев практического использования облучение протонами и α -частицами применяется для локального (по площади и глубине) регулирования времени жизни носителей заряда в приборных полупроводниковых структурах. Знание основных параметров радиационных дефектов и их распределения в объеме кристалла является важным условием при выборе режимов облучения для достижения требуемых характеристик приборов. В связи с этим радиационные дефекты в кремнии, облученном легкими ионами, являются предметом многочисленных исследований.

Основными и наиболее значимыми в изменении свойств облученного протонами и α -частицами кремния оказываются радиационные дефекты, в структуру которых входят вакансии. К числу таких радиационных дефектов следует прежде всего отнести комплекс \langle межузельный кислород O_i \rangle - \langle вакансия V \rangle (A -центр), дивакансия ($V-V$) и комплекс \langle фосфор в узле P_s \rangle - \langle вакансия V \rangle (E -центр) [1,23,81–87]. A -центр является доминирующим по концентрации радиационным дефектом в выращенном по методу Чохральского кремнии, облученном легкими ионами при дозах до 10^{13} см $^{-2}$. Этому радиационному дефекту соответствует акцепторный уровень $E1$ в верхней половине запрещенной зоны, отстоящий от дна зоны проводимости на ~ 0.17 эВ. A -центр характеризуется большими сечениями захвата электронов и дырок, определяя время жизни неравновесных носителей заряда в n -Si при высоком уровне инжекции [82,87-89]. Данный дефект стабилен в диапазоне рабочих температур кремниевых приборов и имеет температуру отжига $\sim 350^\circ\text{C}$.

Дивакансия является вторым по концентрации радиационным дефектом в облученном легкими ионами кремнии при дозах облучения до 10^{13} см^{-2} . При более высоких дозах облучения, когда накопление А-центров уже лимитируется концентрацией растворенного кислорода, дивакансия становится доминирующим по концентрации радиационным дефектом [90]. Дивакансии соответствуют три энергетических уровня в запрещенной зоне кремния. Два акцепторных уровня E_2 и E_3 расположены в верхней половине зоны, занимая соответственно положение ниже дна зоны проводимости $E_c - 0.23 \text{ эВ}$ и $E_c - 0.42 \text{ эВ}$. Донорный уровень дивакансии $H1$ занимает положение $E_v + 0.19 \text{ эВ}$ в нижней половине зоны. Дивакансия является эффективным рекомбинационным центром в кремнии и отвечает за величину времени жизни дырок при малом уровне инжекции в $n\text{-Si}$ [82,87]. Кроме того, этот радиационный дефект является основной ловушкой для свободных носителей заряда и его накопление в кристалле приводит к увеличению удельного сопротивления облученного кремния [90, 91]. Температура отжига дивакансий несколько ниже температуры отжига А-центров и лежит в интервале $220\text{--}270^\circ\text{С}$ (в зависимости от соотношения концентраций примесей С и О в кремнии, условий его облучения и отжига).

Помимо А-центров и дивакансий, являющихся доминирующими радиационными дефектами, в ряде случаев на свойства облученного кремния могут оказывать заметное влияние и другие типы радиационных дефектов. Так, в облученном протонами и α -частицами бестигельном кремнии n -типа проводимости, легированном фосфором, свободные вакансии эффективно захватываются атомами фосфора, образуя E -центры. При этом сечение захвата вакансии атомом фосфора в $n\text{-Si}$ за счет кулоновского притяжения примерно в 20 раз больше сечения ее захвата электрически неактивным междузельным кислородом [92]. Поэтому в кристаллах кремния, в которых концентрация фосфора превышает уровень $\sim 5\%$ от исходной концентрации кислорода, скорость образования E -центров обычно превышает скорость образования А-центров. E -центру соответствует акцепторный уровень E_4 , занимающий положение $E_c - 0.44 \text{ эВ}$ в верхней половине запрещенной зоны. В сильно легированных фосфором кристаллах кремния с малым содержанием кислорода этот радиационный дефект, а также более сложные комплексы с участием фосфора могут являться доминирующими, определяя динамику генерационно-рекомбинационных процессов [88,92]. Так как E -центры имеют сравнительно малую термическую стабильность в области температур работы кремниевых приборов, обычно их удаляют после облучения приборных структур путем термического отжига. Температура отжига этих центров составляет $\sim 150^\circ\text{С}$.

Более термостабильным в сравнении с E -центром в облученном кремнии с высокой концентрацией кислорода и углерода является K -центр. Этот точечный радиационный дефект представляет собой комплекс из

межузельного атома кислорода и междузельного атома углерода $[O_i-C_i]$ [80,92]. Ряд авторов считают, что в структуру этого дефекта помимо углерода и кислорода входит также вакансия [1,82,83], однако данное предположение не подкреплено какими-либо убедительными аргументами. K -центру соответствует донорный уровень H_2 ($E_v + 0.36 \text{ эВ}$) в нижней половине запрещенной зоны кремния, имеющий сравнительно большое сечение захвата носителей заряда [89,91,93]. K -центры могут определять величину времени жизни неравновесных носителей в кремнии p -типа проводимости [13], а также оказывать сильное влияние на значение динамического пробойного напряжения диодов, облученных протонами или α -частицами и работающих в реальных электрических цепях на частотах $\gtrsim 100 \text{ кГц}$ [93].

Близко к уровню А-центра в запрещенной зоне кремния имеется уровень еще одного радиационного дефекта, представляющего собой комплекс из междузельного атома углерода C_i и атома углерода в узле C_s [1,80,83,91,94,95]. Этот радиационный дефект обычно наблюдается в кристаллах со сравнительно низкой концентрацией растворенного кислорода и высокой концентрацией C_s , когда основными ловушками для атомов C_i становятся сами атомы углерода C_s . Параметрами, схожими с параметрами центра $[C_i-C_s]$, обладает и дефект $[C_s-Si-C_s]$, наблюдаемый в облученном протонами кремнии [96,97]. Общей особенностью радиационных дефектов $[C_i-C_s]$ и $[C_s-Si-C_s]$, в состав которых входят междузельные атомы кремния и атомы углерода в узлах, является их малая термическая стабильность [94,95]. В реальных приборах на основе Si эти дефекты отжигают с целью стабилизации характеристик облученных приборов.

Перечисленные выше радиационные дефекты в облученном легкими ионами кремнии можно назвать "собственными" точечными радиационными дефектами, т.е. не имеющими в своем составе ионов водорода или гелия. Эти радиационные дефекты образуются в кремнии и при других видах облучений, например, при облучении электронами или γ -квантами. В случае протонного облучения кремния помимо собственных радиационных дефектов образуются также радиационные дефекты, в состав которых входят имплантируемые атомы водорода. Водород является химически активным элементом и взаимодействует с дефектами и примесным фоном кристалла. Это взаимодействие может проявляться как в пассивации электрически активных дефектов и примесей в кремнии [85], так и в образовании новых электрически активных центров [8,81–85,87].

Радиационные дефекты с участием водорода исследовались в облученном протонами кремнии методами емкостной спектроскопии. В кремнии, облученном протонами с энергией 300 кэВ при комнатной температуре, авторы работы [83] обнаружили шесть уровней водородсодержащих радиационных дефектов в запрещенной зоне кремния: $E_c - 0.1 \text{ эВ}$ ($EH1$), $E_c - 0.13 \text{ эВ}$ ($EH2$), $E_c - 0.31 \text{ эВ}$ ($EH3$),

Таблица 8. Основные параметры уровней радиационных дефектов в кремнии, облученном протонами и α -частицами

Обозначение дефекта	Энергия уровня	Сечение захвата электронов σ_n , 10^{-16} см ²	Сечение захвата дырок σ_p , 10^{-13} см ²	Температура отжига T_{ann} , °С	Идентификация
<i>E1</i>	$E_c - (0.17 \pm 0.005)$ эВ	100–400 (~ 130)	1.5–10 (~ 1)	350 ± 10	$(O-V)^{0/-}$, А-центр
<i>E2</i>	$E_c - (0.23 \pm 0.01)$ эВ	10–36 (~ 2)	0.35–6 (~ 0.5)	290 ± 10	$(V-V)^{=/-}$, дивакансия
<i>E3</i>	$E_c - (0.42 \pm 0.02)$ эВ	6–90 (~ 10)	0.03–0.5 (~ 0.08)	290 ± 15	$(V-V)^{-/0}$, дивакансия
<i>E4</i>	$E_c - (0.44 \pm 0.01)$ эВ	10–50 (~ 30)	~ 3	150 ± 10	$(P-V)^{-/0}$, E-центр
<i>EH1</i>	$E_c - (0.10 \pm 0.01)$ эВ	~ 20	–	–	Водородсодержащий центр
<i>EH2</i>	$E_c - (0.13 \pm 0.01)$ эВ	~ 10	–	140 ± 20	Водородсодержащий центр
<i>EH3</i>	$E_c - (0.31 \pm 0.01)$ эВ	4–30	0.07–0.3	330 ± 20	Водородсодержащий центр
<i>EH4</i>	$E_c - (0.41 \pm 0.02)$ эВ	0.02–0.1	–	–	Водородсодержащий центр
<i>EH5</i>	$E_c - (0.45 \pm 0.01)$ эВ	0.04–0.2	~ 0.0004	–	Водородсодержащий центр
<i>H1</i>	$E_v + (0.19 \pm 0.02)$ эВ	~ 400	0.002–0.02 (~ 0.01)	290 ± 10	$(V-V)^{0/+}$, дивакансия
<i>H2</i>	$E_v + (0.36 \pm 0.01)$ эВ	0.02–0.5 (~ 0.1)	0.004–0.03 (~ 0.01)	340 ± 15	$(O-C)^{0/+}$, К-центр
<i>HH1</i>	$E_v + (0.28 \pm 0.01)$ эВ	0.2–4	0.004–0.03	330 ± 10	Водородсодержащий центр

$E_c - 0.41$ эВ (*EH4*) и $E_c - 0.45$ эВ (*EH5*) в верхней половине зоны и уровень $E_v + 0.28$ эВ (*HH1*) в нижней половине зоны. При этом по результатам изохронного отжига этих радиационных дефектов было установлено, что акцепторный уровень *EH3* и донорный уровень *HH1* принадлежат одному и тому же дефекту, концентрация дефектов такого типа превалирует над концентрациями других водородсодержащих дефектов. Этот же водородсодержащий радиационный дефект, а также ловушечные уровни *EH4* и *EH5* других водородсодержащих дефектов наблюдались в облученном протонами кремнии авторами работ [81,82,84,87]. Следует отметить, что вопрос о структуре водородсодержащих дефектов в кремнии остается на сегодняшний день открытым. В отношении наиболее значимого из этих дефектов, имеющего уровни *EH3* и *HH1*, авторы [83] полагают, что в его структуру входят два атома водорода, тогда как в работе [81] делается вывод, что данный радиационный дефект является комплексом из вакансии и одного атома водорода. Согласно результатам исследований [82], водородсодержащие радиационные дефекты оказывают существенно более слабое влияние на рекомбинацию неравновесных носителей заряда в кремнии, облученном протонами, в сравнении с такими собственными дефектами, как А-центр и дивакансия. Отжиг водородсодержащих радиационных дефектов с глубокими уровнями происходит в диапазоне температур 100–300°С, причем дефект с уровнями *EH3* и *HH1* является наиболее термостабильным.

Помимо водородсодержащих радиационных дефектов с глубокими уровнями в кремнии, облученном протонами и прошедшем постимплантационный отжиг в диапазоне температур $T_{\text{ann}} \approx 300\text{--}550^\circ\text{C}$, наблюдается образование мелких водородсодержащих доноров [8,80]. Во время такой постимплантационной термообработки в кремнии происходит распад пересыщенного раствора

имплантированного водорода и взаимодействие водорода с радиационными дефектами и примесными атомами кристалла. Это взаимодействие приводит к образованию новых электрически активных дефектов, проявляющих свойства мелких донорных центров. Структура и параметры этих центров зависят от концентрации водорода, дозы облучения протонами, температуры отжига и исходных свойств кристалла (содержания кислорода и углерода). Так, в зависимости от режимов формирования экспериментально наблюдалось образование различных семейств водородсодержащих доноров с уровнями: $E_c - 0.026$ эВ [8,86,98], $E_c - 0.035$ эВ [80,99], $E_c - 0.043$ эВ [80,100], $E_c - 0.06$ эВ и $E_c - 0.1$ эВ [9,101]. При малых температурах отжига и малых концентрациях водорода обычно формируются более глубокие доноры, а более высокотемпературный отжиг и высокая концентрация водорода приводят к образованию мелких водородсодержащих доноров обычно составляет десятые доли процента от полной концентрации имплантированного водорода и имеет верхний предел $\sim 10^{17}$ см⁻³. Образование мелких водородсодержащих доноров может существенно увеличить проводимость *n*-Si или уменьшить проводимость *p*-Si вплоть до конверсии типа проводимости [86,90]. В связи с этим эффект образования водородсодержащих доноров необходимо учитывать при изготовлении приборов, подвергаемых имплантации протонов с последующим термическим отжигом при $T_{\text{ann}} > 300^\circ\text{C}$. Водородсодержащие термодоноры могут быть специально использованы для формирования *n*-слоев в кремнии *p*-типа проводимости [102], однако, по нашему мнению, такие структуры с *p*-*n*-переходами имеют чрезмерно высокие значения генерационных токов и должны быть дополнительно исследованы на предмет стабильности их характеристик.

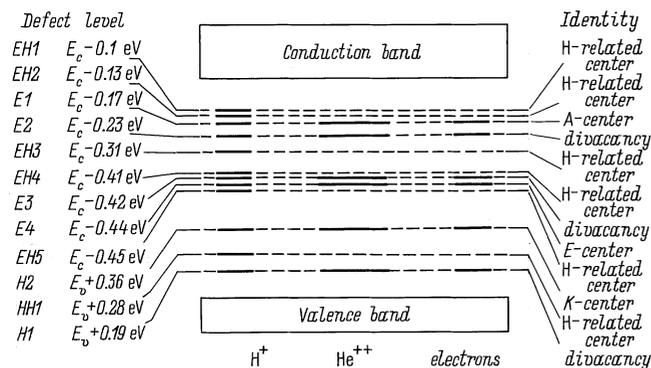


Рис. 11. Энергетические уровни радиационных дефектов в запрещенной зоне кремния, возникающие после облучения протонами H^+ , α -частицами He^{++} и электронами.

Подводя итог рассмотрению уровней радиационных дефектов в кремнии, облученном протонами и α -частицами, можно констатировать, что эти типы облучения приводят к появлению в запрещенной зоне кремния уровней собственных точечных дефектов, наблюдаемых и в случае облучения кремния электронами или γ -квантами. Кроме уровней собственных радиационных дефектов в кремнии, облученном протонами, наблюдаются дополнительно уровни водородсодержащих радиационных дефектов. Энергетическое положение уровней основных радиационных дефектов и их параметры в кремнии, облученном легкими ионами, приведены на рис. 11 и в табл. 8. Значения сечений захвата носителей на уровни радиационных дефектов, представляющиеся наиболее верными с точки зрения авторов данного обзора, выделены в табл. 8 в скобках.

4.1.2. Скорости образования и профили распределения концентрации радиационных дефектов в кремнии, облученном протонами и α -частицами.

Одной из основных особенностей легирования кремния радиационными дефектами при облучении легкими ионами по сравнению с электронным или γ -облучением является локальность радиационного воздействия как по площади, так и по глубине облучаемого кристалла. Локальность легирования радиационными дефектами по площади полупроводниковой структуры достигается при использовании соответствующих маскирующих покрытий, поглощающих имплантируемые ионы или пропускающие их через окна для облучения. Локальность радиационного воздействия по глубине задается выбором энергии имплантируемых ионов, а характер распределения концентрации дефектов по глубине определяется характером потерь энергии иона при его взаимодействии с кристаллической решеткой. При высоких энергиях легких ионов (более 1 кэВ на нуклон) основным механизмом потерь энергии иона в кристалле является электронное торможение, когда передаваемая кристаллу энергия расходуется в основном на возбуждение элект-

ронных оболочек атомов. При этом механизм скорости образования первичных радиационных дефектов (пар Френкеля) мала. В тех случаях, когда ион теряет энергию до уровня ~ 1 кэВ/нуклон и менее, вероятность его упругого взаимодействия с ядрами атомов кристалла резко возрастает и преобладающим механизмом потерь энергии становится ядерное торможение. На этом этапе торможения скорость введения первичных радиационных дефектов резко возрастает. Распределение концентрации вторичных дефектов близко к распределению концентрации первичных дефектов и неоднородно по глубине облучаемого кристалла. У поверхности концентрация радиационных дефектов сравнительно мала и возрастает с удалением от облучаемой поверхности, имея резкий максимум в области остановки ионов, т.е. на глубине, чуть меньшей длины пробега ионов R_p .

На рис. 12 приведены зависимости длины пробега протонов и α -частиц в кремнии от энергии ионов в диапазоне от 10 кэВ до 10 МэВ. Из рис. 12 видно, что облучение кремния протонами с энергией в указанном диапазоне обеспечивает возможность локального легирования радиационными дефектами слоев кремния толщиной от 0.15 до 700 мкм. Таким образом, облучение протонами с энергией до 10 МэВ перекрывает весь практически важный диапазон толщин современных кремниевых полупроводниковых приборов. Типичные профили распределения концентрации некоторых радиационных дефектов в n -Si, облученном протонами с энергией 320 кэВ и 3.2 МэВ, представлены на рис. 13. Наибольшие значения концентрации по всей глубине пробега протонов в кремнии имеют дефекты с уровнем $E1$ (A-центры), причем максимальное значение концентрации данных дефектов, наблюдаемое на глубине $\sim R_p$ от облучаемой поверхности, в 5–10 раз превышает концентрацию вблизи поверхности. Аналогичные профили распределения концентрации имеют и другие собственные радиационные дефекты [81,82,86,87]. Водородсодержащие дефекты (например, дефекты с уровнями $EH3$ и $HH1$) наблюдаются только в сравнительно узком слое на глубине $\sim R_p$ и не имеют длинного концентрационного "хво-

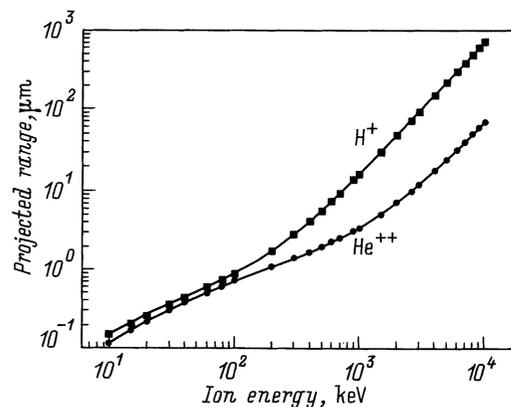


Рис. 12. Зависимости длины пробега протонов H^+ и α -частиц He^{++} в кремнии от энергии ионов.

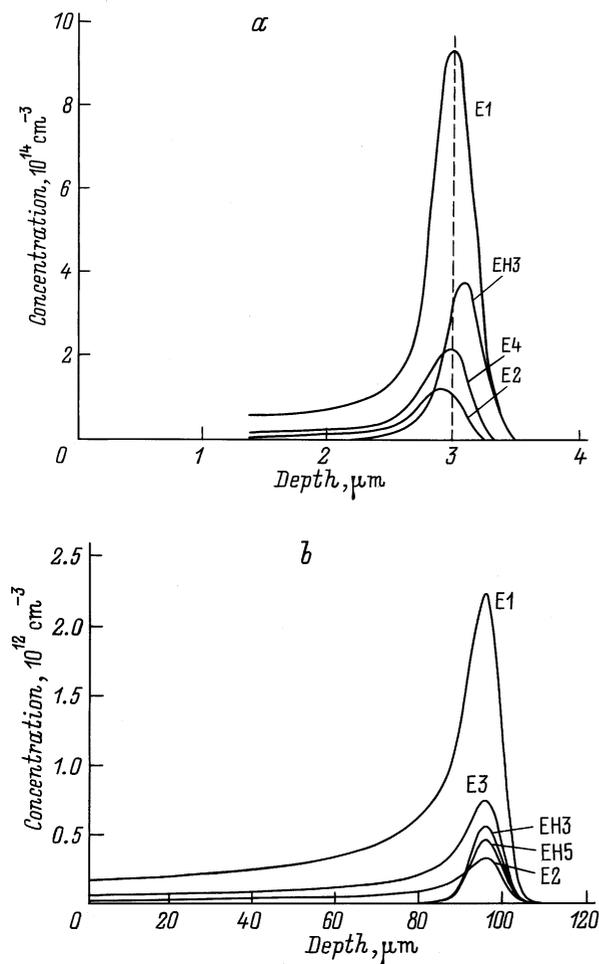


Рис. 13. Профили распределения концентрации радиационных дефектов в кремнии, облученном протонами H^+ : *a* — облучение *n*-Si протонами с энергией 320 кэВ и дозой $1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ [81]; *b* — облучение *n*-Si протонами с энергией 3.2 МэВ и дозой $5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ [82].

ста”, тянущегося к поверхности. Максимум концентрации водородсодержащих радиационных дефектов лежит несколько глубже максимума концентрации собственных дефектов [81]. Таким образом, максимальная скорость образования собственных радиационных дефектов в Si при облучении легкими ионами наблюдается в области наибольшей скорости генерации пар Френкеля, тогда как скорость образования водородсодержащих дефектов максимальна в области максимума концентрации имплантированных ионов H^+ или в области, где максимально произведение концентраций накапливаемого водорода и генерируемых пар Френкеля.

Исследование кинетики накопления радиационных дефектов в кремнии при облучении легкими ионами показало, что концентрация собственных дефектов линейно возрастает с увеличением дозы облучения в исследованном диапазоне $\Phi < 10^{12} \text{ см}^{-2}$ [81–83,85]. Скорость образования радиационных дефектов зависит от энергии

ионов, уменьшаясь с ростом энергии и длины пробега ионов R_p . Так, при энергии протонов 320 кэВ $R_p \approx 3 \text{ мкм}$, а максимальное значение скорости образования А-центров составляет $\sim 1.5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ [81], тогда как при энергии протонов 3.2 МэВ соответствующие значения составляют $\sim 100 \text{ мкм}$ и $\sim 460 \text{ см}^{-1}$ [82]. Скорость образования дивакансий при протонном облучении в 3–5 раз меньше скорости образования А-центров [81,82,85,87]. При этом обычно наблюдаемые концентрации дивакансии *E2* меньше концентрации уровней *E3* и *H1* при дозах облучения, больших 10^{10} см^{-2} . По мнению авторов работы [82], состояние дивакансии, имеющее уровень *E2*, исчезает под воздействием полей упругих напряжений в решетке кремния, возникающих в результате имплантации легких ионов при больших дозах. Поэтому при $\Phi > 10^{10} \text{ см}^{-2}$ концентрация уровней *E2* с увеличением дозы облучения увеличивается не линейно, а сублинейно.

Облучение кремния дейтронами или α -частицами в сравнении с протонным облучением при прочих равных условиях сопровождается более сильным радиационным повреждением кристалла из-за большей массы иона D^+ или He^{++} в сравнении с H^+ . По данным работ [81,87], α -частица создает примерно в 10 раз больше дефектов в сравнении с протонами той же энергии, причем относительная доля дивакансий в сравнении с А-центрами при облучении α -частицами возрастает примерно в 1.5 раза по отношению к случаю облучения протонами [87]. Общей закономерностью облучения кремния легкими ионами при комнатной температуре является то обстоятельство, что число вводимых радиационных дефектов составляет величину порядка 4–6% от общего числа генерированных облучением пар Френкеля. Это свидетельствует о высокой вероятности ($\sim 95\%$) аннигиляции пар Френкеля в кремнии при температуре выше комнатной.

Кинетика накопления водородсодержащих радиационных дефектов при протонном облучении кремния сложнее кинетики введения собственных радиационных дефектов и исследована существенно меньше. Скорость образования водородсодержащих радиационных дефектов сложным образом зависит от режимов облучения и свойств кремния. Для наиболее значимых из этих радиационных дефектов — с уровнями *EN3* и *HN1* — авторы работ [81,83] установили, что концентрация таких дефектов при малых дозах имплантации ионов H^+ квадратично возрастает с увеличением дозы, а затем выходит на линейную зависимость. При этом изменение закона накопления данных дефектов происходит тогда, когда максимальное значение концентрации имплантированного водорода примерно в 2 раза превышает концентрацию фосфора [81]. Этот факт, а также обратно пропорциональная зависимость концентрации радиационных дефектов этого типа от концентрации фосфора позволили авторам [81] предположить, что в образовании водородсодержащего дефекта с уровнями *EN3* и *HN1* непосредственное участие принимает комплекс фосфор–вакансия, т. е. *E*-центр.

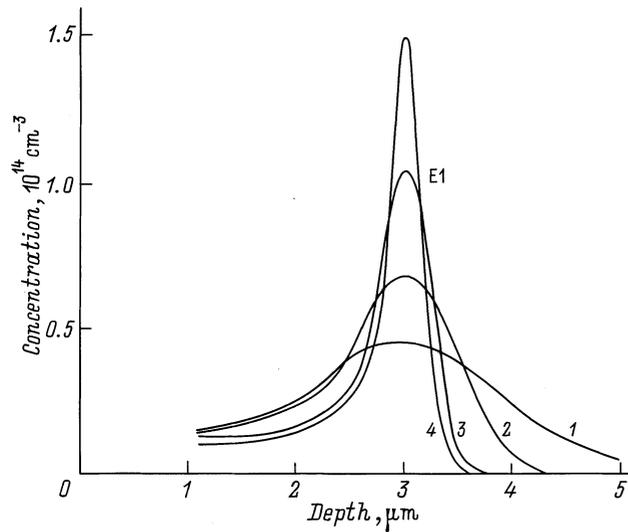


Рис. 14. Профили распределения концентрации А-центров в n -Si с различным уровнем легирования n после облучения протонами с энергией 320 кэВ и дозой $1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ (по данным работы [81]). n , 10^{14} см^{-3} : 1 — 1.2, 2 — 2.6, 3 — 4.2, 4 — 20.

Интересной особенностью радиационного дефектообразования в кремнии при облучении легкими ионами является эффект уширения пика и уменьшения максимальной концентрации вакансионных радиационных дефектов на глубине $\sim R_p$ (рис. 14) при уменьшении уровня легирования n -Si. Авторы работы [81] показали, что максимальная концентрация вакансионных радиационных дефектов линейно уменьшается с понижением уровня Ферми при изменении концентрации легирующей примеси, а уширение пика концентрации радиационных дефектов не наблюдается, если область генерации пар Френкеля при облучении находится в слое объемного заряда обратного смещенного диода Шоттки. Наблюдаемые различия в распределениях концентрации вакансионных дефектов нашли объяснение в рамках модели, учитывающей зарядовое состояние первичных вакансий и их дрейф в электрическом поле, возникающем при облучении из-за резко неоднородного распределения заряженных вакансий в области их максимальной генерации [81,103]. Согласно этой модели, сразу после своего образования при смещении атомов из узла в n -Si вакансии захватывают электроны из зоны проводимости и становятся отрицательно заряженными. Поэтому во время облучения концентрация свободных электронов в области максимальной генерации вакансий, расположенной на глубине $\sim R_p$ от поверхности, может быть существенно меньше средней концентрации доноров. Это приводит к появлению при облучении локального электрического поля в области с резко неоднородным распределением вакансий, тянущего отрицательно заряженные вакансии в направлении уменьшения их концентрации. В результате такого действия поля наблюдается уширение пика на профиле концентрации радиационных дефектов, в состав которых входят вакансии. Это уширение осо-

бенно заметно для слабо легированных кристаллов n -Si при высокой скорости генерации вакансий. В случае, когда генерация вакансий при облучении происходит в слое, где свободные электроны отсутствуют (например, в слое объемного заряда диода Шоттки), первичные вакансии остаются нейтральными и не создают тянущего электрического поля, являющегося причиной уширения пика концентрации вакансионных дефектов. Следуя этой модели, можно предположить, что влияние полевых эффектов на профили распределения вакансионных радиационных дефектов будет ослабляться с уменьшением интенсивности пучка легких ионов и с увеличением энергии ионов, однако данное предположение пока не имеет экспериментального подтверждения.

Подводя итог рассмотрению особенностей радиационного дефектообразования в кремнии при облучении протонами и α -частицами, можно заключить, что эти типы облучения обеспечивают возможность локального по глубине легирования кремния радиационными дефектами в слоях толщиной от единиц до сотен микрометров от облучаемой поверхности. При комнатной температуре облучения кремния легкими ионами основными радиационными дефектами, определяющими его свойства, являются точечные дефекты, в состав которых входят вакансии. Концентрация таких дефектов, а также водородсодержащих дефектов при протонном облучении имеет четко выраженный максимум на глубине $\sim R_p$ от облучаемой поверхности. Радиационные дефекты влияют на время жизни неравновесных носителей заряда и удельное сопротивление кристалла, и поэтому легирование радиационными дефектами может быть использовано для локального целенаправленного изменения свойств кремния и характеристик приборов на его основе.

4.2. Применение облучения протонами и α -частицами в технологии изготовления кремниевых приборов

Основной областью практического использования легирования кремния радиационными дефектами при облучении легкими ионами является уменьшение времени жизни неравновесных носителей заряда в структурах силовых полупроводниковых приборов ключевого типа: диодов, транзисторов и тиристоров. Известно, что предельная частота работы приборов этого класса ограничена в первую очередь сравнительно медленным процессом переключения прибора из проводящего состояния в блокирующее и коммутационными потерями энергии во время этого процесса. Для ускорения процесса выключения, т.е. сокращения времени рассасывания электронно-дырочной плазмы при переключении структуры прибора в блокирующее состояние, и улучшения частотных характеристик приборов обычно уменьшают время жизни носителей заряда в базовых слабо легированных слоях полупроводниковых приборных структур. С этой целью в настоящее время широко используется облучение приборов потоком электронов или γ -квантов. Такая радиа-

ционная технология уменьшения времени жизни отличается высокой точностью и воспроизводимостью, большой производительностью и малой себестоимостью. Однако при облучении приборов электронами или γ -квантами образование радиационных дефектов происходит квази-однородно в объеме базовых областей полупроводниковых структур. При больших дозах облучения, используемых в производстве высокочастотных приборов, большая концентрация радиационных дефектов во всем объеме базовых слоев полупроводниковой структуры приводит к сильному уменьшению степени модуляции ее проводимости и резкому росту потерь энергии в проводящем состоянии прибора.

В отличие от электронного и γ -облучения, облучение приборов протонами или α -частицами, обладая всеми достоинствами радиационных технологий, позволяет проводить уменьшение времени жизни носителей заряда в локальном объеме полупроводниковой структуры прибора. Локальность радиационного воздействия позволяет улучшить совокупность статических и частотных характеристик приборов, которые имеют противоположный характер зависимости от времени жизни неравновесных носителей заряда. Дело в том, что для эффективного сокращения времени выключения силовых приборов уменьшение времени жизни носителей заряда можно осуществлять не во всем объеме базовых слоев структуры, а только в той его части, где это наиболее сильно влияет на процесс переключения из проводящего состояния в блокирующее. В этом случае при тех же параметрах процесса выключения приборы с неоднородным профилем времени жизни неравновесных носителей заряда имеют меньшие падения напряжения на структуре в проводящем состоянии. Рассмотрим кратко основные результаты исследований по оптимизации частотных характеристик различных приборов, прошедших облучение протонами или α -частицами с целью создания локальных областей повышенной рекомбинации в базовых слоях структур.

Для силовых полупроводниковых диодов основным процессом, ограничивающим максимальную частоту работы прибора, является процесс восстановления блокирующих свойств высоковольтного $p^+ - n - n^+$ -перехода при переключении из проводящего состояния. Обычно этот процесс характеризуется временем и зарядом обратного восстановления — t_{rr} и Q_{rr} соответственно (рис. 15). Для большинства практических применений диодов необходимо также, чтобы длительность фазы высокой обратной проводимости диода t_s составляла меньшую часть в общей длительности обратного восстановления ($t_s/t_{rr} < 0.5$), т.е. процесс восстановления имел бы "мягкий" характер (рис. 15). Исследование различных режимов облучения силовых диодов легкими ионами [87,89,104–106] показало, что наилучшее соотношение между параметрами выключения и потерями в проводящем состоянии обеспечивает режим, при котором пик концентрации радиационных дефектов расположен в n -базе диода вблизи анодного $p - n$ -перехода. При

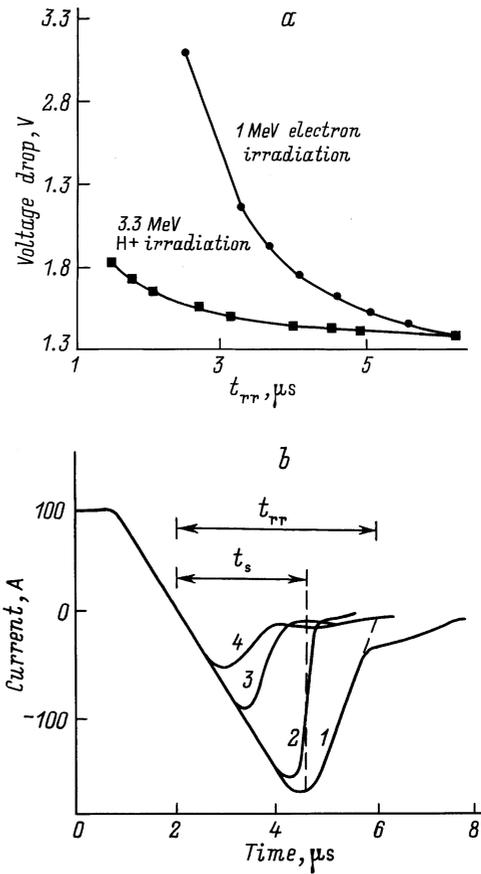


Рис. 15. *a* — корреляция изменения падений напряжения в проводящем состоянии V_f с временем обратного восстановления t_{rr} для диодных $p^+ - n - n^+$ -структур, облученных электронами с энергией 1 МэВ (случай однородного распределения концентрации радиационных дефектов в n -базе диода) и протонами с энергией 3.3 МэВ (случай создания зоны повышенной рекомбинации в n -базе диода вблизи $p^+ - n$ -перехода). Параметры $p^+ - n - n^+$ -структуры: общая толщина 645 мкм, глубина залегания $p^+ - n$ -перехода 80 мкм, глубина залегания $n^+ - n$ -перехода 10 мкм, степень легирования n -базы донорной примесью $\sim 2.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (по данным работы [104]). *b* — временные зависимости тока диодной $p^+ - n - n^+$ -структуры (рис. 15, *a*) в процессе обратного восстановления блокирующей способности $p^+ - n$ -перехода: 1 — необлученная исходная $p^+ - n - n^+$ -структура; 2 — структура, облученная протонами с энергией 3.3 МэВ со стороны n^+ -слоя; 3 — структура, облученная электронами с энергией 1 МэВ; 4 — структура, облученная протонами с энергией 3.3 МэВ со стороны p^+ -слоя.

этом, по сравнению с электронным облучением, локальное легирование радиационными дефектами прианодной области n -базы диодов позволило достичь существенного улучшения частотных характеристик приборов при относительно малом увеличении потерь мощности в проводящем состоянии. Так, переключение из проводящего состояния в блокирующее при одинаковом уровне потерь мощности в проводящем состоянии $\sim 300 \text{ Вт/см}^2$ происходило за время $t_{rr} = 1.4 \text{ мкс}$ для диодов, облу-

ченных протонами, и за время $t_{rr} = 4$ мкс для образцов, облученных электронами с энергией 1 МэВ [105]. Дальнейшее уменьшение t_{rr} путем увеличения дозы облучения электронами приводит к резкому росту статических потерь мощности в проводящем состоянии, и уже при $t_{rr} \approx 2.5$ мкс они превышают уровень 600 Вт, тогда как при протонном облучении их величина остается ~ 300 Вт. Типичный характер изменения величины прямых падений напряжения на диодных структурах в проводящем состоянии (для плотности тока 200 А/см²) при уменьшении времени их обратного восстановления при протонном и электронном облучении иллюстрирует рис. 15, а. Создание зоны повышенной рекомбинации в n -базе диода у высоковольтного p - n -перехода путем облучения протонами приводит также к более мягкому характеру восстановления блокирующих свойств p - n -перехода диодов и уменьшению отношения t_s/t_{rr} . Такой характер изменения характеристик диодов при создании зоны повышенной рекомбинации у p - n -перехода в n -базе диода вполне объясним, так как именно заряд неравновесных носителей заряда в этой области структуры оказывает решающее влияние на величину t_{rr} и Q_{rr} , а также длительность фазы высокой обратной проводимости t_s [105,106]. Локальное легирование n -базы диода радиационными дефектами вблизи n^+ -эмиттера слабо влияет на величины Q_{rr} и t_s (особенно при имплантации легких ионов со стороны n^+ -слоя), однако приводит к более резкому характеру обрыва обратного тока при восстановлении блокирующих свойств p - n -перехода [105,106]. Поэтому имплантация легких ионов в прикатодную область n -базы может быть успешно использована для оптимизации другого класса силовых диодов — диодов с резким восстановлением [106,107] и диодов с обратным порядком восстановления [108], для которых необходимо иметь высокие значения Q_{rr} и t_s при отношении t_s/t_{rr} , близком к единице.

Статические и динамические характеристики силовых кремниевых тиристоров, облученных протонами, исследованы авторами работ [106,109–113]. Для приборов этого типа оптимальным местом расположения слоя повышенной рекомбинации является часть n -базы, прилегающая к высоковольтному катодному p - n -переходу, блокирующему напряжение прямой полярности. При этом облучение тиристорных структур целесообразно проводить со стороны анодного p^+ -эмиттера. В этом случае исключается радиационное повреждение p -базы тиристорной структуры, которое обычно ведет к сравнительно быстрому увеличению тока управления и статических потерь мощности как в проводящем, так и в блокирующем состояниях прибора. В то же время создание радиационных дефектов вдоль всей толщины n -базы с максимумом концентрации радиационных дефектов у катодного p - n -перехода обеспечивает эффективное уменьшение времени рассасывания заряда неравновесных носителей в этом слое, а именно длительность процесса рассасывания заряда в n -базе вносит основной вклад в величину времени выключения тиристора t_q . Использование такого режима протонного облучения

позволило авторам работ [112,113] получить уникальное сочетание статических и частотных характеристик тиристоров: после облучения приборы с рабочей площадью полупроводниковой структуры 20 см², блокирующие напряжение ~ 2 кВ при токе утечки катодного перехода < 10 мА ($T = 125^\circ\text{C}$), имели остаточное падение напряжения в проводящем состоянии $U_f \approx 4$ В при амплитуде тока $I_f = 25 \cdot 10^3$ А и выключались за время $t_q \approx 7$ – 8 мкс в режиме с $dI_f/dt = -3$ кА/мкс.

Легирование радиационными дефектами базовых слоев диодных и тиристорных структур при облучении протонами или α -частицами приводит к заметному увеличению термогенерационного тока высоковольтных p - n -переходов в блокирующем состоянии [87,110]. Причиной этого увеличения являются образующиеся при облучении дивакансии, акцепторный уровень которых E_3 вблизи середины запрещенной зоны кремния доминирует в процессе термогенерации носителей через уровни радиационных дефектов [87]. Для устранения влияния радиационного воздействия на характеристики обратно смещенных высоковольтных p - n -переходов авторы [109] предложили облучать тиристорные структуры таким образом, чтобы вводимые радиационные дефекты не попадали в область слоя объемного заряда этих p - n -переходов в блокирующем состоянии, а максимум концентрации радиационных дефектов располагался в базовом p -слое. В этом случае, однако, эффективность влияния слоя повышенной рекомбинации на ускорение процесса выключения приборов существенно ослаблена [110]. Поэтому в работах [110,111] было предложено после локального легирования n -базы структур радиационными дефектами проводить постимплантационный термический отжиг при температуре $\sim 300^\circ\text{C}$. Такой отжиг обеспечивает устранение менее стабильных дивакансий при сохранении А-центров, являющихся основными рекомбинационными центрами в облученных протонами или α -частицами приборах. Отжиг дивакансий позволяет существенно снизить термогенерационный ток приборов в блокирующем состоянии при сохранении их частотных характеристик на уровне, достигнутом после облучения.

Запираемые тиристоры и мощные биполярные транзисторы ключевого типа являются приборами, процесс выключения которых отличается от рассмотренного выше. Дело в том, что при выключении этих приборов рассасывание электронно-дырочной плазмы в n -базе структуры вблизи катодного p - n -перехода и восстановление его блокирующей способности осуществляются преимущественно не за счет рекомбинации неравновесных носителей заряда, а путем их выведения (экстракции) через электрод управления во внешнюю цепь. Поэтому предельные частотные характеристики запираемых тиристоров и мощных биполярных транзисторов ограничены, как правило, не временем их выключения, которое может быть достаточно малым при соответствующем управляющем воздействии, а величиной коммутационных потерь энергии при выключении. Основная доля этих потерь при выключении приборов обусловлена протеканием тока рассасывания неравновесных носителей

заряда, накопленных в проводящем состоянии в дальней от высоковольтного катодного p - n -перехода области n -базы структуры. Поэтому для улучшения частотных характеристик таких приборов локальное легирование радиационными дефектами проводят именно в этой части базового n -слоя. Более детальное рассмотрение вопросов оптимизации характеристик запираемых тиристоров и биполярных транзисторов путем протонного облучения представлено в работах [114–117]. Следует отметить, что по аналогии с биполярными транзисторами локальное легирование радиационными дефектами может быть успешно использовано и для улучшения частотных характеристик сравнительно новых классов силовых приборов — биполярных транзисторов с изолированным затвором (IGBT) и тиристоров с полемым управлением (MCT и FCT).

Таким образом, пучки легких ионов H^+ и He^{++} применяются в технологии кремниевых приборов преимущественно для локального регулирования времени жизни неравновесных носителей заряда и практически не используются для целенаправленного изменения удельного сопротивления полупроводника. Касаясь возможности создания в кремнии скрытых "изолирующих" дефектных слоев путем имплантации больших доз легких ионов для формирования структур типа "кремний на изолирующем дефектном слое" [118], следует отметить, что подобная технология базируется в большей степени на формировании скрытых дефектных слоев, содержащих нанокластеры дефектов, включая двух- и трехмерные образования. В связи с этим данную технологию следует отнести не к легированию полупроводников точечными радиационными дефектами, а к рассмотренному в предыдущем обзоре другому направлению модифицирования полупроводников — формированию скрытых нанопористых дефектных слоев в полупроводниковых кристаллах путем имплантации больших доз протонов и α -частиц [12].

Следует также отметить, что эффект изменения удельного сопротивления кремния при облучении легкими ионами определяет радиационную стойкость и стабильность кремниевых детекторов. Именно детекторы на основе сверхчистых кристаллов кремния нашли в настоящее время крупномасштабное использование в системах датчиков коллайдеров для экспериментальной ядерной физики. Поэтому проблема изменения удельного сопротивления кремния и повышения его радиационной стойкости также является предметом интенсивного изучения [91,94,95]. Изменение удельного сопротивления кремния следует учитывать и при регулировании частотных характеристик силовых приборов, облученных легкими ионами. Эти изменения могут оказывать заметное влияние на статические вольт-амперные характеристики силовых высоковольтных приборов, изготавливаемых на основе сверхчистого слабо легированного кремния n -типа проводимости с концентрацией легирующей примеси $< 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, при дозах облучения ионами H^+ более 10^{11} см^{-2} .

5. Заключение

Анализ имеющихся на сегодняшний день основных направлений модифицирования полупроводников пучками легких ионов (табл. 1), проведенный в предыдущих [11,12] и настоящем обзорах, показывает, что по сравнению с традиционными методами легирования — диффузионным, эпитаксиальным, ионно-имплантационным — легирование кристаллов радиационными дефектами открывает новые возможности управления свойствами полупроводниковых материалов и характеристиками приборов на их основе. Общей особенностью всех анализируемых методов модифицирования является их локальность. Глубина модифицированного слоя определяется энергией протонов и их тормозными потерями в полупроводнике и реально может регулироваться от десятков нанометров до сотен микрометров. Помимо локальности, модифицирование полупроводников пучками протонов и α -частиц обладает также следующими достоинствами, типичными для всех радиационных технологий:

- универсальность в отношении различных материалов;
- простота и сравнительно малая стоимость радиационных процессов в сочетании с высокой точностью, производительностью и воспроизводимостью;
- совместимость с другими технологическими процессами изготовления полупроводниковых материалов и приборов.

Радиационное легирование является одним из направлений радиационного модифицирования полупроводников и осуществляется путем контролируемого введения в полупроводник примесных дефектов и собственных структурных дефектов. Легирование радиационными дефектами — одно из наиболее значимых направлений радиационного легирования, так как в настоящее время более широко используется в технологии полупроводниковых материалов и приборов в сравнении с ионным или трансмутационным ядерным легированием.

Анализ публикаций по вопросу использования легирования кремния радиационными дефектами при облучении протонами или α -частицами показывает, что основной областью реального практического применения данной радиационной технологии является локальное уменьшение времени жизни неравновесных носителей заряда в структурах силовых кремниевых приборов ключевого типа с целью оптимизации их частотных и статических характеристик. Новой и весьма перспективной областью практического применения легирования кремния радиационными дефектами может стать использование этой технологии для оптимизации переходных характеристик приборов на задержанной ударной ионизации: кремниевых лавинных диодных, транзисторных и динисторных обострителей [107]. Так, для запуска механизма обратимого волнового ударно-ионизационного пробоя таких приборов может быть использован эффект лавинного пробоя полупроводника через уровни радиационных дефектов.

Регулирование величины удельного сопротивления кремния путем легирования радиационными дефектами в настоящее время практически не используется при изготовлении кремниевых приборов. Причиной этого является, по-видимому, непригодность данной технологии для создания полуизолирующих слоев и надежной межэлементной изоляции в структурах на основе кремния, компенсированного радиационными дефектами.

Физической основой использования протонного облучения в технологии приборов на арсениде галлия является возможность эффективно управлять концентрацией носителей заряда (удельным сопротивлением) материала за счет легирования радиационными дефектами (задача уменьшения времени жизни неравновесных носителей заряда для прямого полупроводника, каким является арсенид галлия, не столь актуальна, как для кремния). Разработка в последние годы способов создания в арсениде галлия радиационных дефектов с высокой температурой отжига позволила резко расширить круг приборов СВЧ и силовой высоковольтной электроники, производимых с помощью протонного облучения. Хорошие перспективы имеет легирование радиационными дефектами и для оптоэлектроники. Развитие волоконно-оптических линий связи с повышенным быстродействием указывает на перспективность применения в этой области соединений $A^{III}B^V$. В этой связи использование протонного облучения для локального (с субмикронными размерами) управления свойствами полупроводникового кристалла является весьма перспективным.

Большой интерес представляет использование радиационных методов для легирования широкозонных полупроводников и в первую очередь карбида кремния. Полученные за последний год, в частности нами, данные [119–121] указывают на формирование сложного спектра радиационных дефектов в n -SiC. Облучение протонами n -SiC приводит не только к формированию традиционных для n -материалов акцепторов, что проявляется в уменьшении проводимости материала при комнатной температуре, но и глубоких доноров, ионизация которых при рабочих температурах приборов 500–700 К резко увеличивает проводимость материала.

Применение протонных пучков не ограничивается сферой микроэлектроники, и они могут быть успешно использованы в нанoeлектронике при создании квантово-размерных полупроводниковых структур [122,123]. К этой сфере применений протонных пучков следует прежде всего отнести технологии "Smart Cut" и "Improve", применяемые для формирования SOI-материалов с нанометровыми активными рабочими слоями кремния [124–128].

По вопросу классификации направлений модифицирования полупроводников пучками легких ионов водорода и гелия (табл. 1) в заключение данного обзора необходимо также сделать следующее замечание.

Легирование полупроводников дефектами, в состав которых входят атомы имплантированного водорода, по своей сути можно отнести как к легированию радиационными дефектами, так и к ионному легированию.

При этом электрически активные атомы водорода способны оказывать влияние на электрофизические свойства полупроводниковых кристаллов за счет образования новых дефектов (как с мелкими, так и глубокими уровнями [8–10,80–86,99–101]), вследствие изменения энергии ионизации, сечения захвата носителей заряда и кинетических параметров уже имеющихся в кристалле дефектов с глубокими уровнями [8–9,129–131] и, наконец, путем пассивации электрически активных дефектов [8–9,132–136].

В сравнении с методами термического, химического или плазмохимического легирования полупроводников атомарным водородом [8,9,134–138] имплантация водорода обеспечивает дополнительную возможность его довольно простого введения на глубину от долей микрометра до миллиметра в кристалл полупроводника. Это обстоятельство может быть с успехом использовано для пассивации электрически активных дефектов в глубоко залегающих слоях полупроводниковых структур приборов. К настоящему времени работы в этом направлении модифицирования полупроводников пучками ионов водорода, дейтерия или трития практически не проводятся. Тем не менее, на наш взгляд, данное направление имеет перспективы практического применения, например, для локальной по толщине прибора пассивации дефектов на глубоко залегающих границах полупроводниковых многослойных структур или для создания в кристаллах скрытых слоев, отличных от исходной матрицы по своим свойствам, вплоть до изменения типа проводимости слоев и формирования скрытых p - n -переходов.

Настоящая работа выполнена при частичной поддержке фонда "Civilian Research & Development Foundation" (грант N PR 1-2258), Российского фонда фундаментальных исследований (грант N 98-02-18217) и Комиссии Российской академии наук по работе с молодежью (грант N 98-03-25).

Авторы выражают глубокую благодарность В.В. Емцеву за многолетнее сотрудничество и помощь при написании настоящего обзора.

Список литературы

- [1] *Вопросы радиационной технологии полупроводников*, под ред. Л.С. Смирнова (Новосибирск, Наука, 1980).
- [2] В.С. Вавилов, Б.М. Горин, Н.С. Данилин, А.Е. Кив, Ю.Л. Нуров, В.И. Шаховцов. *Радиационные методы в твердотельной электронике* (М., Наука, 1990).
- [3] И.В. Васильева, Г.А. Ефремов, В.В. Козловский, В.Н. Ломасов, В.С. Иванов. *Радиационные процессы в технологии материалов и изделий электронной техники*, под ред. В.С. Иванова и В.В. Козловского (М., Энергоатомиздат, 1997).
- [4] L.F. Zakharenkov, V.V. Kozlovski. In: *Semiconductor Technology: Processing and Novel Fabrication Techniques*, ed. by M. Levinshtein, M. Shur (N.Y., John Wiley & Sons Inc., 1997) ch.2, p. 17.
- [5] Н.Б. Плещивцев, А.И. Бажин. *Физика воздействия ионных пучков на материалы* (М., Вузовская книга, 1998).

- [6] *Surface Modification and Alloying by Laser, Ion, and Electron Beams*, ed. by J.M. Poate, G. Foti and D.C. Jacobson (N.Y., Plenum Press, 1983) [*Модифицирование и легирование поверхности лазерными, ионными и электронными пучками*, перевод под ред. А.А. Углова (М., Машиностроение, 1987)].
- [7] *Interaction of charged particles with solids and surfaces*, ed. by A. Gras-Marti, H.M. Urbassek, N.R. Arista and F. Flores (N.Y., Plenum Press, 1991) [*Взаимодействие заряженных частиц с твердым телом*, перевод под ред. А.А. Писарева, В.В. Плетьева, В.Е. Юрасовой (М., Высшая шк., 1994)].
- [8] S.J. Pearton, J.W. Corbett, M. Stavola. *Hydrogen in Crystalline Semiconductors* (Heidelberg, Springer Verlag, 1992).
- [9] *Hydrogen in Semiconductors*, ed. by J.J. Pankove, N.M. Johnson (Boston, Academic, 1991).
- [10] *Hydrogen in Compound Semiconductors*, ed. by S.J. Pearton (Trans. Tech. Aedermannsdorf, 1994).
- [11] В.В. Козловский, Л.Ф. Захаренков, Б.А. Шустров. ФТП, **26**, 3 (1992).
- [12] В.В. Козловский, В.А. Козлов, В.Н. Ломасов. ФТП, **34**, 129 (2000).
- [13] V.V. Kozlovskii, L.F. Zakharenkov. Rad. Eff. Def. Sol., **138**, 75 (1996).
- [14] J. Lindhard, M. Scharff, H. Schieth. Kgl. Danske. Vid. Selskab. Mat. Fys. Medd., **33**, 3 (1963).
- [15] E.W. Maby. J. Appl. Phys., **47**, 830 (1976).
- [16] B. Schwartz, L.A. Koszi, P.J. Anthony, R.L. Hartman. J. Electrochem. Soc., **131**, 1703 (1984).
- [17] I.P. Donnelly, F.I. Leonberger. Sol. St. Electron., **20**, 183 (1977).
- [18] H.A. Jenkinson, M. O'Tooni, J.M. Zavada, T.J. Hear, D.G. Larson. *Ion Implantation and Ion Beam Proc. Mater. Symp.* (N.Y., 1984) p. 377.
- [19] D.V. Lang. In: *Radiation Effects in Semiconductors*. [Inst. Phys. Conf. Ser. (London-Bristol, 1977) N 31, p. 70]. [Д. Ланг. В сб.: *Точечные дефекты в твердых телах* (М., Мир, 1979) с. 187.]
- [20] D. Pons, J.C. Bourgoin. J. Phys. C: Sol. St. Phys., **18**, 3839 (1985).
- [21] J.C. Bourgoin, H.J. Bardeleben, D. Stievenard. J. Appl. Phys., **64**, R65 (1988).
- [22] J.C. Bourgoin, H.J. Bardeleben, D. Stievenard. Phys. St. Sol. (a), **102**, 499 (1987).
- [23] В.В. Емцев, Т.В. Машовец. *Примеси и точечные дефекты в полупроводниках* (М., Радио и связь, 1981).
- [24] H. Zillgen, P. Ehrhart. Mater. Sci. Forum, **258-263**, 503 (1997).
- [25] D. Stievenard, X. Boddaert, J.C. Bourgoin. Phys. Rev. B, **34**, 4048 (1986).
- [26] G. Guillot, A. Nouailhat, G. Vincent, M. Baldy, A. Chantre. Rev. Phys. Appl. **15**, 679 (1980).
- [27] P.N. Brunkov, V.S. Kalinovskiy, V.G. Nikitin, M.M. Sobolev. Semicond. Sci. Technol., **7**, 1237 (1992).
- [28] Е.В. Вавилов, Л.Ф. Захаренков, В.В. Козловский, Я.Я. Пилькевич, С.И. Пономарев. Известия вузов. Физика, **32**, 110 (1989).
- [29] В.В. Козловский, Т.И. Кольченко, В.М. Ломако, С.Е. Мороз. ФТП, **24**, 1123 (1990).
- [30] В.В. Козловский, Т.И. Кольченко, В.М. Ломако, С.Е. Мороз. ФТП, **25**, 267 (1991).
- [31] В.В. Козловский, Т.И. Кольченко, В.М. Ломако. ФТП, **25**, 545 (1991).
- [32] Л.Ф. Захаренков, В.В. Козловский, Я.Я. Пилькевич. Изв. АН СССР. Неогр. матер., **26**, 1145 (1990).
- [33] В.В. Козловский, Т.И. Кольченко, В.М. Ломако. ФТП, **25**, 1169 (1991).
- [34] V.V. Kozlovski, T.I. Kolchenko, V.M. Lomako, L.F. Zakharenkov. Rad. Eff. Def. Sol., **138**, 63 (1996).
- [35] В.В. Козловский, Т.И. Кольченко, А.Э. Васильев. Поверхность, № 5-6, 65 (1999).
- [36] В.В. Пешев, С.В. Смородинов. ФТП, **31**, 1234 (1997).
- [37] D. Pons, A. Mircea, J. Bourgoin. J. Appl. Phys., **51**, 4150 (1980).
- [38] Ж. Бургуэн, М. Ланно. *Точечные дефекты в полупроводниках (экспериментальные аспекты)* (М., Мир, 1985) [J. Bourgoin, M. Lannoo. *Point Defects in Semiconductors II, Experimental Aspects*, ed. by M. Cardona (N.Y., Springer, 1983)].
- [39] Т.И. Кольченко, В.М. Ломако, С.Е. Мороз. ФТП, **22**, 740 (1988).
- [40] A. Sibille, J.C. Bourgoin. Appl. Phys. Lett., **41**, 956 (1982).
- [41] А.П. Мамонтов, В.В. Пешев. ФТП, **17**, 1771 (1983).
- [42] В.Л. Винецкий, Л.С. Смирнов. ФТП, **5**, 176 (1971).
- [43] J.C. Farmer, D.C. Look. J. Appl. Phys., **50**, 2970 (1979).
- [44] H. James, K. Lark-Horowitz. Z. Phys. Chem., **198**, 107 (1951).
- [45] D.C. Look, J.P. Szelove. J. Appl. Phys., **62**, 3660 (1987).
- [46] H. Matsumura, K.G. Stephens. J. Appl. Phys., **48**, 2779 (1977).
- [47] I.P. Donnelly, C.E. Hurwitz. Sol. St. Electron., **22**, 727 (1977).
- [48] V.N. Brudnyi, M.A. Krivov, A.I. Potapov. Sol. St. Commun., **34**, 117 (1980).
- [49] V.N. Brudnyi, S.N. Grynaev, V.E. Stepanov. Physica B, **212**, 429 (1995).
- [50] А.И. Потапов. Автореф. канд. дис. (Томск, ТГУ, 1999).
- [51] Л.Ф. Захаренков, В.В. Козловский. ФТП, **27**, 349 (1993).
- [52] J.P. de Souza, I. Danilov, H. Boudinov. J. Appl. Phys., **81**, 650 (1997).
- [53] J.P. de Souza, I. Danilov, H. Boudinov. J. Appl. Phys., **84**, 4757 (1998).
- [54] J.P. de Souza, I. Danilov, H. Boudinov. Rad. Eff. Def. Sol., **147**, 109 (1998).
- [55] I. Danilov, J.P. de Souza, H. Boudinov, A.V. Murel, V.M. Daniltsev, V.I. Shashkin. Appl. Phys. Lett., **75**, 1917 (1999).
- [56] J.P. de Souza, I. Danilov, H. Boudinov. Appl. Phys. Lett., **68**, 535 (1996).
- [57] J.P. de Souza, I. Danilov, H. Boudinov. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res., **B122**, 51 (1997).
- [58] V.V. Emtsev, V.Yu. Davydov, V.V. Kozlovski, V.V. Lundin, D.S. Poloskin, N.M. Schmidt, A.N. Smirnov, A.S. Usikov, J. Aderhold, H. Klausning, D. Mistele, T. Rotter, J. Stemmer, O. Semchinova, J. Graul. Semicond. Sci. Technol., **15**, 73 (2000).
- [59] C. Uzan-Saguay, J. Salzman, R. Kalish, V. Richter, U. Tish, S. Zamir, S. Praver. Appl. Phys. Lett., **74**, 2441 (1999).
- [60] S.C. Binari, H.B. Dietrich, G. Kelner, L.B. Rowland, K. Doverspike, D.K. Wickenden. J. Appl. Phys., **78**, 3008 (1995).
- [61] P.N. Favennec, D. Diguet. Appl. Phys. Lett., **23**, 546 (1973).
- [62] K. Steeples, G. Dearnaley, A.M. Stoneham. Appl. Phys. Lett., **36**, 981 (1980).

- [63] H.H. Tan, J.S. Williams, C. Jagadish. *J. Appl. Phys.*, **78**, 1481 (1995).
- [64] K. Wohlleben, W. Beck. *Z. Naturforsch.*, b. **21a**, 1057 (1966).
- [65] A.G. Foyt, W.T. Kindley, C.M. Wolfe, J.P. Donnelly. *Sol. St. Electron.*, **12**, 209 (1969).
- [66] R.A. Murphy, W.T. Lindley, D.F. Peterson. *Proc. Symp. on GaAs (1972): Gallium Arsenide and Related compounds (London–Bristol, 1973)* p. 224.
- [67] J.D. Speight, P. Leigh, N. McIntyre, I.S. Groves, S.O. O'Hara, P. Hemment. *Electron. Lett.*, **10**, 98 (1974).
- [68] B.R. Pruniaux, J.C. North, A.V. Payer. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **ED-19**, 672 (1972).
- [69] В.В. Козловский, И.А. Козловская, Ю.А. Лифшиц, В.М. Марахонов. *Письма ЖТФ*, **20**, 5 (1994).
- [70] V.B. Cmill, A.V. Chntonov, S.S. Khludkov, A.V. Koretsky, A.I. Potapov, O.P. Tolbanov, A.P. Vorobiev. *J. Phys. D.: Appl. Phys.*, **28**, 559 (1995).
- [71] S.S. Khludkov, L.S. Okaevitch, A.I. Potapov, O.P. Tolbanov. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.*, **A395**, 132 (1997).
- [72] S.J. Pearton. *Mater. Sci. Rep.*, **4**, 313 (1990).
- [73] K.T. Short, S.J. Pearton. *J. Electrochem. Soc.*, **135**, 2835 (1988).
- [74] В.В. Козловский, И.А. Козловская, С.И. Пономарев. *Письма ЖТФ*, **20**, 1 (1994).
- [75] R.J. Fu, C.J. Hwang, C.S. Wange. *Appl. Phys. Lett.*, **45**, 716 (1984).
- [76] J.C. Dymant, L.A. D'Asaro, J.C. North, B. Miller, J.F. Ripper. *Proc. IEEE*, **60**, 726 (1972).
- [77] J.J. Hsieh, J.A. Rossi, J.P. Donnelly. *Appl. Phys. Lett.*, **28**, 709 (1976).
- [78] V.O. Naidenov. In: *Int. School of Physics "Enrico Fermi"*, ed. by E. Bussoletti, G. Strazzula (North–Holland, Amsterdam, 1991) p. 371.
- [79] B. Zhang, M. Yi, J. Song, D. Gao, N. Zhu, R. Wu, W. Wang. *Japan. J. Appl. Phys.*, **38**, pt 1, 6729 (1999).
- [80] Б.Н. Мукашев, Х.А. Абдуллин, Ю.В. Горелкинский. *УФН*, **170**, 143 (2000).
- [81] L. Palmetshofer, J. Reisinger. *J. Appl. Phys.*, **72**, 2167 (1992).
- [82] A. Hallen, N. Keskitalo, F. Masszi, V. Nagl. *J. Appl. Phys.*, **79**, 3906 (1996).
- [83] K. Irmscher, H. Klose, L. Maass. *J. Phys. C*, **17**, 6317 (1984).
- [84] A. Hallen, B.U.R. Sundqvist, Z. Paska, B.G. Svensson, M. Rosling, J. Tiren. *J. Appl. Phys.*, **67**, 1266 (1990).
- [85] W. Wondrak, K. Bethge, D. Silber. *J. Appl. Phys.*, **62**, 3464 (1987).
- [86] W. Wondrak, D. Silber. *Physica*, **BC129**, 322 (1985).
- [87] P. Hazdra, J. Vobecky. *Sol. St. Phenomena*, **69–70**, 545 (1999).
- [88] P.V. Kuchinskii, V.M. Lomako. *Sol. St. Electron.*, **29**, 1041 (1986).
- [89] А.М. Иванов, Н.Б. Строкан, В.Б. Шуман. *ФТП*, **32**, 359 (1998).
- [90] H. Kauppinen, C. Corbel, K. Skog, K. Saarinen, T. Laine, P. Hautajarvi, P. Desgardin, E. Ntsoenzok. *Phys. Rev. B*, **55**, 9598 (1997).
- [91] V. Eremin, A. Ivanov, E. Verbitskaya, Z. Li, S.U. Pundey. *Nucl. Instr. Meth.*, **A426**, 120 (1999).
- [92] А.С. Зубрилов, С.В. Ковешников. Препринт N 1342 ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН (Л., 1989).
- [93] J. Lutz, W. Sudkamp, W. Gerlach. *Sol. St. Electron.*, **42**, 931 (1998).
- [94] Е.М. Вербицкая, В.К. Еремин, А.М. Иванов, З. Ли, Б. Шмидт. *ФТП*, **31**, 299 (1997) [Е.М. Verbitskaja, V.K. Eremin, A.M. Ivanov, Z. Li, B. Schmidt. *Semiconductors*, **31**, 189 (1997)].
- [95] Е.М. Вербицкая, В.К. Еремин, А.М. Иванов, Н.Б. Строкан, З. Ли, Б. Шмидт. *ФТП*, **27**, 1136 (1993) [Е.М. Verbitskaja, V.K. Eremin, A.M. Ivanov, N.B. Strokan, Z. Li, B. Schmidt. *Semiconductors*, **27**, 1207 (1993)].
- [96] A.O. Ewvaraye, B.J. Baliga. *J. Electrochem. Soc.*, **124**, 913 (1977).
- [97] R. Laiho, L.S. Vlasenko, M.P. Vlasenko, V.A. Kozlov, V.V. Kozlovski. *Appl. Phys. Lett.*, **74**, 3948 (1999).
- [98] Y. Ohmura, Y. Zohta, M. Kanazawa. *Sol. St. Commun.*, **11**, 263 (1972).
- [99] Yu.V. Gorelkinskii, N.N. Nevynnyi. *Physica*, **B170**, 155 (1991).
- [100] V.P. Markevich. *Mater. Sci. Forum*, **196–201**, 945 (1995).
- [101] B.N. Mukashev, M.F. Tamendarov, S. Zhtakmoldin, V.V. Frolov. *Phys. St. Sol. (a)*, **91**, 509 (1985).
- [102] R. Job, J.A. Weima, G. Grabosch, D. Borchert, W.R. Fahrner, V. Raiko, A.G. Ulyashin. *Sol. St. Phenomena*, **69–70**, 551 (1999).
- [103] J. Reisinger, L. Palmetshofer. *Appl. Phys. Lett.*, **59**, 3583 (1991).
- [104] P. Hazdra, J. Vobecky. *Sol. St. Electron.*, **37**, 127 (1994).
- [105] J. Vobecky, P. Hazdra, J. Voves, F. Spurny, J. Homola. *Proc. ISPSD-94 (Davos, 1994)* p. 265.
- [106] В.А. Козлов, И.В. Грехов. *Тез. докл. VI Межнац. сов. "Радиационная физика твердого тела"* (Севастополь, 1996) с. 140.
- [107] A.F. Kardo-Sysoev, V.I. Brylevsky, Y.S. Lelikov, I.A. Smirnova, S.V. Zazulin, I.G. Tchashnicov, V.I. Scherbak, B.I. Sukhovetsky. *Abstracts UWB'99 Conf. (Washington DC, 1999)* p. 4.
- [108] И.В. Грехов, В.А. Козлов, С.В. Шендерей. *А. с. № 95109009/20 (1997)*.
- [109] J. Bartko, K.N. Sun. *US Patent 4056408 (1977)*.
- [110] В.М. Волле, В.Б. Воронков, И.В. Грехов, Г.М. Гусинский, В.А. Козлов, В.О. Найденев. *ЖТФ*, **57**, 1925 (1987).
- [111] В.М. Волле, В.Б. Воронков, И.В. Грехов, Г.М. Гусинский, Е.М. Гейфман, В.А. Козлов, В.О. Найденев. *А. с. № 1533569 (1988)*.
- [112] I.V. Grekhov, V.A. Kozlov, S.V. Korotkov, A.G. Andreev, I.V. Eremin, V.V. Chibirkin. *Abstracts 12th Int. Conf. "Beams'98"* (Haifa, 1998) p. 443.
- [113] И.В. Грехов, В.А. Козлов, С.В. Коротков, Л.С. Костина, И.В. Еремин, А.Г. Андреев. *Изв. РАН. Энергетика*, **№ 4**, 106 (1996).
- [114] B. Thomas, D. Silber, H. Berg, M. Tscharn. *Proc. Industry Applications Soc. Ann. Meeting. IEEE-IAS-1985 (1985)* p. 882.
- [115] A. Hallen, M. Wakowski. *Sol. St. Electron.*, **32**, 1033 (1989).
- [116] В.М. Волле, В.Б. Воронков, И.В. Грехов, В.А. Козлов, Э.И. Куузик, В.М. Рухамкин, А.В. Свириин. *Электротехника*, **№ 6**, 58 (1991).
- [117] V.A. Kozlov, I.V. Grekhov, I.V. Eremin, S.V. Shenderey. *Abstracts 12th Int. Conf. "Beams'98"* (Haifa, 1998) p. 398.
- [118] J. Li, K.W. Jones, J.H. Coleman, J. Yi, R. Wallace, W.A. Anderson. *Mater. Res. Soc. Proc.*, **396**, 745 (1996).
- [119] A.M. Strelchuk, A.A. Lebedev, V.V. Kozlovskii, N.S. Savkina, D.V. Davydov, V.V. Soloviev, M.G. Rastegaeva. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B*, **147**, 74 (1999).

- [120] A.A. Lebedev, A.I. Veinger, D.V. Davydov, V.V. Kozlovski, N.S. Savkina, A.M. Strelchuk. *J. Appl. Phys.*, **88**, 6265 (2000).
- [121] Н.Б. Строкан, А.М. Иванов, А.А. Лебедев, Д.В. Давыдов, В.В. Козловский. *ФТП*, **34**, 1443 (2000).
- [122] К.А. Валиев. *Тез. докл. Всеросс. научно-техн. конф. "Микро- и наноэлектроника-98"* (Звенигород, 1998) т. 1, с. П1-1.
- [123] К.А. Валиев, А.А. Орликовский. *Электроника: наука, технология, бизнес*, N 5–6, 3 (1996); *Электроника: наука, технология, бизнес*, N 1, 3 (1997).
- [124] В.В. Козловский, В.А. Козлов. *Тез. докл. Всеросс. научн.-техн. конф. "Микро- и наноэлектроника-98"* (Звенигород, 1998) т. 1, с. 01-4.
- [125] K.D. Hobart, F.J. Kub, G.G. Jernigan, M.E. Twing, P.E. Thompson. *Electron. Lett.*, **34**, 1265 (1998).
- [126] V.V. Kozlovskii, V.A. Kozlov. *Conf. Abstr. of NATO Advanced Research Workshop on SOI* (Kyev, 1998) p. 94.
- [127] V.K. Smirnov, A.B. Danilin. In: *Perspectives, Science and Technologies for Novel Silicon on Insulator Devices*, ed. by P.L.F. Hemment, V.S. Lysenko and A.N. Nazarov [NATO Science Ser. 3. High Technology (1998) v. 73, p. 315].
- [128] Y. Omura. In: *Perspectives, Science and Technologies for Novel Silicon on Insulator Devices*, ed. by P.L.F. Hemment, V.S. Lysenko and A.N. Nazarov [NATO Science Ser. 3. High Technology (1998) v. 73, p. 257].
- [129] J. Weber. In: *Proc. 24 Int. Conf. "The Physics of Semiconductors"* (Jerusalem, 1998) p. 209.
- [130] T. Sadox, K. Tsukamoto, A. Baba, D. Bai, A. Kenjo, T. Tsurushima, H. Mori, H. Nakashima. *J. Appl. Phys.*, **82**, 3828 (1997).
- [131] Y. Kamiura, M. Hayashi, Y. Nishiyama, S. Ohya, Y. Yamashita. *Japan. J. Appl. Phys.*, **36**, 6579 (1997).
- [132] I.P. Ipatova, O.P. Chikalova-Luzina, K. Hess. *J. Appl. Phys.*, **83**, 814 (1998).
- [133] I.P. Ipatova, O.P. Chikalova-Luzina, K. Hess. *Superlatt. Microstruct.*, **27**, 437 (2000).
- [134] N. Achtziger, J. Crillenberger, W. Witthuhn, M.K. Linnarson, M. Janson, B.G. Swensson. *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 945 (1998).
- [135] П.А. Иванов, О.И. Ко́нков, В.Н. Пантелеев, Т.П. Самсонова. *ФТП*, **31**, 1404 (1997) [P.A. Ivanov, O.I. Kon'kov, V.N. Panteleev, T.P. Samsonova. *Semiconductors*, **31**, 1212 (1997)].
- [136] P. Gluche, A. Aleksov, A. Vescan, W. Ebert, E. Kohn. *IEEE Electron. Dev. Lett.*, **18**, 547 (1997).
- [137] V.A. Kagadei, D.I. Proskurovsky. *J. Vac. Sci. Technol. A*, **16**, 2556 (1998).
- [138] В.Г. Божков, В.А. Кагадей, Н.А. Торхов. *Тез. докл. Всеросс. научн.-техн. конф. "Микро- и наноэлектроника-98"* (Звенигород, 1998) т. 1, с. P1-49.

Редактор Л.В. Шаронова

The semiconductor doping with radiation induced defects via proton and α -particle irradiation

V.A. Kozlov, V.V. Kozlovski*

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia
*St. Petersburg State Technical University,
195251 St. Petersburg, Russia

Abstract An analysis is given of the modern semiconductor modification technique — the radiation defect doping of semiconductor materials via light-ion beam processing. This method of modification (the radiation induced defect doping) has been shown to have a high potential in monitoring the properties of semiconductor materials and in this way to be more promising in designing and suggesting technologies of micro-, nano- and optoelectronic devices than conventional doping techniques such as thermal diffusion, epitaxy and ion implantation.