

УДК 621.315.592,

ТРАНСМУТАЦИОННОЕ ЛЕГИРОВАНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

ОБЗОР

Козловский В. В., Захаренков Л. Ф., Шустров Б. А.

Представлено современное состояние одного из актуальных направлений радиационного легирования полупроводников — трансмутационного (ядерного) легирования (ТЛ) под действием заряженных частиц (ЗЧ). В отличие от нейтронного и фотоядерного трансмутационного легирования, исследованию которых посвящены монографии и обзоры, ТЛ под действием ЗЧ, бурно развивавшееся в последние 10—15 лет, еще не имеет обобщающих работ.

Обзор состоит из трех разделов. В первом разделе рассмотрены особенности ядерных реакций в полупроводниках под действием заряженных частиц и главное внимание уделено работам по моделированию процессов ТЛ в полупроводниках под действием ЗЧ. Анализируются работы по моделированию общего количества введенных донорных и акцепторных примесей, оптимизации коэффициентов компенсации, оценивается распределение легирующих примесей по глубине полупроводникового кристалла. Во втором разделе рассмотрено современное состояние экспериментальных исследований по ТЛ под действием ЗЧ. В силу специфики объектов экспериментального исследования в этой области второй раздел разбит на три подраздела: кремний, соединения $A^{III}B^V$, другие полупроводниковые и родственные материалы (ВТСП, сегнетоэлектрические пленки и т. д.). Рассмотрены работы, в которых представлены экспериментальные данные об общем количестве введенных легирующих примесей, концентрации электрически активной доли примеси, профиле распределения легирующих примесей, об условиях эффективного отжига радиационных дефектов. Третий раздел посвящен анализу применимости ТЛ на ЗЧ в производстве полупроводниковых приборов.

Введение. Одними из перспективных методов легирования полупроводников являются радиационные методы. К ним относится и трансмутационное (ядерное) легирование (ТЛ). Метод трансмутационного легирования в 60—70-х гг. получил широкое распространение для равномерного (по объему) легирования слитков кремния. В посвященных этому вопросу книгах и сборниках [1, 2] основное внимание уделялось процессам легирования в результате ядерных реакций с тепловыми нейтронами («нейтронное» легирование) и γ -квантами (фотоядерное легирование). Использование для ТЛ ядерных реакций с заряженными частицами (ЗЧ) практически не рассматривалось: можно указать всего три ссылки на оригинальные экспериментальные исследования по этому вопросу [3-5]. Однако в 80-х гг. в связи с доступностью интенсивных пучков ЗЧ интерес к последнему варианту ядерного легирования заметно возрос. Прежде всего это обусловлено возможностями метода трансмутационного легирования на заряженных частицах (ТЛЗЧ) для эффективного управления свойствами полупроводниковых кристаллов в локальных областях.

В настоящей работе дан аналитический обзор экспериментальных и теоретических работ по ТЛЗЧ, выполненных в основном за последнее десятилетие, и рассмотрены возможности применения данного метода радиационного легирования в технологии полупроводниковых приборов.

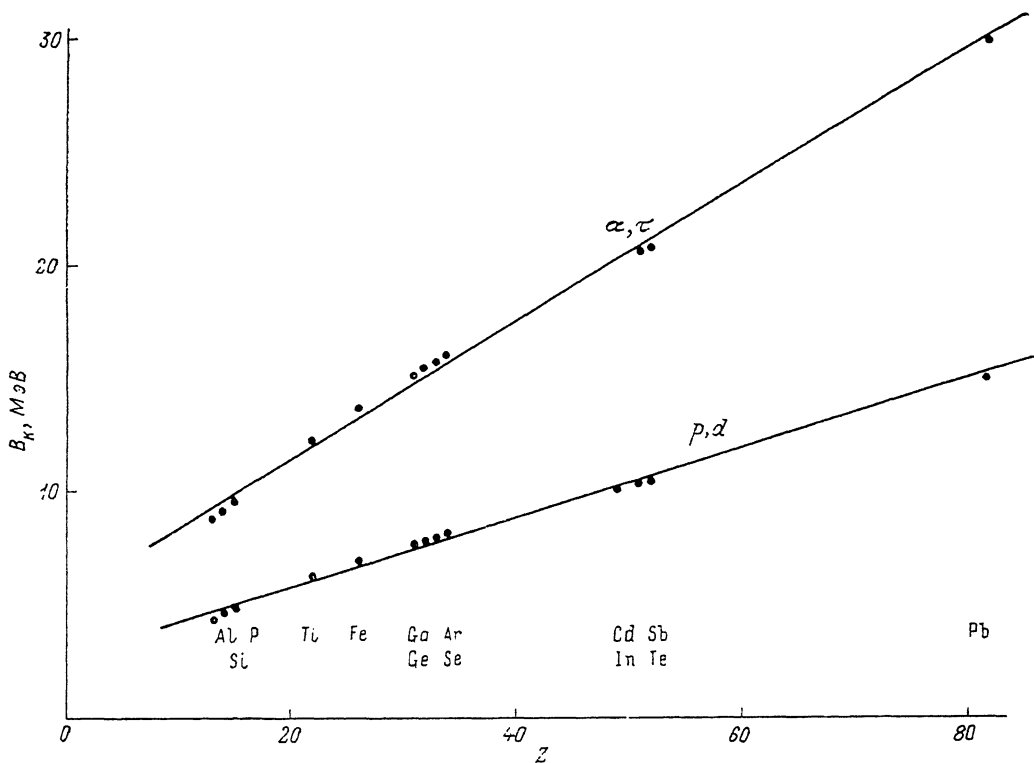


Рис. 1. Зависимость высоты кулоновского барьера для протонов, дейтронов, α - и τ -частиц от заряда ядра матрицы [20].

Особенности ядерных реакций под действием заряженных частиц

Основным отличием ядерных реакций (ЯР) на заряженных частицах является существование кулоновского отталкивания налетающей частицы и ядра матрицы, а в случае последующего вылета из возбужденного составного ядра другой заряженной частицы она также должна получить в составном ядре энергию, достаточную для преодоления этого кулоновского барьера. Высота кулоновского барьера при взаимодействии частицы a с ядром x составляет

$$B_k = \frac{Z_x Z_a e^2}{r_a} \approx \frac{Z_x Z_a}{A_x^{1/3}}, \quad (1)$$

где r_x — радиус ядра; Z — заряд ядра и налетающей частицы соответственно, A_x — атомный номер ядра. На рис. 1 представлена зависимость высоты кулоновского барьера для протонов и α -частиц от заряда ядра матрицы. Как видно из рисунка, B_k составляет 5—10 МэВ для легких ядер, 10—20 для средних и 20—30 МэВ для тяжелых ядер.

Многие ядерные реакции, протекающие под действием ЗЧ [(a, n), (a, p), (a, pn), ($a, 2n$) и др.], являются эндотермическими ($Q < 0$). При этом величина порога ядерной реакции E_n , рассчитываемого по формуле

$$E_n = \frac{M_x - M_a}{M_x} |Q|, \quad (2)$$

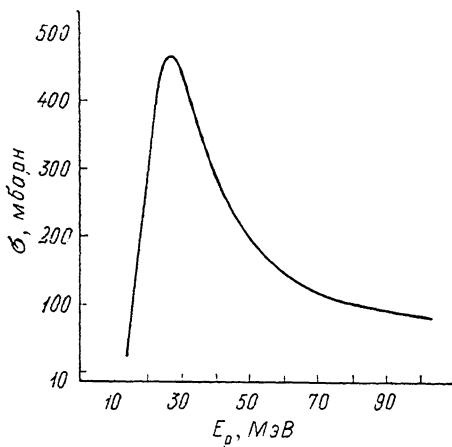


Рис. 2. Энергетическая зависимость функции возбуждения генерации алюминия при облучении ^{28}Si протонами [9].

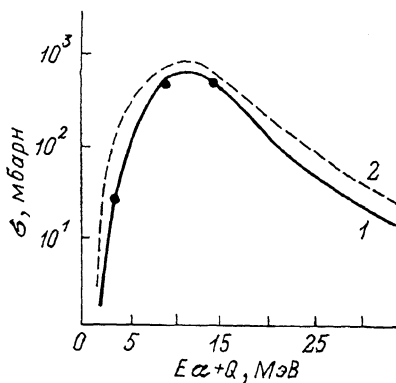


Рис. 3. Зависимость сечения реакций (α, n) (1), $(\alpha, 2n)$ (2) для материалов со средним зарядовым числом ($Z \approx 20-40$) от энергии α -частиц [10].

где Q — энергия реакции, может составлять от единиц до десятков МэВ. Реакции радиационного захвата (α, γ) и некоторые другие, например с дейтронами, являются экзотермическими ($Q > 0$) и их пороговый энергетический характер протекания обусловлен только кулоновским барьером.

Моделирование процессов ТЛ в полупроводниках под действием ЗЧ

Чтобы иметь представление о распределении по глубине мишени создаваемой при ТЛ примеси, необходимо рассмотреть процесс передачи энергии налетающих частиц атомам облучаемого материала. Кинетическая энергия заряженных частиц в основном расходуется на ионизацию и возбуждение атомов матрицы (ионизационное торможение). Сечение процессов, определяемых ионизацией, составляет $\sim 10^{-21} \text{ см}^2$, т. е. на несколько порядков превышает сечение ядерного взаимодействия ($\sim 10^{-24} \text{ см}^2$). Поэтому на всем пути пробега частиц их поток можно считать практически постоянным. Число ядерных взаимодействий в тонком слое d на глубине X от поверхности мишени можно представить в виде [1]

$$d\nu = \eta(X) N \sigma(X) dX \approx \eta_0 N \sigma(X) dX, \quad (3)$$

где N — концентрация ядер мишени, η и η_0 — поток частиц у поверхности и на глубине X соответственно, $\sigma(X)$ — сечение ядерного взаимодействия. Полное число взаимодействий в слое вещества равно

$$\nu = \eta_0 N \int_0^{R_0} \sigma(X) dX = \eta_0 N \int_{E_n}^{E_0} \frac{\sigma(E) dE}{\left| \frac{dE}{dX} \right|}, \quad (4)$$

где E_0 — начальная энергия частиц, R_0 — глубина, на которой $E = E_n$.

В работах [6, 7] приведены расчетные данные порогов ядерных реакций при взаимодействии легких заряженных частиц (протоны — p , дейтроны — d , ядра ^3He — τ , ядра ^4He — α) с различными ядрами изотопов элементов, образующих современные полупроводниковые материалы (кремний, германий, GaAs, InP, GaAlAs, PbTe, CdSe, InAs, PbS и др.). Как правило, круг возможных ядерных реакций при расчетах E_n ограничивается реакциями с $E_n \sim 20$ —

Основные ядерные реакции, характеризующие по данным метода радиоактивных индикаторов трансмутационное легирование GaAs, GaAlAs под действием α - и τ -частиц

Элемент	Ядерная реакция	Порог	Продукт	$T_{1/2}$	Конечный продукт	E_{γ} , кэВ E_{β}	
Галлий	^{69}Ga	α, n	^{72}As	26 ч	^{72}Ge	γ — 834	
	60.7 %	$\alpha, 2n$	^{71}As	65 ч 11 сут	^{71}Ge ^{71}Ga	} γ — 175	
		$\alpha, 2p$	^{71}Ga	Стаб.	^{71}Ga		—
		^{71}Ga	α, n	^{71}As	18 сут	^{71}Ge (68 %) ^{71}Se (32 %)	γ — 595
	39.3 %	$\alpha, 2n$	^{73}As	80 сут	^{73}Ge		γ — 634
		$\alpha, 2p$	^{73}Ga	4.9 ч	^{73}Ge	} γ — 297 γ — 326	
Мышьяк	^{75}As 100 %	α, n	^{78}Br	6.5 мин	^{78}Se		γ — 614
		$\alpha, 2n$	^{77}Br	58 ч	^{77}Se	γ — 818, 239, 520	
	$\alpha, 2p$	^{77}As	39 ч	^{77}Se	γ — 239, 520		
Алюминий	^{27}Al 100 %	α, n	^{30}P	2.5 мин	^{30}Si	} γ — 2.23 β^+ — 3.24	
		$\alpha, 2n$	^{29}P	4 с	^{29}Si		β^+
		$\alpha, 2p$	^{29}Al	6 мин	^{29}Si	} γ — 1.27 β^- — 2.5	
Галлий	^{69}Ga 60.7 %	τ, n	^{71}As	65 ч 11 сут	^{71}Ge ^{71}Ga		γ — 175
		$\tau, 2n$	^{70}As	52 мин	^{70}Ge	} γ — 668 γ — 1040	
		$\tau, 2p$	^{70}Ga	21 мин	^{70}Ge		γ — 176 γ — 1040
	39.3 %	^{71}Ga	τ, n	^{73}As	80 сут	^{73}Ge	γ — 53
		$\tau, 2n$	^{72}As	26 ч	^{72}Ge	} γ — 630 γ — 834	
		$\tau, 2p$	^{72}Ga	14 ч	^{72}Ge		β^- — 630 γ — 834
Мышьяк	^{75}As 100 %	τ, n	^{77}Br	57 ч	^{77}Se	} γ — 239 γ — 818	
		$\tau, 2n$	^{76}Br	16 ч	^{76}Se		γ — 559 γ — 657
		$\tau, 2p$	^{76}As	26 ч	^{76}Se	γ — 559	
Алюминий	^{27}Al 100 %	τ, n	^{29}P	4 с	^{29}Si	β^+	
		$\tau, 2n$	^{28}P	0.2 с	^{28}Si	β^+	
		$\tau, 2p$	^{28}Al	2 мин	^{28}Si	} β^- — 2.87 γ — 1.78	

25 МэВ. Это обусловлено сложностью отжига радиационных дефектов, вводимых в полупроводники при облучении частицами больших энергий [8]. Кроме того, для большинства ЯР максимум функции возбуждения генерации элементов требуемых трансмутантов приходится на энергию ~ 20 МэВ. На рис. 2 при-

Основные ядерные реакции, характеризующие по данным метода радиоактивных индикаторов трансмутационное легирование InP, InSb под действием α - и τ -частиц

Элемент	Ядерная реакция	Порог	Продукт	$T_{1/2}$	Конечный продукт	E_{γ} , кэВ E_{β}	
Индий	^{113}In 4.28 %	α, n	8.8	^{116}Sb	16 мин	^{116}Sn	γ — 1293, 930
		$\alpha, 2n$	16.6	^{115}Sb	32 мин	^{115}Sn	γ — 499, 1240
		$\alpha, 2p$	12.4	^{115}In	Стаб.	^{115}In	—
	^{115}In 95.72 %	α, n	7.5	^{118m}Sb	5 ч	^{118}Sn	γ — 253, 1051 1229
		$\alpha, 2n$	15.1	^{117}Sb	2.8 ч	^{117}Sn	α — 158, β^+
		$\alpha, 2p$	13.2	^{117}In	45 мин	^{117}Sn	γ — 560, 158
Фосфор	^{31}P 100 %	α, n	6.4	^{34m}Cl	32.2 мин	^{34}S	γ — 145, 1170
		$\alpha, 2n$	19.4	^{33}Cl	2.5 с	^{33}S	β^+
		$\alpha, 2p$	11.6	^{33}P	25 сут	^{33}S	β^- — 0.25
	Сурьма	^{121}Sb 57.25 %	α, n	8.2	^{121}I	4.2 сут	^{121}Te
$\alpha, 2n$			15.8	^{123}I	13 ч	^{123}Te	γ — 159, 530
$\alpha, 2p$			13.0	^{123}Sb	Стаб.	^{123}Sb	—
Сурьма	^{123}Sb 42.75 %	α, n	7.2	^{126}I	13 сут	^{126}Te	γ — 386, 860
		$\alpha, 2n$	14.5	^{125}I	60 сут	^{125}Te	γ — 35
		$\alpha, 2p$	13.5	^{125}Sb	2.7 лет	^{125}Te	γ — 428, 463, 600, 636
Индий	^{113}In 4.28 %	τ, n	—4.6	^{115}Sb	32 мин	^{115}Sn	γ — 499, 1240
		$\tau, 2n$	5.8	^{114}Sb	3.3 мин	^{114}Sn	γ — 1299
		$\tau, 2p$	0.4	^{114m}In	49.5 сут	^{111}Cd	γ — 192, 558, 724
	^{115}In 95.72 %	τ, n	—6.1	^{117}Sb	2.8 ч	^{117}Sn	γ — 158, β^- — 0.6
		$\tau, 2n$	3.8	^{116}Sb	16 мин	^{116}Sn	γ — 1290
		$\tau, 2p$	0.2	^{116}In	134 с	^{116}Sn	γ — 1097
Фосфор	^{31}P 100 %	τ, n	—3.7	^{33}Cl	2.5 с	^{33}S	β^+
		$\gamma, 2n$	13.6	^{32}Cl	0.3 с	^{32}S	γ — 2240
		$\tau, 2p$	—0.2	^{32}P	14 сут	^{32}S	β^- — 1.71
		τ, p	—8.7	^{117m}Sn	14 сут	^{117}Sn	γ — 156, 159
Сурьма	^{121}Sb 57.25 %	τ, n	—5.4	^{123}I	13 ч	^{123}Te	γ — 159, 530
		$\tau, 2n$	4.7	^{122}I	3.5 мин	^{122}Te	γ — 564
		$\tau, 2p$	0.9	^{122}Sb	2.7 сут	^{122}Sn	γ — 564, 693
		τ, p	—7.4	^{123m}Te	120 сут	^{123}Sb	γ — 159, 88
Сурьма	^{123}Sb 42.75 %	τ, n	—6.7	^{125}I	60 сут	^{125}Te	γ — 35
		$\tau, 2n$	3.2	^{121}I	4.2 сут	^{121}Te	γ — 603, 723, 1691
		$\tau, 2p$	1.3	^{124}Sb	60 сут	^{121}Te	γ — 603
		τ, p	—7.7	^{125m}Te	57 сут	^{125}Te	γ — 35, 109

веден пример образования алюминия в кремнии при облучении протонами, взятый из работы [9]. Как видно из рисунка, максимум функции возбуждения (сечение образования атомов алюминия), равный ~ 500 мбарн, приходится на энергию ~ 22 МэВ.

На рис. 3 даны зависимости сечений реакций (α, n) и ($\alpha, 2n$) от энергии α -частиц для $Z=20-40$ [10]. Видно, что максимум сечений этих реакций составляет 1 барн и имеет место при $(E+Q)$, равном 11 МэВ. В абсолютных энергетиче-

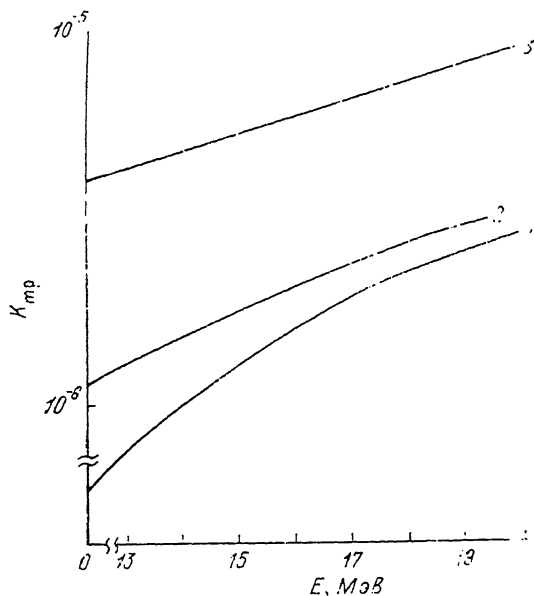


Рис. 4. Зависимость $K_{тр}$ образования изотопов ^{77}Br (1), ^{117m}Sn (2) и ^{113}Sn (3) в CdTe от энергии α -частиц [11].

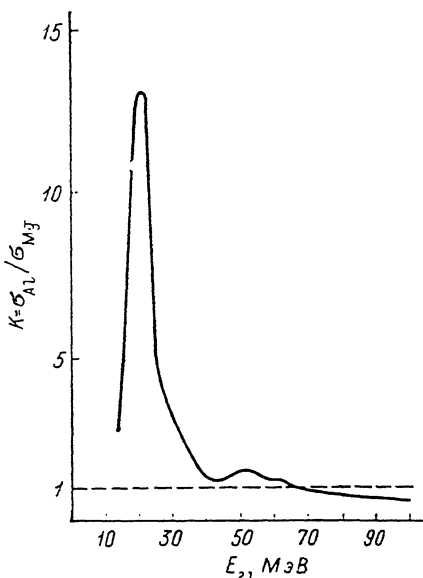


Рис. 5. Энергетическая зависимость коэффициента компенсации при введении алюминия и магния в кремний при облучении протонами [9].

ческих единиц для максимального значения σ наблюдается для реакций (α, n) при 15 МэВ, для $(\alpha, 2n)$ — при 25 МэВ.

В работах [11–14] результаты моделирования процессов ТЛ широкого круга полупроводников сведены в таблицы. В таблицах приведены для изотопов, составляющих полупроводниковые материалы, значения энергетических порогов для различных каналов ЯР и продукты этих реакций. Если ядро-продукт радиоактивно, то для него указаны период полураспада и конечное стабильное ядро. В табл. 1, 2 представлены примеры моделирования ТЛ для случая облучения α - и τ -частицами полупроводниковых соединений $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$. Химические элементы, образующиеся в материалах под действием протонов и α -частиц, в периодической таблице расположены, как правило, рядом с исходными элементами ($Z' = Z \pm 2$). Анализ таблиц позволил установить прежде всего, какие элементы вводятся при облучении различными легкими ионами, а затем, зная легирующие свойства вводимых при ТЛ примесей, предсказать эффективные условия облучения для ТЛ.

Для оценки общего количества вводимых в полупроводник легирующих примесей в работе [15] предложено использовать коэффициент трансмутации ($K_{тр}$), определив его как отношение количества вводимых атомов примеси $N_{пр}$ к дозе облучения D :

$$K_{тр} = \frac{N_{пр}}{D}. \quad (5)$$

Сведений о сечениях образования конкретных примесей в полупроводниках при облучении заряженными частицами накоплено немного. Здесь стоит отметить справочник [16], в котором систематизированы выходы некоторых радионуклидов, и несколько оригинальных работ [17–19]. Основную же часть информации по коэффициентам трансмутации приходится получать по ходу экспериментального изучения процесса ТЛ. На рис. 4 приведены имеющиеся данные по коэффициентам трансмутации для селенида кадмия. Характерные значения $K_{тр}$,

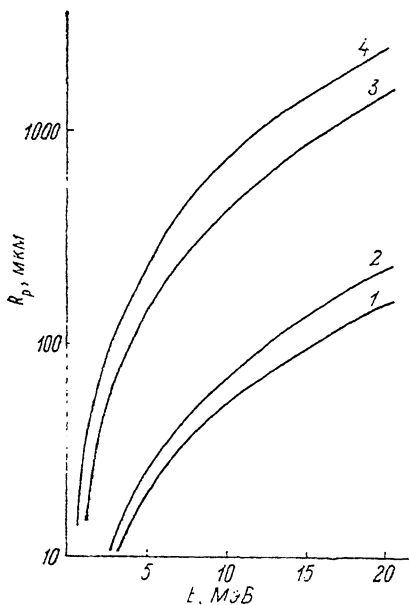


Рис. 6. Зависимость пробега протонов (3, 4) и α -частиц (1, 2) в Si (2, 4) и GaAs (1, 3) от энергии ионов [20].

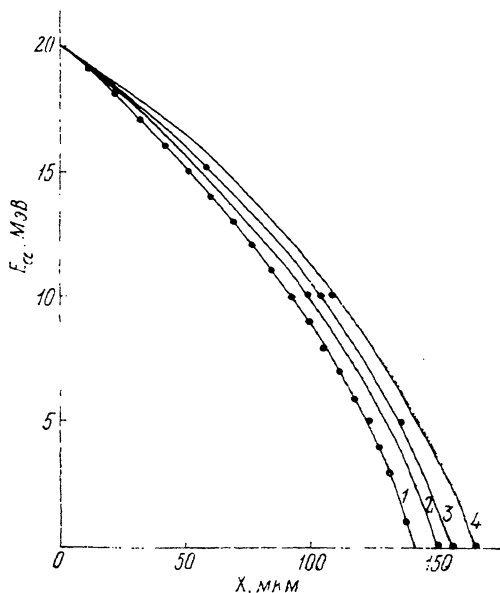


Рис. 7. Зависимость энергии α -частиц (при $E_0=20$ МэВ) от глубины проникновения в GaAs (1), InAs (2), GaP (3) и InP (4) [20].

как видно из рисунка, для ядер из середины периодической таблицы элементов составляют $\sim 10^{-5} - 10^{-6}$ см $^{-1}$.

В процессах трансмутации, особенно при высоких энергиях заряженных частиц, достаточно сложно произвести разделение многочисленных конкурирующих каналов ядерной реакции, приводящих к образованию избранного легирующего элемента. В этом случае необходимо следить, чтобы коэффициент компенсации (отношение концентраций примесей с электрической активностью различных знаков) находился в требуемом диапазоне [9]. На рис. 5 показана зависимость коэффициента компенсации при введении алюминия и магния в кремний от энергии протонов. Видно, что, с точки зрения введения акцепторной примеси — алюминия — методом ТЛ, наиболее эффективна энергия протонов ~ 20 МэВ.

При использовании протонного облучения возможно легирование сборки пластины кремния общей толщиной в несколько сотен микрон. На рис. 6 показаны энергетические зависимости пробегов протонов и α -частиц в кремнии и арсениде галлия [20]. Как следует из рисунка, пробеги протонов примерно на порядок превышают пробеги α -частиц.

Для более точного определения толщины области легирования полупроводника необходимо рассчитать глубину полупроводника, на которой энергия заряженной частицы становится равной энергетическому порогу ядерной реакции, приводящей к образованию данного примесного элемента. На рис. 7 и в табл. 3 представлены зависимости энергии α - и τ -частиц от глубины проникновения в различные полупроводниковые соединения А^{III}В^V (GaAs, InP, GaP, InAs) [14, 20]. При расчетах пробегов в сложных полупроводниковых соединениях использовалась формула

$$\frac{1}{R} = \frac{\omega_1}{R_1} + \frac{\omega_2}{R_2} + \frac{\omega_3}{R_3} + \dots \quad (6)$$

где R — пробег в химическом соединении; R_1, R_2, R_3, \dots — пробеги в отдельных элементах, входящих в состав сложного вещества; $\omega_1, \omega_2, \omega_3, \dots$ — относительные доли элементов в соединении (по массе). Как видно из рис. 7, отличия в глубинах проникновения α - и τ -частиц с начальной энергией 20 МэВ в различные соединения $A^{III}B^V$ составляют $\sim 10\%$ (GaAs — 141, InAs — 150, GaP — 158, InP — 165 мкм). Учитывая реальные величины порогов ядерных реакций, можно предсказать, что характерные глубины ТЛ полупроводниковых

Т а б л и ц а 3

Зависимость энергии α - и τ -частиц в основных соединениях $A^{III}B^V$ от их глубины проникновения (в мкм) в полупроводник при $E_0=20$ МэВ

Энергии, МэВ	GaAs	InP	GaP	InAs
20	0	0	0	0
19	11.1	13.0	12.4	11.8
18	21.8	25.5	24.2	23.2
17	32.1	37.6	36.0	34.2
16	42	49.2	47.1	44.6
15	51.5	60.4	57.7	54.8
14	60.6	70.9	67.9	64.5
13	69.3	81.2	77.7	73.8
12	77.6	90.7	86.9	82.5
11	85.5	100.0	95.7	91.0
10	92.9	109.0	104.0	99.0
9	99.9	117.0	112.0	106.0
8	106.4	125.0	119.0	113.0
7	112.5	131.0	126.0	120.0
6	118.1	138.0	132.0	125.0
5	123.2	144.0	138.0	131.0
4	127.8	150.0	143.0	136.0
3	131.9	154.0	148.0	140.0
2	135.2	158.0	152.0	144.0
1	138.2	162.0	155.0	147.0
0	141.0	165.0	158.0	150.0

соединений при облучении α - и τ -частицами будут составлять десятки микрон. При этом можно формировать различные профили вводимой примеси: с повышенной равномерностью концентрации примеси, экстремумом, плавно спадающий и т. д.

Экспериментальное исследование процессов ТЛ в полупроводниках под действием ЗЧ

Динамика экспериментального изучения процессов ТЛЗЧ в значительной степени связана с развитием техники получения мощных потоков заряженных частиц, ускоренных до энергий в несколько мегаэлектронвольт.

Метод ТЛЗЧ, предложенный К. Марк-Горовитцем в начале 50-х годов [4], был в то время экспериментально проверен с помощью изотопных α -источников [3, 4]. Полученное принципиальное экспериментальное подтверждение правильности выдвинутой в [4] идеи нового метода легирования не нашло широкого развития в те годы в связи с ограниченностью источников ЗЧ: существовавшие протонные источники не позволяли генерировать мощные потоки ЗЧ и варьировать их энергией.

Новая волна интереса к методу ТЛЗЧ возникла к концу семидесятых годов, когда в связи с развитием ускорительной техники стали доступны интенсивные потоки ЗЧ широкого диапазона энергий. Современные ускорители исполь-

зуют либо линейный, либо циклический способ ускорения [21, 22]. Линейные ускорители типа ускорителей Ван де Граафа и особенно циклические ускорители (главным образом циклотроны) используются в настоящее время для исследования ТЛЗЧ.

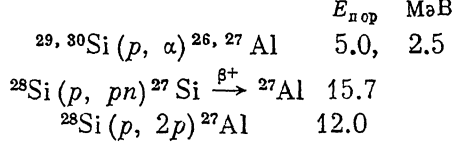
Основные эксперименты по ТЛЗЧ выполнены с пучками легких ядер протонов водорода и гелия — протонов, дейтронов, ядер гелия-3 и гелия-4. Выбор этих ядер обусловлен двумя факторами. Во-первых, пороги ядерных реакций, продуктами которых являются ядра требуемых для полупроводников легирующих примесей, составляют величины $\sim 5-15$ МэВ для легких ядер и более 30—40 МэВ для средних (по массе и заряду). Получение больших до 10^{18} см⁻² потоков легких ЗЧ, ускоренных до энергий ~ 10 МэВ, — задача значительно более простая, чем получение таких же потоков средних ЗЧ, ускоренных до энергий > 30 МэВ. Во-вторых, в отличие от средних и тяжелых ЗЧ воздействие на полупроводник легких ЗЧ с энергией до 10—20 МэВ приводит к образованию в полупроводнике в основном точечных или бинарных дефектов, которые сравнительно легко устраняются последующим отжигом [23, 24].

Перейдем теперь к рассмотрению процессов ТЛ на легких заряженных частицах в конкретных полупроводниковых материалах и соединениях.

К р е м н и й

Исторически первые эксперименты в этой области были выполнены в работах [3, 5]. Обе работы посвящены исследованию введения донорных примесей — фосфора и серы — в кремний путем облучения α -частицами и создания в p -Si ($\rho \sim 30$ Ом·см) p - n -перехода. Оценки показывают, что для создания донорных примесей в количестве 10^{15} ат/см³ необходима доза α -частиц $\sim 7 \times 10^{17}$ см⁻². Для получения мелких p - n -переходов (~ 7 мкм) использовались α -частицы с энергией 5.3 МэВ [3], а для глубоких переходов $\sim 200-300$ мкм — с энергией 27.2 МэВ [5]. При отсутствии принудительного охлаждения образцы во время облучения нагревались до температуры 900 °С, что, по мнению авторов [5], позволяло отжечь радиационные дефекты и вывести из кремния имплантированный гелий. В результате экспериментов удалось сформировать p - n -переход, причем отмечено, что с ростом дозы облучения увеличивается и глубина области, легированной до фиксированного уровня ($\sim 10^{15}$ см⁻³). Проведенный отжиг (950 °С, 2 ч) недостаточен для полного отжига комплекса гелий—вакансия, хотя основное количество гелия покинуло образец.

Экспериментальному исследованию ТЛ кремния акцепторной примесью — алюминием под действием ЗЧ посвящены работы [25, 26]. В работе [25] образцы n -кремния с концентрацией электронов $(2 \div 3) \cdot 10^{12}$ см⁻³ облучались протонами с энергией 25 МэВ дозой $2 \cdot 10^{16}$ см⁻², а затем отжигались при температуре 850 °С в течение 1.5 ч. Основными ядерными реакциями, приводящими к образованию алюминия, являются следующие:



На рис. 8 приведены температурные зависимости концентрации дырок и их подвижности, полученные из измерений температурных зависимостей удельного сопротивления и эффекта Холла. Как видно из рисунка, указанные условия ТЛ кремния приводят к образованию акцепторной примеси (алюминия) с эффективной концентрацией дырок $\sim 4 \cdot 10^{14}$ см⁻³.

В работе [26], посвященной исследованию в основном дефектообразования в кремнии, трансмутационно легированном алюминием после облучения про-

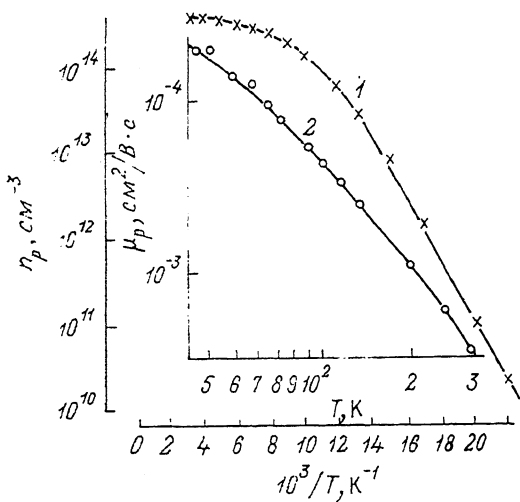


Рис. 8. Температурные зависимости концентрации дырок (1) и их подвижности (2) в кремнии, трансмутационно легированном алюминием [25].

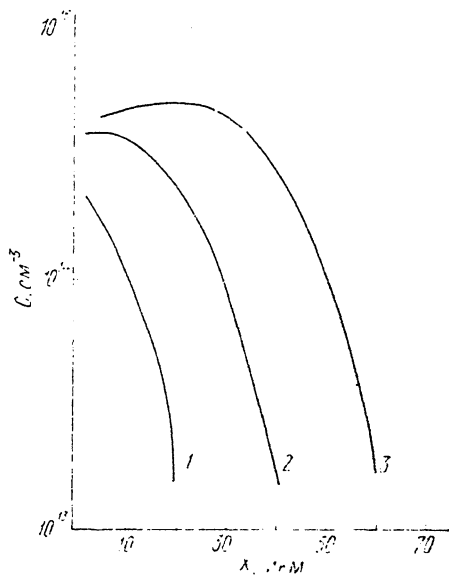


Рис. 9. Распределение фосфора ^{32}P в кремнии после облучения α -частицами с энергиями 12 (1), 16 (2) и 20 МэВ (3). Угол падения пучка к поверхности образца — 18° [27].

тонами с энергией 40–50 МэВ, указывается, что скорости введения областей разупорядочения и дивакансий при протонном и нейтронном облучении близки по величине, а скорости введения А-центров на 2–3 порядка выше при протонном облучении. Отжиг при температуре 1000 °С близок по характеристикам для кремния, облученного нейтронами и протонами с дозой на 2–3 порядка меньшими, чем нейтронами, что коррелирует со скоростью введения дефектов. В работе [26] показана перспективность использования импульсного отжига секундной длительности для устранения радиационных дефектов, внесенных облучением.

Заключая рассмотрение работ по кремнию, отметим недавнюю работу [27], в которой изучалось распределение донорных примесей (сера, фосфор), образованных в кремнии при облучении α -частицами с энергиями 12, 16 и 20 МэВ. Распределение радиоактивных примесей определялось методом снятия тонких слоев и измерения остаточной β -активности образца. На рис. 9 представлено распределение фосфора ^{32}P , образованного за счет ядерной реакции $^{28}\text{Si}(\alpha, p)^{32}\text{P} \xrightarrow{\beta^-} ^{32}\text{S}$, $E_{\text{пор}} = 2.8$ МэВ после облучения α -частицами с энергиями 12, 16 и 20 МэВ. Для регулирования толщины легированного слоя использовалось облучение при косом падении пучка (угол наклона пучка к поверхности образца 30, 18 и 6°). Как видно из рисунка, в результате облучения можно создавать легированные слои толщиной от единиц до сотен микрон. Отжиг, проведенный в [27] в широком диапазоне температур, показал, что при температурах выше 1100 °С и временах ~ 50 ч имеет место тепловая диффузия, причем коэффициент диффузии в ТЛ кремнии примерно в 4–5 раз превышает соответствующий коэффициент в необлученном полупроводнике.

Уже в ранних работах по ТЛ соединений $A^{III}B^V$ при облучении нейтронами [$^{28-32}$] указывалось на эффективность введения в них донорных примесей.

Интерес к локальному трансмутационному легированию в связи с развитием технологии силовых и гальваномангнитных приборов проявился уже в 80-х годах. В первой работе из этой серии, посвященной арсениду галлия [11], проведен анализ формирования примесного состава GaAs при его облучении протонами и α -частицами с энергией 15—20 МэВ. По результатам анализа сде-

Таблица 4

Экспериментальные значения коэффициентов трансмутации основных ядерных реакций

Частица	Ядерная реакция	Вводимая примесь	Порог, МэВ	$K_{тр} \cdot 10^6$	
α $^4\text{He}^{2+}$	$^{69}\text{Ga}(\alpha, n)^{72}\text{As}$	^{72}Ge	6.8	5	
	$^{71}\text{Ga}(\alpha, n)^{74}\text{As}$	$^{71}\text{Ge}, ^{71}\text{Se}$	5.2	4	
	$^{75}\text{As}(\alpha, 2p)^{77}\text{As}$	^{77}Se	11.8	4	
	$^{75}\text{As}(\alpha, 2n)^{77}\text{Br}$	^{77}Se	14.2	4	
	$^{31}\text{P}(\alpha, 2p)^{33}\text{P}$	^{33}S	11.6	3	
	$^{115}\text{In}(\alpha, n)^{118m}\text{Sb}$	^{118}Sn	7.5	0.7	
	$^{115}\text{In}(\alpha, pn)^{117m}\text{Sn}$	^{117}Sn	12.5	0.4	
	$^{121}\text{Sb}(\alpha, n)^{124}\text{I}$	^{124}Te	8.2	1	
	$^{121}\text{Sb}(\alpha, 2n)^{123}\text{I}$	^{123}Te	15.8	2	
	$^{123}\text{Sb}(\alpha, n)^{126}\text{I}$	$^{126}\text{Te}, ^{126}\text{Xe}$	7.2	1	
	$^{123}\text{Sb}(\alpha, 2n)^{125}\text{I}$	^{125}Te	14.5	1	
	τ $^3\text{He}^{2+}$	$^{69}\text{Ga}(\tau, 2p)^{70}\text{Ga}$	^{70}Ge	0.1	0.3
		$^{69}\text{Ga}(\tau, 2n)^{70}\text{As}$	^{70}Ge	6.5	1
		$^{71}\text{Ga}(\tau, 2p)^{72}\text{Ga}$	^{72}Ge	1.2	0.5
$^{71}\text{Ga}(\tau, 2n)^{72}\text{As}$		^{72}Ge	3.3	2	
$^{71}\text{Ga}(\tau, n)^{73}\text{As}$		^{73}Ge	-8.0	0.2	
$^{75}\text{As}(\tau, 2n)^{76}\text{Br}$		^{76}Se	3.8	3	
$^{75}\text{As}(\tau, n)^{77}\text{Br}$		^{77}Se	-7.4	0.1	
$^{75}\text{As}(\tau, 2p)^{74}\text{As}$		^{76}Se	0.4	0.4	
$^{31}\text{P}(\tau, 2p)^{32}\text{P}$		^{32}S	-0.2	0.3	
$^{115}\text{In}(\tau, p)^{117m}\text{Sn}$		^{117}Sn	-8.7	0.2	
$^{121}\text{Sb}(\tau, 2p)^{122}\text{Sb}$		$^{122}\text{Sn}, ^{122}\text{Te}$	0.9	0.3	
$^{123}\text{Sb}(\tau, n)^{125}\text{I}$		^{125}Te	-6.7	0.1	
$^{123}\text{Sb}(\tau, 2n)^{124}\text{I}$		^{124}Te	3.2	0.7	
$^{123}\text{Sb}(\tau, p)^{125m}\text{Te}$		^{125}Te	-7.7	0.1	
$^{123}\text{Sb}(\tau, 2p)^{125}\text{Sb}$		^{124}Te	1.3	0.2	

лан вывод об эффективности введения донорных и акцепторных примесей при облучении. Было показано, что наиболее эффективное ядерное легирование осуществляется донорными примесями (Ge, Se) при использовании облучения α -частицами. К аналогичному выводу о высокой эффективности облучения α -частицами при ТЛ InP донорными примесями (S, Sn) пришли авторы [$^{13}, ^{33}$].

В этих работах экспериментальная проверка эффективности образования примесных атомов в арсениде галлия и фосфиде индия под действием протонов и α -частиц проводилась на малогабаритном циклотроне типа МГЦ-20. Образцы облучали протонами с энергией 18 МэВ и α -частицами с энергией 20 МэВ дозой $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ при комнатной температуре. Концентрацию носителей заряда после облучения определяли вольт-фарадным методом на барьерах Шоттки, а количество примесей, образующихся из радиационных продуктов ядерных реакций, — путем измерения γ -активности образцов.

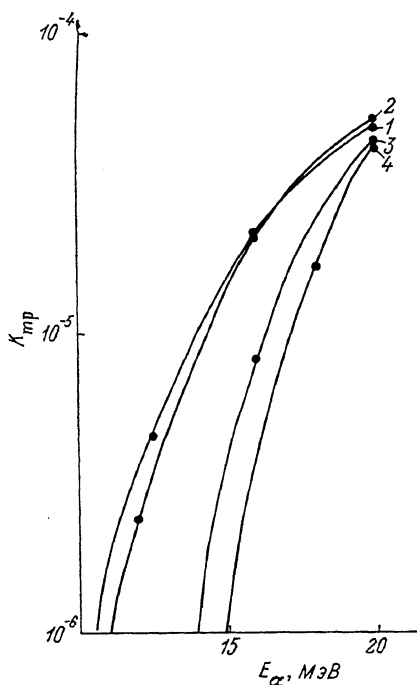


Рис. 10. Зависимость коэффициента трансмутации ($K_{тр}$) образования изотопов ^{74}As (1), ^{72}As (2), ^{73}As (3) и ^{77}Br (4) от энергии α -частиц [12].

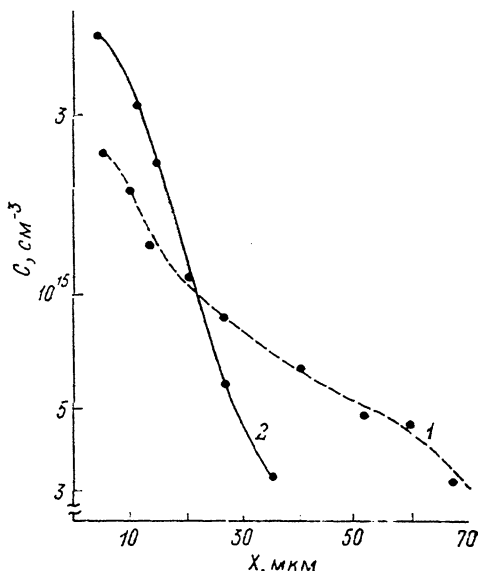


Рис. 11. Распределение донорной примеси (серы) в InP, образованной методом Т.1 в результате облучения α -частицами с энергией 20 МэВ.

Угол падения тучка на образец: 1 — 90° ; 2 — 30° [41].

В табл. 4 приведены экспериментальные значения коэффициентов трансмутации основных ядерных реакций, характеризующих легирование соединений $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$, а на рис. 10 представлена зависимость этих коэффициентов от энергии α -частиц. Как видно из рис. 10 и табл. 4, в большинстве случаев значения $K_{тр}$ лежат в диапазоне величины 10^{-4} — 10^{-6} см^{-1} . Можно считать, что близкие значения $K_{тр}$ будут давать и другие аналогичные ядерные реакции, приведенные в табл. 1, 2, 4, продуктами которых являются непосредственно стабильные ядра атомов примесей. В результате протонного облучения в арсенид галлия вводятся как донорные примеси (Se, Ge), так и акцепторная (цинк). Причем эффективность введения малы ($K_{тр} \sim 10^{-6}$); соответственно и разностная концентрация этих примесей, определяющая эффективное легирование донорными или акцепторными примесями, незначительна. Облучение GaAs α -частицами в отличие от протонного приводит к образованию примесей только донорного типа (Ge, Se), причем число таких ядерных реакций (при энергии α -частиц, равной 20 МэВ) около 15. По данным работ [13, 33] при облучении GaAs α -частицами с энергией 20 МэВ дозой $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ в полупроводник вводится $\sim 4 \cdot 10^{13}$ атомов донорной примеси, а суммарный $K_{тр}$ для введения донорных примесей в этих условиях составляет величину $2 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$. Так как реальная глубина полупроводника, на которой происходит образование примесных атомов при облучении GaAs α -частицами с энергией 20 МэВ, составляет $\sim 100 \text{ мкм}$, концентрации легирующих примесей при облучении дозами $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ составляют примерно $4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

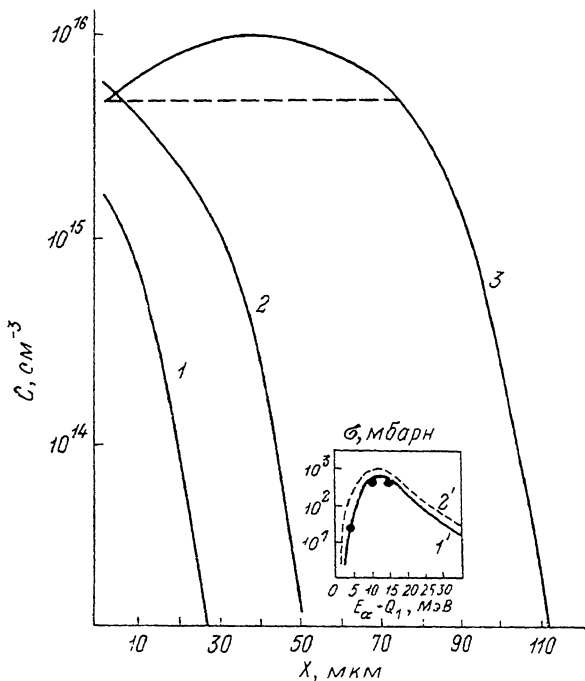


Рис. 12. Влияние энергии α -частиц на распределение изотопа $^{72}\text{As} \rightarrow ^{72}\text{Ge}$, образующегося в GaAs по реакции $^{69}\text{Ga} (\alpha, n) ^{72}\text{As}$ (порог реакции — 6.8 МэВ).
 $E, \text{ МэВ}: 1 - 12, 2 - 16, 3 - 20$ [41]. На вставке — зависимость сечения $(\alpha, n) - 1'$ и $(\alpha, 2n) - 2'$ реакций от энергии α -частиц [19].

Измерения концентрации носителей заряда в этих образцах после отжига при температуре 750 °С в течение 30 мин показали, что в приповерхностных слоях эта концентрация составляет $2.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, что хорошо согласуется с определенной по радиоактивности концентрацией введенной примеси. Разницу между концентрацией донорной примеси (Ge, Se) и концентрацией носителей заряда авторы [13] объясняют, во-первых, радиационно-стимулированной диффузией примесей, имеющей место при отжиге радиационных дефектов [34, 35], а во-вторых, неоднозначной локализацией атомов Ge в галлиевой подрешетке, о чем упоминалось ранее в работах по нейтронному легированию GaAs донорными примесями [36-38].

В работах по ТЛ фосфида индия [12, 13, 40] также делается вывод об эффективности применения α -облучения для легирования InP донорными примесями. Экспериментально полученные значения $K_{\text{тр}}$ составляют для $E_{\alpha} = 20 \text{ МэВ}$ $K_{\text{тр}} = 2 \cdot 10^{-4}$; для протонов с энергией 18 МэВ $K_{\text{тр}} < 10^{-5}$. При одинаковых дозах облучения ($2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$) в случае протонов концентрация носителей заряда составляла $8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, а в случае облучения α -частицами — $4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ [13]. С уменьшением энергии налетающей частицы уменьшается и величина $K_{\text{тр}}$.

На рис. 10 представлена экспериментально измеренная зависимость коэффициента трансмутации для образования изотопов ^{72}Ge , ^{74}Ge , ^{74}Se , ^{73}Ge , ^{77}Se в случае облучения GaAs α -частицами разных энергий [41]. Как видно из рисунка, при $E < B_k$ ($\approx 15 \text{ МэВ}$) ядерные реакции еще имеют место и их сечение стремится к нулю только при E_{α} , близком к порогу ядерной реакции.

Особый интерес при изучении ТЛ на ЗЧ представляют профили распределения созданной легирующей примеси, поскольку именно они определяют ло-

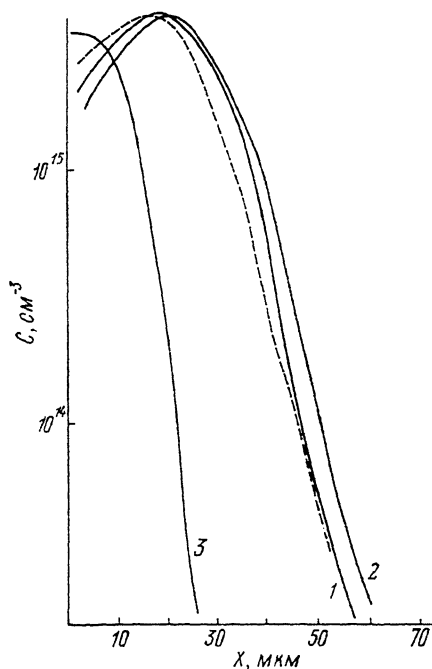


Рис. 13. Распределение донорной примеси ^{74}Se в арсениде галлия до (1) и после отжига при температуре 1160°C в течение 2 ч (2) и 20 ч (3, 4).

Условия отжига: 2, 3 — вакуум; 4 — с добавлением навески мышьяка 20 мг [41].

кальность данного метода легирования. В работах [41, 42] с помощью чувствительного метода радиоактивных индикаторов проведено изучение концентрационных профилей примесей, распадающихся в ядра донорных атомов. Исследовались профили селена, германия, олова, серы и др. в GaAs, InAs, GaP, InP. На рис. 11 и 12 приведены примеры для InP и GaAs. Из рисунка видно, что глубина слоя InP, легированного серой, после облучения α -частицами с энергией 20 МэВ (кривая 1) составляет ~ 70 мкм, что хорошо согласуется с соотношением между порогом соответствующей ядерной реакции (11.6 МэВ) и энергией α -частицы на этой глубине.

В этой работе впервые установлено, что энергия облучаемых частиц может влиять не только на глубину легированного слоя, но и на форму профиля легирования. На рис. 12 представлена зависимость влияния энергии α -частиц на распределение изотопа ^{72}As в арсениде галлия. Как видно из рисунка, при энергиях 12 и 16 МэВ распределение примеси описывается спадающей кривой, а при $E=20$ МэВ на кривой появляется максимум. Для объяснения характера кривых обратимся к рис. 3. Максимум сечений (α, n) и $(\alpha, 2n)$ реакций имеет место при энергиях α -частицы, больших порога ядерной реакции Q на 11 МэВ. Для изотопа ^{72}As ядерная реакция $^{69}\text{Ga}(\alpha, n)^{72}\text{As}$ имеет Q , равный 6.8 МэВ. Поэтому максимальное сечение реакции будет иметь место при $E=18$ МэВ. α -Частицы с начальной энергией 20 МэВ тормозятся до $E=18$ МэВ на глубинах ~ 30 мкм (рис. 7). Отсюда становится понятным и отсутствие максимумов при $E_0=16$ и 12 МэВ (рис. 12, кривые 1 и 2).

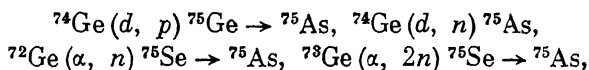
Существенным моментом данного метода радиационного легирования соединений $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ являются условия отжига радиационных дефектов и электрической активации примеси. В работах по нейтронному легированию соединений

$A^{118}V$ указывалось, что основная доля радиационных дефектов отжигается при температурах $\sim 700^\circ\text{C}$, а окончательное устранение дефектов наблюдается при $T \sim 1000\text{--}1100^\circ\text{C}$ [30, 32, 43]. В работах по ТЛЗЧ соединений $A^{118}V$, как правило, также использовались эти режимы отжига без тщательного исследования дефектности материала. Выше нами уже упоминались работы [11–13], где раздельно измерялись концентрации введенной примеси и концентрации электрически активной доли примеси после различных режимов отжига, что позволило авторам [12, 13] рекомендовать отработанные режимы для GaAs и InP.

Здесь имеет смысл отметить и работу [41], в которой исследуется высокотемпературный отжиг GaAs, трансмутационно легированного селеном и германием. Целью этих экспериментов являлось определение граничных условий высокотемпературного отжига, при которых минимально искажение профилей легирующей примеси из-за тепловой диффузии и исключено нарушение стехиометрии в результате испарения компонентов. Опыты выполнялись в откачанных ампулах с добавлением и без добавления навески мышьяка при температурах до 1160°C и временах до 17 ч. Пример полученных в [41] результатов представлен на рис. 13. Как видно из рисунка, при временах отжига до 2 ч и максимальных температурах (1160°C) искажения профиля примеси весьма незначительны. При больших временах отжига необходимо добавлять навеску мышьяка.

Д р у г и е м а т е р и а л ы

Для германия принципиальная возможность легирования с помощью α -частиц и дейтронов была описана еще в 50-х гг. К. Ларк-Горовицем [4]. В этих условиях в германий можно ввести примеси Ga, Se, As, Br. Однако преимущественно вводится мышьяк за счет реакций



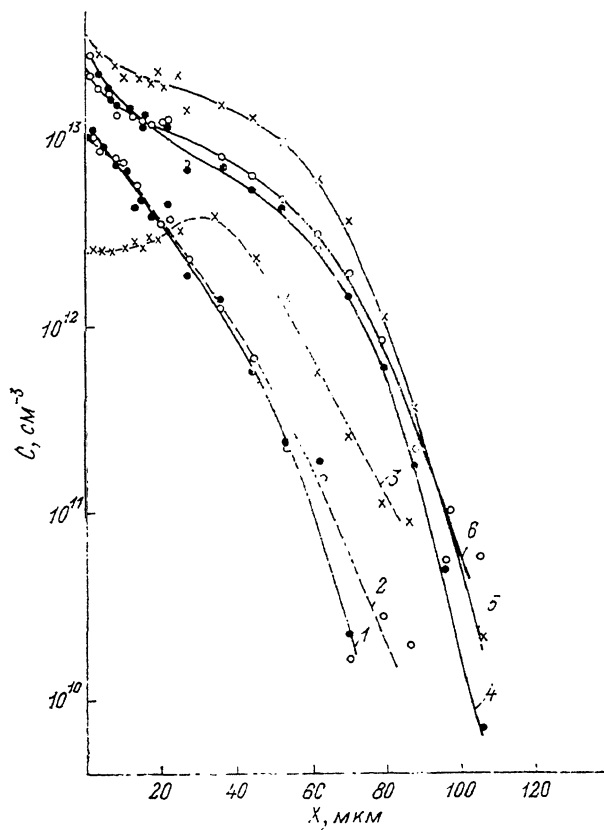
и поэтому такое облучение способствует созданию материала с электронной проводимостью. Существенным препятствием к применению ядерного легирования германия является длительная радиоактивность облученных образцов.

В работе [41] указывается на возможность применения метода ТЛЗЧ для легирования карбида кремния как акцепторными (алюминий), так и донорными (фосфор, сера) примесями. Формирование методом ТЛЗЧ легированного слоя глубиной в десятки микрон, осуществленное в [41], позволило резко снизить температуры процесса легирования с $2500\text{--}3000^\circ\text{C}$ (тепловая диффузия Al в SiC) до $1000\text{--}1200^\circ\text{C}$ (отжиг дефектов в методе ТЛЗЧ после введения алюминия).

В последнее время появляются сведения о возможности введения примесных атомов методом ТЛЗЧ и в другие перспективные материалы: ЦТС сегнетоэлектрические пленки PbZrTiO_3 , ВТСП материалы и др.

В работе [41] изучено введение примесных атомов в ВТСП керамику $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ после облучения α -частицами с энергией 20 МэВ. На рис. 14 представлено распределение изотопов ${}^{140}\text{La}$, ${}^{92m}\text{Nb}$, ${}^{141}\text{Ce}$, ${}^{67}\text{Ga}$, ${}^{66}\text{Ga}$, ${}^{67}\text{Cu}$ по глубине материала после облучения дозой 10^{16} см^{-2} . Как видно из рисунка, образование примесных атомов (лантан, цезий, цинк, и др.) происходит на глубинах $\sim 100\text{ мкм}$. При этом профили распределения примесей близки по форме, кроме кривой 3, отображающей распределение изотопа ${}^{92m}\text{Nb}$. Изотоп ${}^{92m}\text{Nb}$ является продуктом реакции ${}^{89}\text{Y}(\alpha, n) {}^{92m}\text{Nb}$ с малым значением энергетического порога $\sim 7\text{ МэВ}$, и поэтому (как мы подробно рассматривали ранее) характеризуется наличием максимума концентрации на профиле распределения примеси.

Рис. 14. Профили распределения изотопов ^{140}La , ^{141}Ce , $^{92\text{m}}\text{Nb}$, ^{67}Ga , ^{66}Ga , ^{67}Cu (1—6) после облучения ВТСП керамики α -частицами с энергией 20 МэВ [41].



Возможности использования метода ТЛЗЧ в технологии изготовления полупроводниковых приборов

Результаты проведенного анализа по применимости радиационных методов легирования в технологии полупроводниковых приборов представлены в табл. 5. Как известно из обзора [44], для создания СВЧ и оптоэлектронных приборов наиболее эффективны следующие методы радиационного легирования:

- радиационно-стимулированная диффузия;
- ионно-стимулированные процессы;
- легирование радиационными дефектами при облучении протонами с энергией до 100 кэВ.

Этот выбор обусловлен совпадением глубины радиационного воздействия в указанных методах легирования и толщины субмикронных рабочих слоев в приборах СВЧ и оптоэлектроники.

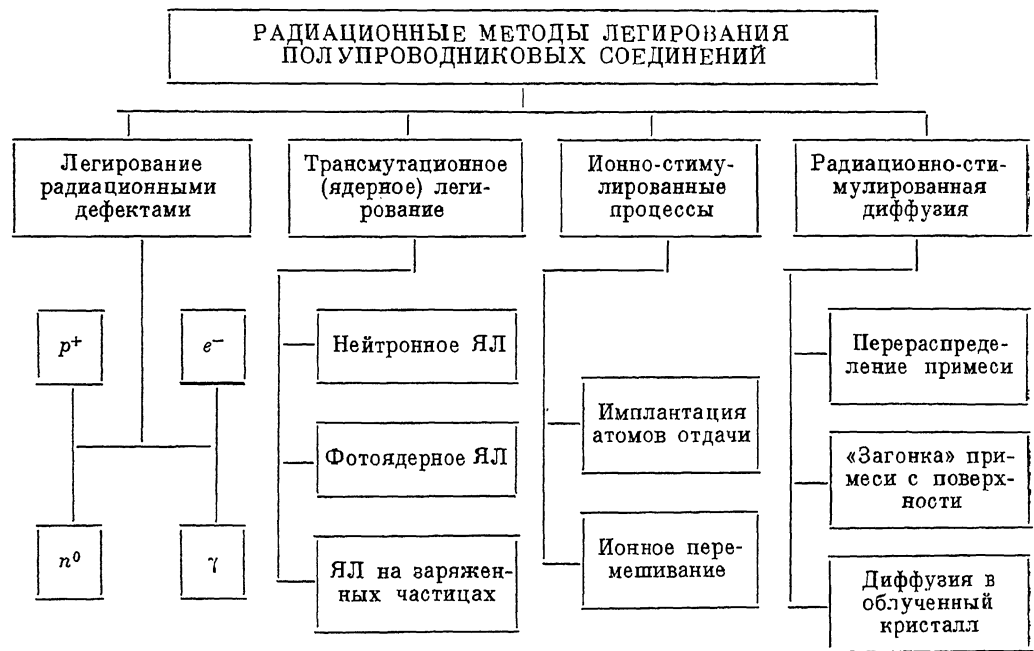
Анализ работ по ТЛЗЧ показывает его наибольшую эффективность при создании слабо легированных глубоких (до сотен микрон) рабочих слоев. Такие слои используются при изготовлении, например, силовых приборов. В работе [45] описано использование метода ТЛЗЧ для создания высоковольтного диода ($U_{\text{раб}} \sim 1$ кВ) на основе арсенида галлия. При создании такого прибора необходимо сформировать два слабо легированных слоя с уровнем легирования менее $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и толщиной до 150 мкм. Авторы [45] для этих целей использовали облучение α - или τ -частицами. Энергия и доза облучения при этом определялись конкретными требуемыми характеристиками диода. В этой же работе описывается режим легирования арсенида галлия с селеном и германием путем облучения GaAs α -частицами для создания n - n^+ -переходов гальваномангнитных приборов на глубине ~ 10 мкм и средней концентрацией носителей заряда в слое $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Для получения тонких легированных слоев авторы рекомендуют не уменьшать энергию бомбардирующих частиц, так как это уменьшит и коэффициент трансмутации, а пользоваться наклонными пучками.

Авторами [25] предлагается использовать метод ТЛЗЧ для создания глубоких p -каналов в кремнии путем его облучения протонами с энергиями 20—25 МэВ. В этом случае использование соответствующих экранов при облучении позволяет формировать строго вертикальные границы p -каналов в локальных областях пластины. При этом локальность по поверхности введения алюминия определяется двумя факторами: угловой расходимостью падающего пучка про-

тонов и диффузией алюминия под маску при отжиге радиационных дефектов. Поскольку расходимость пучка не превышает нескольких градусов, а устранение РД возможно проводить импульсным отжигом, метод ТЛЗЧ можно рекомендовать для формирования глубоких каналов в локальных областях полупроводника.

Заключение. Проведенный анализ экспериментальных и теоретических работ по трансмутационному легированию полупроводниковых материалов под действием заряженных частиц позволил сделать следующие выводы.

Т а б л и ц а 5



Основной особенностью метода ТЛЗЧ по сравнению с другими методами ТЛ является его локальность. Глубина легированного слоя определяется энергией заряженных частиц, их тормозными потерями в полупроводнике и величиной порога ядерной реакции. Метод ТЛЗЧ в отличие от методов нейтронного и фотоядерного трансмутационного легирования позволяет вводить в полупроводник широкий спектр примесей различного типа проводимости.

Концентрации вводимых примесей при ТЛЗЧ определяются, как правило, значениями сечений основных рабочих ядерных реакций. При этом коэффициенты трансмутации составляют величины $10^{-3} - 10^{-4} \text{ см}^{-1}$. Эксперименты показали, что метод ТЛЗЧ применим в основном для формирования слабо легированных областей полупроводника. Форма профиля распределения примеси определяется формой энергетической зависимости сечения рабочей ядерной реакции. При этом, регулируя условия облучения, можно формировать профили различной конфигурации. Общая глубина легированного слоя может составлять от единиц до сотен микрон.

Анализируемые работы дают достаточно полную информацию об условиях отжига, необходимых для электрической активации созданной примеси. Указывается, в частности, на перспективность использования импульсного отжига при формировании строго локальных областей в полупроводниковом кристалле. Однако экспериментальные работы, посвященные изучению радиационных де-

фектов, например, микроскопическими или электрофизическими методами, до настоящего времени отсутствуют.

Общие закономерности применения метода ТЛЗЧ не ограничиваются сферой полупроводниковой электроники и могут быть использованы в родственных областях (сегнетоэлектрические материалы, ВТСП материалы и др.).

Авторы признательны Р. Ш. Мальковичу и В. А. Дидику за полезные дискуссии по проблемам ТЛЗЧ, В. К. Ярмаркину за конструктивное обсуждение материалов обзора.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Легирование полупроводников методом ядерных реакций / Под ред. Л. С. Смирнова. Новосибирск, 1981. 182 с.
- [2] Neutron Transmutation Doping in Semiconductors / Ed. by J. M. Meese. N. Y., 1979. 214 p.
- [3] Trey F., Oberhauser F. // Naturwissenschaften. 1957. V. 44. N 8. P. 256—257.
- [4] Ларк-Горовиц К. // Полупроводниковые материалы / Под ред. В. М. Тучкевича. М., 1954. С. 62—94.
- [5] Долголенко А. П., Шаховцев В. И. // Радиационная физика неметаллических кристаллов. Минск, 1970. С. 191—194.
- [6] Marples C., Goth G. W., Cerny J. // Nuclear Data. 1967. V. A2. P. 3—248.
- [7] Захаренков Л. Ф., Козловский В. В., Шустров В. А. // Электрон. пром. 1989. № 9. С. 9—12.
- [8] Вопросы радиационной технологии полупроводников / Под ред. Л. С. Смирнова. Новосибирск, 1980. 296 с.
- [9] Мушников В. Н., Хижняк Н. А., Шияев Б. А., Неклюдов И. М. и др. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика радиац. повреждений и радиац. материаловедение. 1988. № 5 (47). С. 11—14.
- [10] Muncel H., Lange J. // Uses of Cyclotrons in Chemistry. Metallurgy and Biology. London, 1969. P. 373—380.
- [11] Афонин О. Ф., Викторов Б. В., Забродин Б. В., Козловский В. В. и др. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 1. С. 56—61.
- [12] Zakharenkov L. F., Kozlovskii V. V., Shustrov V. A. // Phys. St. Sol. (a). 1990. V. 117. N 1. P. 85—90.
- [13] Забродин Б. В., Захаренков Л. Ф., Козловский В. В., Шустров В. А. // Атомная энергия. 1990. Т. 68. В. 6. С. 432—434.
- [14] Козловский В. В., Абросимова В. Н. // Препринт Института проблем технологии электроники и особых материалов и Института физики полупроводников СО АН СССР. Черногловка, 1991.
- [15] Заблоцкий В. В., Иванов Н. А., Космач В. Ф. и др. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 4. С. 625—628.
- [16] Дмитриев П. П. // Выход радионуклидов в реакциях с протонами, дейтронами, альфа-частицами и гелием-3. 1986. 272 с.
- [17] Zatolokin V. V., Konstantinov I. O., Krasnov N. N. // Inter. J. Appl. Rad. a. Isotopes. 1976. V. 27. P. 159—161.
- [18] Дмитриев П. П., Дмитриева Э. П., Краснов Н. Н. и др. // Атомная энергия. 1974. Т. 37. В. 6. С. 496—497.
- [19] Дмитриев П. П., Панарин М. В., Молин Г. А. и др. // Атомная энергия. 1975. Т. 39. В. 2. С. 135—137.
- [20] Немец О. Ф., Гофман Ю. В. Справочник по ядерной физике. Киев, 1975. 415 с.
- [21] Комар Е. Г. Основы ускорительной техники. М., 1975. 368 с.
- [22] Действие проникающей радиации на изделия электронной техники / Под ред. Е. А. Лядыгина. М., 1980. 22 с.
- [23] Van Lint V. A., Gigas G., Barengoltz J. // IEEE. Trans. on Nucl. Science. 1975. V. NS-22. N 6. P. 2663—2668.
- [24] Lang D. V. // Rad. Eff. Semicond. Conf. Ser. N 31. Bristol—London, 1977. P. 70—94.
- [25] Гайдар Г. П., Дмитренко Н. Н., Дубар Л. В. и др. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 5. С. 960—962.
- [26] Варнина В. И., Гроза А. А., Куд В. И., Литовченко П. Г. и др. // Матер. VI Всес. конф. по физ.-хим. основам легирования полупров. материалов. М., 1988. С. 168.
- [27] Горнушкина Е. Д., Дидик В. А., Козловский В. В., Малкович Р. Ш. // ФТП. 1991. Т. 25. В. 11. С. 2044—2046.
- [28] Мирианашвили Ш. М., Нанобашвили Д. И., Размадзе Э. Г. // ФТТ. 1965. Т. 7. В. 12. С. 3566—3570.
- [29] Водопьянов Л. К., Курдиани Н. И. // ФТТ. 1966. Т. 8. В. 1. С. 72—76.
- [30] Мирианашвили Ш. М., Нанобашвили Д. И. // ФТП. 1970. Т. 4. В. 10. С. 1879—1883.

- [31] Вавилов В. С., Водопьянов Л. К., Курдиани Н. И. // Радиационная физика неметаллических кристаллов. Киев, 1976. С. 206—212.
- [32] Prussin S., Cleland J. W. // J. Electrochem. Soc. 1978. V. 125. N 2. P. 350—352.
- [33] Забродин Б. В., Козловский В. В., Фабрициев С. А., Шустров Б. А. // Тр. Межд. конф. по радиационному материаловедению. Алушта, Т. 6. С. 50—53.
- [34] Kozlovskii V. V., Lomasov V. N., Vlasenko L. S. // Rad. Eff. 1988. V. 105. N 1-2. P. 37—45.
- [35] Козловский В. В., Ломасов В. Н., Гурьянов Г. М., Коварский А. П. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 12. С. 2387—2390.
- [36] Garrido J., Castano J. L., Poguerras J., Aicober V. // J. Appl. Phys. 1985. V. 57. N 6. P. 2186—2190.
- [37] Колин Н. Г., Кольченко Т. И., Ломако В. М. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 2. С. 327—330.
- [38] Колин Н. Г., Куликова Л. В., Освенский Б. В. и др. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 12. С. 2187—2192.
- [39] Быковский В. А., Гирий В. А., Коршунов Ф. П., Утенко В. И. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 1. С. 79—84.
- [40] Lee V., Pan N., Stillman G. E., Hess K. L. // J. Appl. Phys. 1987. V. 62. N 3. P. 1129—1132.
- [41] Дидик В. А., Козловский В. В., Малкович Р. Ш. и др. // Рр. Межд. конф. по радиац. материаловедению. Алушта, 1990.
- [42] Дидик В. А., Козловский В. В., Малкович Р. Ш. и др. // Письма ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 12. С. 19—21.
- [43] Колин Н. Г., Куликова Л. В., Освенский В. Б. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 6. С. 1025—1030.
- [44] Козловский В. В., Ломасов В. Н. // Обзоры по электронной технике. Сер. 7. ТОПО. 1985. 56 с.
- [45] Козловский В. В., Шустров Б. А. // Электрон. техн. Сер. 7. ТОПО. 1991. В. 6. С. 7—9.

Государственный технический университет
Санкт-Петербург

Получен 12.05.1991
Принят к печати 17.05.1991

Научно-исследовательский институт «Гириконд»
Санкт-Петербург
