

КОНЦЕНТРАЦИЯ И ПОДВИЖНОСТЬ ЭЛЕКТРОНОВ В InP И $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$, ЛЕГИРОВАННЫХ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ

Гореленок А. Т., Груздов В. Г., Кумар Ракеш, Мамутин В. В.,
Полянская Т. А., Савельев И. Г., Шмарцев Ю. В.

Исследовано влияние условий получения эпитаксиальных слоев InP и InGaAs на концентрацию и подвижность носителей заряда. Из анализа температурной зависимости холловской подвижности определялись параметр, характеризующий степень микронеоднородности пленок $N_s Q$ (Q — сечение рассеяния электронов этими неоднородностями, N_s — их концентрация), и степень компенсации $K = N_A / N_D$. Величина подвижности в эпитаксиальных слоях, полученных путем длительного отжига раствора-расплава в атмосфере водорода, ограничивается рассеянием на упомянутых неоднородностях кристалла, а добавление в раствор-расплава редкоземельных элементов (РЗЭ) снижает $N_s Q$ даже в сильно компенсированных образцах ($K \approx 1$) и приводит к увеличению подвижности.

Установлено, что уменьшение концентрации носителей в эпитаксиальных слоях, наблюдающееся при легировании раствора-расплава РЗЭ, происходит за счет снижения фоновой концентрации доноров VI группы. Предполагается, что в жидкой фазе образуются тугоплавкие химические соединения РЗЭ с элементами VI группы, что препятствует их вхождению в твердую фазу.

Показано, что совместное легирование раствора-расплава РЗЭ и акцепторными примесями позволяет увеличить концентрацию дырок в твердых растворах $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_{1-y}\text{P}_y$.

Чистые слои фосфида индия и изопериодические с ним твердые растворы $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ являются перспективными материалами для различных приборных применений, в частности для создания фотодиодов на диапазон длин волн $1.0 \div 1.6$ мкм и быстродействующих полевых транзисторов на основе гетероструктур с двумерным электронным газом.

Наиболее чистые слои InP и $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ были получены при использовании длительного отжига раствора-расплава [1], а также при добавлении кислорода в водородную атмосферу [2, 3]. В последнее время появились работы [4-6], в которых сообщалось, что при легировании раствора-расплава редкоземельными элементами (РЗЭ) удается получить чистые слои InP и $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ с концентрацией электронов $n \approx 10^{13}$ см⁻³ и подвижностью при 77 К $9 \cdot 10^4$ и $1 \cdot 10^5$ см²/В·с соответственно. Однако процессы, протекающие при добавлении РЗЭ в раствор-расплавы и приводящие к наблюдаемой «очистке», остаются невыясненными.

Так, авторы работы [7], обсуждая инверсию знака проводимости, происходящую в InGaAs при достаточно большой концентрации РЗЭ в жидкой фазе, полагают, что этот эффект можно объяснить на основе модели, предложенной для объяснения явления переноса в узкозонных полупроводниках типа Bi_2S_3 — Bi_2Te_3 , $\text{PbS}_{1-x}\text{Te}_x$, $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{S}$ [8]. По этой модели при замене узельных атомов в кристаллической решетке изовалентными атомами происходит деформация решетки, приводящая к существенной перестройке зонной структуры, сопровождающейся сменой знака носителей заряда. Применение такой модели для объяснения механизма воздействия РЗЭ на свойства InGaAs представляется необоснованным по следующим соображениям. Инверсия типа проводимости под действием локальной деформации в твердых растворах соединений $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$ и $\text{A}_2\text{B}_3^{\text{VI}}$ обусловлена, в первую очередь, своеобразием их зонной структуры

(малая ширина запрещенной зоны, смещение абсолютных экстремумов зон из центра зоны Бриллюэна, в некоторых случаях инверсная структура зон), не присущим исследуемым соединениям $A^{III}B^V$. Это соображение экспериментально подтверждается отсутствием перестройки спектра низкотемпературной краевой люминесценции в $InP \langle P3\bar{A} \rangle$, которое могло бы быть приписано изменению зонной структуры при легировании [4]. Кроме того, изменение зонной структуры по модели [8] происходит при образовании твердых растворов. В применении к $InGaAs \langle P3\bar{A} \rangle$ это означало бы, что $P3\bar{A}$ замещают основные атомы решетки в таком количестве, которое соответствует образованию твердого раствора, например типа $In_{1-x-y}Ga_x(P3\bar{A})_yAs$ [здесь мы полагаем, что узельное замещение типа $P3\bar{A} \rightarrow In$ более вероятно, чем $P3\bar{A} \rightarrow Ga$, в соответствии с радиусами трехвалентных ионов $(P3\bar{A})^{3+}$, In^{3+} , Ga^{3+}]. Образование таких растворов вряд ли возможно из-за низкого содержания $P3\bar{A}$ в жидкой фазе (меньше или порядка 0.1 ат%) и малого коэффициента сегрегации $P3\bar{A}$ (~ 0.05).

Обсуждаемый вопрос осложняется тем, что при тех концентрациях $P3\bar{A}$ в растворе-расплаве, которые используются для очистки этих материалов, исследования электронного парамагнитного резонанса, внутрицентральной люминесценции и рентгеновской дифракции, не обнаружено присутствия $P3\bar{A}$ в эпитаксиальных слоях. В то же время некоторые косвенные методы могут прояснить процессы, протекающие при легировании $P3\bar{A}$ эпитаксиальных слоев $A^{III}B^V$. Одним из таких методов является исследование механизмов рассеяния носителей заряда. Именно этот путь был выбран нами для исследования механизмов очистки эпитаксиальных слоев InP и $InGaAs$ при легировании $P3\bar{A}$.

1. *Методика эксперимента.* Исследованные пленки выращивались жидкофазной эпитаксией при $650^\circ C$ на полужолирующих подложках $InP \langle Fe \rangle$. Детали технологии описаны в работах [5, 9].

Гальваномагнитные измерения проводились на образцах в форме двойного креста по стандартной методике на постоянном токе. Установка позволяла стабилизировать температуру в диапазоне $77 \div 300$ К с точностью ± 0.1 К. Параметры исследованных образцов: количество $P3\bar{A}$ в растворе-расплаве, время отжига раствора-расплава, а также удельное сопротивление, концентрация и холловская подвижность электронов при 300 и 77 К приведены в табл. 1, 2.

2. *Анализ температурных зависимостей подвижности.* В соединениях $A^{III}B^V$ в исследуемом диапазоне температур (от 77 до 300 К) основными механизмами рассеяния на колебаниях решетки являются рассеяние на полярных оптических фононах и в меньшей степени рассеяние на акустических фононах. «Решеточная» подвижность μ_L , определяемая этими механизмами, рассчитывалась на основе моделей [10, 11] с использованием параметров исследуемых материалов, приведенных в работе [12], без каких-либо подгоночных параметров.

Наиболее изученным механизмом рассеяния на статических дефектах является рассеяние на ионизованных примесях. При расчете подвижности μ_I , определяемой этим механизмом, использовалась теория Брукса и Херинга [13]. Как известно, в невырожденном случае подвижность $\mu_I \sim T^{3/2}$ и ее величина определяется концентрациями носителей заряда n , доноров N_D и акцепторов N_A . В исследованном диапазоне температур не наблюдалось зависимости концентрации электронов от температуры, что означает полную ионизацию мелких доноров, т. е. выполнение равенства $n \simeq N_D - N_A$. Таким образом, для определения μ_I оставался неизвестным один параметр — N_A (или степень компенсации $K = N_A/N_D$).

Дефектами, приводящими к рассеянию импульса носителей заряда, могут являться также различные неоднородности кристалла с размерами, меньшими длины свободного пробега. Для феноменологического описания рассеяния на таких неоднородностях Вайсберг [14] ввел понятие рассеяния на областях пространственного заряда (ОПЗ). Рассматривая их как сферические непроницаемые области с эффективным сечением Q , не зависящим от энергии электрона, он получил следующее выражение для подвижности:

$$\mu_S \text{ (см}^2\text{/В} \cdot \text{с)} = \frac{3.2 \cdot 10^9 T^{-1/2} (K^{-1/2})}{(m^*/m_0)^{1/2} (N_S Q) \text{ (см}^{-1}\text{)}}, \quad (1)$$

Параметры исследованных образцов

№ образца	РЗЭ, ат%	$t_{\text{отж.}}$, ч	300 К			77 К		
			ρ , Ом · см	η_1 , см ⁻³	μ , см ² /В · с	ρ , Ом · см	η_1 , см ⁻³	μ , см ² /В · с
V611	}	3	4.85 · 10 ⁻³	1.4 · 10 ¹⁷	9540	4.85 · 10 ⁻³	1.3 · 10 ¹⁷	12 300
V613		5	9.13 · 10 ⁻³	8.3 · 10 ¹⁶	8200	6.87 · 10 ⁻³	8.1 · 10 ¹⁶	11 400
V581		18	1 · 10 ³	—	4180	1 · 10 ⁵	—	—
V539	}	38	0.121	4.3 · 10 ¹⁶	4180	8.39 · 10 ⁻²	4.1 · 10 ¹⁶	7720
V559		52	0.171	4.9 · 10 ¹⁶	7320	7.24 · 10 ⁻²	4.2 · 10 ¹⁵	20 900
V563		70	0.166	0.166	41 800	7.33 · 10 ⁻²	3.0 · 10 ¹⁵	28 500
V851-1	}	3	0.165	2.9 · 10 ¹⁵	12 900	5.77 · 10 ⁻²	2.8 · 10 ¹⁵	38 800
V851-2		4	0.135	2.7 · 10 ¹⁵	16 800	4.7 · 10 ⁻²	2.6 · 10 ¹⁵	51 200
V440	0.0035 Yb	18	3.91	1.7 · 10 ¹⁴	9570	1.05	1.6 · 10 ¹⁴	36 600
A120	}	22	7.30	9.0 · 10 ¹³	9520	1.90	7.8 · 10 ¹³	42 500
A122		25	5.65	1.7 · 10 ¹⁴	8750	1.55	1.1 · 10 ¹⁴	35 700
V526	0.005 Y	17	3.55 · 10 ⁻²	1.5 · 10 ¹⁶	12 300	2.65 · 10 ⁻²	1.3 · 10 ¹⁶	21 500

Т а б л и ц а 2

Параметры исследованных образцов

Состав твердого раствора $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_{1-y}\text{P}_y$	№ образца	легирование		$T = 300 \text{ К}$	
		акцептор, ат%	РЗЭ, ат% Yb	$\rho \cdot 10^{-19}$, см ⁻³	μ , см ² /В · с
$x=0.23, y=0.52$	22	}	0	3.5	185
	30		0.01	4.1	230
$x=0.47, y=0$	24	}	0	1.8	140
	23		0.01	6.5	150
$x=0.46, y=0.08$	37	}	0	2.0	100
	38		0.01	4.5	110
	12	}	0	4.1 · 10 ⁻²	76
	15		0.08	3.1 · 10 ⁻¹	47

где N_S — концентрация ОПЗ. Госсик [15] показал, что при малой концентрации электронов $Q \sim T^{1/3}$ и $\mu_S \sim T^{-3/6}$. Проведенные позднее уточнения модели Вайсберга на основе рассмотрения конкретных дефектов (ОПЗ вокруг сферической p -области [16], прямоугольная потенциальная яма [17], глубокий примесный уровень [18, 19], дислокация [20]) не привели к качественному изменению выражения (1), а только конкретизировали понятие эффективного сечения рассеяния.

Кроме того, рассеяние на так называемом сплавном потенциале, связанном со статистическими флуктуациями состава твердого раствора, также приводит к зависимости $\mu \sim T^{-1/2}$. Учет сплавного рассеяния по известной формуле [21] показал, что для наших образцов вклад этого механизма незначителен.

Таким образом, все механизмы, связанные с наличием потенциального рельефа в зоне проводимости, приводят к примерно одинаковой температурной зависимости подвижности $\mu \sim T^{-\gamma}$, где $\gamma = 1/2 \div 5/6$. В дальнейшем мы будем называть такое рассеяние рассеянием на неоднородностях кристалла. В качестве параметра неоднородностей, характеризующего рассеяние такого типа, будем использовать параметр Вайсберга — произведение концентрации неоднородностей N_S на их сечение рассеяния Q .

Расчет суммарной подвижности осуществлялся по обычной процедуре $\mu_{\Sigma}^{-1}(T) = \sum_i \mu_i^{-1}(T)$, где i соответствует различным механизмам рассеяния, а $\mu_i(T) \equiv \langle \mu_i(\epsilon) \rangle$. Скобки $\langle \rangle$ обозначают усреднение по энергетическому распределению

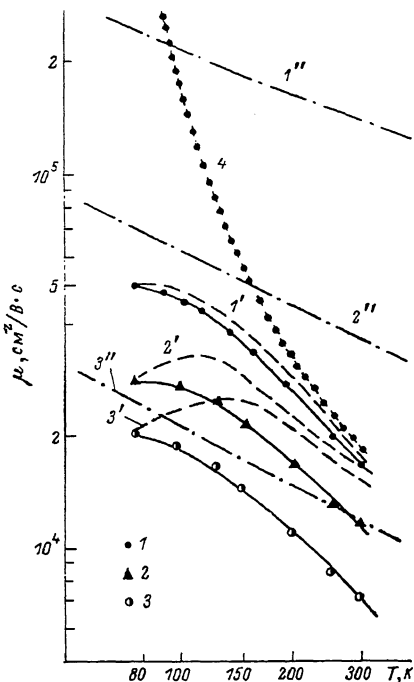


Рис. 1. Экспериментальные зависимости подвижности электронов от температуры в слоях $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ для образцов V851-2 (1), V563 (2), V559 (3).

1'—3' — расчет на основе выражения (2); сплошные линии — расчет с учетом рассеяния на неоднородностях, вклад которого показан зависимостями 1''—3''; 4 — расчетная подвижность при рассеянии только на фононах μ_L .

электронов. Положение уровня Ферми определялось по концентрации свободных носителей. Интегралы Ферми в выражении для $\langle \mu_i(\epsilon) \rangle$ [22] рассчитывались по методу Симпсона с погрешностью $\leq 3\%$. При $(\epsilon_F/kT) < -2$ численные коэффициенты в выражениях для $\mu_i(T)$ совпадали с приведенными в работе [23]. Холл-фактор r_H принимался равным единице, что хорошо соответствует ранее экспериментально определенной величине $r_H \approx 0.98 \div 1.1$ [24, 25].

На рис. 1 приведены типичные экспериментальные зависимости подвижности от температуры для образцов $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ с концентрацией электронов $n = N_D - N_A = (3 \div 4) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Варьируя величину N_A , можно добиться согласия с экспериментом при 77 К, если учесть только те механизмы рассеяния, которые характерны для однородного кристалла с точечными дефектами, т. е.

$$\mu_{\Sigma}^{-1} = \mu_L^{-1} + \mu_T^{-1}. \quad (2)$$

Расчитанные таким образом зависимости $\mu_{\Sigma}(T)$ показаны штриховыми линиями на рис. 1. Однако, как видно из рисунка, такой расчет не позволяет описать температурную зависимость и величину подвижности при 300 К. Если же учесть рассеяние на неоднородностях кристалла [вклад этого рассеяния (1) для каждого из образцов показан стрихпунктирными линиями], то, варьируя одновременно величины N_A и $N_S Q$ в качестве независимых подгоночных параметров, удастся полностью описать температурные зависимости подвижности (сплошные линии).

Таким образом, анализ температурных зависимостей подвижности и коэффициента Холла позволяет определить концентрацию доноров, акцепторов и параметр $N_S Q$, характеризующий степень неоднородности кристалла.

Далее мы рассмотрим результаты такого анализа для ряда образцов, полученных при отжиге раствора-расплава без добавления и с добавлением в раствор-расплавы РЗЭ.

3. *Отжиг раствора-расплава.* На рис. 2 приведена зависимость концентрации фоновых доноров N_D и акцепторов N_A в слоях InGaAs, не легированных РЗЭ, от времени отжига раствора-расплава в атмосфере водорода (режим отжига описан в работе [9]). Видно, что концентрация доноров в слоях (верхняя кривая) экспоненциально падает с повышением времени отжига. Концентрация же

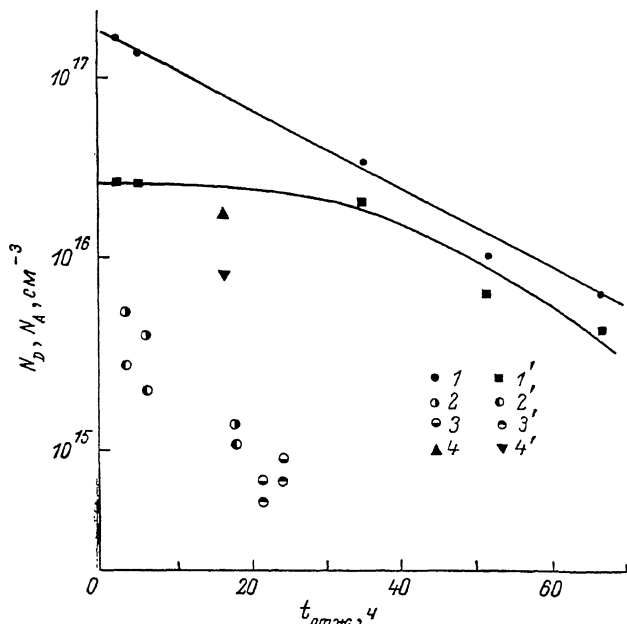


Рис. 2. Концентрация доноров N_D (1—4) и акцепторов N_A (1'—4') в слоях $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ в зависимости от времени отжига раствора-расплава.

1, 1' — нелегированные слои; слои, выращенные с добавлением в раствор-расплавы: 2, 2' — Yb, 3, 3' — Gd, 4, 4' — Y.

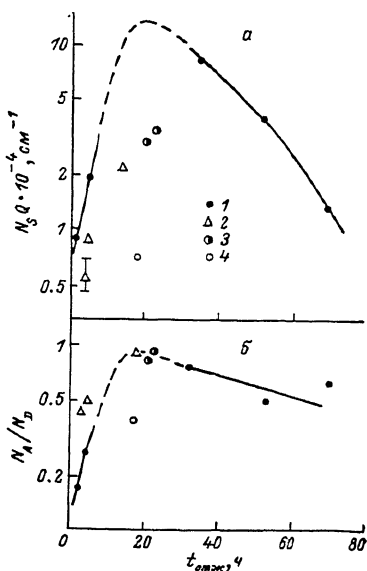


Рис. 3. Зависимость от времени отжига раствора-расплава параметра $N_S Q$, характеризующего неоднородность образца (а), и степени компенсации слоев InGaAs (б).

1 — нелегированные слои; слои, выращенные с добавлением в раствор-расплавы: 2 — Yb, 3 — Gd, 4 — Y.

акцепторов (нижняя кривая) начинает снижаться только при $t_{отж} > 30$ ч. В результате при максимальном времени отжига 70 ч концентрация доноров снижается почти на 2 порядка, а концентрация акцепторов примерно на порядок.

Из табл. 1 видно, что, несмотря на снижение концентрации ионизованной примеси $N_D + N_A$ при повышении времени отжига, подвижность носителей как при 77, так и при 300 К падает и начинает возрастать только при $t_{отж} > 40$ ч. Как видно из рис. 3, а, причиной такого поведения подвижности является изменение степени неоднородности образцов с изменением времени отжига, а рис. 3, б свидетельствует о том, что степень неоднородности в исследованных слоях твердого раствора $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ связана со степенью компенсации. Это совпадает с результатами, полученными ранее [26] на образцах GaAs. Зависимость параметра неоднородности от степени компенсации нелегированных слоев InGaAs показана на рис. 4 (кривая 1). Видно, что неоднородность образцов монотонно возрастает с увеличением степени компенсации, причем скорость этого возрастания увеличивается при приближении степени компенсации к единице. Из рис. 3 видно, что при $t_{отж} \sim 20$ ч степень компенсации стремится к единице, и в этой же области (которая обозначена штриховыми линиями

на рис. 3, 4) наблюдается максимум степени неоднородности исследованных образцов. Это позволяет объяснить тот факт, что образцы, относящиеся к этой области, имели очень высокое сопротивление и не поддавались гальваномангнитным измерениям (один из них — образец V581, табл. 1). По всей видимости, при этом времени отжига создавались условия, при которых микронеоднородности сливались и образцы становились макронеоднородными, возможно (если учесть, что $N_A/N_D \rightarrow 1$), с образованием внутренних p - n -переходов, включенных навстречу друг другу.

4. *Легирование РЗЭ.* На рис. 2 наполовину зачерненными точками показаны величины концентрации доноров и акцепторов в образцах $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, при выращивании которых в растворе-расплаве добавлялись различные РЗЭ. Параметры этих образцов приведены в нижней части табл. 1. Видно, что добавление различных РЗЭ в раствор-расплавы хотя и в различной степени, но всегда

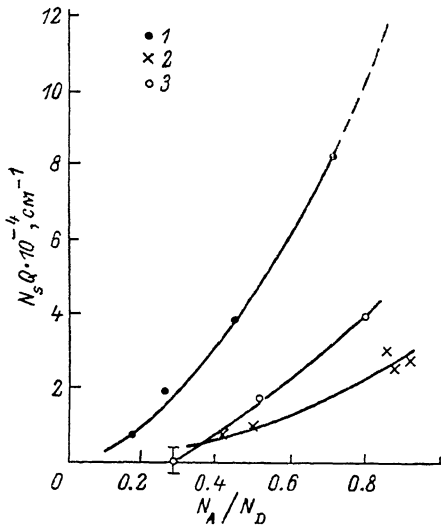


Рис. 4. Зависимость параметра неоднородности $N_S Q$ от степени компенсации в нелегированных слоях InGaAs (1), в слоях InGaAs , легированных разными РЗЭ (2), и в слоях InP , легированных различным количеством Gd (3).

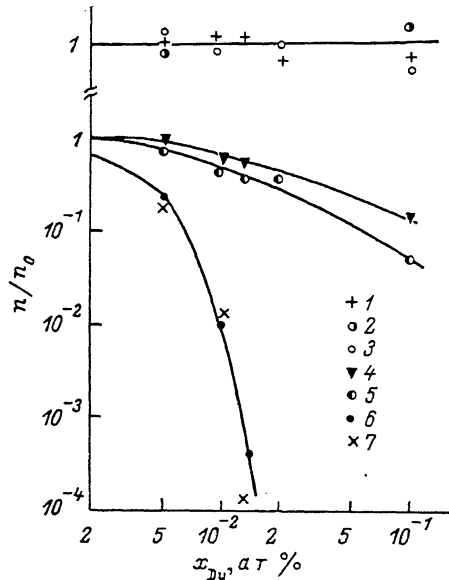


Рис. 5. Зависимость нормированной концентрации электронов в слоях фосфида индия, легированного донорами IV и VI групп, от содержания диспрозия в растворе-расплаве.

Легатура: 1 — Ge, 2 — Si, 3 — Sn, 4 — Te, 5 — Se, 6 — S; 7 — легатуры нет.

приводит к существенному снижению концентрации как доноров, так и акцепторов по сравнению с концентрацией образцов, выращенных при том же времени отжига раствора-расплава, но не легированных РЗЭ. При этом концентрация фоновой примеси в образцах, полученных практически без отжига ($t_{отж} \sim \sim 4$ ч), но легированных Yb, оказывается порядка той, что достигается в специально не легированных образцах при предельном времени отжига ~ 70 ч. Производя же отжиг раствора-расплава, легированного РЗЭ, в течение 20 ч, удается еще в несколько раз снизить концентрацию фоновых примесей в выращиваемых слоях. При этом следует подчеркнуть, что, несмотря на высокую степень компенсации, не происходит образования высокоомных макронеоднородных образцов. Наоборот, степень неоднородности $N_S Q$ в этих слоях значительно меньше (рис. 4, кривая 2). Таким образом, экспериментальные данные свидетельствуют о том, что добавление РЗЭ в раствор-расплавы приводит к снижению фоновой концентрации доноров и акцепторов и, несмотря на высокую степень компенсации, препятствует возникновению областей пространственного заряда и, как следствие, развитию макронеоднородностей.

Такие же закономерности наблюдались и на образцах фосфида индия, выращенных без использования длительного отжига, но с различным содержанием

РЗЭ в растворе-расплаве. С увеличением концентрации РЗЭ в растворе-расплаве снижаются фоновые концентрации доноров N_D и акцепторов N_A , однако степень компенсации при этом возрастает, т. е. темп снижения N_D превышает темп снижения N_A . Это дает возможность объяснить тот факт, что при некоторой концентрации РЗЭ (обычно 0.01–0.05 ат%) происходит инверсия типа проводимости.

На рис. 4 (кривая 3) показана зависимость параметра неоднородности слоев $\text{InP}\langle\text{Gd}\rangle$ от степени компенсации в области электронной проводимости. Эти данные вместе с результатами, полученными на слоях InGaAs , свидетельствуют о том, что неоднородности, лимитирующие подвижность в исследованных слоях, определяются степенью компенсации слоев и не связаны с наличием в них атомов РЗЭ.

5. *Донор + РЗЭ.* Проведенный в предыдущих разделах анализ показывает, что РЗЭ при введении их в раствор-расплав активно взаимодействуют с фоновыми примесями, особенно с донорами, как в InGaAs , так и в InP . Для выяснения механизма этого взаимодействия были выращены слои фосфида индия, легированного различными донорами до концентрации электронов $n \approx N_D \sim \sim 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, что более чем на порядок превышает обычную фоновую концентрацию примесей. Затем, не меняя содержания донора, в раствор-расплав добавляли различное количество диспрозия. Результаты измерений концентрации носителей в таких пленках приведены на рис. 5. Здесь показана нормированная концентрация электронов в слоях в зависимости от содержания Dy в растворе-расплаве. В качестве нормировочного параметра использована концентрация n_0 в слоях, не легированных РЗЭ. Из рис. 5 видно, что концентрация электронов, а следовательно, и доноров в слоях, легированных донорами IV группы Ge , Si и Sn , слабо изменяется при добавлении диспрозия в раствор-расплав. В случае же легирования InP донорами VI группы Te , Se и S добавление РЗЭ приводит к существенному уменьшению концентрации доноров в твердой фазе (на порядок и более). Это уменьшение тем сильнее, чем меньше атомный вес донора и чем выше его химическая активность. Приведенные экспериментальные данные свидетельствуют, на наш взгляд, о том, что в растворе-расплаве при добавлении РЗЭ происходят химические реакции донор \rightarrow РЗЭ с образованием в основном халькогенидов редкоземельных элементов. В рамки этой модели укладывается известный факт, что легирование РЗЭ вызывает сток кислорода [27]. Действительно, кислород относится к VI группе таблицы Менделеева, причем обладает наименьшим атомным весом, поэтому добавление РЗЭ в раствор-расплав может приводить к интенсивному связыванию кислорода и предотвращению его попадания в твердую фазу.

На рис. 5 (точки 7) показана зависимость нормированной концентрации электронов в слоях $\text{InP}\langle\text{Dy}\rangle$ без дополнительного добавления доноров в раствор-расплав. Видно, что точки хорошо ложатся на кривую, полученную для образцов, специально легированных серой. Этот факт свидетельствует о том, что в исследованных слоях фосфида индия основной фоновой примесью являлась сера. Это совпадает с результатами исследования спектра фотовозбуждения мелких доноров, полученными на этих слоях [28].

Важным является вопрос о том, входят ли РЗЭ и их соединения, образовавшиеся в жидкой фазе, в твердую фазу. Имеющиеся на данный момент данные не позволяют уверенно ответить на этот вопрос. Однако большой ковалентный радиус РЗЭ и образованных ими соединений с другими примесями в случае попадания их в твердую фазу должен приводить к деформации кристаллической решетки, появлению глубоких уровней и к другим явлениям, в результате которых создаются изломы (горбы и ямы) в зоне проводимости. При этом должна увеличиваться степень микронеоднородности, т. е. $N_s Q$. Однако, как было показано, легирование РЗЭ, приводящее к уменьшению концентрации фоновой примеси, не связано с возрастанием величины $N_s Q$. Кроме того, наши эксперименты по легированию InP различными РЗЭ до концентрации 0.1 ат% в жидкой фазе не привели к выявлению изменения постоянной решетки с точностью до четвертого знака в отличие от данных работы [8]. Все это позволяет предположить, что химические реакции РЗЭ с примесями происходят в жидкой фазе и образовавшиеся соединения в основном не входят в твердую фазу.

6. Акцептор+РЗЭ. Для выяснения взаимодействия РЗЭ с акцепторными примесями были проведены эксперименты по совместному легированию растворов-расплавов $Mg+Yb$ и $Cd+Yb$. Эти результаты для твердых растворов $InGaAsP$ различного состава приведены в табл. 2. Из данных табл. 2 видно, что в отличие от совместного легирования донор+РЗЭ в случае совместного легирования акцептор+РЗЭ концентрация носителей в слоях не только не снижается, а, наоборот, увеличивается. Этот факт говорит о том, что в жидкой фазе РЗЭ практически не вступают во взаимодействие с Cd и Mg , как в случае с донорами IV группы. Рост концентрации дырок в слоях при совместном легировании акцептор+РЗЭ, по-видимому, обусловлен раскислением акцепторов редкоземельными элементами, что приводит к увеличению их растворимости в жидкой фазе и соответственно к росту концентрации дырок. Это явление полезно использовать при создании контактных слоев приборных структур.

В заключение сформулируем основные результаты данной работы.

Обнаружено, что параметр $N_S Q$, являющийся количественной характеристикой степени микро неоднородности исследованных слоев, возрастает с увеличением степени компенсации $K=N_A/N_D$, а введение редкоземельных элементов в раствор-расплав снижает $N_S Q$ даже при $K \approx 1$.

Установлено также, что РЗЭ взаимодействуют с донорами VI группы в жидкой фазе, образуя химические соединения и существенно снижая концентрацию электрически активной примеси в твердой фазе, и слабо влияют на электрическое состояние амфотерных примесей IV группы.

Л и т е р а т у р а

- [1] Bhattacharya P. K., Rao M. V., Tsai M. — J. Appl. Phys., 1983, v. 54, N 9, p. 5096—5102.
- [2] Amano T., Takahei K., Nagi H. — Japan. J. Appl. Phys., 1981, v. 20, N 11, p. 2105—2109.
- [3] Holmes D. E., Kamath G. S. — J. Cryst. Growth, 1981, v. 54, N 1, p. 51—58.
- [4] Гацов К. А., Гореленок А. Т., Карпенко С. С., Мамутин В. В., Сейсян Р. П. Эффекты легирования РЗЭ в низкотемпературной краевой люминесценции. — ФТП, 1983, т. 17, в. 12, с. 2148—2151.
- [5] Баграев Н. Т., Власенко Л. С., Гацов К. А., Гореленок А. Т., Каманин А. В., Мамутин В. В., Пушный Б. В., Тибилов В. К., Толпаров Ю. П., Шубин А. Е. Влияние редкоземельных элементов на подвижность носителей в эпитаксиальных слоях $InGaAs$ и InP . — ФТП, 1984, т. 18, в. 1, с. 83.
- [6] Körber W., Weber D., Hahgleiter A., Benz K. W. et al. — J. Cryst. Growth, 1986, v. 79, N 1-3 (pt II), p. 741—744.
- [7] Лариков С. И., Петров А. И., Рычков О. В., Юнович А. Э. Влияние примесей редкоземельных элементов на электрические и фотолюминесцентные свойства гетероструктур $InGaAs/InP$. — Письма ЖТФ, 1986, т. 12, в. 6, с. 328—331.
- [8] Ерофеев Р. С. Механизм проявления электрической активности изовалентных атомов в полупроводниковых сплавах. — В кн.: Легированные полупроводниковые материалы / Под ред. В. С. Земскова. М., 1985, с. 193—197.
- [9] Бельский А. А., Гореленок А. Т., Дзигасов А. Г., Мамутин В. В., Некрасова Е. А. Получение нелегированных слоев InP жидкостной эпитаксией. — В кн.: Полупроводниковые гетероструктуры и фотопреобразователи солнечной энергии. Ереван, 1982, с. 6—9.
- [10] Fortuni A. — J. Appl. Phys., 1970, v. 41, N 7, p. 3121—3127.
- [11] Wolf C. M., Stilman G. E., Lingley W. T. — J. Appl. Phys., 1970, v. 41, N 7, p. 3088—3091.
- [12] Adachi S. — J. Appl. Phys., 1982, v. 53, N 12, p. 8775—8791.
- [13] Braoks H. — Phys. Rev., 1951, v. 21, N 3, p. 879—887.
- [14] Weisberg L. R. — J. Appl. Phys., 1962, v. 33, N 5, p. 1817—1821.
- [15] Gossick V. R. — J. Appl. Phys., 1959, v. 30, N 8, p. 1214—1219.
- [16] Джандлиери М. Ш., Церцвадзе А. А. Исследование подвижности носителей заряда в полупроводниках с разупорядоченными областями. — ФТП, 1971, т. 5, в. 7, с. 1445.
- [17] Pödder B. — Phys. Rev. B, 1984, v. 27, p. 2551—2553.
- [18] Ансельм А. И., Аскеров Б. М. Термоманнитные явления в полупроводниках в сильном магнитном поле в случае рассеяния электронов на короткодействующем потенциале. — ФТТ, 1961, т. 3, в. 12, с. 3668.
- [19] Stringfellow G. B. — J. Appl. Phys., 1980, v. 51, N 6, p. 3254—3261.
- [20] Read W. T. — Phys. Mag., 1954, v. 45, N 367, p. 775—796.
- [21] Hauser J. R., Littlejohn M. A., Glisson T. H. — Appl. Phys. Lett., 1976, v. 28, N 8, p. 458—461.
- [22] Аскеров Б. М. Электронные явления переноса в полупроводниках. М., 1985. 318 с.
- [23] Bhattacharya P. K., Ku J. W., Owen S. J. T., Olsen G. H., Chiao S.-H. — IEEE J. Quant. Electron., 1981, v. QE-17, N 2, p. 150—161.

- [24] Green P. D. et al. — Appl. Phys. Lett., 1979, v. 35, N 1, p. 78—80.
- [25] Hilsum C., Rees H. D., Wilgoss W. — Phys. St. Sol. (b), 1973, v. 56, N 2, p. K93—K96.
- [26] Katoda T., Sugano T. — J. Electrochem. Soc., 1974, v. 121, N 8, p. 1066—1073.
- [27] Карпов Ю. А., Мазуренко В. В., Петров В. В. и др. О взаимодействии атомов редкоземельных элементов с кислородом в кремнии. — ФТП, 1984, т. 18, в. 2, с. 368—369.
- [28] Голубев В. Г., Гореленок А. Т., Иванов-Омский В. Н., Мамутин В. В., Минервин И. Г., Осутин А. В. Наблюдение спектров фотовозбуждения мелких доноров и циклотронного резонанса свободных электронов в InP, легированном Gd и Yb. — Письма ЖТФ, 1985, т. 11, в. 6, с. 320—324.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 15.04.1987
Принята к печати 17.04.1987
