

УДК 621.315.592

АНТИСТРУКТУРНЫЕ ДЕФЕКТЫ В СОЕДИНЕНИЯХ $A^{III}B^V$

Обзор

Георгибиди А. Н., Тигинянц И. М.

Систематизированы результаты по обнаружению и изучению антиструктурных дефектов (АСД) в соединениях $A^{III}B^V$. Обсуждены особенности образования АСД в процессе роста и при облучении кристаллов электронами, нейтронами и т. д. Установлена взаимосвязь оптических и электрофизических характеристик кристаллов с конкретными АСД. Описаны схемы уровней и электронных переходов в соединениях GaP, GaAs и InP с участием АСД.

1. *Введение.* В кристаллах бинарных соединений с большой долей ионной связи, например $A^I B^{VII}$ и $A^{II} B^{VI}$, преобладающими собственными точечными дефектами являются вакансионные и межузельные. В соединениях же $A^{III} B^V$, в которых разность электроотрицательностей компонентов незначительна, появляется возможность нарушения кристаллического порядка за счет образования антиструктурных дефектов A_B и B_A . Следует ожидать, что в решетке кристаллов $A^{III} B^V$ дефект A_B будет акцептором с тремя возможными зарядовыми состояниями (A_B^0 , A_B^- и A_B^{--}), а АСД B_A — донором (B_A^0 , B_A^+ и B_A^{++}).

За последнее десятилетие было опубликовано около ста работ, имеющих отношение к проблеме идентификации АСД и изучения их влияния на свойства соединений $A^{III} B^V$. Утверждается, что из-за низкой энергии образования [1] антиструктурные дефекты зачастую становятся преобладающими и определяют свойства материалов. В частности, присутствуя в арсениде галлия в значительных концентрациях (10^{15} — 10^{18} см $^{-3}$), дефект As_{Ga} эффективно компенсирует акцепторные центры [2], определяет положение уровня Ферми на поверхности кристаллов [3], является причиной появления токовых неустойчивостей [4], уменьшения интенсивности люминесценции [3, 5], эффекта оптического гашения ряда свойств из-за перехода центра в метастабильное состояние [6, 7] и т. д.

Проблема антиструктурных дефектов многогранна. Такие дефекты могут способствовать решению определенных практических задач, однако в некоторых случаях их наличие может быть и нежелательным. Например, образование АСД благоприятствует получению специально не легированного полупроводящего арсенида галлия [2] и в то же время приводит к ухудшению излучательных характеристик светодиодов на основе соединений типа $A^{III} B^V$ [8]. С учетом этого понятна важность выявления общих закономерностей в образовании АСД в соединениях $A^{III} B^V$ и установлении взаимосвязи между конкретными дефектами и свойствами кристаллов.

Для идентификации АСД в соединениях $A^{III} B^V$ используются методы спиновой резонансной спектроскопии, такие как электронный парамагнитный резонанс (ЭПР) и двойной электронно-ядерный резонанс (ДЭЯР). Привлекаются также различные варианты оптического детектирования эффектов ЭПР и ДЭЯР, основанных на экспериментальном определении изменений, вызванных спиновым резонансом, в сигнале фотолюминесценции (ФЛ) или в магнитном круговом дихроизме (МКД) оптического поглощения. При регистрации изменений в сигнале ФЛ метод обычно называют оптически детектируемым магнитным резонансом (ОДМР), а в случае измерения изменений

в магнитном круговом дихроизме используются следующие обозначения экспериментальных методов: МКД—ЭПР и МКД—ДЭЯР. Отметим, что к настоящему времени АСД идентифицированы на микроскопическом уровне в трех соединениях $A^{III}B^V$, а именно в GaP, GaAs и InP.

Остановимся на вопросе терминологии. В зарубежной литературе для обозначения изолированного АСД (A_B или B_A) используется термин «antisite», а пару дефектов ($A_B B_A$) называют «antistructural pair». В отечественной литературе изолированные АСД называют по-разному (антиструктурные, антиузельные, антиположения). Учитывая наибольшую распространенность термина «антиструктурный», одиночные центры A_B и B_A будем в дальнейшем называть антиструктурными дефектами, а ассоциаты типа ($A_B B_A$) — антиструктурными парами.

Цель данного обзора состоит в рассмотрении вопроса идентификации АСД и в анализе взаимосвязи таких дефектов с оптическими и электрофизическими явлениями для трех наиболее важных с практической точки зрения соединений $A^{III}B^V$ — GaP, GaAs и InP.

2. *Расчет электронных состояний АСД.* Расчет электронных состояний АСД в соединениях $A^{III}B^V$ проводился с помощью методов псевдопотенциала [9, 10], функций Грина [11-13], сильной связи [14-17], дефектной молекулы [18, 19] и др. Как выяснено в работах [15, 19], АСД B_A имеют в запрещенной зоне синглетные состояния A_1 , в то время как триплетные состояния T_2 расположены в зоне проводимости. Для АСД A_B картина менее определенная. Так, по данным [18, 19], дефекты A_B имеют в запрещенной зоне состояния T_2 , а, согласно [20], никакие состояния АСД A_B в ней не расположены. Однако в ряде случаев рассчитанные уровни энергии АСД хорошо коррелируют с экспериментально установленными.

Отметим, что теория обычно определяет уровни энергии ϵ многозарядного центра для каждого заряженного состояния (например, уровни ϵ_0 , ϵ_+ и ϵ_{++} для B_A^0 , B_A^+ и B_A^{++} соответственно). В то же время экспериментально определяются энергии ионизации E . Для аналитической оценки энергий ионизации $E(0|+)$ и $E(+|++)$ дефекта B_A можно воспользоваться простыми соотношениями [11, 21]

$$E(0|+) = 1/2(\epsilon_0 + \epsilon_+), \quad (1)$$

$$E(+|++) = 1/2(\epsilon_+ + \epsilon_{++}). \quad (2)$$

Результаты работы [19] с учетом соотношений типа (1) и (2) позволили нам оценить энергии ионизации АСД в трех соединениях $A^{III}B^V$. Эти данные приведены в табл. 1 (для дефектов B_A энергия отсчитывается от дна зоны проводимости, а для дефектов A_B — от потолка валентной зоны). Там же приведены энергии ионизации АСД P_{Ga} фосфида галлия, оцененные в [10, 12]. Как будет видно из дальнейшего, для дефектов P_{Ga} в GaP и As_{Ga} в GaAs теория довольно точно описывает схемы экспериментально определенных уровней.

Перейдем к рассмотрению экспериментальных данных по обнаружению и исследованию АСД в соединениях GaP, GaAs и InP.

3. *Идентификация и свойства АСД в GaP.* Существование АСД в GaP (и в соединениях $A^{III}B^V$ вообще) было впервые экспериментально доказано

Т а б л и ц а 1
Энергии ионизации АСД (в эВ) для GaP, GaAs и InP

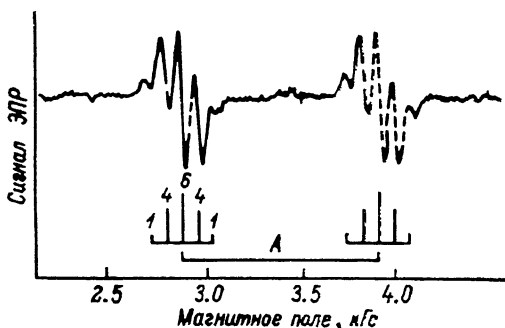
Соединение	E_g , эВ ($T=4.2$ К)	B_A		A_B		Литература
		$E(0 +)$	$E(+ ++)$	$E(0 -)$	$E(- ---)$	
GaP	2.35	1.03 0.6	1.29 1.1	0.92 —	1.22 —	} [19] [10, 12]
GaAs	1.52	0.76	0.99	0.40	0.70	
InP	1.42	0.46	0.71	1.03	1.28	} [19]

в 1976 г. Изучая ЭПР полуизолирующих монокристаллов GaP : Cr, выращенных методом Чохральского с жидкостной герметизацией расплава (ЖГЧ), Кауфман с сотр. [22] зарегистрировали спектр ЭПР $P_{Ga}^{\dot{+}}$ из 2×5 линий. Идентификация базировалась на сверхтонком взаимодействии неспаренного электрона с центральным ионом фосфора и на суперсверхтонком взаимодействии того же электрона с четырьмя соседями фосфора (^{31}P , спин $I=1/2$). Величины g -фактора и параметра сверхтонкого взаимодействия A составили 2.007 ± 0.003 и 0.0966 ± 0.0013 см $^{-1}$ соответственно. Впоследствии было выяснено [24, 25], что 26 % плотности неспаренного электрона сосредоточено на центральном ионе, а 66 % — на четырех его ближайших соседях. Спектр ЭПР дефекта $P_{Ga}^{\dot{+}}$ приведен на рис. 1.

В работе [26] был исследован ЭПР различных образцов GaP : Cr и GaP : Zn. Согласно полученным данным, концентрация АСД P_{Ga} в полуизолирующих кристаллах GaP : Cr достигает $6 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$, а в кристаллах GaP : Zn p -типа — $4 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$. Отмечено, что по крайней мере в кристаллах GaP : Zn концентрация АСД P_{Ga} превышает плотность дефектов V_{Ga} . Получены сведения о частичном отжиге дефектов P_{Ga} при термообработке образцов в парах фосфора при 1000 °С [26, 27].

Рис. 1. Спектр ЭПР дефекта $P_{Ga}^{\dot{+}}$ фосфида галлия для частоты СВЧ поля 9.7 ГГц.

$H \parallel (100)$, $T=20$ К. На нижней части схематично показаны линии суперсверхтонкого взаимодействия (см. [26]).



Интересно отметить, что спектр ЭПР $P_{Ga}^{\dot{+}}$ в полуизолирующих образцах GaP : Cr наблюдается без подсветки, в то время как в GaP : Zn ($p=1.3 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$ при 300 К) — только при возбуждении светом с $\hbar\omega \geq 1.25$ эВ [28]. Следовательно, исходные кристаллы GaP : Zn содержат АСД в непарамагнитном состоянии, т. е. дефекты $P_{Ga}^{\dot{+}}$. Анализ полученных данных позволил авторам [28] установить, что энергия $E(+|++)$ отрыва второго электрона (переход $P_{Ga}^{\dot{+}} \rightarrow P_{Ga}^{\dot{+}} + e$) от АСД составляет 1.10 ± 0.10 эВ, а первого электрона — $E(0|+) < 0.8$ эВ. Близкие значения для $\bar{E}(+|++)$ и $E(0|+)$ (1.18 и 0.71 эВ соответственно) получены методом нестационарной спектроскопии глубоких уровней (НСГУ) в работе [29] в результате исследования p - n -структур на GaP, подвергнутых механическим напряжениям. Следует отметить, что экспериментальные значения $E(+|++)$ и $E(0|+)$ АСД P_{Ga} хорошо согласуются с теоретическими (табл. 1).

В кристаллах n -GaP, облученных электронами, обнаружен более сложный АСД, а именно PP_3 [30–32]. Природа четвертого соседа до сих пор не выяснена, хотя в качестве вероятных кандидатов предлагаются углерод, кремний, азот, кислород, сера [30] или вакансия фосфора [32]. Имеются также сообщения об обнаружении дефекта PP_1 [31, 33].

Рассмотрим результаты исследования излучательных свойств GaP, обусловленных АСД.

Применяя методики ФЛ и ОДМР, авторы [25, 34–36] обнаружили две полосы люминесценции в ближней инфракрасной области, связанные с АСД. Согласно [25], одна полоса ФЛ имеет максимум при 0.95 эВ ($T=1.5$ К) и соответствует рекомбинации носителей через DA -пары, причем в качестве донора выступает дефект PP_4 в дублетном спиновом состоянии ($P_{Ga}^{\dot{+}}$). Другая полоса, также связанная с DA -парами, расположена при энергии 1.2 эВ. В данном случае донор идентифицирован как комплекс $[P_{Ga}V_P]$ в триплетном спиновом состоя-

¹ В ряде случаев дефект P_{Ga} будет обозначен как PP_4 , а, например, комплекс $[P_{Ga}V_P]$, включающий соседние узлы решетки, — как PP_3 или PP_3V_P (см. [23]), где V_P — вакансия фосфора либо дефект его замещения.

нии, а акцептор — как примесь железа в междоузлии. Расстояние между дефектами $[P_{Ga}V_P]$ и Fe_i , по-видимому, фиксировано. Кроме того, в качестве V_P авторы [25] рассматривают Ga_P , т. е. предполагается существование в GaP антиструктурных пар $[P_{Ga}Ga_P]$, предсказанных ранее Ван-Вехтенем [1].

На рис. 2 представлена схема уровней АСД и электронных переходов в GaP, составленная по данным рассмотренных выше работ. Отметим, что к настоящему времени дефект GaP экспериментально не идентифицирован.

4. Идентификация и свойства АСД в GaAs. Необходимость привлечения антиструктурных дефектов для объяснения свойств соединений $A^{III}B^V$ наиболее наглядно прослеживается в случае арсенида галлия. Для примера проанализируем зависимость (рис. 3) концентрации свободных носителей от степени отклонения от стехиометрии состава монокристаллов GaAs, выращенных методом ЖГЧ [37, 38]. Из рис. 3 видно, что при содержании мышьяка в расплаве арсенида галлия $x_{As} > 47.5$ ат% получается полупроводящий материал. В случае же $x_{As} < 47.5$ ат% специально не легированные кристаллы имеют p -тип проводимости, причем концентрация дырок достигает $(1 \div 3) \times$

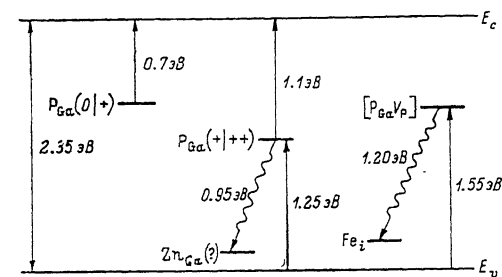


Рис. 2. Схема уровней АСД и электронных переходов в монокристаллах GaP ($T=10$ К).

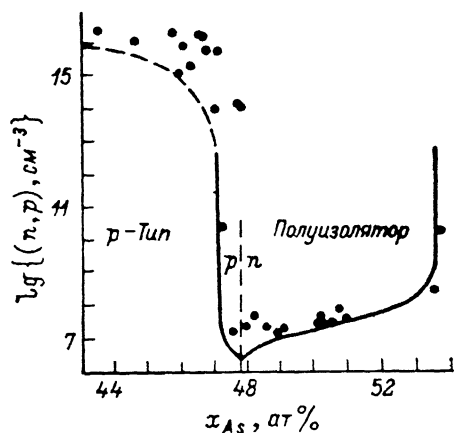


Рис. 3. Зависимость концентрации свободных носителей в GaAs от содержания мышьяка в расплаве.

Точки — эксперимент [37], сплошная кривая — расчет [38].

$\times 10^{16}$ cm^{-3} . Как показано в работе [38], такую зависимость можно объяснить с учетом наличия в кристаллах антиструктурных дефектов As_{Ga} и Ga_{As} . Глубокий донор As_{Ga} , участвуя в компенсации фоновых акцепторных центров [2], способствует получению полупроводящего материала. Что касается дефекта Ga_{As} , то он, если судить по [39, 40], является мелким акцептором (подробнее см. п. 4.3). Преобладание АСД Ga_{As} в кристаллах при $x_{As} < 47.5$ ат% и приводит к наблюдаемой дырочной проводимости.

Далее описываются данные об идентификации и свойствах АСД As_{Ga} и Ga_{As} в арсениде галлия. С учетом важности электронной ловушки $EL2$ ($E_c - 0.8$ эВ) в определении свойств GaAs и ее возможной связи с АСД будут также описаны результаты работ, касающиеся раскрытия природы центров, ответственных за указанную ловушку.

4.1. Дефекты As_{Ga} . Первые данные об обнаружении на микроскопическом уровне АСД в арсениде галлия приведены Вагнером и сотр. в работе [41]. Исследуя ЭПР монокристаллов GaAs:Cr при $T=15$ К, они обнаружили изотропный спектр из четырех линий ЭПР равной интенсивности, которые обусловлены сверхтонким взаимодействием неспаренного электрона центра As_{Ga}^{\pm} с ядром мышьяка, обладающим спином $I=3/2$. Величины g -фактора и параметра A оказались равными 2.04 ± 0.01 и 0.090 ± 0.01 cm^{-1} соответственно. В отличие от GaP [22] линии суперсверхтонкого взаимодействия неспаренного электрона с четырьмя соседями мышьяка не были разрешены. Что касается величины плотности парамагнитных центров As_{Ga}^{\pm} в кристаллах GaAs:Cr, то она, по оценке [41], составила $8 \cdot 10^{15}$ cm^{-3} .

Концентрацию АСД в арсениде галлия можно резко повысить путем облучения кристаллов высокоэнергетическими частицами или пластической де-

формацией [3, 31, 42-49]. Так, после облучения образцов GaAs с различными исходными электрическими параметрами электронами [31, 42-44] и нейтронами [45-48] концентрация АСД, оцененная по данным ЭПР, достигает 10^{17} — 10^{18} см⁻³. Следует учесть, однако, что при облучении происходит резкий спад проводимости низкоомных образцов (как с электронным, так и с дырочным типом проводимости). Таким образом, рост количества центров As_{Ga}^{\pm} в таких кристаллах может быть обусловлен как образованием при облучении новых дефектов, так и перезарядкой имеющихся непарамагнитных центров (As_{Ga}^0 или As_{Ga}^{\pm}) в результате смещения уровня Ферми. Это следует из результатов работы [44], в которой приведены данные ЭПР различных монокристаллов GaAs, облученных при 300 К электронами с энергией 2 МэВ. Как видно из рис. 4 (кривая 1), для образца *n*-GaAs, легированного кремнием, концентрация парамагнитных центров N_{\pm} вначале быстро растет (до $\sim 3 \cdot 10^{17}$ см⁻³) с увеличением дозы электронного облучения, затем после небольшого спада наблюдается линейный рост N_{\pm} вплоть до дозы $D \simeq 3 \cdot 10^{19}$ см⁻². Начальный рост N_{\pm} можно объяснить перезарядкой имеющихся в исходном кристалле АСД, а дальнейший линейный рост — образованием новых дефектов. Для полуизолирующих образцов GaAs, в которых

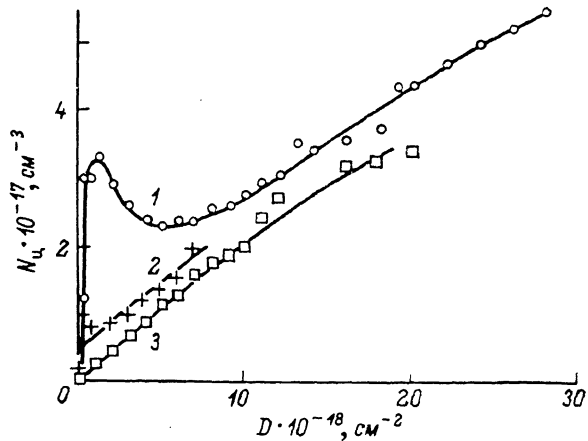


Рис. 4. Зависимость плотности АСД As_{Ga}^{\pm} в GaAs от дозы электронного облучения [44].

1 — *n*-GaAs : Si, выращенный методом Бриджмена; 2 и 3 — полуизолирующие кристаллы, полученные методом ЖГЧ, для которых отношение Ga/As в расплаве составляло 0.99 и 1.20 соответственно.

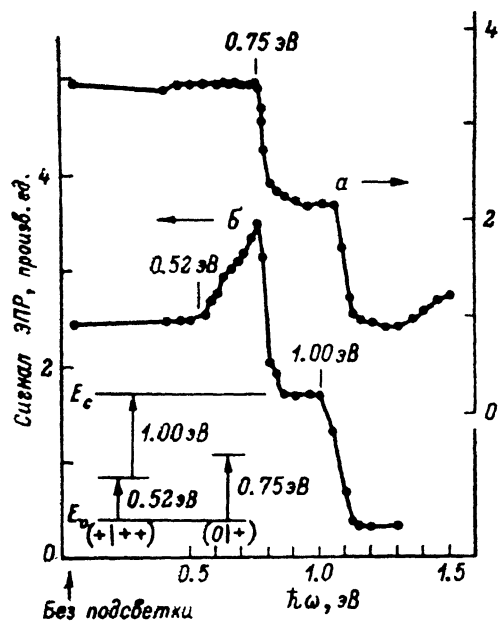
уровень Ферми расположен в середине запрещенной зоны как до, так и после облучения, наблюдается линейная зависимость N_{\pm} от дозы электронов начиная с малых значений D (рис. 4, кривые 2, 3).

Отметим, что АСД, образующиеся при облучении частицами и в результате пластической деформации монокристаллов GaAs, скорее всего обладают более сложной структурой, чем центры, образующиеся при росте кристалла [50, 51]. Более того, структура преобладающих АСД может зависеть и от вида частиц (электроны, нейтроны), выбранных для облучения [52], а также от дозы облучения. Как уже отмечалось, в экспериментах по ЭПР GaAs не удалось обнаружить линии суперсверхтонкого взаимодействия неспаренного электрона As_{Ga}^{\pm} с четырьмя соседями. Это препятствовало идентификации деталей строения центра в каждом конкретном случае.

Однако недавно линии суперсверхтонкого взаимодействия были обнаружены Хофманом и сотр. [53] при исследовании полуизолирующих образцов GaAs : Сг методом МКД—ДЭЯР. Эксперимент проводился при температуре 1.4 К на частоте СВЧ поля 24 ГГц и длине волны света 1300 нм. Оказалось, что вклад в сигнал МКД—ДЭЯР GaAs : Сг дают как изолированные дефекты As_{Ga}^{\pm} , так и более сложные центры (по-видимому, ассоциаты из двух и более дефектов). Выяснено, что для изолированного дефекта As_{Ga}^{\pm} 17 и 66 % плотности неспаренного электрона сосредоточено на центральном ионе и четырех ближайших соседях мышьяка соответственно. Авторами [53] установлено также, что пластическая деформация образцов, которая усиливает сигнал ЭПР на порядок, не приводит к заметному росту величины МКД оптического поглощения. Эти результаты еще раз подтверждают мысль о том, что дефекты, которые обычно идентифицируются как As_{Ga}^{\pm} по квадруплету ЭПР, могут иметь неодинаковое строение (в частности, окружение) и, следовательно, проявлять различные оптические и другие свойства.

Таким образом, возникла необходимость разделения дефектов, для которых характерен квадруплет ЭПР, на две группы. К первой группе отнесем изолированные и слабо возмущенные центры As_{Ga}^{\pm} (например, центр As_{Ga}^{\pm} может быть слабо возмущен дефектом V_{Ga} , находящимся в узле второй конфигурационной сферы). Во вторую группу можно включить сложные ассоциаты из близко расположенных центров As_{Ga} и других дефектов собственной и (или) примесной природы. Признаком для разделения может служить также время спин-решеточной релаксации T_1 . По оценкам работы [51], для изолированных и слабо возмущенных дефектов As_{Ga}^{\pm} время T_1 составляет при низких температурах единицы секунд, в то время как для сложных ассоциатов, образующихся при пластической деформации и облучении электронами и нейтронами, величина T_1 не превышает 10^{-5} – 10^{-6} с.

Схема уровней центра As_{Ga} составлена в [3] по зависимости сигнала фото-ЭПР от энергии кванта света (рис. 5). Исследование МКД оптического поглощения



полуизолирующего GaAs позволило также идентифицировать два внутрицентровых электронных перехода на изолированном дефекте As_{Ga}^{\pm} при энергиях 1.05 и 1.29 эВ ($T=4.2$ К) [54]. В работе [55] методом НСГУ обнаружены в p -GaAs две дырочные ловушки с глубинами 0.54 и 0.77 эВ ($T=77$ К), которые связываются с двумя состояниями АСД As_{Ga} . Отметим, что глубины уровней As_{Ga} , полученные экспериментально (рис. 5), хорошо согласуются с теоретическими оценками (табл. 1).

Рис. 5. Зависимость сигнала фото-ЭПР дефекта As_{Ga} в кристаллах GaAs, подвергнутых пластической деформации, от энергии падающих квантов.

a — i -GaAs, b — p -GaAs : Cd.

Перейдем к рассмотрению результатов по излучательным свойствам GaAs, обусловленным АСД As_{Ga} .

Обычно в полуизолирующих кристаллах GaAs присутствуют две полосы ФЛ с максимумами при 0.8 и 0.63 ± 0.68 эВ [56–58]. Для идентификации полосы, связанной с избытком мышьяка, нами исследовано влияние имплантации ионов мышьяка ($E=40$ кэВ) на спектральные характеристики ФЛ специально не легированных монокристаллов i -GaAs, полученных методом ЖГЧ (рис. 6). Постимплантационный отжиг образцов проводился при температуре 550 °С под защитной пленкой Al_2O_3 в течение 15 мин. Оказалось, что ионная имплантация мышьяка приводит к относительному увеличению интенсивности полосы при 0.8 эВ, в то время как интенсивность более длинноволнового пика ФЛ (при 0.63 эВ) падает незначительно.

В работе [58] исследовано влияние отжига кристаллов GaAs на интенсивность полосы ФЛ при 0.8 эВ. Выяснено, что она существенно уменьшается после отжига при $T \geq 500$ °С. Примерно такое же поведение с отжигом проявляет и сигнал ЭПР дефекта As_{Ga}^{\pm} [45, 59, 60]. Следовательно, связь полосы ФЛ при 0.8 эВ с дефектом As_{Ga}^{\pm} представляется вполне вероятной.

Появились первые данные об исследовании АСД As_{Ga}^{\pm} в GaAs методом ОДМР. Так, в образцах n -GaAs, облученных электронами с энергией 2.3 МэВ, обнаружена [61] полоса ФЛ с максимумом при ~ 0.7 эВ ($T=2$ К), которая связывается с излучательным переходом электрона от мелкого донора к центру As_{Ga}^{\pm} (авторы [61] привели спектр излучения без пересчета на коэффициент

чувствительности установки). На образцах p -GaAs сигнал ОДМР проявился в виде отрицательного вклада в исходные полосы люминесценции [5], что объясняется проявлением безызлучательного электронного перехода с уровня As_{Ga}^{\pm} на мелкий акцепторный уровень.

О механизмах образования дефекта As_{Ga} в GaAs при облучении высокоэнергетичными частицами имеется мало сведений. Возможно, что дефект V_{Ga} превращается в ассоциат $[As_{Ga}V_{As}]$ за счет перескока атома мышьяка в соседний вакантный узел галлия [62, 63]. Впоследствии в результате захвата межузельного атома мышьяка данный ассоциат превращается в As_{Ga} [63]. Предполагается также, что АСД As_{Ga} может образоваться за счет перестановки между As_i и примесью, занимающей узел галлия [64].

Подчеркнем, что интерес к АСД As_{Ga} отчасти обусловлен сходством его характеристик со свойствами основной электронной ловушки арсенида галлия $EL2$. Результаты исследования взаимосвязи $EL2$ с As_{Ga} описываются далее.

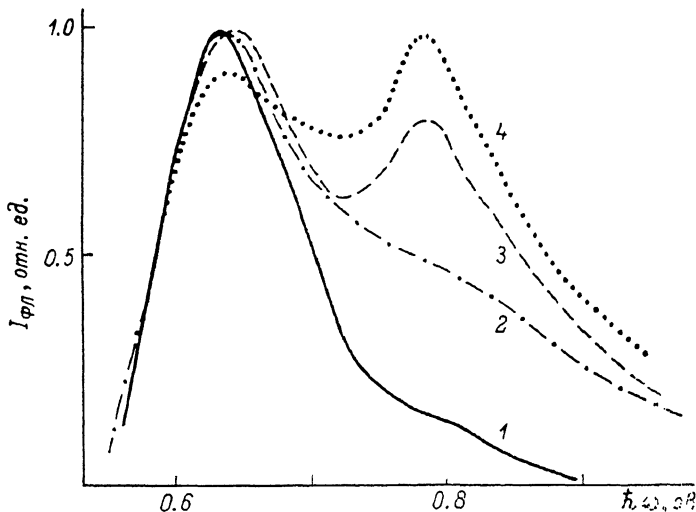


Рис. 6. Нормированные спектры ФЛ при 6 К кристаллов GaAs, облученных пучками мышьяка при различных дозах D и отожженных при 550 °С.

D , см⁻²: 1 — 0, 2 — 10^{14} , 3 — 10^{15} , 4 — 10^{16} .

4.2. О природе центров в $EL2$ в GaAs. Уровень $EL2$ арсенида галлия обусловлен центром, играющим важную роль в оптических и электрофизических характеристиках материала. Этот центр, например, участвуя в компенсации мелких неконтролируемых акцепторов, способствует получению нелегированного полуизолирующего арсенида галлия [37]. Одно из основных свойств центра $EL2$ состоит в возможности его перехода в метастабильное состояние при $T < 130$ К освещением образцов светом с длиной волны около 1 мкм [65]. Именно переходом центра $EL2$ в метастабильное состояние объясняется целый ряд явлений, характерных для арсенида галлия, таких как эффекты оптического гашения фотоемкости [66], фотопроводимости [67], люминесценции [68, 69] и поглощения света [70].

Первоначально природа $EL2$ связывалась с примесью кислорода [71]. Позже было установлено, однако, что кислород не входит в состав центра, ответственного за уровень $EL2$ [72]. В настоящее время наиболее принятой является модель, согласно которой уровень $EL2$ связан с антиструктурным дефектом As_{Ga} . В пользу этой модели свидетельствуют следующие факты.

1) Плотность центров с уровнем $EL2$ растет от $5 \cdot 10^{15}$ до $1.7 \cdot 10^{16}$ см⁻³ при увеличении содержания мышьяка от 48 до 51 ат% в расплаве GaAs в процессе роста монокристаллов методом ЖГЧ [37]. Аналогичная закономерность наблюдается и для кристаллов, полученных методом Бриджмена [73].

2) Концентрация центров с уровнем $EL2$ коррелирует с плотностью акцепторных центров в полуизолирующих монокристаллах GaAs [37], что имеет место и для концентрации АСД As_{Ga} [2].

3) Некоторые обработки одинаково сказываются на плотностях центров с уровнем $EL2$ и АСД As_{Ga} , определяемых обычно методами НСГУ и ЭПР соответственно. В частности, при пластической деформации кристаллов наблюдается рост концентрации как $EL2$ [74], так и АСД As_{Ga} [3]. Коррелируют также температуры отжига дефектов $EL2$ и As_{Ga} [45, 75], хотя в данном вопросе имеются еще спорные моменты [76].

4) Эффект оптического гашения свойств $EL2$ [66-70] выявлен и в измерениях ЭПР [77] и МКД—ЭПР [6, 7] дефекта As_{Ga} .

С учетом энергетических величин (уровня $EL2$ расположен при $E_c - 0.8$ эВ) ясно, что $EL2$ может соответствовать верхнему АСД As_{Ga} (рис. 5), т. е. дефекту As_{Ga}^+ . Следовательно, в определенных условиях характеристики As_{Ga}^+ , определяемые методами спиновой резонансной спектроскопии, и свойства уровня $EL2$, соответствующего АСД As_{Ga}^+ , могут вести себя по-разному. Действительно, в работе [78] установлен антикорреляционный характер изменений, вызванных подсветкой, интенсивности линии внутрицентрального поглощения при 1.039 эВ, свойственного для $EL2$ [79, 80], и сигнала ЭПР As_{Ga}^+ .

Отметим, что выше нами предполагалось соответствие $EL2$ с изолированным дефектом As_{Ga}^+ . Между тем в литературе предлагаются и другие модели, адекватно объясняющие некоторые свойства $EL2$. Согласно одной из них, $EL2$ соответствует комплексам $(As_{Ga}As_{Ga})$ [51, 81, 82] или $(As_{Ga}As_i)$ [83]. Предполагается также, что природа $EL2$ может быть связана со сложными кластерами из атомов мышьяка [84-86]. Эта модель привлекательна тем, что она объясняет наличие в арсениде галлия целого семейства близко расположенных уровней $EL2$ (глубина залегающая колеблется обычно в пределах 0.72-0.86 эВ [87]), о чем сообщается в [88, 89].

4.3. Дефект Ga_{As} . В отличие от АСД As_{Ga} , который сравнительно хорошо изучен с помощью спиновой резонансной спектроскопии, дефект Ga_{As} еще не идентифицирован методом ЭПР. Тем не менее накопленный к настоящему времени экспериментальный материал по исследованию электрофизических и оптических свойств образцов $GaAs$, полученных различными способами, указывает на наличие в соединении двухзарядного акцептора собственно дефектной природы, представляющего собой, по-видимому, дефект Ga_{As} . Два уровня Ga_{As} расположены, согласно [89, 40], соответственно на 77-78 и 200-230 мэВ выше потолка валентной зоны. Важно отметить, что в специально не легированных кристаллах указанные акцепторные уровни наблюдаются в сравнительно больших концентрациях ($N \geq 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) только при отклонении состава образцов от стехиометрии в сторону избытка галлия ($x_{Ga} \geq \geq 53$ ат%) [40, 90], что является аргументом в пользу их принадлежности акцепторному дефекту Ga_{As} .

Далее рассмотрим результаты ряда работ, посвященных выявлению дефектов Ga_{As} в отожженных монокристаллах $GaAs$.

Данафером и сотр. [91] методом аннигиляции позитронов установлено образование АСД Ga_{As} при отжиге образцов арсенида галлия, выращенных методом ЖГЧ, в интервале температур 500-750 °С. Энергия активации дефекта, найденная авторами [91], составляет 200 мэВ, что соответствует более глубокому уровню акцепторного центра Ga_{As} .

В работах [92, 93] исследовано влияние отжига на электрофизические характеристики $GaAs$. Выяснено, что отжиг полуизолирующих кристаллов $GaAs$ в атмосфере H_2 при $T \geq 750$ °С, способствующий интенсивному улетучиванию атомов мышьяка с поверхности образцов, приводит к формированию поверхностного слоя p -типа с концентрацией дырок $p \geq 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Дырочная проводимость появляется вследствие образования при отжиге акцепторных центров с энергией ионизации ~ 0.1 эВ, которая коррелирует с глубиной мелкого уровня АСД Ga_{As} . Как и следовало ожидать, эффективность инверсии зависит не только от температуры, но и от атмосферы отжига. Она существенно подавляется, в частности, если отжиг проводится не в чистом H_2 , а в смеси H_2/AsH_3 [92].

Важным представляется то, что дефекты Ga_{As} , образующиеся при термообработках, могут влиять на процесс активации ионно-внедренной примеси. Например, при постимплантационном отжиге образцов $GaAs$, ионно-легиро-

ванных кремнием, наблюдается рост эффективности активации примеси с температурой отжига вплоть до 850°C ($t_{\text{отж}}=20$ мин), однако при дальнейшем повышении температуры, способствующем интенсивному образованию дефектов Ga_{As} , она начинает падать [94]. Более того, как отмечено в [95], эффективность активации внедренной примеси зависит и от состава образцов GaAs , причем в случае примеси кремния эффективность активации падает при отклонении состава соединения в сторону недостатка мышьяка, что также может быть объяснено влиянием АСД Ga_{As} .

Перейдем к рассмотрению излучательных свойств арсенида галлия, обусловленных дефектом Ga_{As} .

В результате исследования спектров ФЛ специально не легированных монокристаллов GaAs p -типа, выращенных методом ЖГЧ, в работе [39] обнаружены две полосы ФЛ при 1.441 и 1.284 эВ ($T=4.2$ К). Они соответствуют, по мнению авторов, рекомбинации свободных электронов (или электронов, захваченных

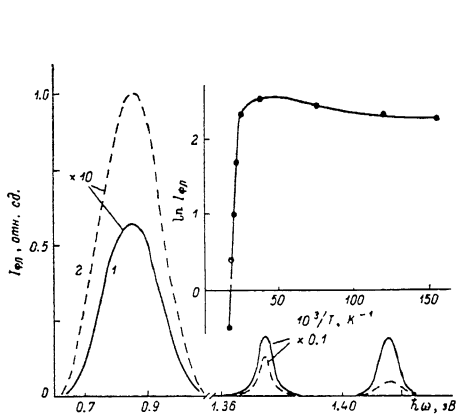


Рис. 7. Спектры ФЛ p -InP при 6 К до (1) и после (2) облучения электронами при дозе 10^{17} см^{-2} .

На вставке показана температурная зависимость интенсивности полосы ФЛ при 0.86 эВ.

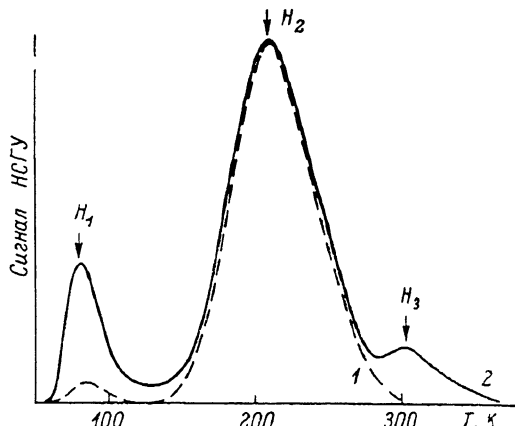


Рис. 8. Кривые НСГУ барьера Шоттки Ni— p -InP до (1) и после (2) облучения гамма-квантами ($e=200$ с^{-1}).

мелкими донорами) с дырками, локализованными на центрах Ga_{As}^0 и Ga_{As}^- . Впоследствии, однако, эта гипотеза не получила подтверждения. Согласно работам [96, 97], обе полосы ФЛ при 1.441 и 1.283 эВ связаны с излучательным захватом электрона одним и тем же АСД в нейтральном состоянии. Обнаружение двух полос ФЛ связывается авторами [96, 97] с наличием двух водородоподобных состояний $1S_{3/2}$ и $2S_{3/2}$ у дырки, локализованной на однократно отрицательно заряженном АСД. Методом комбинационного рассеяния установлено, что внутрицентровый переход дырки $1S_{3/2}-2S_{3/2}$ происходит при энергии 159 мэВ [9], что хорошо коррелирует с энергетическим интервалом между полосами при 1.441 и 1.283 эВ. Что касается полосы ФЛ, связанной с рекомбинацией носителей на центре Ga_{As}^- , то она расположена, по-видимому, при энергии 1.315–1.316 эВ [40, 98, 99].

Отметим, что технологические особенности получения монокристаллов GaAs методом ЖГЧ предполагают загрязнение образцов бором. Следовательно, наряду с Ga_{As} возможно также образование в таких кристаллах двухзарядного акцептора B_{As} . Хотя вопрос разделения свойств GaAs , связанных с дефектами Ga_{As} и B_{As} , частично рассматривался в ряде работ (см., например, [99–103]), для окончательной идентификации некоторых параметров АСД Ga_{As} требуются дальнейшие исследования. Особенно ценным в этом плане является, на наш взгляд, изучение образцов GaAs , выращенных методом Бриджмена и, следовательно, специально не загрязненных бором [104].

5. Идентификация и свойства АСД в InP. Фосфид индия оказался третьим материалом из соединений A^{III}B^V , в котором были обнаружены АСД на микро-

скопическом уровне. Исследуя на частоте 35 ГГц спектры ЭПР образцов *n*-InP и *p*-InP, полученных методом ЖГЧ и облученных электронами с энергией 2 МэВ, авторы работы [105] выявили две линии сверхтонкого взаимодействия неспаренного электрона центра P_{In}^+ с центральным ионом фосфора. Для параметров g и A получены значения 1.992 ± 0.008 и $(920 \pm 50) \cdot 10^{-4}$ см⁻¹ соответственно. Точная идентификация ближайших соседей центра P_{In}^+ затруднена из-за отсутствия в спектре ЭПР линий суперсверхтонкого взаимодействия.

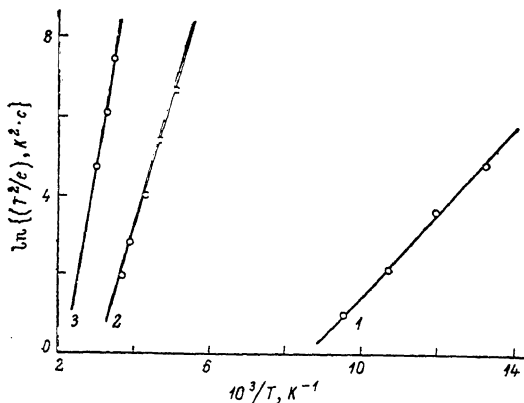


Рис. 9. Температурная зависимость скорости эмиссии носителей для ловушек H_1 (1), H_2 (2) и H_3 (3) монокристаллов *p*-InP.

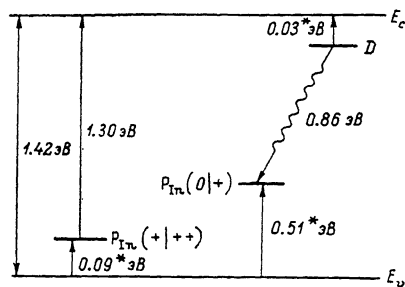


Рис. 10. Схема уровней и электронных переходов в InP с участием АСД P_{In} .

Звездочкой отмечены энергии термической активации, остальные величины соответствуют оптическим измерениям при низких температурах [106-107, 112].

Новые сведения об АСД P_{In} получены при исследовании монокристаллов InP, облученных электронами, методом МКД—ЭПР [106, 107]. Выяснено, что оптическая ионизация центра P_{In}^+ (процесс $P_{In}^+ \rightarrow P_{In}^{++} + e$) осуществляется поглощением света с энергией 1.3 эВ [106], что подтверждается и данными по исследованию фотопроводимости InP, обогащенного фосфором путем ионного внедрения [108]. Кроме того, авторами [107] установлено, что кривые МКД—ЭПР образцов InP : Zn и InP : Sn немного различаются. Это может быть вызвано разным окружением у центров P_{In} в указанных кристаллах.

Таблица 2
Параметры дырочных ловушек в *p*-InP

Ловушка	Параметр		
	E_t , эВ	σ , см ²	N_t , см ⁻³
H_1	0.09	$1.5 \cdot 10^{-18}$	$1.1 \cdot 10^{13}$
H_2	0.29	$2.0 \cdot 10^{-17}$	$3.4 \cdot 10^{13}$
H_3	0.51	$1.6 \cdot 10^{-16}$	$0.5 \cdot 10^{13}$

В работе [107] для кристаллов InP : Zn ($p = 5.6 \cdot 10^{17}$ см⁻³) исследована зависимость концентрации P_{In} от дозы электронного облучения D . Установлено, что сигнал ЭПР P_{In}^+ регистрируется только при $D \geq 3 \cdot 10^{16}$ см⁻², что обусловлено, по-видимому, компенсацией проводимости образцов при таких дозах. С ростом D плотность P_{In} выходит на насыщение при $N_d \approx 6 \cdot 10^{16}$ см⁻³.

Исследование ФЛ и ОДМР образцов InP : Zn после электронного облуче-

ния [109] позволило выявить полосу люминесценции при 0.89 эВ ($T = 3$ К), связанной с излучательным переходом электрона на центр P_{In}^+ . Отметим, что авторами [109] приводится спектр ФЛ InP : Zn без учета спектральной чувствительности установки. Аналогичная полоса обнаружена нами в объемных кристаллах и эпитаксиальных слоях InP : Zn с максимумом при 0.86 эВ ($T = 6$ К). Оказалось (рис. 7), что интенсивность этой полосы может быть увеличена облучением образцов при 80 К электронами подпороговой энергии ($E = 50$ кэВ). Величина энергии активации гермического тушения данной полосы ($E_t = 0.030$ эВ), определяемая в результате анализа зависимости $\ln I = f(10^3/T)$, указывает на участие в процессе рекомбинации мелкого донора. Заметим, что

с увеличением температуры полоса при 0.86 эВ не деформируется и ее максимум не смещается. В кристаллах n -InP она не наблюдается [110, 111].

Данные об энергетическом положении уровней многозарядного центра P_{In} относительно валентной зоны были получены нами путем исследования методом НСГУ влияния облучения гамма-квантами на параметры дырочных ловушек кристаллов p -InP [112]. Кривые НСГУ барьеров Шоттки Ni— p -InP до и после облучения гамма-квантами при дозе $3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ приведены на рис. 8. Параметры (глубина E_t , сечение захвата σ и концентрация N_t) (табл. 2) найденных после облучения ловушек определялись из анализа зависимостей $\ln(T^2/e) = f(10^3/T)$, где e — скорость эмиссии носителей (рис. 9). Выяснено, что дырочные ловушки H_1 и H_3 соответствуют двум зарядовым состояниям АСД P_{In}^+ , а именно P_{In}^+ и P_{In}^0 соответственно. Что касается ловушки H_2 , концентрация которой не растет при облучении гамма-квантами (рис. 8), то она обусловлена, вероятно, неконтролируемой примесью.

Рассмотренные выше экспериментальные данные позволили нам составить схему уровней и электронных переходов в фосфиде индия с участием АСД P_{In} (рис. 10). Как справедливо отмечено в [109], уровень дефекта P_{In}^+ , расположенный вблизи середины запрещенной зоны, может аналогично уровню $EL2$ в арсениде галлия способствовать получению нелегированного полуизолирующего фосфида индия. Большие плотности P_{In} могут быть достигнуты, по-видимому, путем отклонения состава образцов InP от стехиометрии в сторону избытка металлоида. Хочется верить, что ввиду важности полуизолирующего InP для электроники СВЧ проблема получения нелегированных монокристаллов i -InP будет в ближайшее время успешно решена.

Следует отметить, что экспериментальные сведения относительно возможности существования дефекта In_p в фосфиде индия еще не получены.

6. *Заключение.* Имеющиеся данные указывают на важную роль антиструктурных дефектов в формировании оптических и электрофизических свойств соединений $A^{III}B^V$. К настоящему времени хорошо идентифицированы АСД типа B_A в GaAs, GaP и InP. Что же касается дефектов A_B и ассоциатов ($A_B B_A$), то их идентификация требует дополнительного обоснования на микроскопическом уровне. Для получения новой информации относительно АСД важным представляется изучение состава дефектов в кристаллах соединений $A^{III}B^V$ с контролируемым отклонением от стехиометрии, поскольку этот вопрос исследован частично только для GaAs.

Л и т е р а т у р а

- [1] Van Vechten J. A. — J. Electrochem. Soc., 1975, v. 122, N 3, p. 423—429.
- [2] Elliott K., Chen R. T., Greenbaum S. G., Wagner R. J. — Appl. Phys. Lett., 1984, v. 44, N 9, p. 907—909.
- [3] Weber E. R., Ennen H., Kaufmann U., Windscheif J., Schneider J., Wosinski T. — J. Appl. Phys., 1982, v. 53, N 9, p. 6140—6143.
- [4] Kaminska M., Lagowski J., Parsey J. M., Gatos H. C. — Lect. Not. Phys., 1983, v. 175, N 1-6, p. 198—202.
- [5] Gislason H. P., Watkins G. D. — Phys. Rev. B, 1986, v. 33, N 4, p. 2957—2960.
- [6] Deiri M., Homewood K. P., Cavenett B. C. — J. Phys. C: Sol. St. Phys., 1984, v. 17, N 23, p. L627—L632.
- [7] Goltzene A., Meyer B., Schab C. — J. Appl. Phys., 1986, v. 59, N 8, p. 2812—2816.
- [8] Van Vechten J. — J. Electron. Mater., 1975, v. 4, N 5, p. 1159—1169.
- [9] Jaros M. — J. Phys. C: Sol. St. Phys., 1978, v. 11, N 6, p. L213—L217.
- [10] Scheffler M., Pantelides S. T., Lipari N. O., Bernholc J. — Phys. Rev. Lett., 1981, v. 47, N 6, p. 413—416.
- [11] Bachelet G. B., Schlüter M., Baraff G. A. — Phys. Rev. B, 1983, v. 27, N 4, p. 2545—2547.
- [12] Scheffler M., Bernholc J., Lipari N. O., Pantelides S. T. — Phys. Rev. B, 1984, v. 29, N 6, p. 3269—3282.
- [13] Махмудов А. Ш., Адиллов М. К., Левин А. А. К вопросу о природе некоторых локальных центров в арсениде галлия. — ФТП, 1985, т. 19, в. 11, с. 2077—2080.
- [14] Buisson J. P., Allen R. E., Dow J. D. — Sol. St. Commun., 1982, v. 43, N 11, p. 833—836.
- [15] Van Der Rest J., Pecheur P. — Physica, 1983, v. 116B, p. 121—126.
- [16] Ho E. S., Dow J. D. — Phys. Rev. B, 1983, v. 27, N 2, p. 1115—1118.
- [17] Lin-Chung P. J., Reinecke T. L. — Phys. Rev. B, 1983, v. 27, N 2, p. 1101—1113.
- [18] Pötz W., Ferry D. K. — Phys. Rev. B, 1985, v. 31, N 2, p. 968—973.
- [19] Pötz W., Ferry D. K. — J. Phys. Chem. Sol., 1985, v. 46, N 9, p. 1101—1108.
- [20] Reinecke T. L. — Physica, 1983, v. 117B/118B, p. 194—196.

- [21] Pötz W., Ferry D. K. — *Phys. Rev. B*, 1984, v. 29, N 10, p. 5687—5693.
- [22] Kaufman U., Schneider J., Rauber A. — *Appl. Phys. Lett.*, 1976, v. 29, N 5, p. 312—313.
- [23] Meyer B. K., Hangleiter Th., Spaeth J.-M., Strauch G., Zell Th., Winnacker A., Bartnacker R. H. — *J. Phys. C: Sol. St. Phys.*, 1985, v. 18, N 7, p. 1503—1512.
- [24] Kaufman U., Schneider J. — *Festkörperprobleme*, 1980, v. 20, p. 87—116.
- [25] Schneider J., Kaufman U. — *Inst. Phys. Conf. Ser.*, 1981, N 59, p. 55—67.
- [26] Kaufman U., Kennedy T. A. — *J. Electron. Mater.*, 1981, v. 10, N 2, p. 347—360.
- [27] Kaufman U., Schneider J. — *Sol. St. Commun.*, 1978, v. 25, N 12, p. 1113—1116.
- [28] Kaufman U., Schneider J., Wörner R., Kennedy T. A., Wilsey N. D. — *J. Phys. C: Sol. St. Phys.*, 1981, v. 14, N 31, p. L951—L955.
- [29] Ferenczi G., Dozsa L., Somogyi M. — *Lect. Not. Phys.*, 1983, v. 175, N 1-6, p. 301—307.
- [30] Kennedy T. A., Wilsey N. D. — *Inst. Phys. Conf. Ser.*, 1979, N 46, p. 375—378.
- [31] Goswami N. K., Newman R. C., Whitehouse J. E. — *Sol. St. Commun.*, 1981, v. 40, N 4, p. 473—477.
- [32] Bell R. B., Newman R. C., Whitehouse J. E., Woodhead J. — *J. Phys. C: Sol. St. Phys.*, 1984, v. 17, N 36, p. L963—L968.
- [33] Kennedy T. A., Wilsey N. D. — *Phys. Rev. B*, 1981, v. 23, N 12, p. 6585—6591.
- [34] O'Donnell K. P., Lee K. M., Watkins G. D. — *Sol. St. Commun.*, 1982, v. 44, N 7, p. 1015—1018.
- [35] Killoran N., Cavenett B. C., Godlewski M., Kennedy T. A., Wilsey N. D. — *J. Phys. C: Sol. St. Phys.*, 1982, v. 15, N 22, p. L723—L728.
- [36] Killoran N., Cavenett B. C., Godlewski M., Kennedy T. A., Wilsey N. D. — *Physica*, 1983, v. 116B, p. 425—430.
- [37] Holmes D. E., Chen R. T., Elliott K. R., Kirkpatrick C. G. — *Appl. Phys. Lett.*, 1982, v. 40, N 1, p. 46—48.
- [38] Figielski T. — *Appl. Phys. A*, 1984, v. 35, N 4, p. 255—261.
- [39] Yu Ph. W., Mitchel W. C., Mier M. G., Li S. S., Wang W. L. — *Appl. Phys. Lett.*, 1982, v. 41, N 6, p. 532—534.
- [40] Elliott K. R. — *Appl. Phys. Lett.*, 1983, v. 42, N 3, p. 274—276.
- [41] Wagner R. J., Krebs J. J., Stauss G. H., White A. M. — *Sol. St. Commun.*, 1980, v. 36, N 1, p. 15—17.
- [42] Kennedy T. A., Faraday B. J., Wilsey N. D. — *Bull. Am. Phys. Soc.*, 1981, v. 26, N 3, p. 255.
- [43] Beall R. B., Newman R. C., Whitehouse J. E., Woodhead J. — *J. Phys. C: Sol. St. Phys.*, 1984, v. 17, N 15, p. 2653—2659.
- [44] Beall R. B., Newman R. C., Whitehouse J. E., Woodhead J. — *J. Phys. C: Sol. St. Phys.*, 1985, v. 18, N 17, p. 3273—3283.
- [45] Wörner R., Kaufman U., Schneider J. — *Appl. Phys. Lett.*, 1982, v. 40, N 2, p. 141—143.
- [46] Goltzene A., Meyer B., Schwab C. — *J. Appl. Phys.*, 1983, v. 54, N 6, p. 3117—3120.
- [47] Goltzene A., Meyer B., Schwab C., Greenbaum S. G., Wagner R. J., Kennedy T. A. — *J. Appl. Phys.*, 1984, v. 56, N 12, p. 3394—3398.
- [48] Beall R. B., Newman R. C., Whitehouse J. E. — *J. Phys. C: Sol. St. Phys.*, 1986, v. 19, N 20, p. 3745—3752.
- [49] Weber E. R., Schneider J. — *Physica*, 1983, v. 116B, p. 398—403.
- [50] Goltzene A., Meyer B., Schwab C. — *Phys. St. Sol. (b)*, 1984, v. 123, N 2, p. K125—K128.
- [51] Meyer B. K., Spaeth J.-M. — *J. Phys. C: Sol. St. Phys.*, 1985, v. 18, N 4, p. L99—L103.
- [52] Goltzene A., Meyer B., Schwab C., Beall R. B., Newman R. C., Whitehouse J. E., Woodhead J. — *J. Appl. Phys.*, 1985, v. 57, N 12, p. 5196—5198.
- [53] Hofman D. M., Meyer B. K., Lohse F., Spaeth J. M. — *Phys. Rev. Lett.*, 1984, v. 53, N 12, p. 1187—1190.
- [54] Meyer B. K., Spaeth J.-M., Scheffler M. — *Phys. Rev. Lett.*, 1984, v. 52, N 10, p. 851—854.
- [55] Lagowski J., Lin D. G., Chen T.-P., Skowronski M., Gatos H. C. — *Appl. Phys. Lett.*, 1985, v. 47, N 9, p. 929—931.
- [56] Yu Ph. W. — *Sol. St. Commun.*, 1982, v. 43, N 12, p. 953—956.
- [57] Tajima M., Okada Y. — *Physica*, 1983, v. 116B, p. 404—408.
- [58] Windscheif J., Ennen H., Kaufmann U., Schneider J., Kimura T. — *Appl. Phys. A*, 1983, v. 30, N 1, p. 47—49.
- [59] Goltzene A., Meyer B., Schwab C. — *J. Appl. Phys.*, 1985, v. 57, N 4, p. 1332—1335.
- [60] Beall R. B., Newman R. C., Whitehouse J. E. — *J. Phys. C: Sol. St. Phys.*, 1986, v. 19, N 20, p. 3745—3752.
- [61] Weber J., Watkins G. D. — *J. Phys. C: Sol. St. Phys.*, 1985, v. 18, N 10, p. L269—L273.
- [62] Baraff G. A., Schluter M. — *Phys. Rev. Lett.*, 1985, v. 55, N 21, p. 2340—2343.
- [63] Von Bardeleben H. J., Bourgoin J. C., Miret A. — *Phys. Rev. B*, 1986, v. 34, N 2, p. 1360—1362.
- [64] Pons D., Bourgoin J. C. — *J. Phys. C: Sol. St. Phys.*, 1985, v. 18, N 20, p. 3839—3871.
- [65] Vincent G., Bois D. — *Sol. St. Commun.*, 1978, v. 27, N 4, p. 431—434.
- [66] Vincent G., Bois D., Chantre A. — *J. Appl. Phys.*, 1982, v. 53, N 5, p. 3643—3649.
- [67] Lin A. L., Omelianovski E., Bube R. H. — *J. Appl. Phys.*, 1976, v. 47, N 5, p. 1852—1858.
- [68] Leyral P., Vincent G., Nouailhat A., Guillot G. — *Sol. St. Commun.*, 1982, v. 42, N 1, p. 67—69.
- [69] Yu Ph. W. — *Appl. Phys. Lett.*, 1984, v. 44, N 3, p. 330—332.
- [70] Martin G. M. — *Appl. Phys. Lett.*, 1981, v. 39, N 9, p. 747—748.
- [71] Lang D. V., Logan R. A. — *J. Electron. Mater.*, 1975, v. 4, N 5, p. 1053—1066.
- [72] Huber A. M., Linh N. T., Valladon M., Debrun J. L., Martin G. M., Mitonneau A., Mircea A. — *J. Appl. Phys.*, 1979, v. 50, N 6, p. 4022—4026.

- [73] Lagowski J., Gatos H. C., Parsey J. M., Wada K., Kaminska M., Walukiewicz W. — Appl. Phys. Lett., 1982, v. 40, N 4, p. 342—344.
- [74] Woshinski T., Morawski A., Figielski T. — Appl. Phys. A, 1983, v. 30, N 4, p. 233—235.
- [75] Martin G. M., Esteve E., Langlade P., Makram-Ebeid S. — J. Appl. Phys., 1984, v. 56, N 10, p. 2655—2657.
- [76] Omling P., Weber E. R., Samuelson L. — Phys. Rev. B, 1986, v. 33, N 8, p. 5880—5883.
- [77] Tsukada N., Kikuta T., Ishida K. — Japan. J. Appl. Phys., 1985, v. 24, N 9, p. L689—L692.
- [78] Tsukada N., Kikuta T., Ishida K. — Phys. Rev. B, 1986, v. 33, N 12, p. 8859—8862.
- [79] Kaminska M., Skowronski M., Lagowski J., Parsey J. M., Gatos H. C. — Appl. Phys. Lett., 1983, v. 43, N 3, p. 302—304.
- [80] Kaminska M., Skowronski M., Kuszko W. — Phys. Rev. Lett., 1985, v. 55, N 20, p. 2204—2207.
- [81] Figielski T., Wosinski T. — Czech. J. Phys., 1984, v. B34, N 5, p. 403—408.
- [82] Figielski T., Kaczmarek E., Wosinski T. — Appl. Phys. A, 1985, v. 38, N 4, p. 253—261.
- [83] Von Bardeleben H. J., Stievenard D., Bourgoin J. C. — Appl. Phys. Lett., 1985, v. 47, N 9, p. 970—972.
- [84] Ikoma T., Taniguchi M., Mochizuki Y. — Inst. Phys. Conf. Ser., 1984, N 74, p. 65.
- [85] Mochizuki Y., Ikoma T. — Japan. J. Appl. Phys., 1985, v. 24, N 11, p. L895—L898.
- [86] Ikoma T., Mochizuki Y. — Japan. J. Appl. Phys., 1985, v. 24, N 12, p. L935—L937.
- [87] Imamura Y., Osaka Y. — Japan. J. Appl. Phys., 1983, v. 22, N 6, p. L333—L335.
- [88] Taniguchi M., Ikoma T. — J. Appl. Phys., 1983, v. 54, N 11, p. 6448—6449.
- [89] Taniguchi M., Ikoma T. — Appl. Phys. Lett., 1984, v. 45, N 1, p. 69—71.
- [90] Elliott K. R., Holmes D. E., Chen R. T., Kirkpatrick C. G. — Appl. Phys. Lett., 1982, v. 40, N 10, p. 896—901.
- [91] Dannefaer S., Hogg B., Kerr D. — Phys. Rev. B, 1984, v. 30, N 6, p. 3355—3366.
- [92] Mircea-Roussel A., Jacob G., Hallais J. P. — In: Semi-Insul. III—V Mater. Conf. Nottingham, 1980, p. 133—137.
- [93] Look D. C., Pomrenke G. S. — J. Appl. Phys., 1983, v. 54, N 6, p. 3249—3254.
- [94] Hiramoto T., Mochizuki Y., Saito T., Ikoma T. — Japan. J. Appl. Phys., 1985, v. 24, N 12, p. L921—L924.
- [95] Sato T., Terashima K., Emori H., Ozawa S., Nakajima M., Fukuda T., Ishida K. — Japan. J. Appl. Phys., 1985, v. 24, N 7, p. L488—L490.
- [96] Shanabrook B. V., Moore W. J., Bishop S. G. — Phys. Rev. B, 1986, v. 33, N 8, p. 5943—5945.
- [97] Shanabrook B. V., Moore W. J., Bishop S. G. — J. Appl. Phys., 1986, v. 59, N 7, p. 2535—2537.
- [98] Bishop S. G., Shanabrook B. V., Moore W. J. — J. Appl. Phys., 1984, v. 56, N 6, p. 1785—1790.
- [99] Fischer D. W., Yu P. W. — J. Appl. Phys., 1986, v. 59, N 6, p. 1952—1955.
- [100] Ta L. B., Hobgood H. M., Thomas R. N. — Appl. Phys. Lett., 1982, v. 41, N 11, p. 1091—1093.
- [101] Elliott K. R. — J. Appl. Phys., 1984, v. 55, N 10, p. 3856—3858.
- [102] Dansas P. — J. Appl. Phys., 1985, v. 58, N 6, p. 2212—2216.
- [103] Moore W. J., Shanabrook B. V., Kennedy T. A. — Sol. St. Commun., 1985, v. 53, N 11, p. 957—960.
- [104] Pödör B. — J. Appl. Phys., 1984, v. 55, N 10, p. 3603—3604.
- [105] Kennedy T. A., Wilsey N. D. — Appl. Phys. Lett., 1984, v. 44, N 11, p. 1089—1091.
- [106] Deiri M., Kana-ah A., Cavenett B. C., Kennedy T. A., Wilsey N. D. — J. Phys. C: Sol. St. Phys., 1984, v. 17, N 29, p. L793—L797.
- [107] Kana-ah A., Deiri M., Cavenett B. C., Wilsey N. D., Kennedy T. A. — J. Phys. C: Sol. St. Phys., 1985, v. 18, N 20, p. L619—L623.
- [108] Георгобяни А. Н., Миклуленок А. В., Урсаки В. В., Тигиняну И. М. Фотопроводимость фосфида индия, обусловленная антиструктурным дефектом P_{1n} . — ФТП, 1985, т. 19, в. 7, с. 1310—1312.
- [109] Cavenett B. C., Kana-ah A., Deiri M., Kennedy T. A., Wilsey N. D. — J. Phys. C: Sol. St. Phys., 1985, v. 18, N 16, p. L473—L476.
- [110] Georgobiani A. N., Mikulyonok A. V., Stoyanova I. G., Tiginyanu I. M. — Phys. St. Sol. (a), 1983, v. 80, N 1, p. 109—118.
- [111] Георгобяни А. Н., Миклуленок А. В., Панасюк Е. И., Радауцан С. И., Тигиняну И. М. Глубокие центры в нелегированных и легированных железом монокристаллах фосфида индия. — ФТП, 1983, т. 17, в. 4, с. 593—598.
- [112] Георгобяни А. Н., Тигиняну И. М., Урсаки В. В., Урсу В. А. Исследование локализованных состояний в монокристаллах InP и $GaAs$ методами емкостной спектроскопии и фотолюминесценции. — Препринт ФИ АН СССР, № 56. М., 1986. 48 с.