

КРУПНОМАСШТАБНЫЕ СКОПЛЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИ АКТИВНЫХ ДЕФЕКТОВ В МОНОКРИСТАЛЛАХ ФОСФИДА ИНДИЯ

Калинушкин В. П., Юрьев В. А., Мурин Д. И.

Изложены результаты дефектоскопического исследования крупномасштабных примесных скоплений в монокристаллах InP , выполненного методом малоуглового рассеяния света среднего ИК диапазона ($\lambda_0 = 10.6$ мкм), приведены оценки основных параметров скоплений (их размеров и концентрации свободных носителей в их объеме) и энергии активации образующих их точечных центров. Предлагается модель скоплений, согласно которой они представляют собой сферические области кристалла, обогащенные микровключениями индия и дефектом In_P .

В вышедших в последнее время работах [1-3] сообщалось о результатах исследований методом малоуглового рассеяния света среднего ИК диапазона [4] крупномасштабных примесных скоплений в монокристаллах фосфида индия. Целью настоящей работы является обобщение изложенных в [1-3] результатов с учетом дополнительных данных, полученных при исследованиях большого количества кристаллов фосфида индия.

1. И с с л е д у е м ы е о б р а з ц ы и у с л о в и я э к с п е р и м е н т а

В работе используются результаты исследования значительного количества образцов специально не легированного (InP) и легированного железом ($\text{InP} : \text{Fe}$) монокристаллического фосфида индия, выращенного на различных предприятиях методом Чохральского с жидкостной герметизацией расплава в кристаллографических направлениях $\langle 100 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$.

Весь исследованный материал имел n -тип проводимости. Концентрация свободных электронов в образцах нелегированного InP обычно составляла $\sim 2 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (в некоторых образцах концентрация носителей существенно превосходила 10^{17} см^{-3}). Удельное сопротивление монокристаллов $\text{InP} : \text{Fe}$ варьировалось в интервале $10^6 \div 10^8 \text{ Ом}\cdot\text{см}$. Подвижность электронов в материале была около $3 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Большинство кристаллов имело плотность дислокаций около $5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-2}$. Для исследования влияния плотности дислокаций на рассеяние света использовались также образцы $\text{InP} : \text{Fe}$ с плотностью дислокаций около $5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-2}$ и образцы InP с повышенной плотностью дислокаций ($10^5 \div 10^6 \text{ см}^{-2}$).

Обычно образцы представляли собой плоскопараллельные пластины толщиной от 0.3 до 3 мм, вырезанные из монокристаллического слитка перпендикулярно направлению роста. В ряде случаев исследовались также пластины, вырезанные вдоль кристаллографических плоскостей (100), (110) и (111) (но не перпендикулярно направлению роста кристалла).

Как уже говорилось выше, образцы исследовались с помощью метода малоуглового рассеяния света среднего ИК диапазона [4]. Измерение рассеяния проводилось в различных точках каждой пластины, при этом в каждой точке снималось несколько диаграмм рассеяния света, соответствующих разным ориентациям пластины относительно плоскости поляризации зондирующего ла-

зерного излучения (образец поворачивался на заданный угол в плоскости, перпендикулярной лучу зондирующего CO_2 -лазера). Такая схема проведения экспериментов позволяла следить за однородностью распределения крупномасштабных примесных скоплений по диаметру слитка и их симметрией. Осевая однородность распределения скоплений изучалась при исследовании образцов, вырезанных из разных частей одного слитка. Кроме того, для получения дополнительной информации о симметрии рассеивающих неоднородностей в экспериментах использовались несколько пластинок, вырезанных из слитков идентичного материала вдоль разных кристаллографических плоскостей: (100), (110), (111). Всего в проведенных экспериментах исследовано несколько сот областей в десятках образцов.

Таким образом, был получен достаточно обширный статистический материал, позволяющий, с нашей точки зрения, сделать ряд обобщающих выводов о геометрических и электрофизических параметрах скоплений в фосфиде индия.

Подробно методика экспериментов, схемы экспериментальных установок и методы обработки диаграмм рассеяния и оценки параметров скоплений описаны, например, в [4].

2. Температурные зависимости интенсивности рассеяния

Для определения энергии термической активации центров, образующих скопления, измерялись зависимости интенсивности рассеяния света от температуры образца. В известном смысле измерение температурной зависимости интенсивности рассеяния света скоплениями аналогично исследованию температурной зависимости проводимости материала: обоими методами регистрируется изменение концентрации свободных носителей при изменении температуры образца, но если во втором методе носители распределены по объему материала, то первый чувствителен к свободным носителям, локализованным в объеме скоплений. Оценка энергии активации центров по температурной зависимости интенсивности рассеяния света может быть выполнена по стандартным формулам, используемым, например, при токовых измерениях [5]. Однако обычно температурная зависимость интенсивности рассеяния представляет собой ступеньку с небольшим перепадом [6]. В этом случае для оценки положения уровня, с нашей точки зрения, целесообразно пользоваться формулой, получаемой в предположении, что в скоплениях присутствует несколько центров (для определенности донор и несколько акцепторов), причем глубины уровней акцепторов отличаются на несколько kT [7]. Тогда из уравнения электронейтральности

$$p_{\text{ск}} + N_{i+1}^0 + N_i^0 + N_D = N_{i+1} + N_i \quad (1)$$

легко получить выражение ($\Delta E_i > \Delta E_{i+1}$, $N_{i+1} > N_D$)

$$p_{\text{ск}} = \frac{(N_{i+1} - N_D) \left(1 + g^{-1} \exp \left\{ -\frac{E_F - E_i}{kT} \right\} \right) + N_i}{1 + g^{-1} \exp \left\{ -\frac{E_F - E_i}{kT} \right\}}, \quad (2)$$

где $p_{\text{ск}}$ — концентрация дырок в скоплении, g — фактор вырождения i -го уровня, N_{i+1}^0 — концентрация заполненных акцепторных уровней, $\Delta E_i = E_i - E_v$ — искомая энергия активации, N_{i+1}, N_D — концентрация акцепторных или донорных центров, E_F — энергия Ферми, k — постоянная Больцмана.

Тогда для положения уровня имеем оценку

$$E_i = E_F - kT_0 \ln g, \quad (3)$$

где энергия Ферми E_F вычисляется из концентрации носителей

$$p_{\text{ск}} = N_v \exp \left\{ -\frac{E_F - E_v}{kT_0} \right\} \quad (4)$$

при температуре T_0 , соответствующей интенсивности рассеяния

$$I = \frac{1}{2} \left(\frac{I_1 + I_2}{2} + \sqrt{I_1 I_2} \right), \quad (5)$$

здесь $I_{1,2}$ — интенсивность рассеяния, соответствующая нижнему или верхнему краю ступеньки, N_p — плотность состояний в валентной зоне. Концентрация носителей (4) определяется по диаграммам рассеяния света (см. [4]).

При измерении температурных зависимостей интенсивности рассеяния образец помещался на хладопровод азотного криостата, позволяющего варьировать температуру образца от 100 до 300 К. В этих экспериментах исследовано 10 различных образцов InP и InP : Fe, при этом обычно регистрировалось рассеяние света центральной частью пластины.

3. Результаты экспериментов

Анализ угловых диаграмм рассеяния света (рис. 1—4) позволяет утверждать, что примесные скопления в InP и InP : Fe имеют форму, близкую к сферической, причем наблюдаемые диаграммы хорошо описываются рассеянием на сферах с гауссовой профильной функцией распределения диэлектрической проницаемости [4].

Обнаруженные в монокристаллах InP и InP : Fe примесные скопления по размерам можно разделить на четыре группы. Их основные параметры — характерные радиусы скоплений (a) и некоторые величины, определяемые непосредственно при обработке диаграмм рассеяния света и характеризующие оптические и электрофизические свойства скоплений ($\lg [I_0/W_0]$ и $\lg [C\Delta n_m^2]$), приведены в табл. 1 (I_0 — интенсивность рассеяния при $\theta=0$, W_0 — падающая мощность, значения $\lg [I_0/W_0]$ и a получены при аппроксимации измеренных диаграмм наилучшими кривыми с учетом вклада, вносимого в рассеяние света разными типами неоднородностей [8]; C — концентрация скоплений, Δn_m — максимальное отклонение концентрации свободных носителей в скоплениях, для скоплений p -типа проводимости в n -матрице $\Delta n_m = m_e^* p_m / m_h^* - n_\infty$, m_e^* и m_h^* — омические эффективные массы электрона и дырки, p_m — максимальная концентрация дырок в скоплениях, n_∞ — концентрация электронов вне скоплений; формулы для вычисления произведения $C\Delta n_m^2$ из значений I_0/W_0 и a приведены, например, в [4, 7, 8]). Отметим, что приведенные в табл. 1 данные получены в результате статистической обработки значительного количества диаграмм рассеяния, измеренных в разных образцах. Пределы, в которых лежат значения параметров скоплений, определяются разбросом этих значений в разных образцах и разных точках каждого образца.

Таблица 1

Размеры скоплений (a), интенсивность рассеяния под нулевым углом (I_0/W_0) и параметр концентрации ($C\Delta n_m^2$) в InP и InP : Fe

Материал	Плотность дислокаций, см ⁻²	Радиус скоплений a , мкм	$\lg [I_0/W_0]$	$\lg [C\Delta n_m^2]$
InP	$5 \cdot 10^4$	18.7 ± 3.9	-1.3 ± 0.6	36.4 ± 0.5
		9.9 ± 2.0	-2.1 ± 0.4	37.2 ± 0.4
		5.0 ± 1.8	-2.7 ± 0.4	38.5 ± 0.5
		≤ 2	-3.2 ± 0.5	—
InP	$10^5 \div 10^6$	13.4 ± 2.1	-2.3 ± 0.4	36.4 ± 0.5
		8.8 ± 1.4	-2.4 ± 0.5	37.3 ± 0.5
		3.8 ± 0.9	-2.8 ± 0.2	39.1 ± 0.5
		≤ 2	≤ -3	—
InP : Fe	$5 \cdot 10^4$	19.7 ± 3.9	-1.2 ± 0.7	36.4 ± 0.6
		9.7 ± 2.0	-1.9 ± 0.5	37.5 ± 0.7
		5.3 ± 1.2	-2.5 ± 0.4	38.6 ± 0.5
		≤ 2	-3.0 ± 0.4	—

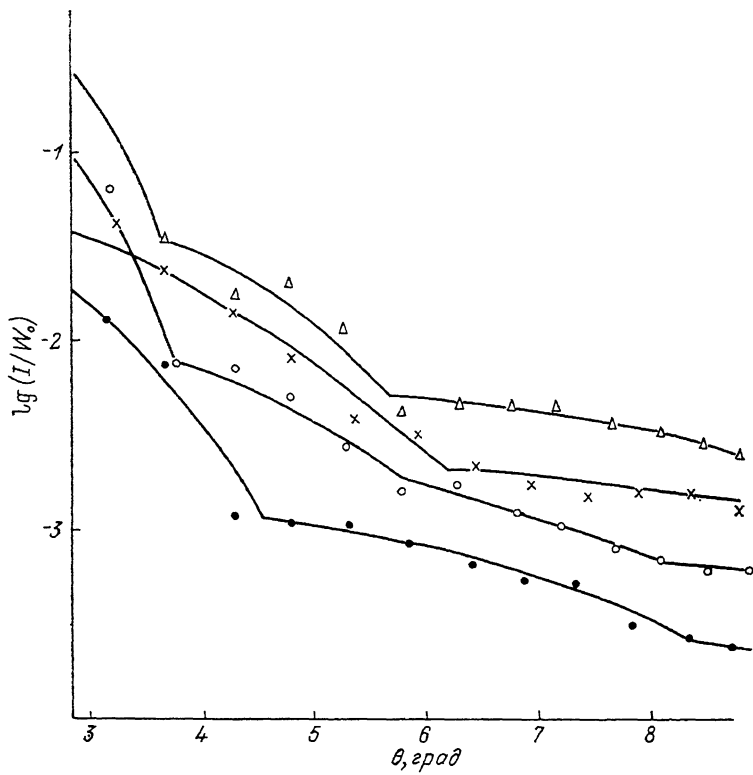


Рис. 1. Характерные диаграммы рассеяния света монокристаллами InP (плотность дислокации $\sim 5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-2}$).

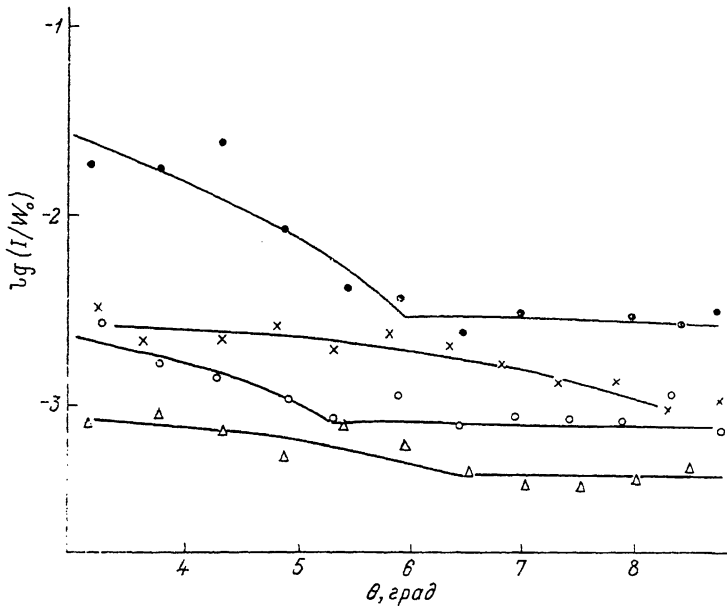


Рис. 2. Характерные угловые диаграммы рассеяния света монокристаллами InP (плотность дислокаций $10^5 \div 10^6 \text{ см}^{-2}$).

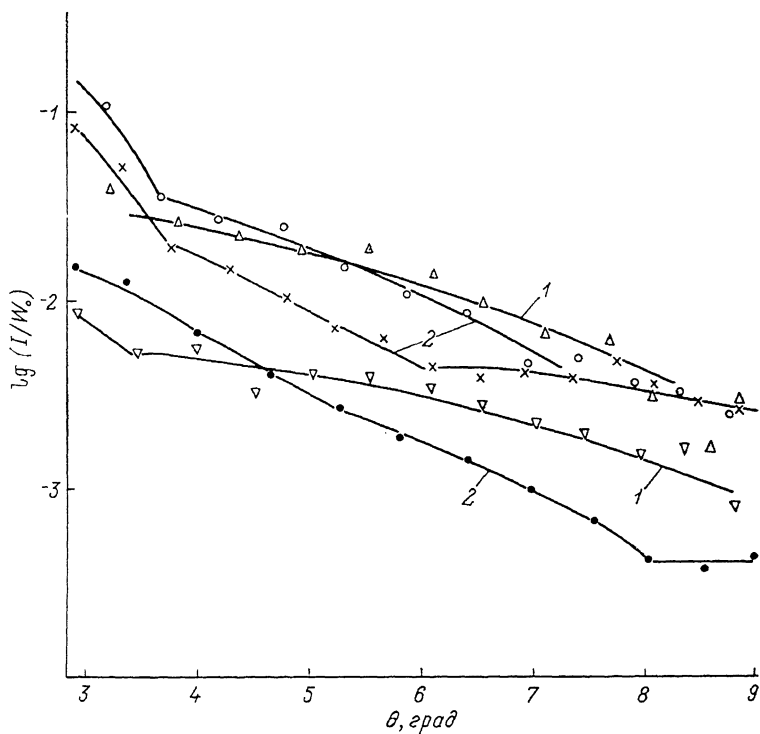


Рис. 3. Характерные диаграммы рассеяния света монокристаллами InP : Fe.
 Плотность дислокаций, см⁻²: 1 — $5 \cdot 10^3$, 2 — $5 \cdot 10^4$.

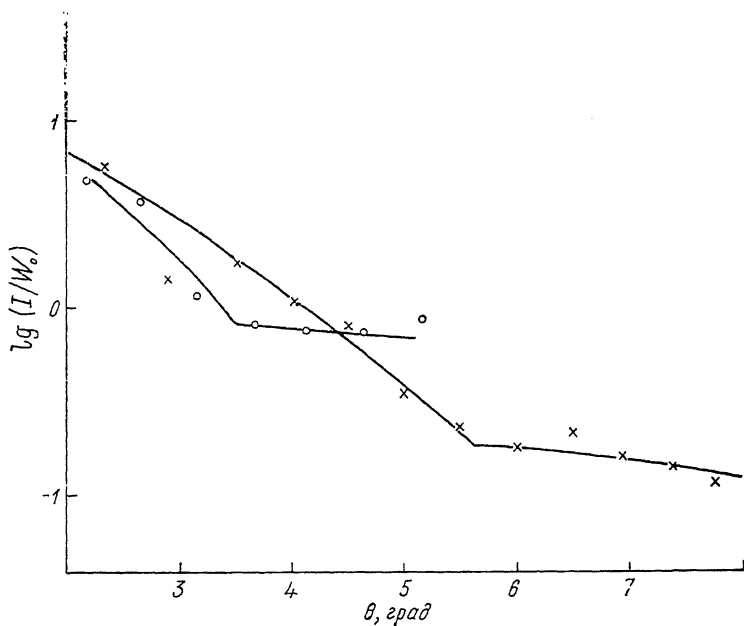


Рис. 4. Диаграммы рассеяния света образцами InP (с концентрацией свободных носителей $\geq 5 \cdot 10^{17}$ см⁻³).

Следует заметить, что размеры скоплений и характерные интенсивности рассеяния света различными типами скоплений (I_0/W_0) в $\text{InP} : \text{Fe}$ не зависят от проводимости высокоомной матрицы (исследовались кристаллы с удельным сопротивлением $2.5 \cdot 10^6$, 10^7 и $2.1 \cdot 10^7$ Ом·см). Более того при равной плотности дислокаций они практически не отличаются в InP и $\text{InP} : \text{Fe}$ (табл. 1). Этот факт может служить достаточно надежным основанием для того, чтобы считать, что скопления в InP и $\text{InP} : \text{Fe}$ имеют общую природу.

Скопления размерами $\sim 10 \div 20$ мкм зарегистрированы также в образцах InP с концентрацией свободных носителей, превышающей $5 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$ (точное определение размеров и интенсивностей затруднено из-за высокого поглощения света с длиной волны 10.6 мкм в этом материале, рис. 4).

В результате исследования влияния дислокационной структуры образцов на рассеяние света установлено, что крупномасштабные примесные скопления в фосфиде индия имеют недислокационную природу. Было обнаружено, что при изменении плотности дислокаций в $\text{InP} : \text{Fe}$ от $5 \cdot 10^3$ до $5 \cdot 10^4$ см $^{-2}$ характерные диаграммы рассеяния света этим материалом практически не изменяются (рис. 3), при увеличении же плотности дислокаций в специально не легированном

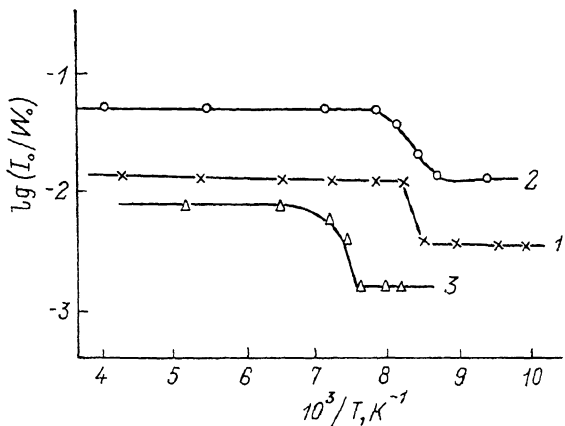


Рис. 5. Температурные зависимости интенсивности рассеяния света.

1 — $\text{InP} : \text{Fe}$ ($\bar{a} = 9.7$ мкм), 2 — InP ($\bar{a} = 18.7$ мкм),
3 — InP ($\bar{a} = 9.9$ мкм).

InP от $5 \cdot 10^4$ до $10^5 \div 10^6$ см $^{-2}$ наблюдаются значительное падение интенсивности рассеяния света материалом и изменение формы диаграмм рассеяния (уменьшаются характерные размеры скоплений, рис. 1, 2 и табл. 1).

Отметим также, что на диаграммах рассеяния света образцами InP и $\text{InP} : \text{Fe}$ нет набора максимумов и минимумов, характерного для диаграмм рассеяния света материалом, доминирующим типом скоплений в котором являются цилиндры примесных атмосфер, окружающих дислокации [9].

Измерение температурной зависимости интенсивности рассеяния света показало, что наблюдаемые скопления как в случае InP , так и в случае $\text{InP} : \text{Fe}$ содержат в своем составе мелкие центры, степень ионизации которых меняется при температуре $120 \div 140$ К (рис. 5).

Таким образом, установлено, что исследуемые крупномасштабные дефекты в фосфиде индия представляют собой сферически симметричные скопления мелких центров, имеющие недислокационную природу. Распределение концентрации точечных дефектов внутри скопления хорошо описывается гауссовой профильной функцией.

4. Обсуждение результатов и модель скоплений

Для оценки величины концентрации свободных носителей в скоплениях необходимо из независимых экспериментов знать концентрации самих скоплений в материале (из экспериментов по малоугловому рассеянию света можно определить только величину $S \Delta n_m^2$ [4]). В настоящей работе концентрация скоплений S определялась по лазерной томограмме монокристаллов фосфида индия [10–12], на которой отчетливо видны сферические дефекты, имеющие размеры, близкие к приведенным в табл. 1, и не обнаружены дефекты другой формы. Суммарный объем этих дефектов составляет несколько процентов общего объема материала, их концентрация — $(0.8 \div 3.3) \cdot 10^6$ см $^{-3}$. Разумно отождествить

эти дефекты со скоплениями, изучаемыми в настоящей работе, и принять их концентрацию за концентрацию крупномасштабных примесных скоплений.

К сожалению, по журнальной фотографии практически невозможно установить, каково распределение концентрации дефектов по размерам. Нам же для оценки концентрации носителей в скоплениях интересуют не столько суммарная концентрация дефектов, сколько значения концентрации скоплений, имеющих близкие размеры и по этому признаку относящихся к одному классу, т. е. для определения концентрации свободных носителей Δn_m , скажем, в крупных скоплениях необходимо знать концентрацию C именно крупных скоплений, чтобы оценить Δn_m в средних скоплениях, необходимо знать C именно средних скоплений и т. д.

С нашей точки зрения, не будет большой ошибкой считать, что концентрация скоплений каждого класса в 3—4 раза ниже суммарной концентрации скоплений: дефекты на томограммах в $[10^{-12}]$ явно рознятся по размерам. Нам же (как видно из табл. 1) удалось выделить четыре характерных класса скоплений.

Таким образом, для скоплений всех классов мы приняли оценку величины $C = (0.2 \div 1.1) \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$.

Остановимся далее на модели скопления p -типа проводимости. По нашему мнению, эта модель более логична и внутренне более согласована, чем модель скопления n -типа, обсуждаемая в работе [13]. Результаты, получаемые в рамках модели p -типа, лучше согласуются с данными, получаемыми другими методами, а сама модель базируется на общепринятых представлениях о дефектном составе фосфида индия [14—18]. Приступим к изложению этой модели.

Зная концентрацию скоплений, по данным табл. 1 можно оценить значение максимальной концентрации свободных носителей в скоплениях (p_m) и величину концентрации дырок в них, пересчитанную на единицу объема кристалла (p_V), а по температурным зависимостям интенсивности рассеяния света — энергию активации (ΔE_i) акцепторов, образующих скопления (табл. 2). Заметим, что высокая погрешность в этих оценках обусловлена прежде всего неопределенностью в выборе значений концентрации C .

Таблица 2

Параметры скоплений и энергии активации образующих их центров

Материал	Радиус скопления a , мкм	p_m , см^{-3}	p_V , см^{-3}	ΔE_i , мэВ
InP	18.7 ± 3.9	$(0.3 \div 3) \cdot 10^{17}$	$(0.4 \div 4) \cdot 10^{15}$	$15 \div 40$
	9.9 ± 2.0	$(0.4 \div 4) \cdot 10^{17}$	$(0.8 \div 8) \cdot 10^{14}$	$20 \div 45$
	5.0 ± 1.8	$(0.9 \div 7) \cdot 10^{17}$	$(0.1 \div 2) \cdot 10^{14}$	
InP : Fe	19.7 ± 3.9	$(0.5 \div 4) \cdot 10^{16}$	$(0.8 \div 6) \cdot 10^{14}$	$20 \div 50$
	9.7 ± 2.0	$(0.1 \div 2) \cdot 10^{17}$	$(0.2 \div 4) \cdot 10^{14}$	
	5.3 ± 1.2	$(0.6 \div 5) \cdot 10^{17}$	$(0.1 \div 2) \cdot 10^{14}$	

К полученным значениям энергии активации близка энергия первой ионизации центра In_p (~ 30 мэВ) [14]. В связи с этим предполагается, что центр, определяющий рассеяние света с длиной волны 10.6 мкм крупномасштабными скоплениями в фосфиде индия при $T \sim 300$ К, — антиструктурный дефект In_p.

Из рис. 5 видно, что в результате «вымораживания» этого центра концентрация носителей в скоплениях падает в 1.5—1.7 раза, т. е. концентрация центра в скоплениях (в пересчете на единицу объема кристалла) $[In_p] \geq 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

Здесь необходимо несколько подробнее остановиться на принципиальном различии объектов, регистрируемых в лазерной томографии и в методе малоуглового рассеяния света. В методе лазерной томографии детектируется излучение, рассеянное под углом 90° к направлению зондирующего пучка. Такая геометрия позволяет обнаруживать дефекты с размерами, много меньшими длины волны зондирующего излучения (в $[10^{-12}]$ $\lambda \sim 1$ мкм), например различные микропреципитаты и микровключения. Метод же малоуглового рассеяния

при длине волны зондирующего излучения, превосходящей ~ 5 мкм, как уже неоднократно говорилось, чувствителен к областям с измененной концентрацией свободных носителей, имеющим размеры, сопоставимые с длиной волны. Отождествить наблюдаемые двумя методами объекты (имеющие близкие размеры и форму) позволяет предположение о том, что крупномасштабные примесные скопления в фосфиде индия являются областями, имеющими не только отличную от средней (вне скоплений) концентрацию свободных носителей, но и насыщенными микровключениями индия [15-17]. Тогда в лазерной томографии эти дефекты проявляются благодаря высокой концентрации индиевых микровключений в их объеме, метод же малоуглового рассеяния света чувствителен к ним из-за того, что в их объеме изменена концентрация свободных носителей (по сравнению с концентрацией вне скоплений).

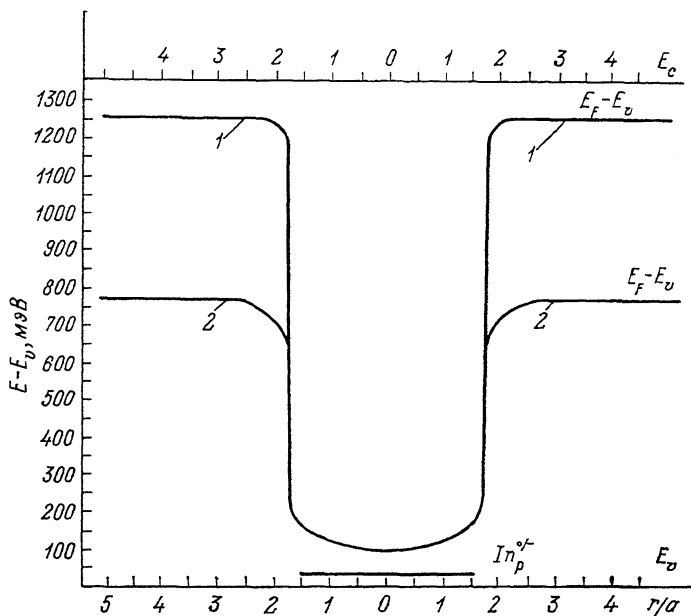


Рис. 6. Пространственный потенциальный рельеф, связанный со скоплениями (300 К). 1 — InP; 2 — InP:Fe; скопления p-типа проводимости, параметры модели: $N_D = 10^{16}$ см $^{-3}$, $N_{i\max} = 2 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$ (1), $N_{Fe} = 0$ (2), $N_{Fe} = 1.1 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$; $N_i = N_{i\max} \exp\{-r^2/a^2\}$.

По данным [15], при размере около 0.2 мкм индиевые микровключения в фосфиде индия занимают около 0.3 % объема кристалла (т. е. не более 15—20 % объема скоплений). Механизм их формирования детально изучен и описан, например, в [16, 17]. Скажем лишь, что они образуются во время остывания кристалла в результате коагуляции межузельного индия в перенасыщенном In твердом растворе (компенсирующие избыток In V_P стекают при этом на дислокации). Скопления же, согласно предлагаемой идеологии, являются областями кристалла, по некоторой причине перенасыщенными индием. Присутствие в этих областях в значительных концентрациях ($\sim 10^{16} \div 10^{17}$ см $^{-3}$) акцептора In_p представляется вполне естественным. Вероятнее всего, он образуется в результате реакции



При этом концентрация $[In_p]$ определяется как исходными концентрациями $[In_i]$ и $[V_P]$, так и скоростью конкурирующих с реакцией (6) процессов — коагуляции In_i и стока V_P на дислокации [16, 17], т. е. в конечном счете дислокационной структурой материала.

Такая интерпретация экспериментальных результатов позволяет объяснить изменения параметров скоплений в InP с плотностью дислокаций $\sim 10^6$ см $^{-2}$ (табл. 1): увеличение плотности дислокаций вызывает возрастание скорости

стока на них V_p и, как следствие, снижает концентрацию $[In_p]$ в скоплениях.¹

Обобщая сказанное выше, можно утверждать, что крупномасштабные призмные скопления в фосфиде индия суть сферические области, обогащенные микровключениями индия и центром In_p . Их радиусы варьируются от ~ 1 до ~ 20 мкм, микровключения индия занимают $\sim 15-20$ % объема скоплений, а концентрация центра In_p в них (в пересчете на единицу объема материала) заметно превосходит 10^{14} см⁻³.

Являясь, согласно предложенной модели, областями p -типа проводимости, скопления представляют собой «горбы» пространственного потенциального рельефа (рис. 6), с которым, как известно, связаны, например, долговременные релаксации фотопроводимости и остаточная фотопроводимость в монокристаллах $n-InP$ [18].

Механизм образования этих дефектов пока не известен и требует дальнейшего изучения, однако уже сейчас ясно, что отдельные стадии их формирования, скорее всего, включают в себя процессы, описанные в [13-15] (коагуляцию межузельного индия, сток V_p на дислокации и т. д.).

В заключение авторы благодарят И. М. Тигиняну за плодотворное обсуждение работы.

Список литературы

- [1] Георгобиани А. Н., Калинушкин В. П., Микуленок А. В. и др. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 5. С. 810—813.
- [2] Георгобиани А. Н., Калинушкин В. П., Мурин Д. И. и др. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 12. С. 2125—2129.
- [3] Kalinushkin V. P., Murin D. I., Murina T. M. et al. // Proc. of the V Int. Conf. Semi-Insulating III—V Materials / Eds. by G. Grossmann, L. Ledebor. Bristol—Philadelphia, 1988. P. 153—158.
- [4] Калинушкин В. П. // Тр. ИОФ АН СССР. 1986. Т. 4. С. 3—59.
- [5] Милнс А. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках. М., 1977. 562 с.
- [6] Заболотский С. Е., Калинушкин В. П., Мурин Д. И. и др. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 8. С. 1364—1368.
- [7] Юрьев В. А. // Автореф. канд. дис. М., 1990.
- [8] Батурина А. В. // Автореф. канд. дис. М., 1988.
- [9] Kalinushkin V. P., Murin D. I., Omeljanovsky E. M. et al. // Semicond. Sci. Techn. 1987. V. 2. P. 379—381.
- [10] Ogawa T., Nango N. // Rev. Sci. Instr. 1986. V. 57. P. 1135—1139.
- [11] Ogawa T. // Proc. of DRIP / Ed. by J. P. Fillard. Amsterdam, 1985. P. 1—9.
- [12] Ogawa T., Kojima T. // Proc. of DRIP-II / Ed. by E. R. Weber. Amsterdam, 1987. P. 207—214.
- [13] Калинушкин В. П., Юрьев В. А., Мурин Д. И. и др. // VII Межд. конф. по микроэлектронике «Microelectronics'90». Минск, 1990. Т. 1. С. 57—59.
- [14] Коршунов Ф. П., Радауцан С. И., Соболев А. Н. и др. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 1. С. 1581—1583.
- [15] Глушков Е. А., Измайлов Н. В., Литвин А. А. и др. // Изв. АН СССР. Неорг. матер. 1985. Т. 21. В. 12. С. 2003—2005.
- [16] Бублик В. Т., Мильвидский М. Г., Освенский В. Б. // Изв. вузов СССР. Физика. 1980. № 1. С. 7—22.
- [17] Морозов А. Н., Бублик В. Т., Освенский В. Б. и др. // Кристаллография. 1983. Т. 28. В. 4. С. 776—781.
- [18] Дахно А. Н., Емельяненко О. В., Лагунова Т. С., Кубрин А. И. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 5. С. 810—814.

Институт общей физики
АН СССР
Москва

Получена 17.10.1990
Принята к печати 2.01.1991

¹ Заметим, что не исключена также реакция перескока $In_{In} + V_p \rightleftharpoons In_p + V_{In}$, которая, возможно, сопровождается реакцией $V_{In} + In_i \rightarrow In_{In}$.