

## УРБАХОВСКИЙ ХАРАКТЕР СПЕКТРОВ ПРИМЕСНОГО ОПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКА ЗА СЧЕТ КУЛОНОВСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЦЕНТРОВ

Астров Ю. А., Порцель Л. М.

В рамках модели примесной зоны (ПЗ) компенсированного полупроводника, учитывающей парные взаимодействия доноров и акцепторов, выполнен расчет поглощения света и фотопроводимости (ФП) Si<In> в спектральной области, соответствующей дефициту энергии фотона для фотоионизации изолированной примеси индия. Обнаружено урбаховское поведение расчетных спектральных и температурных зависимостей поглощения и ФП. Экспериментальные данные настоящей работы и исследование Si<In> другими авторами качественно, а для случая значительных компенсаций количественно подтверждают рассмотренный механизм ФП.

На примере Si<In> показано, таким образом, что интерпретация урбаховских хвостов на красном краю примесного поглощения, основанная на представлениях электрон-фонового взаимодействия (ЭФВ), может оказаться ошибочной вследствие неучитываемых эффектов примесной зоны. Для снижения эффектов ПЗ при низкотемпературных измерениях хвостов поглощения требуется уменьшать концентрацию основной легирующей примеси, тогда как понижение степени компенсации материала малорезультативно.

1. *Введение.* В настоящее время в литературе доминирует точка зрения, что урбаховское поведение коэффициента поглощения  $\alpha$  на длинноволновом краю примесного поглощения полупроводника обусловлено эффектами ЭФВ при фотоионизации примесного центра [1-4]. В ряде работ высказывалось также предположение, что простирающиеся в область «дефицита» энергии фотонов примесная ФП и соответственно поглощение света могут также вызываться эффектами разупорядочения в системе примесных центров кристалла [5, 6]. Экспериментально урбаховские закономерности в спектральных и температурных зависимостях примесной ФП обнаруживаются не только в полупроводниках со значительной степенью ионности связей [2], но и в ковалентных кристаллах — германии и кремнии, в том числе *p*-Si<In> [4, 7].

Ранее нами было показано, что наблюдаемые при азотных температурах особенности ФП компенсированного Si<In> при возбуждении образцов излучением CO<sub>2</sub>-лазера могут быть удовлетворительно объяснены без привлечения механизма ЭФВ, а именно на основе модели фотоионизации состояний хвоста ПЗ кристалла, которая образуется за счет кулоновского взаимодействия примесей [8]. В настоящей работе исследуется вопрос количественного соответствия такой модели с экспериментальными данными для Si<In>.

2. *Модель хвоста состояний примесной зоны.* Под ПЗ компенсированного полупроводника обычно понимается энергетическое распределение  $g(W)$  состояний носителей заряда на центрах основной легирующей примеси относительно состояния изолированного центра  $W_0$  [8]. Для случая слабого легирования<sup>1</sup> и малых степеней компенсации  $K = N_d/N_a$ , где  $N_d$  и  $N_a$  — концентрации основной и компенсирующей примесей, характерная ширина ПЗ [8]

$$\epsilon = \left( \frac{4\pi}{3} N_a \right)^{1/3} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \quad (1)$$

<sup>1</sup> Это соответствует выполнению условия  $N_a a^3 \ll 1$ , где  $a$  — радиус основного состояния центра.

В проблеме примесной ФП компенсированного полупроводника важны как форма спектра ПЗ  $g(W)$ , так и статистическое распределение энергий ионизации состояний зоны  $n(U_i)$ . Далее будет рассматриваться фотоионизация таких состояний ПЗ  $\text{Si}\langle\text{In}\rangle$ , для которых величина  $U_i$  существенно уменьшена относительно энергии ионизации изолированного центра индия  $U_i^0$ . Будем считать, как и в работе [6], что для рассматриваемого нами случая умеренных уровней легирования и компенсации вид функции  $n(U_i)$  определяется лишь парными взаимодействиями «нейтральный акцептор—ближайший заряженный донор».

При известном взаимном пространственном расположении примесей распределение  $n(U_i)$  в рассматриваемом приближении определяется тем, насколько сильно энергия ионизации изолированной примеси изменяется в присутствии точечного заряда донора, находящегося на расстоянии  $r$ . Для атома водорода подобная задача решена точно [9]: в случае  $r \gg a$

$$\Delta U_i = \alpha e^2 / 4\pi\epsilon\epsilon_0 r, \quad (2)$$

где  $\alpha = 1$ . При выполнении условия  $r \gg a$  можно считать, что нейтральный

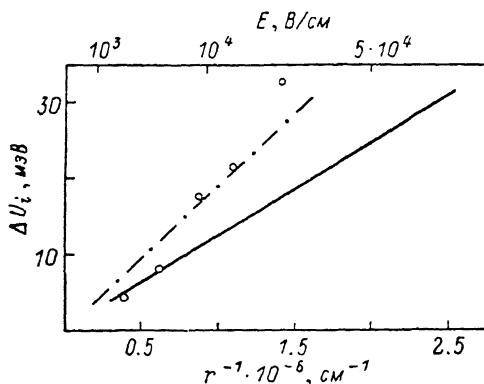


Рис. 1. Изменение потенциала ионизации связанного состояния в кремнии в зависимости от электрического поля и расстояния до точечного заряда (верхняя и нижняя оси абсцисс соответственно).

Сплошная кривая — для водородоподобного центра; точки — экспериментальные данные для индия [10].

центр находится в однородном электрическом поле  $E$ , величина которого обратно пропорциональна  $r^2$ .

Формула (2) остается справедливой и для водородоподобного центра полупроводника. Сплошной кривой на рис. 1 показано изменение  $U_i$  такого центра в кремнии в зависимости от  $r$  и величины  $E$  на примеси. Для неводородоподобных центров (в частности, для индия в кремнии) вид потенциала, формирующего основное состояние, неизвестен. Соответственно для таких центров отсутствует и теория изменения  $\Delta U_i(E)$ . В случае  $\text{Si}\langle\text{In}\rangle$  имеются полученные методом DLTS опытные данные [10], представленные на рис. 1 точками. Наблюдается, как видно, более сильное изменение  $\Delta U_i$  с ростом  $E$  по сравнению с теоретическим для водородоподобной примеси, т. е.  $\alpha > 1$  в соотношении (2).

При статистически независимом расположении примесей в кристалле вероятность  $G(r)$  того, что в интервале расстояний  $r, r+dr$  от заряженного донора встретится акцептор, определяется соотношением [8]

$$G(r) = 4\pi r^2 N_a \exp(-4/3 \pi r^3 N_a) dr, \quad (3)$$

а концентрация таких пар  $G(r) N_a$ . Будем рассматривать пары с достаточно малыми  $r$ :

$$r \ll \left(\frac{4\pi}{3} N_a\right)^{-1/3}, \quad (4)$$

для которых энергия ионизации акцептора в поле донора существенно понижена относительно  $U_i^0$ . В рассматриваемом приближении имеем [11]

$$n(U_i) = 4\pi (\alpha e^2 / 4\pi\epsilon\epsilon_0)^3 (\Delta U_i)^{-4} N_a N_g. \quad (5)$$

Условие (4), как следует из (1), (2), эквивалентно следующему:

$$(\Delta U_i)^3 \gg \epsilon^3, \quad (6)$$

т. е. функция распределения (5) справедлива лишь для акцепторных состояний, изменение энергии ионизации которых превышает характерную ширину зоны (1). В соответствии с данными оптической спектроскопии для индия

в кремнии  $U_i^0 = 155.6$  мэВ [12]. Согласно выражению (4), при  $N_n \ll 10^{17} \text{ см}^{-3}$  величина  $\varepsilon \ll 9$  мэВ. Отсюда следует, что при возбуждении материала с такими концентрациями индия излучением  $\text{CO}_2$ -лазера (энергия квантов  $\hbar\omega \approx 117-135$  мэВ) в ФП могут участвовать лишь те состояния ПЗ, для которых приближение (6) и соответственно распределение (5) справедливы.

В электростатическом поле донора меняются не только  $U_i$  акцептора, но также и его потенциальная энергия  $W$  относительно состояния изолированной примеси  $W_0$ . Изменение  $W$  в модели примесных пар определяется кулоновской энергией (2). Таким образом, для акцепторов пар, с одной стороны, уменьшается потенциал ионизации, а, с другой стороны, за счет изменения  $W$  снижается равновесная заселенность дырками. Два этих фактора и являются определяющими в спектральных и температурных зависимостях поглощения света и ФП при фотоионизации состояний хвоста примесной зоны.

3. *Результаты.* С использованием рассмотренной модели ПЗ вычислялись величина поглощения  $\alpha$  и стационарная концентрация свободных дырок  $\Delta p$

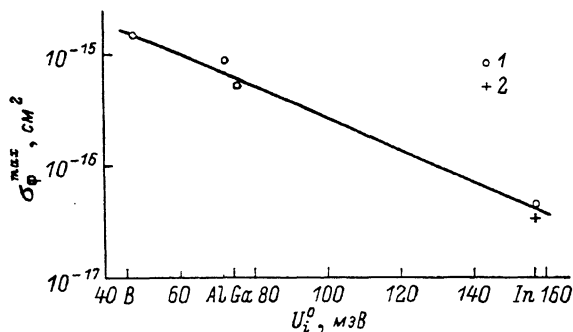


Рис. 2. Зависимость максимального сечения фотоионизации акцепторов III группы в кремнии от потенциала ионизации акцептора.

Данные работ: 1 — [14], 2 — [15].

в условиях возбуждения  $\text{Si}\langle\text{In}\rangle$  в спектральной области  $\hbar\omega < U_i^0$ . Значение  $\alpha$  определялось численным интегрированием выражения

$$\alpha(\hbar\omega) = \int_{U_i = \hbar\omega}^0 n(U_i) \sigma_{\text{ф}}(\hbar\omega, U_i) f(U_i) dU_i. \quad (7)$$

Согласно (2), (5), плотность состояний в хвосте ПЗ кубично зависит от коэффициента, связывающего  $\Delta U_i$  и  $1/r$ . Использование штрихпунктирной зависимости  $\Delta U_i(r)$  (рис. 1), интерполирующей экспериментальные данные для индия, повышает  $n(U_i)$  примерно в 3.4 раза относительно случая водородоподобных центров [ $\kappa \approx 1.5$  в выражениях (2), (5)]. Данное обстоятельство учтено при выполнении расчетов.

Равновесная заселенность  $f(U_i)$  состояний хвоста ПЗ дырками определялась в предположении, что уровень химического потенциала электронов  $\mu$  задан обычной статистикой примесного полупроводника, в которой акцепторы рассматриваются как изолированные центры. Такое приближение должно давать небольшую погрешность в определении  $f$ , поскольку ширина ПЗ (1) для рассмотренных уровней легирования мала. Фактор вырождения акцепторных состояний полагался равным 4. Считалось также, что изменение  $W$  для акцептора пары относительно  $W_0$  определяется соотношением (2), где  $\kappa = 1$ .

Количественное сопоставление расчетных данных с экспериментальными требует знания функции  $\sigma_{\text{ф}}(\hbar\omega, U_i)$  для состояний ПЗ. В случае изолированных акцепторов III группы в Si экспериментальные спектральные зависимости  $\sigma_{\text{ф}}$  удовлетворительно описываются теорией [13, 14]. Характерно, что на пороговой частоте излучения ( $\hbar\omega = U_i^0$ )  $\sigma_{\text{ф}}$  для них не обращается в нуль, что обусловлено (как и для атома водорода) сильным возмущением волновых функций состояний континуума в окрестности центра. Известно также, что максимальные сечения фотоионизации  $\sigma_{\text{ф}}^{\text{max}}$  [которые можно считать параметрами функций

$\sigma_{\phi}(\hbar\omega, U_i^0)$  довольно сильно зависят от  $U_i^0$  (рис. 2), что связывается, в первую очередь, с уменьшением радиуса основного состояния центра в ряду В, Al, Ga, In [14]. Следует ожидать, таким образом, что в интересующей нас области существенно уменьшение энергий ионизации состояний ПЗ относительно величины  $U_i^0$  индия, радиус локализации носителей на этих состояниях увеличивается с соответственным возрастанием  $\sigma_{\phi}^{\max}$ . При вычислениях интеграла (7) использовались аналитическое выражение  $\sigma_{\phi}(\hbar\omega, U_i)$  работы [15] с характерными параметрами для индия и зависимость  $\sigma_{\phi}^{\max}(U_i)$ , полученная интерполяцией экспериментальных данных для акцепторов, <sup>2</sup> как показано сплошной кривой на рис. 2.

Величины  $\Delta p$  рассчитывались с использованием соотношения

$$\Delta p/I = \alpha \langle v \rangle (N_a + p) \sigma_i, \quad (8)$$

где значение  $\alpha$  определялось в соответствии с изложенной выше процедурой,  $\langle v \rangle$  — средняя тепловая скорость дырок,  $\sigma_i$  — сечение их захвата заряжен-

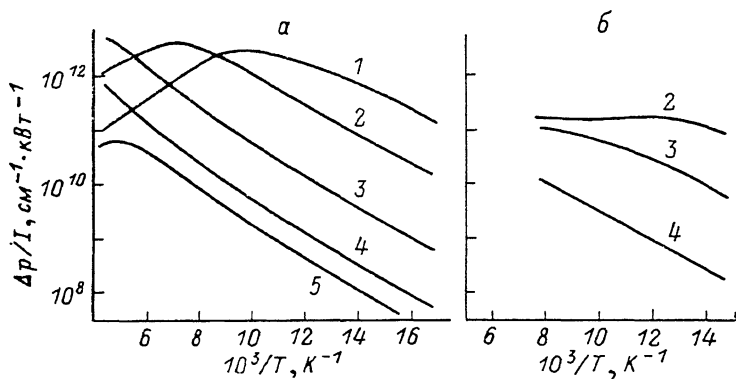


Рис. 3. Расчетные (а) и экспериментальные (б) температурные зависимости концентрации неравновесных дырок.

$N_a \cdot 10^{-17}$ , см<sup>-3</sup>: 1—4 — 1, 5 — 0.05. К: 1 — 0.001, 2 — 0.013, 3 — 0.27, 4 — 0.82, 5 — 0.4.

ными акцепторными состояниями,  $I$  — поток возбуждающего света внутри кристалла. Температурное изменение  $\sigma_i$  учитывалось с помощью интерполяционной теоретической зависимости для сечения захвата носителя притягивающим центром (формула (5) обзора [17])

$$\sigma_i(T) = (A/T)(T+B)^{-2}. \quad (9)$$

Коэффициент  $B$  рассчитывался из значений соответствующих параметров для кремния; нормировка (9) осуществлялась таким образом, что  $\sigma_i(70 \text{ K}) = 10^{-13} \text{ см}^2$  (см. [17]).

На рис. 3, а показаны вычисленные для  $\hbar\omega = 117 \text{ мэВ}$  (длина волны  $\lambda = 10.6 \text{ мкм}$ ) и интенсивности света  $1 \text{ кВт/см}^2$  температурные зависимости  $\Delta p$  при различном содержании примесей. При низких температурах  $\Delta p$  активационным образом растет с повышением  $T$ ; при увеличении  $K$  диапазон температур, соответствующий активационной зависимости, расширяется.

Экспериментальные температурные зависимости  $\Delta p$  при возбуждении образцов Si(In) с различными  $K$  импульсным излучением CO<sub>2</sub>-лазера ( $\lambda = 10.6 \text{ мкм}$ ) показаны на рис. 3, б. Методика экспериментов описана в [8]. Концентрация легирующих примесей, а также подвижность дырок, необходимая для нахождения  $\Delta p$  из данных ФП, определялись из температурных измерений эффекта Холла. Отметим также, что ФП измерялась на линейном

<sup>2</sup> Отметим, что подобная интерполяционная процедура успешно применялась для оценки сечений внутрицентровых переходов X-центров в Si (комплексов акцепторов III группы с углеродом) из соответствующих данных для изолированных акцепторов [16].

участке зависимости фототока от интенсивности света (см. [18]), что позволяет сравнивать результаты с рассчитанными по формуле (8).

Сопоставление данных рис. 3, а, б показывает, что экспериментальные значения  $\Delta p$  близки к рассчитанным. Наблюдается также качественное соответствие характера изменения экспериментальных и теоретических зависимостей при увеличении  $K$ . Отметим, что с ростом  $K$  количественное согласие данных эксперимента и расчета улучшается. По нашему мнению, результаты рис. 3 свидетельствуют в пользу рассматриваемого механизма длинноволновой ФП компенсированного Si(In).

Существование ФП при  $\hbar\omega < U_0^*$  представляет практический интерес в связи с расширением спектральной чувствительности фотопроводника [4]. Удобно характеризовать материал детектора через эффективное сечение фотоионизации индия  $\sigma_{\Phi}^{\text{эфф}} = \alpha/N_a^0$ , где  $N_a^0$  — концентрация индия в нейтральном состоянии. На рис. 4, а приведены расчетные температурные зависимости  $\sigma_{\Phi}^{\text{эфф}}$  на длине волны 10.6 мкм для  $N_a = 10^{17}$  и  $5 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup> при различных  $K$ . При низких  $T$  для всех рассмотренных концентраций примесей  $\sigma_{\Phi}^{\text{эфф}}$  активационным образом

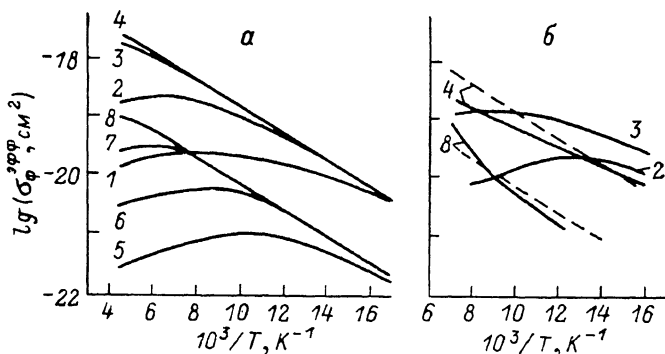


Рис. 4. Расчетные (а) и экспериментальные (б) температурные зависимости эффективного сечения фотоионизации нейтральных центров индия.

$N_a \cdot 10^{-17}$ , см<sup>-3</sup>: 1—4 — 1, 5—8 — 0.05.  $K$ : 1, 5 — 0.001, 2 — 0.013, 3 — 0.27, 4 — 0.82, 6 — 0.01, 7 — 0.1, 8 — 0.4. Штриховые кривые — расчет.

зависит от  $T$ . Отметим также, что в низкотемпературной области уменьшение концентрации индия сопровождается пропорциональным снижением  $\sigma_{\Phi}^{\text{эфф}}$ . При  $N_a = 10^{17}$  см<sup>-3</sup> и  $T = 80$  К  $\sigma_{\Phi}^{\text{эфф}} \approx 4 \cdot 10^{-20}$  см<sup>2</sup> и слабо зависит от  $K$ . Это теоретическое значение  $\sigma_{\Phi}^{\text{эфф}}$  близко к экспериментальным величинам сечений при  $T = 80$  К, полученным нами ранее для Si(In) с  $N_a = 1 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup> [6]. (В цитируемой работе  $\sigma_{\Phi}^{\text{эфф}}$  нейтральных центров определялось из сопоставления сигналов ФП образцов на двух длинах волн в соответствии с методикой, предложенной в [4]).

На рис. 4, б приведены экспериментальная температурная зависимость  $\sigma_{\Phi}^{\text{эфф}}$  для  $N_a = 5 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup> из работы [4], а также соответствующие результаты для  $N_a = 1 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>, полученные в настоящей работе из данных рис. 3, б с использованием выражений (8), (9) и рассчитанных значений  $N_a^0(T)$ . Видно, что при значительных компенсациях имеется количественное согласие расчетных и экспериментальных результатов во всем исследованном диапазоне  $T$ . С уменьшением  $K$  при высоких температурах соответствие результатов ухудшается. Возможная причина этого состоит в экранировании равновесными дырками валентной зоны электростатических полей доноров, что должно снижать плотность состояний в хвосте ПЗ и соответственно уменьшать фототок в области «дефицита» энергии фотонов. При увеличении  $K$  влияние экранирования свободными дырками должно проявляться при более высоких  $T$ , что согласуется с данными эксперимента.

Активационное поведение  $\sigma_{\Phi}^{\text{эфф}}$ , наблюдающееся при низких  $T$  в широком диапазоне изменения  $K$ , позволяет предположить, что температурные и спектральные изменения этой величины в области  $\hbar\omega < U_0^*$  могут быть описаны известным эмпирическим правилом Урбаха

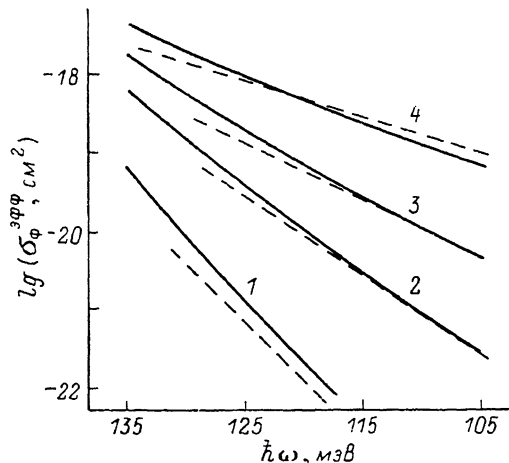
$$\sigma_{\Phi}^{3\Phi\Phi} = \sigma_{\Phi}^0 \exp \left[ \gamma \frac{(\hbar\omega - U_i^0)}{kT} \right] \quad (10)$$

с коэффициентами  $\sigma_{\Phi}^0$  и  $\gamma$ , не зависящими от  $T$ ,  $\hbar\omega$ .

Результаты численного расчета  $\sigma_{\Phi}^{3\Phi\Phi}(\hbar\omega, T)$  действительно могут быть удовлетворительно представлены простым аналитическим выражением (10) в довольно широкой области изменения  $\hbar\omega$  и  $T$ . При этом параметр  $\sigma_{\Phi}^0$  является функцией концентрации индия

$$\sigma_{\Phi}^0 \sim \sigma_{\Phi}^{\max} (N_a/10^{17}),$$

где  $\sigma_{\Phi}^{\max}$  — максимальное сечение фотоионизации индия (рис. 2), тогда как коэффициент  $\gamma$  не зависит от  $N_a$  и обнаруживает слабое возрастание с увеличением  $K$ , оставаясь близким к единице.



Урбаховское поведение  $\sigma_{\Phi}^{3\Phi\Phi}$  приведено на рис. 5, на котором показаны рассчитанные для различных  $T$  зависимости  $\sigma_{\Phi}^{3\Phi\Phi}(\hbar\omega)$  при фиксированных  $N_a$ ,  $N_d$ . Для тех же температур штриховыми линиями показано семейство урбаховских зависимостей (10) с параметрами  $\sigma_{\Phi}^0 = 3.3 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ ,  $\gamma = 1.2$ ,  $U_i^0 = 0.156 \text{ эВ}$ .

Рис. 5. Иллюстрация урбаховского поведения эффективного сечения фотоионизации индия.

$N_a = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ;  $N_d = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ .  $T$ , К: 1 — 40, 2 — 60, 3 — 80, 4 — 120.

Урбаховские закономерности в поведении  $\sigma_{\Phi}^{3\Phi\Phi}$  являются следствием относительно слабого изменения функции (5) в области состояний ПЗ, удовлетворяющих условию (6). При значительных  $K$  имеется широкая область изменения температуры, в которой  $\mu(T) = \text{const}$ , так что с ростом  $T$  заполнение состояний хвоста ПЗ экспоненциально возрастает. При уменьшении  $K$  указанная область сужается, что соответственно сокращает температурный диапазон активационного изменения  $\sigma_{\Phi}^{3\Phi\Phi}$  (рис. 4).

В заключение необходимо заметить, что урбаховские закономерности на длинноволновом краю поглощения легирующей примесью, обусловленные рассмотренным механизмом, должны иметь место и в веществах со значительной степенью ионности связей — полупроводниковых соединениях. Подобные эффекты могут вызываться также неконтролируемыми примесями и примесными комплексами с пониженными по сравнению с основной примесью энергиями ионизации. Эти обстоятельства должны учитываться при интерпретации экспериментальных данных по примесному поглощению в спектральной области «дефицита» энергии фотонов.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Jaros M. — Adv. Phys., 1980, v. 29, N 3, p. 409—525.
- [2] Henry C. H., Lang D. V. — Phys. Rev. B, 1977, v. 15, N 2, p. 989—1016.
- [3] Ridley B. K., Amato M. A. — J. Phys. C: Sol. St. Phys., 1981, v. 14, N 9, p. 1255—1269.
- [4] Годик Э. Э., Кузнецов А. И., Синис В. П. — ФТП, 1981, т. 15, в. 9, с. 1787—1794.
- [5] Дрожжов Ю. П. — Изв. вузов СССР, Физика, 1983, т. 26, в. 6, с. 115—116.
- [6] Астров Ю. А., Порцель Л. М. — ФТП, 1983, т. 17, в. 7, с. 1342—1344.
- [7] Годик Э. Э., Кузнецов А. И., Синис В. П. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1978, т. 42, в. 6, с. 1208—1212.
- [8] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М., 1979. 416 с.
- [9] Slater J. C. Quantum theory of molecules and solids, v. 1. N. Y., 1963. 485 p.
- [10] Jones C. E., Johnson G. E. — J. Appl. Phys., 1981, v. 52, N 8, p. 5159—5163.

- [11] Lannoo M., Bourgoin J. Point defects in semiconductors. I. Theoretical Aspects. Springer Series in Sol. St. Sci., v. 22. Berlin—Heidelberg—N. Y., 1981. 265 p.
- [12] Fischer D. W., Rome J. J. — Phys. Rev. B, 1983, v. 27, N 8, p. 4826—4832.
- [13] Edwards A. H., Fowler W. B. — Phys. Rev. B, 1977, v. 16, N 8, p. 3613—3617.
- [14] Coon D. D., Karunasiri R. P. G. — Phys. Rev. B, 1986, v. 33, N 12, p. 8228—8233.
- [15] Messenger R. A., Blakemore J. S. — Phys. Rev. B, 1971, v. 4, N 6, p. 1873—1876.
- [16] Jones C. E., Schafer D., Scott W., Hager R. J. — J. Appl. Phys., 1981, v. 52, N 8, p. 5148—5158.
- [17] Абакумов В. Н., Перель В. И., Ясиевич И. Н. — ФТП, 1978, т. 12, в. 1, с. 3—32.
- [18] Астров Ю. А., Берёгулин Е. В., Порцель Л. М. — В кн.: Тез. докл. V Всес. науч.-тех. конф. «Фотометрия и ее метрологическое обеспечение». М., 1984, с. 144.

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

Получена 5.05.1987  
Принята к печати 9.10.1987

**Булярский С. В. Глубокие центры безызлучательной рекомбинации в светоизлучающих при-  
борах. Кишинев: Штиинца, 1987. 103 с.**

В книге обобщаются опубликованные материалы исследований глубоких центров в материалах  $A^{III}B^V$ , обусловленных точечными дефектами. Освещена термическая генерация носителей заряда с глубоких рекомбинационных центров (ГРЦ), расположенных в области пространственного заряда. Даны феноменологическая картина этого явления, методика определения параметров глубоких центров на основе исследования термической генерации; описаны кинетика изотермической генерации, термостимулированный ток, термостимулированные шумы и т. д. Изучены параметры ГРЦ в светоизлучающих структурах, в том числе на основе GaP, GaAlAs, GaAsP и InP. Анализируются вопросы, связанные с токами безызлучательной рекомбинации в указанных структурах. Значительное место отведено исследованию глубоких центров, обусловленных термодинамически равновесными нестехиометрическими дефектами. Приведены методы расчета концентрации дефектов, коэффициентов активности, коэффициентов распределения примесей. Последовательно анализируются вакансии, межузельные атомы и антиструктурные дефекты, зависимости числа центров от температуры выращивания и т. д. Обсуждается распад комплексов противоположно заряженных дефектов в области пространственного заряда; рассмотрены распад комплексов в процессе окисляющего отжига и под действием электрического поля, влияние низкотемпературного отжига на свойства слоев  $p$ -GaP,  $p$ -InGaAsP и т. д.

**Морозова Н. К., Кузнецов В. А. Сульфид цинка. Получение и оптические свойства. М.:  
Наука, 1987. 200 с.**

Книга является обобщением результатов по выращиванию монокристаллов ZnS и исследованию их оптических свойств, причем значительная часть материала основана на исследованиях авторов и их сотрудников. Изложены физико-химические аспекты получения монокристаллов (кристаллическая структура, роль собственных точечных дефектов, роль кислорода и т. д.). Освещены вопросы, связанные с экситонной люминесценцией, в частности методы исследования, спектры излучения и отражения вблизи края фундаментального поглощения, влияние дефектов упаковки. Особое внимание уделено влиянию кислорода как примеси, создающей центры захвата возбуждений. Проанализированы состояние проблемы, свойства кислорода как изоэлектронной примеси, релаксированные возбуждения на кислородных изолированных центрах, а также дальних, средних и ближних кислородных парах. Дана модель энергетического спектра релаксированных состояний; описаны изменение ширины запрещенной зоны при легировании кислородом и особенности спектра релаксированных состояний. Рассмотрены проявления собственных точечных дефектов, их ассоциаций и выделений оксида в спектрах излучения ZnS: влияние дефектов на спектры видимой люминесценции, краевое свечение, оптические свойства образцов, облученных быстрыми нейтронами, самоактивированная люминесценция. Специальная глава посвящена оптическим свойствам реальных монокристаллов ZnS. Обсуждаются оптические методы контроля качества, влияние пластической деформации, флуктуации состава и природа неоднородностей монокристаллов, легированных Al, влияние легирования Си и т. д. Библиография содержит 415 наименований.