

КРАЙ ОПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ «ЧИСТЫХ» ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ InP

Абдуллаев М. А., Кохановский С. И., Макущенко Ю. М., Сейсян Р. П.

На краю поглощения «чистых» эпитаксиальных слоев InP впервые наблюдалась при 2 К экситонная структура, включающая в себя помимо основного ($n_0=1$) и возбужденные ($n_0=2, 3$) состояния экситона, а также максимумы поглощения ЭПК «нейтральный донор—экситон» (D^0, X). Основное состояние экситона удается наблюдать и при комнатной температуре, несмотря на малость энергии связи $R^* \ll kT$. Выполненный расчет R^* при учете вырождения и гофрировки валентной зоны согласуется с экспериментом при $R^*=5.0 \pm \pm 0.1$ мэВ и $\epsilon_g^0=1424.3 \pm 0.1$ мэВ. Экспериментально измерена зависимость полуширины основного состояния Γ от температуры, которая складывается из членов: остаточного $\Gamma_0(N_I)$, не зависящего от T , и $\Gamma_\phi(T)$, растущего с T пропорционально функции заполнения состояний LO -фононов; при этом коэффициент пропорциональности A_ϕ на порядок превосходит $A_\phi^{\text{фр}}$, даваемый фрëлиховской константой электрон-фононного взаимодействия.

Экситонная структура на краю поглощения InP, состоящая из одного максимума поглощения, принадлежащего основному состоянию экситона $n_0=1$, была обнаружена при $T=4.2$ К еще в [1]. Однако технология InP до сих пор не позволяла наблюдать более подробную структуру, включающую в себя возбужденные состояния экситона. Наблюдение последних могло бы свидетельствовать о достижении высокого кристаллофизического совершенства, подобного достигнутому на «чистых» эпитаксиальных слоях GaAs около 15 лет тому назад [2, 3]. Мерой совершенства слоев может служить полуширина линий экситона Γ при низких температурах, когда она определяется в основном концентрацией дефектов. В связи с созданием экситонных приборов [4, 5] приобретает особое значение наблюдение максимума при повышенных температурах, когда аннигиляция экситонов вызывается главным образом оптическими фононами.

Нами исследованы слои InP, полученные методом эпитаксиального выращивания с применением металлоорганических соединений. Слои имели толщину $2 \div 3$ мкм, $n=10^{13} \div 10^{14}$ см⁻³, $\mu_{77}=(0.9 \div 1.3) \cdot 10^5$ см²/В·с.¹ Для оптических исследований слои отделялись от подложки химическим травлением,² отжигались в водороде при $T=500$ °С и упаковывались в стеклянный футляр в свободном виде, без приклейки [6]. Для исследования при 2 К слои помещались в жидкий гелий при откачке. Температурная зависимость измерялась в парах гелия в процессе медленного естественного разогрева. Температура не фиксировалась, однако ее изменение в процессе записи необходимого фрагмента спектра не превышало $\Delta T \approx 10$ К.

Полученный вид спектра края поглощения InP при различных температурах приведен на рис. 1. По-видимому, впервые нам удалось наблюдать при 2 К не только максимум основного экситонного состояния $n_0=1$, но и возбужденные состояния $n_0=2, 3$. Помимо свободных экситонов наблюдались также максимумы поглощения, принадлежащие основному и возбужденному состояниям экситон-примесного комплекса (ЭПК). Экспериментальные значения энергий и вычисленные энергии связи, а также предполагаемые ϵ_g^0 приведены в таблице.

¹ Эпитаксиальные слои предоставлены Л. А. Иванютиным.

² Прецизионное травление подложки выполнено Н. Д. Ильинской.

В указанной таблице погрешности в определении энергетического положения линий учитывают разброс результатов по многократным измерениям нескольких образцов и приборную погрешность, не превосходившую ± 0.05 мэВ. Энергия связи экситона Ванье—Мотта R^* в InP рассчитывалась с учетом вырождения валентной зоны и анизотропии [7, 8]. Согласно [7], $R^* = R_0 - \Delta \varepsilon_d$,

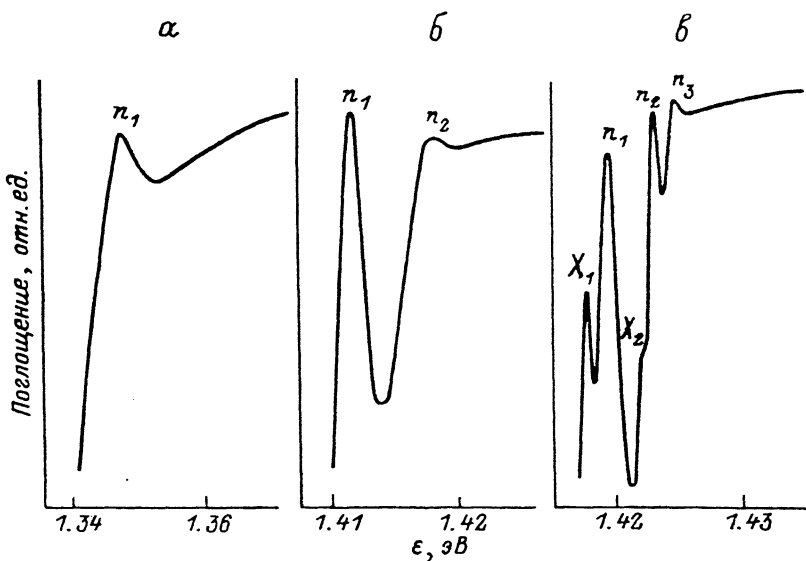


Рис. 1. Спектр края поглощения эпитаксиальных слоев InP при различных температурах.

T , К: а — 296, б — 77, в — 2.

где $R_0 = \mu_0^* e^4 / 2 \hbar^2 \kappa_0^2$ — «изотропная» часть энергии связи экситона ($\mu_0^{*-1} = \gamma_1 m^{-1} + m_c^{*-1}$, κ_0 — диэлектрическая проницаемость ($\kappa_0 = 12.1$), $\gamma_{1,2,3}$ — параметры валентной зоны Латтинжера, m_c^* и m — эффективная масса электрона проводимости и свободного электрона соответственно), а $\Delta \varepsilon_d$ — «анизотропная» добавка, определяемая по теории возмущений и зависящая от $\gamma_{2,3}$, а также от μ_0^* и Δ_0 — энергии спин-орбитального расщепления. Применяя параметры из [9], получим $R_0 = 4.82$ мэВ, $\Delta \varepsilon_d = 0.17$ мэВ, откуда $R^* = 4.99$ мэВ. Варьируя параметры InP в пределах известных из литературы наиболее достоверных значений, приходим к выводу, что $R^* = 5.0 \pm 0.1$ мэВ. Для возбужденного состояния $n_0 = 2$ соответственно получим $R^{*'} = R_0/4 + \Delta \varepsilon_d' = 1.3 \pm 0.1$ мэВ. Оценим также

Положение спектральных линий на краю поглощения InP при $T=2$ К и теоретическая оценка соответствующих энергий связи различных состояний свободного экситона и ЭПК $R_i^{(n)}$ и $\varepsilon_{g_i}^0 = \varepsilon_i + R_i^{(n)}$

Спектральная линия	ε_i , мэВ	$R_i^{(n)}$, мэВ	$\varepsilon_{g_i}^0$, мэВ	Интерпретация
X_1	1417.5 ± 0.2	$6.5 \pm 0.3^*$	1424.0 ± 0.4	ЭПК, $D_{n_0=1}^0 X$
n_1	1419.0 ± 0.2	5.0 ± 0.1	1424.0 ± 0.2	Свободный экситон, $n_0=1$
X_2	1422.0 ± 0.3	$2.2 \pm 0.3^{**}$	1424.2 ± 0.4	ЭПК, $D_{n_0=2}^0 X$
n_2	1423.0 ± 0.1	1.3 ± 0.1	1424.3 ± 0.1	Свободный экситон, $n_0=2$
n_3	1424.0 ± 0.2	0.5 ± 0.1	1424.5 ± 0.2	Свободный экситон, $n_0=3 \dots$ (квазиконтинуум)

Примечание. * $R_{X_1} = R^* + 0.2 E_D$, $E_D = 7.3$ мэВ. ** $R_{X_2} \approx 1.2 E_D'$, $E_D' = E_D/4$.

энергии связи, исходя из результатов работы [8] (см. [6]): $R_0^* = (e^4/2\hbar^2 \times 0) \times (4\mu_h^*/9 + 5\mu_l^*/9)$. Здесь μ_h^* и μ_l^* — приведенные массы электрона с тяжелой (h) и легкой (l) дырками соответственно. Такая оценка учитывает помимо γ_1 усредненную величину $\gamma^* = (3\gamma_3 + 2\gamma_2)/5$ и дает $R_0^* > R_0$, максимально приближающееся к R^* снизу: $R_0^* \leq R^*$. Применяя те же параметры, получим $R_0^* = 4.9$ мэВ, что согласуется с $R^* = 5.0 \pm 0.1$ мэВ. Поправка на обменное взаимодействие существенна для основного состояния $n_0=1$ и изменяет R^* на энергию $\Delta_{обм}$. Согласно [10], в InP $\Delta_{обм} = -0.12$ мэВ, однако по оценкам [6] эта константа не превышает $\Delta_{обм} = -0.04$ мэВ. Поправка на $\Delta_{обм}$ уменьшается с увеличением n_0 как n_0^{-3} и в любом случае ничтожна для $n_0 \geq 2$. В оценке ϵ_g^0 будем исходить из этого обстоятельства, а также из того, что и экспериментальная погрешность для $n_0=2$ практически оказывается минимальной. Кроме того, учтем положение $n_0=3$, как дающее нижнюю границу величины ϵ_g^0 . Таким образом, получим $\epsilon_g^0 = 1424.3 \pm 0.1$ мэВ, что согласуется и с другими оценками с учетом их точности, тогда как следование водородоподобной модели, как легко

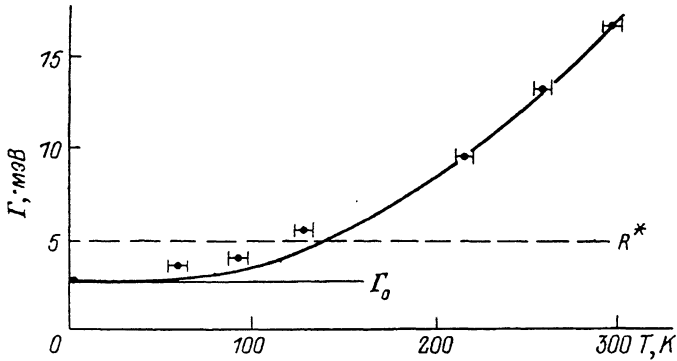


Рис. 2. Зависимость полуширины максимума основного экситонного состояния $n_0=1$ от температуры.

Точки — эксперимент, сплошная кривая — $\Gamma = \Gamma_0(N_T) + \Gamma_\phi(T)$, $A_\phi = 60$ мэВ, штриховая — уровень $R^* = 5$ мэВ, сплошная прямая — $\delta\Gamma + \Gamma_0 = 2.8$ мэВ.

увидеть, приведет к заметному завышению результатов. Линии $X_{1,2}$ с наибольшей вероятностью принадлежат ЭПК «нейтральный донор—экситон» (D^0X). Для водородоподобного донора $E_D = 7.3$ мэВ, откуда следует, что положение X_1 подчиняется соотношению $\epsilon_{D^0X} = \epsilon_g^0 - R^* - 0.2E_D$, и ЭПК должен обладать гигантской силой осциллятора в соответствии с моделью Рашбы [11]. Это позволяет рассматривать слабую особенность X_2 как экситон, связанный с возбужденным состоянием донора $n_0=2$. Грубые оценки ϵ_g^0 , исходящие из данных по $X_{1,2}$, могут быть приведены в соответствие с величиной ϵ_g^0 , полученной выше, в пределах разумных предположений.

На рис. 2 мы приводим данные о зависимости полуширины экситонного максимума $n_0=1$ от температуры. Возбужденные состояния $n_0=2$ при повышении температуры быстро сливаются с квазиконтинуумом и становятся плохо детектируемыми. Что же касается основного состояния $n_0=1$, то оно образует хорошо выраженный максимум и при комнатной температуре, несмотря на $kT \gg R^*$. Это понятно, так как экситон при любой температуре рождается «холодным» с $K = \Delta k = k_{hv} \approx 0$, где $\Delta k = k_h - k_e$ — разность квазиволновых векторов дырки и электрона, а k_{hv} — волновой вектор фотона. Полуширина линии Γ определяется его собственным временем жизни и полемым уширением $\delta\Gamma$:

$$\Gamma + \delta\Gamma = \sum_i \Gamma_i (K=0).$$

Под знаком суммы здесь $\Gamma_i = \hbar/\tau_i$, связанные с различными процессами аннигиляции или связывания свободного экситона. Оценки показывают, что при низкой температуре преобладают эффекты заряженной примеси [$\Gamma_0(N_T)$], а при высокой — аннигиляция при взаимодействии с LO-фононом [$\Gamma_\phi(T)$]. Экрани-

рование может стать существенным только при значительно больших концентрациях носителей заряда. Тогда

$$\Gamma \simeq \Gamma_0(N_I) + \Gamma_\phi(T) - \delta\Gamma,$$

где $\Gamma_\phi = A_\phi N_q(T)$, а $N_q(T) = [\exp(\hbar\Omega_{LO}/kT) - 1]^{-1}$ — функция заполнения состояний LO -фононов с энергией $\hbar\Omega_{LO}$ (для InP $\hbar\Omega_{LO} = 42.7$ мэВ [12]); $\delta\Gamma$ можно связывать с эффектом Штарка в случайном поле заряженной примеси [13, 6]. В [14] при анализе Γ для $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ принималось $A_\phi \equiv A_\phi^0 = \alpha_\phi \hbar\Omega_{LO}$, где α_ϕ — фрёлиховская константа для электрон-фононного взаимодействия. Такое A_ϕ оказывается сильно заниженным. В нашем случае (рис. 2) $A_\phi \approx 60$ мэВ, тогда как $A_\phi^0 \approx 5$ мэВ. Ясно, что случай экситон-фононного взаимодействия требует специального рассмотрения, а возможный дополнительный вклад в уширение, связанный с рассеянием электронов и дырок в своих зонах, не может рассматриваться как $\Gamma_1 = \sum_{ij} \hbar \langle \tau_{ij} \rangle = \sum_{ij} \hbar e / 2m_{d_i} \nu_{ij}$ [14], где i, j — индексы зоны и процесса рассеяния, m_d — эффективная масса плотности состояний, а ν — подвижность носителей заряда.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Turner W. J., Reese W. E., Pettit G. D. // Phys. Rev. 1964. V. 136A. N 5a. P. 1467—1470.
- [2] Сейсян Р. П., Абдуллаев М. А., Захарченя Б. П. // ФТП. 1972. Т. 6. В. 2. С. 408—410.
- [3] Сейсян Р. П., Абдуллаев М. А. // ФТП. 1973. Т. 7. В. 4. С. 811—815.
- [4] Wood T. H., Burrus C. A., Tucker R. S., Weiner J. S., Miller D. A. B., Chemla D. S., Damen T. S., Gossard A. C., Wiegmann W. // Electron. Lett. 1985. V. 21. N 16. P. 693—694.
- [5] Wood T. H., Burrus C. A., Miller D. A. B., Chemla D. S., Damen T. S., Gossard A. C., Wiegmann W. // Appl. Phys. Lett. 1984. V. 44. N 1. P. 16—18.
- [6] Сейсян Р. П. Спектроскопия диамагнитных экситонов. М., 1984. 272 с.
- [7] Baldereschi A., Lipari N. O. // Phys. Rev. 1971. V. B3. N 2. P. 439—451.
- [8] Гельмонт Б. Л., Дьяконов М. И. // ФТП. 1971. Т. 5. В. 12. С. 2194—2194.
- [9] Bimberg D., Hess K., Lipari N. O., Fishbach J. U., Altarelli M. // Physica. 1977. V. 89B. N 1. P. 139—151.
- [10] Nam S. B., Reynolds D. C., Litton C. W., Collins T. C., Dean P. J., Clarke R. C. // Phys. Rev. 1976. V. B13. N 4. P. 1643—1648.
- [11] Рашба Э. И. // ФТП. 1974. Т. 8. В. 7. С. 1241—1256.
- [12] Trommer R., Müller H., Cardona M., Vogl P. // Phys. Rev. 1980. V. B21. N 10. P. 4869—4878.
- [13] Каган Ш. М., Нгуен Ван Лиен // ФТП. 1981. Т. 18. В. 1. С. 44—54.
- [14] Zielinski E., Schweizer H., Streubel K., Eisele H., Weigmann G. // J. Appl. Phys. 1986. V. 56. N 6. P. 2196—2203.

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

Получена 11.04.1988
Принята к печати 26.01.1989