

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБНАРУЖЕНИЕ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ СПЕКТРОВ РАССЕЯНИЯ СВЕТА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ ЛОКАЛЬНЫМИ МОДАМИ

*Б.Х. Байрамов, Г. Ирмер, И. Монеке, В.В. Топоров*

Сообщается о первом наблюдении тонкой структуры спектров рассеяния света диэлектрическими локальными модами, предсказанной ранее в рамках общей теории слабосвязанных электрон-фононных состояний. Показано, что основной вклад в рассеяние света наряду с электронными переходами  $1S(A_1) \rightarrow 2P_{\pm}$  дают переходы типа  $1S(A_1) \rightarrow 2P_0$ .

Коганом и Сурисом<sup>1</sup> на основе двухуровневой схемы было предсказано существование нового типа локальных мод вблизи примесных центров в полупроводниках. Вследствие взаимодействия электрона примесного центра с оптическим фононом, когда энергия перехода электрона из основного состояния в возбужденное близка к энергии фонона, возможно образование пространственно локализованных связанных состояний, которые получили название диэлектрических локальных мод (ДЛМ)<sup>1</sup>. Они активны в комбинационном рассеянии света (КРС) и были обнаружены в спектрах  $\gamma$ -GaP<sup>2,3</sup>. Наблюдалась синглетная полоса, отщепленная от линии соответствующей  $LO(\Gamma)$ -фонону. Для многоуровневых примесных центров в рамках общей теории слабосвязанных электрон-фононных состояний при пренебрежении дисперсией фононов Рашба<sup>4,5</sup> было предсказано возникновение множественности ДЛМ. Естественно предположить, что в спектрах КРС примесных полупроводников можно ожидать появление совокупности дополнительных линий, отвечающей всем значениям дискретного электронного спектра примеси.

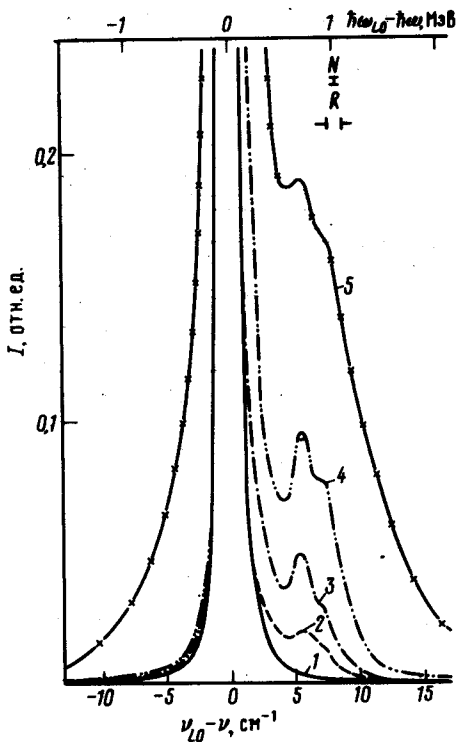
В данном сообщении приводятся первые результаты наших исследований КРС для ряда кристаллов GaP:S с разностной концентрацией  $N_D - N_A$  от  $9 \cdot 10^{17}$  до  $\sim 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ .

Спектры КРС возбуждались различными длинами волн He-Ne- и Ar<sup>+</sup>-лазеров с  $\lambda_i = 6328 \text{ \AA}$ ,  $\lambda_i = 5145 \text{ \AA}$  и  $\lambda_{i-} = 4880 \text{ \AA}$ , что позволило исключить из рассмотрения линии не связанные с КРС. Изучалось рассеяние от плоскости (111) на угол  $180^\circ$ . Поляризация падающего и рассеянного света была горизонтальной. Исследуемые образцы помещались в металлический гелиевый криостат. Рассеянный свет анализировался усовершенствованным двойным монохроматором ДФС-24. Спектральное разрешение составляло  $0,8 \text{ см}^{-1}$  (0,1 мэВ) при  $\lambda_i = 6328 \text{ \AA}$ .

<sup>1)</sup> Разумеется такие моды следует отличать от обычных локальных мод, связанных с различием масс примеси и основного вещества, а также с изменением жесткостей, вызванных изменением конфигураций валентных электронов.

Идентификация и контроль типа примесей в наших образцах, помимо нейтронно-активационного анализа и измерений эффекта Холла, осуществлялись путем одновременной регистрации спектров люминесценции донорно-акцепторных пар и электронного КРС, обусловленного переходами между основным и возбужденными состояниями донора, расщепленными долино-орбитальным взаимодействием – переходы типа  $1S(A_1) - 1S(E)^2$ .

Типичные спектры КРС ДЛМ при  $T = 6 \pm 0,1$  К в случае возбуждения излучением  $A\Gamma^2$ -лазера с  $\lambda_i = 5145 \text{ \AA}$  для кристаллов GaP (специально нелегированного – спектр 1) с различными концентрациями нейтральных доноров приведены на рисунке. С низкочастотной стороны интенсивной линии  $LO(\Gamma)$ -фонона хорошо видны четкие выраженные структуры линией, соответствующие ДЛМ, отстоящие на  $7,4 \text{ см}^{-1}$  ( $0,93 \text{ мэВ}$ ) и  $5,4 \text{ см}^{-1}$  ( $0,68 \text{ мэВ}$ ) от положения линии  $LO(\Gamma)$ -фонона. Их интенсивность возрастает с увеличением концентрации нейтральных доноров.



Спектры КРС с участием  $LO(\Gamma)$ -фонона в специально не легированном GaP – спектр 1, и ДЛМ для ряда образцов GaP: S с различными концентрациями нейтральных доноров  $N_D - N_A$  в  $\text{см}^{-3}$  спектры 2 – 5: 2 –  $9,0 \cdot 10^{17}$ , 3 –  $2,3 \cdot 10^{18}$ , 4 –  $5,2 \cdot 10^{18}$ , 5 –  $\sim 1 \cdot 10^{19}$ ,  $\lambda_i = 5145 \text{ \AA}$ ,  $T = 6 \text{ К}$ .  $N$  – средний уровень шумов

Для дискретного электронного спектра с невырожденным основным состоянием задача вычисления энергии связи ДЛМ  $W = \hbar\omega_{LO} - \epsilon$ , где  $\hbar\omega_{LO}$  – энергия оптического фонона сводится к нахождению корней следующего уравнения

$$|A_{tt'} - \delta_{tt'} W(\epsilon_t - \hbar\omega_{LO} + W) \frac{\hbar\omega_{LO} + \epsilon_t}{2\epsilon_t}| = 0 \quad (t, t' = 1, 2, \dots \infty). \quad (1)$$

Здесь индексы  $t$  и  $t'$  нумеруют все возбужденные электронные состояния,  $\epsilon_t = E_t - E_0$  – энергии возбуждения,  $E_0$  – энергия основного состояния.

$$A_{tt'} = \frac{1}{2\pi} \int d^3k \gamma_{t0}(\mathbf{k}) \gamma_{0t'}(\mathbf{k}), \quad \gamma_{t0}(\mathbf{k}) = (\lambda | \mathcal{H}_{\text{эл.-фон}} | \mathbf{k}),$$

где  $\gamma_{t0}$  – матричные элементы электрон-фононного взаимодействия.

<sup>2)</sup> Отмеченная тщательная подготовка образцов позволила также обнаружить новые особенности такого КРС, о чем будет сообщено в другой работе.

Для сферически симметричного донорного центра непосредственные вычисления с использованием водородоподобных волновых функций для возбужденных состояний  $t = 2S, 2P$  показали, что недиагональные члены  $A_{tt'}$  ( $t \neq t'$ ) обращаются в нуль и корни уравнения (1) равны

$$W_{\pm t} = \frac{\epsilon_t - \hbar\omega_{LO}}{2} \pm \sqrt{\frac{2A_{tt'}\epsilon_t}{\epsilon_t + \hbar\omega_{LO}} + \frac{(\epsilon_t - \hbar\omega_{LO})^2}{4}}. \quad (2)$$

Для состояний  $t = 2P$  можно написать

$$A_{2P, 2P} = \frac{112}{6561} \left( \frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_0} \right) \left( \frac{e^2}{2a_0} \right) \hbar\omega_{LO},$$

где  $a_0 = \hbar^2 \epsilon / m^* e^2$  — боровский радиус примесного центра. Интенсивность КРС ДЛМ, обусловленного электронным переходом между четными состояниями  $1S(A_1) \rightarrow 2S$  мала<sup>3</sup> и наибольший вклад могут дать переходы типа  $1S(A_1) \rightarrow 2P$ . С учетом непараболичности зоны проводимости фосфида галлия вблизи  $\chi_1^c$ -минимума  $P$ -состояния расщепляются на синглет  $P_0$  с магнитным квантовым числом  $m=0$  и дублет  $P_{\pm}$  с  $m = \pm 1$ . Исходя из реальной структуры электронных уровней для донорных центров серы в GaP наибольший вклад в рассеяние могут дать переходы, характеризующиеся большой силой осциллятора — переходы типа  $1S(A_1) \rightarrow 2P_0, 1S(A_1) \rightarrow 2P_{\pm}$  с энергиями возбуждения  $E_{2P_0} - E_{1S(A_1)} = 71,5$  мэВ и  $E_{2P_{\pm}} - E_{1S(A_1)} = 97,0$  мэВ<sup>8-12</sup>. В таком предположении для случая донорной примеси серы с энергией ионизации  $E_D = 108$  мэВ,  $a_0 \approx 6$  Å получаем следующие численные оценки для частот ДЛМ  $\nu_{2P_0} = 8,5$  см<sup>-1</sup> (1,06 мэВ) и  $\nu_{2P_{\pm}} = 4,5$  см<sup>-1</sup> (0,56 мэВ) удовлетворительно совпадающие с наблюдаемыми значениями.

Авторы признательны Б.П.Захарчене, Ш.М.Когану и Э.И.Рашба за полезные обсуждения и Ю.В.Рудь, В.Сигель, Э.Циглеру, Т.Кюнелю за помощь в измерении электрических параметров исследованных образцов.

#### Литература

1. Коган Ш.М., Суриц Р.А. ЖЭТФ, 1966, 50, 1279.
2. Manchon Jr., D.D., Dean P.J. Proc. of the X-th IC Physics of Semiconductors. USAEC, Oak Ridge, Tenn., 1970, p. 760.
3. Dean P.J., Manchon Jr., D.D., Hopfield J.J. Phys. Rev. Lett., 1970, 25, 1027.
4. Рашба Э.И. Письма в ЖЭТФ, 1972, 15, 577.
5. Рашба Э.И. Изв. АН СССР, сер. физ., 1973, 37, 619.
6. Левинсон И.Б., Рашба Э.И. УФН, 1973, 111, 683.
7. Рассеяние света в твердых телах. Под ред. М.Кордоны. М.: Мир, 1979, стр.207.
8. Onton A., Taylor R.C. Phys. Rev., 1970, B1, 2587.
9. Scott W., Onfroy J.R. Phys. Rev., 1976, B13, 1664.
10. Levinson Y.B., Rashba E.I. Rep. Prog. Phys., 1973, 36, 1499.
11. Копылов А.А., Пухтин А.Н. ФТП, 1977, 11, 867.
12. Chang Y., McGill T.S. Phys. Rev., 1981, B24, 5779.