

ИЗЛУЧЕНИЕ ЭДК ИЛИ ЛАЗЕРНЫЙ ЭФФЕКТ В КРИСТАЛЛАХ ГЕРМАНИЯ?

А.А.Кипень

Предлагается новая интерпретация излучения, приписываемого электронно-дырочным каплям (ЭДК) в Ge: излучение ЭДК – лазерное излучение кристалла.

Цель настоящей работы – показать на нескольких примерах, что характерные свойства излучения, приписываемого ЭДК в Ge¹, может также иметь другое объяснение, связанное с лазерной моделью (ЛМ), предполагающей, что это излучение обусловлено селективным усилением (за счет стимулированных переходов) экситонной люминесценции – доминирующего спонтанного излучения – на модах ПВО естественного объемного оптического резонатора (ЕООР), образуемого огранкой кристалла (рис. 1). При этом подразумевается, что капельные полосы возникают при достижении порога лазерной генерации (ЛГ) в ЕООР, либо при достижении режима близкого к пороговому, а выход излучения из кристалла происходит вследствие его рассеяния на различного рода оптических неоднородностях.

1. Если $I(h\nu)$ — усиленный при многократном прохождении света через активную область ЕООР (с кривой эффективного усиления $g(h\nu)$) спектр доминирующей спонтанной люминесценции $I_0(h\nu)$, то тогда

$$I(h\nu) \approx I_0(h\nu) \exp [g(h\nu)L^*] \equiv I_0(h\nu)G(h\nu), \quad (1)$$

где L^* — эффективная длина пути фотона в резонаторе. Следовательно, для слаболегированных или чистых деформированных кристаллов Ge, в спектрах излучения которых экситонные полосы существенно уширены, максимум полосы лазерного излучения при относительно слабых накачках \dot{J} либо при относительно высоких температурах T (по отношению к пороговому значению \dot{J} при $T = \text{const}$ и T при $\dot{J} = \text{const}$) должен быть несколько смещенным от максимума $G(h\nu)$. Однако с увеличением \dot{J} (при $T = \text{const}$) или с уменьшением T (при $\dot{J} = \text{const}$), то есть при приближении к порогу ЛГ, когда кривая $G(h\nu)$ резко сужается, он должен смещаться к максимуму $G(h\nu)$, стабилизируясь вблизи этого положения.

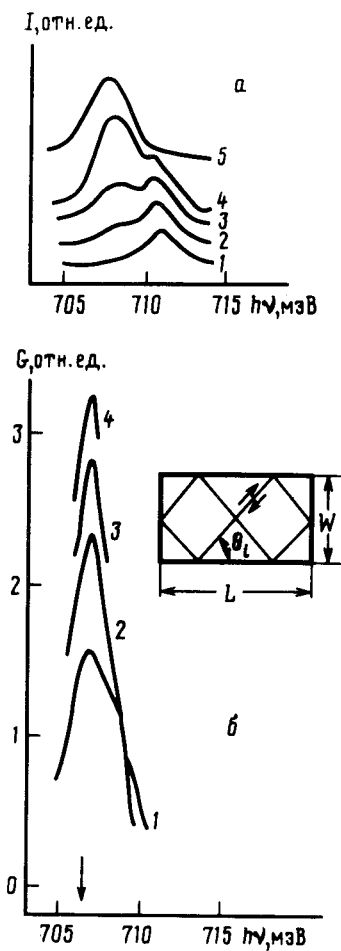


Рис. 1

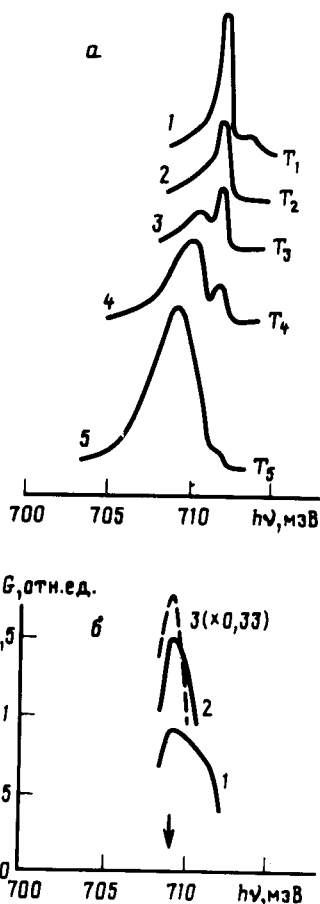


Рис. 2

Рис. 1. Спектры $I(h\nu)$ ² (а) и полученные на их основе кривые $G(h\nu)$ (б) для деформированного Ge ($T = 4,2$ К, J возрастает от спектра 1 к спектру 5). Кривые 1–4 (б) — результат деления соответственно спектров 2–5 (а) на 1 (а). На вставке показана одна из мод ПВО для образца Ge типичной при исследованиях КИ геометрической формы (поперечное сечение — прямоугольник)

Рис. 2. Спектры $I(h\nu)$ ³ (а) и полученные на их основе кривые $G(h\nu)$ (б) для слаболегированного Ge ($\dot{J} = \text{const}$, $4,2$ К $= T_1 > T_2 > T_3 > T_4 > T_5 = 1,7$ К). Кривые 1–3 (б) — результат деления соответственно спектров 2–4 (а) на спектр 1 (а)

Как видно из рис. 1–2, эксперимент ^{2,3} подтверждает сказанное. Подчеркнем, что несмотря на наблюдаемое смещение максимума и деформацию полосы капельного излучения (КИ) при изменении \dot{J} или T , полученное на основе экспериментальных данных по формуле (1) энергетическое положение максимума $G(h\nu)$, как и следовало ожидать по лазерной модели, остается неизменным и совпадающим в обоих случаях с тем положением, которое предсказывает ЛМ (на рис. 1, 2 оно отмечено стрелкой).

При определении кривых $G(h\nu)$ использовался вместо спектра $I_0(h\nu)$ спектр $I(h\nu)$ при самом низком \dot{J} (рис. 1) или при самой высокой T (рис. 2), то есть мы воспользовались тем обстоятельством, что форма спектра экситонной люминесценции кристалла при небольших изменениях \dot{J} и T в интересующей нас области спектра существенно не изменяется.

2. Поскольку коэффициент поглощения (α)Ge при низких T в области полос КИ очень малый по величине ($\approx 10^{-3} - 10^{-2} \text{ см}^{-1}$), то в оптические потери. ЕООР ($\alpha + \rho$) существенный вклад вносят потери из-за рассеяния на гранях кристалла (ρ). Согласно ЛМ, развитие ЛГ происходит на модах ПВО, каждой из которых соответствует определенное направление распространения света в кристалле, образующее замкнутую траекторию (рис. 1). Для ЕООР с сечением в виде прямоугольника (рис. 1), как известно, такое направление задается формулой $\text{tg } \theta_i = (W/L)(l_i/w_i)$, где l_i и w_i – количество отражений соответственно от граней L и W , θ_i – угол скольжения по отношению к грани L ($\theta_0 \leq \theta_i \leq \pi/2 - \theta_0$, θ_0 – предельный угол ПВО). Легко показать, следуя ⁴, что эффективный коэффициент потерь из-за рассеяния при отражении на гранях кристалла для i -ой моды ПВО ЕООР (ρ_i) будет определяться выражением

$$\rho_i = [\ln(1/r^*)/W] [(\text{tg } \theta_i + W/L) / \sqrt{1 + \text{tg}^2 \theta_i}], \quad (2)$$

где r^* – эффективный коэффициент отражения при ПВО (с учетом потерь на рассеяние $r^* < 1$). Поскольку $W/L \leq 1$, $0,25 < \text{tg } \theta_i < 4$, то $0,25 < (\text{tg } \theta_i + W/L) / \sqrt{1 + \text{tg}^2 \theta_i} < 1,5$. Отсюда следует, что приближенно $\rho_i \sim 1/W$, то есть порог ЛГ (порог КИ) с уменьшением толщины кристалла возрастает.

Таким образом, в образцах малых размеров вклад поглощения кристаллов в оптические потери резонатора по сравнению с рассеянием на гранях кристалла становится относительно слабым. Следовательно, и порог ЛГ (порог КИ) в этом случае не должен зависеть существенным образом от T , так как последняя влияет только на величину поглощения кристалла. Эксперимент подтверждает сказанное ⁵.

3. Если ЛМ соответствует действительности, то в спектрах КИ должен проявляться эффект, хорошо изученный в лазерной внутрирезонаторной спектроскопии: дополнительное слабое поглощение, введенное внутрь резонатора, проявляет себя сильным "выеданием" в контуре полосы ЛГ, если линия поглощения ($\alpha_{\Lambda}(h\nu)$) спектрально попадает в область более широкого контура полосы ЛГ. При этом, если $\bar{I}_0(h\nu)$ – контур полосы ЛГ до введения в резонатор дополнительного слабого поглощения, $\bar{I}(h\nu)$ – результирующий контур ЛГ, то

$$\bar{I}(h\nu) \approx \bar{I}_0(h\nu) \exp[-\alpha_{\Lambda}(h\nu)L^*] \equiv \bar{I}_0(h\nu)\bar{G}(h\nu). \quad (3)$$

Оказывается, дополнительное слабое поглощение в ЕООР можно реализовать, помещая кристалл Ge в сильное магнитное поле $H \parallel [100]$ ⁶. В этом случае из-за переходов (с участием фононов $TO = 36,0 \text{ мэВ}$, $TA = 8,2 \text{ мэВ}$, $LA = 27,5 \text{ мэВ}$ и их различных комбинаций) из валентной зоны в состояния, связанные с нижайшим уровнем Ландау в зоне проводимости, в спектре поглощения Ge должны появляться новые линии поглощения, которые с ростом H , усиливаясь, должны смещаться в фиолетовую область спектра быстрее, чем полосы КИ. Некоторые из этих слабых линий поглощения с ростом H проходят через область той или иной полосы КИ (рис. 3а). Эксперимент подтверждает (рис. 3б, в, г), что в этот момент в спектрах КИ действительно наблюдаются "выедания". Более того, для каждой из этих полос энергетичес-

кие положения рассчитанных по (3) максимумов кривых $\bar{G}(h\nu)$ по приведенным в ⁷ экспериментальным контурам $\bar{I}(h\nu)$ и $\bar{I}_0(h\nu)$ и максимумов соответствующих слабых линий поглощения совпадают. При этом интенсивность $\bar{G}(h\nu)$ с ростом H заметно возрастает, а прохождение их максимумов через середины контуров разных полос КИ происходит при существенно разных, но строго определенных по ЛМ значениях H .

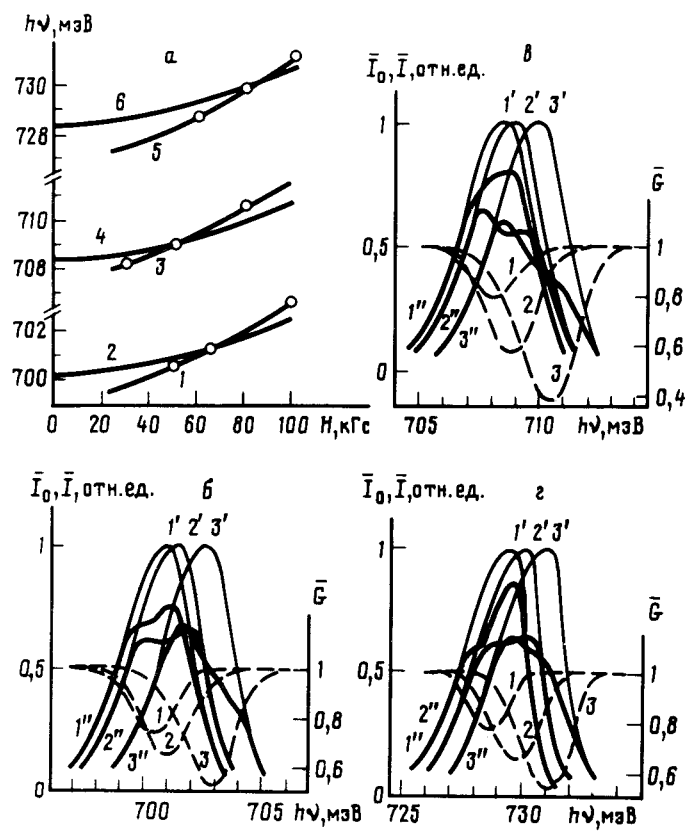


Рис. 3. а) Зависимость энергетического положения линий дополнительного поглощения (с участием фононов $TO + TA$ (1), TO (3) и $2TA$ (5)) ⁶ и излучения $\bar{I}_0(h\nu)$ (с эмиссией фононов TO (2), LA (4) и TA (6)) ⁷ от H . б), в) и з) Кривые $\bar{G}(h\nu)$ — (1–3), экспериментальные спектры $\bar{I}(h\nu)$ — (1''–3'') и $\bar{I}_0(h\nu)$ — (1'–3') (с эмиссией фононов TO (б), LA (в) и TA (з)) ⁷ при H , кГс: 50,65 и 100 (б); 30,50 и 80 (в); 60,80 и 100 (з). Положения максимумов кривых $\bar{G}(h\nu)$ на рис. 3а отмечены точками

В заключение рассмотрим вопрос о механизме образования инверсии в экситонной системе (механизме ОИЭС) в Ge.

По-видимому, состояния с инверсной населенностью возникают при непрямых экситонных переходах, связанных преимущественно с экситон-экситонным неупругим взаимодействием ⁸. При таком взаимодействии один из непрямых экситонов разваливается на свободные электрон и дырку либо переводится в одно из возбужденных состояний, а другой аннигилирует, излучая определенного типа фонон и фотон с соответствующим дефицитом энергии. В пользу такого предположения говорит то, что указанный экситон-экситонный механизм ОИЭС, в отличие от хорошо изученного экситон-фононного ^{8,9} и экситон-электронного (дырочного) ⁸, позволяет в принципе получить на широком спектральном участке усиление ($g(h\nu)$), существенно превышающее поглощение свободными носителями (α_H), которое представляет собой в случае Ge главную и принципиально не устранимую часть потерь в ЕООР. Действительно, в

случае экситон-экситонного механизма ОИЭС $g \sim n_{ex}^2$, в то время как при экситон-фононном $g \sim n_{ex}$, а при экситон-электронном (дырочном) $-g \sim n_{ex} n_e(n_h)$, где $n_e(n_h) < n_{ex}$, поскольку при низких T неравновесные носители в Ge очень быстро связываются в экситоны ($n_e(n_h)$ и n_{ex} — плотности соответственно свободных электронов (дырок) и экситонов).

На первый взгляд может показаться, что экситон-экситонному механизму ОИЭС противоречат наблюдаемая в Ge форма полосы ЛГ (КИ) и энергетическое положение ее максимума (указанному механизму ОИЭС должен соответствовать контур усиления $g(h\nu)$ — широкая бесструктурная полоса с затянутым длинноволновым краем и с максимумом, сдвинутым в длинноволновую сторону от экситонной линии на величину, равную примерно энергии связи экситона (для Ge ≈ 3 мэВ), что намного меньше наблюдаемого смещения). На самом деле противоречие отсутствует, поскольку форма полосы ЛГ (КИ) и ее положение в спектре при наличии селективных потерь в ЕООР ($\alpha(h\nu)$) определяются, как это следует из ¹⁰, не контуром усиления $g(h\nu)$, а приближенно кривой $[g(h\nu) - \alpha_H] / [\alpha(h\nu) + \rho]$, то есть существенным образом формой края поглощения на данном участке спектра.

Литература

1. Покровский Я.Е., Свистунова К.И. Письма в ЖЭТФ, 1969, 9, 435.
2. Wolfe J.P. et al. Phys. Rev. B, 1978, 18, 1479.
3. Новиков Б.В. и др. ФТТ, 1973, 15, 459.
4. Грибковский В.П. Теория поглощения и испускания света в полупроводниках, Минск: Наука и техника, 1975,
5. Аснин В.М. и др. ЖЭТФ, 1983, 84, 2129.
6. Vitins J. et al. Phys. Lett., 1979, 70A, 137.
7. Stormer H.L., Martin R.W. Phys. Rev. B, 1979, 20, 4213.
8. Guillaume C.B. et al. Phys. Rev., 1969, 177, 567.
9. Dumke W.P. Phys. Rev., 1962, 127, 1559.
10. Бродин М.С. и др. КЭ, 1989, 16, 489.

Институт физики
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
30 октября 1989 г.