

## СТИМУЛИРОВАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ НА ВТОРОЙ ГАРМОНИКЕ ЦИКЛОТРОННОГО РЕЗОНАНСА ЛЕГКИХ ДЫРОК $p$ -Ge В $E \perp H$ ПОЛЯХ

*А.В.Муравьев, Ю.Н.Ноздрин, В.Н.Шагин*

Сообщается об эффекте генерации на второй гармонике циклотронного резонанса легких дырок  $p$ -Ge в скрещенных электрическом и магнитном ( $E \perp H$ ) полях. Измерены его спектральные характеристики. Обсуждается механизм и условия наблюдения.

В последнее время большой интерес вызвали работы по источникам длинноволнового ИК стимулированного излучения (СИ) на горячих дырках  $p$ -Ge в  $E \perp H$  полях (например, <sup>1-8</sup>). Экспериментальные исследования подтвердили <sup>3</sup> идею лазера на переходах между состояниями легких ( $l$ ) и тяжелых ( $h$ ) дырок <sup>1</sup> и обнаружили эффект СИ на циклотронном резонансе (ЦР) легких дырок <sup>4, 5</sup>. Эффекты СИ на этих механизмах возникают при близких значениях электрических, но различных соотношениях электрического и магнитного полей и существенно отличаются спектральными характеристиками. Излучение лазера на  $l-h$  переходах широкополосно ( $\Delta\nu \lesssim 20 \text{ см}^{-1}$ ) и частоты излучения  $\nu = 45 \div 50; 75 \div 125 \text{ см}^{-1}$

во многом определяются распределением легких дырок. СИ на ЦР легких дырок, напротив, узкополосно ( $\Delta\nu \lesssim 0,1 \text{ см}^{-1}$ ), частота генерации  $\nu = 30 \div 50 \text{ см}^{-1}$  <sup>4</sup> и  $\nu = 70 \div 85 \text{ см}^{-1}$  <sup>5</sup> определяются соотношением  $\nu = \nu_l^c = eH/2\pi c^2 m_l^*$  ( $\text{см}^{-1}$ ), где  $c$  – скорость света и  $m_l^* = 0,046m_0$  – масса свободного электрона.

В настоящей работе сообщается о наблюдении СИ на второй гармонике ЦР легких дырок и подтверждается влияние на излучение  $l-h$ -лазера ЦР гармоник более высокого порядка <sup>7</sup>. Полученные результаты расширяют представления о роли квантования Ландау в эффектах СИ на горячих дырках  $p$ -Ge в  $E \perp H$  полях <sup>5-7</sup>.

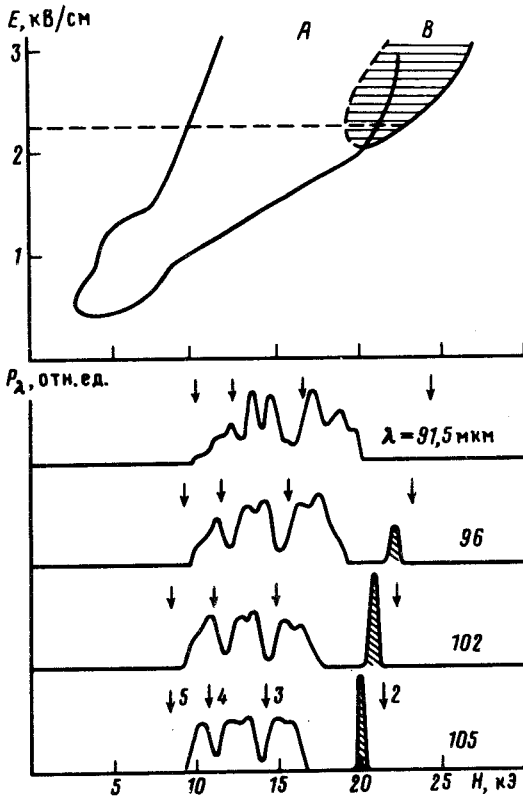


Рис. 1

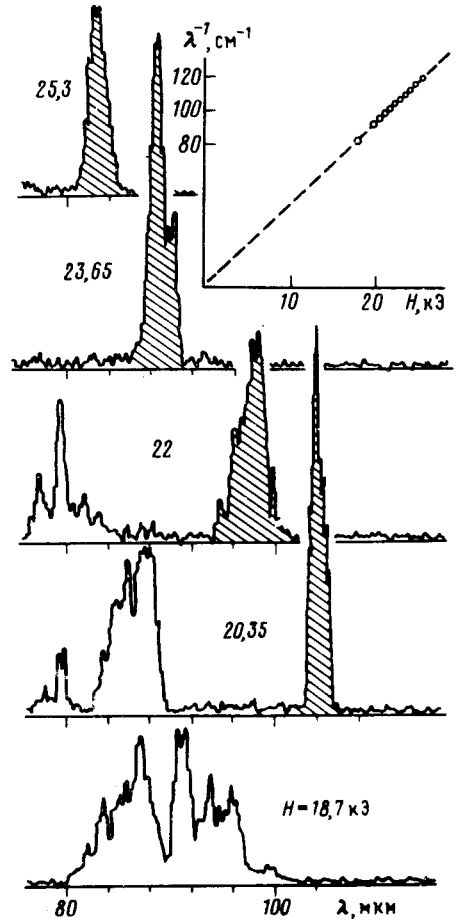


Рис. 2

Рис. 1. Зоны генерации и зависимости спектральной плотности мощности  $P_\lambda$  от поля  $H$  при  $E \approx 2,3 \text{ кВ/см}$ . Стрелки – положения резонансов  $\lambda^{-1} \equiv \nu = \Delta l \cdot \nu_l^c$ ; при  $m_l^* = 0,042m_0$

Рис. 2. Спектры СИ  $P(\lambda)$  при  $E \approx 2,6 \text{ кВ/см}$ , на вставке – зависимость частоты заштрихованной линии излучения от  $H$

Эксперимент выполнялся на установке, аналогичной <sup>3</sup>. Активным элементом являлись образцы  $p$ -Ge с концентрацией дырок  $p \approx (5 \div 7) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , имевшие форму прямоугольного параллелепипеда и размеры  $5 \times 7 \times 50 \text{ мм}^3$  и  $4,5 \times 7,5 \times 60,0 \text{ мм}^3$ . Образцы помещались в соленоид и охлаждались жидким гелием, а на боковые грани ( $5 \times 50$ ;  $4,5 \times 60,0$ ) через омические контакты подавались импульсы электрического поля. Поля были ориентированы вдоль кристаллографических осей  $H \parallel \langle 111 \rangle$ ,  $E \parallel \langle 110 \rangle$ . Генерация развивалась на модах полного внутреннего отражения <sup>3</sup>, а излучение регистрировалось в направлении магнитного поля. Спектральные измерения выполнялись на решеточном монохроматоре с раз-

решением до  $1 \text{ см}^{-1}$ . В области полей  $A$  (рис. 1) наблюдался известный <sup>3, 6-8</sup> эффект СИ на  $l-h$ -переходах. На рис. 1 показаны зависимости спектральной плотности мощности СИ от магнитного поля  $P_\lambda(H)$  для некоторых длин волн  $\lambda$ . Следует обратить внимание на ее дивергентный характер в области  $A$  и появление обособленной резонансной по  $H$  области СИ (заштрихована) в полях  $E \gtrsim 2 \text{ кВ/см}$  (область  $B$ ). Положения наблюдаемых особенностей в областях  $A$  и  $B$  пропорциональны  $\lambda^{-1}$  и не зависят от  $E$  и размеров образцов, что позволяет связать их с гармониками ЦР легких дырок. Соответствующие особенности в спектрах СИ, как сейчас ясно, наблюдались и ранее (см., например, <sup>8</sup>), но из-за изрезанности спектра линиями резонатора на их связь с гармониками не было обращено внимания. На рис. 2 показана перестройка спектра СИ при изменении магнитного поля  $H$ . В зоне  $B$  в спектре появляется сравнительно узкая  $\Delta\nu \approx 1 \div 3 \text{ см}^{-1}$  линия генерации с перестраиваемой пропорционально  $H$  частотой, соответствующей удвоенной частоте ЦР легких дырок  $\nu \approx 2\nu_l^c$  при  $m_l^* = (0,040 \pm 0,002)m_0$ . Заметим, что  $m_l^*$  несколько меньше обычно используемого значения эффективной массы  $m_l = 0,042m_0$ . Гармоники высших порядков ( $3 \div 5$ ) в отличие от второй проявляются в спектрах на фоне широкополосного  $l-h$ -излучения (ср. <sup>7</sup>, где излучение на высших гармониках связывалось с оголением нижних уровней Ландау легких дырок в нелинейном режиме  $l-h$ -генерации). Генерация же на второй гармонике вполне независима, что говорит о существовании самостоятельного связанного с ней механизма усиления. Интерпретация эффектов гармоник ЦР требует привлечения квантовых представлений о состояниях валентной зоны Ge в  $E \perp H$  полях. На рис. 3 приведены

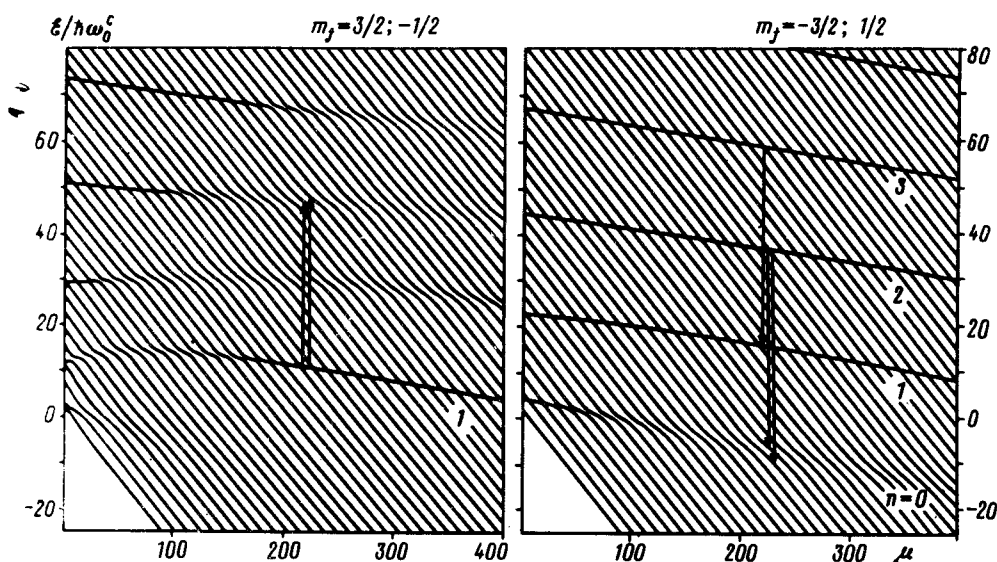


Рис. 3. Спектр полных энергий  $\epsilon$  состояний дырок в  $E \perp H$  полях в единицах циклотронной энергии  $\hbar\omega_0^c = \hbar eH/m_0c$ . Рассчитан в изотропном приближении гамильтониана Латтинжера ( $\gamma_{II} = 13, 2$ ;  $\tilde{\gamma} = 4, 92$ ;  $k = 3, 3$ ),  $\mu = m_0^2 c^3 E^2 / 2e\hbar H^3$  — безразмерная энергия дрейфового движения. Движение дырок вдоль  $H$  и рассеяние на оптических фононах не учитывались

результаты расчета спектра полных энергий этих состояний в зависимости от безразмерной энергии дрейфа  $\mu \sim E^2 / H^3$  (ср. <sup>5</sup>). Расталкивание уровней энергии является следствием взаимодействия и гибридизации  $l$ - и  $h$ - состояний или, другими словами, туннелирования <sup>10</sup>. При этом деление дырок на легкие и тяжелые в областях гибридизации чисто условно и отражает лишь разную степень локализации волновых функций. Инверсия населенностей в та-

кой системе возникает из-за сильной дифференциации состояний по степени взаимодействия с оптическими фононами, которое в условиях динамического разогрева в сильных  $E \perp H$  полях (зоны  $A$  и  $B$ ) является основным механизмом рассеяния тяжелых дырок за время  $\tau \leq \leq 10^{-12}$  с. Нижние уровни Ландау "легких" дырок с номерами  $n \leq 3$  в области  $B$  ( $\mu = 150 \div 400$ ) и до  $n \leq 7$  в области  $A$  ( $\mu \gtrsim 300$ ) оказываются замагниченными и слабо взаимодействуют с оптическими фононами. Их времена жизни при этом значительно больше и определяются долей "тяжелой" волновой функции (а также рассеянием на акустических фононах и заряженных примесях за  $\tau \approx 10^{-11}$  с). Оптические переходы с этих состояний на нижележащие  $h$  состояния дают усиление на  $l-h$ -переходах, которое качественно согласуется с квазиклассическими представлениями<sup>6</sup>. Кроме этого, из-за  $l-h$ -гибридизации разрешены переходы между легкими состояниями с  $\Delta n > 1$ , которые также могут быть инвертированы из-за разной примеси тяжелой волновой функции. Это приводит к дополнительному усилению на частотах вблизи гармоник ЦР легких дырок, что подтверждается численными расчетами матричных элементов оптических переходов. Генерация на второй гармонике по нашему мнению определяется  $2 \rightarrow 0$  и  $3 \rightarrow 1$  переходами с квантовым числом  $m_j = -3/2; 1/2$  (см. рис. 3). Стрелками вверх отмечены конкурирующие переходы, которые оказываются более длинноволновыми. Аналогично переходы типа  $3 \rightarrow 0, 4 \rightarrow 0, \dots$  по мере замагничивания  $3, 4, \dots$  состояний при уменьшении поля  $H$  ( $\mu$  — увеличивается) складываются с усилением на  $l-h$ -переходах и приводят к осцилляторной зависимости  $P_\lambda(H)$  в зоне  $A$  (рис. 1). Удвоение числа резонансов можно объяснить тем, что анизотропия валентной зоны и движение дырок вдоль  $H$  должны снимать запрет для оптических переходов между "лестницами" с квантовыми числами  $m_j = 3/2; -1/2$  и  $m_j = -3/2; 1/2$  (рис. 3).

В заключение подчеркнем важность СИ на второй гармонике ЦР легких дырок для создания узкополосного перестраиваемого источника длинноволнового ИК излучения.

Авторы выражают благодарность А.А.Андронову за полезное обсуждение результатов, а также С.А.Павлову и В.А.Козлову за сотрудничество.

#### Литература

1. Андронов А.А., Козлов В.А., Мазов Л.С. и др. Письма в ЖЭТФ, 1979, 30, 585.
2. Боробьев Л.Е., Осокин Ф.И., Стафеев В.И. и др. Письма в ЖЭТФ, 1982, 35, 360.
3. Андронов А.А., Зверев И.В., Козлов В.А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1984, 40, 69.
4. Иванов Ю.Л., Васильев Ю.Б. Письма в ЖТФ, 1983, 9, 613.
5. Митягин Ю.А., Мурзин В.Н., Стоклицкий С.А., Трофимов И.Е. Письма в ЖЭТФ, 1987, 46, 116.
6. Kotiyama S. Proc. of 18-th, Int. Conf. Phys. Semiconductors, Stockholm, 1986, 1641.
7. Муравьев А.В., Ноздрин Ю.Н., Шагин В.Н. Письма в ЖЭТФ, 1986, 43, 348.
8. Андронов А.А. и др. КЭ, 1987, 14, 702.
9. Wallis R.F., Bowlden H.J. Phys. Rev., 1960, 118, 456.
10. Дьяконов М.И., Перель В.И. ЖЭТФ, 1987, 92, 350.