

## КВАНТОВЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ РЕКОМБИНАЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫХ КАПЕЛЬ В КРЕМНИИ

А. Ф. Дите, В. Г. Лысенко, В. Д. Лохныгин, В. Б. Тимофеев

Исследовано рекомбинационное излучение монокристаллов кремния при высокой плотности неравновесных носителей, создаваемых лазерной накачкой, в сильных магнитных полях при  $T = 1,4^\circ\text{K}$ . Обнаружены квантовые осцилляции интенсивности на "синем" краю полосы, связанной с рекомбинацией носителей в электронно-дырочной капле. Определена концентрация носителей в капле. Исследован разогрев носителей и экситонов.

Нами исследовано рекомбинационное излучение (РИ) монокристаллов Si при высокой плотности неравновесных носителей, создаваемых импульсным лазерным возбуждением, в сильных магнитных полях. В работе [1] впервые сообщалось об осцилляциях интегральной интенсивности РИ электронно-дырочных капель (ЭДК) в Ge в магнитном поле. В случае Si, при плавном изменении магнитного поля, мы наблюдали осцилляции интенсивности на фиксированных частотах вблизи "синей" границы полосы, связываемой с излучением ЭДК [2, 3]. При этом до полей  $\sim 40 \text{ кэ}$  мы не обнаружили заметных изменений в форме и положении максимума полосы ЭДК. Небольшое смещение в сторону меньших энергий ( $\sim 0,5 \text{ мэв}$  при  $40 \text{ кэ}$ ) испытывает лишь экситонная полоса.

Смысл нашего эксперимента виден из рис. 1. ЭДК представляют собой вырожденную двухкомпонентную ферми-систему, в которой при наложении магнитного поля происходит квантование энергии электронов и дырок. При изменении магнитного поля число уровней Ландау под ферми-поверхностями и сами распределения по состояниям меняются скачкообразно и периодически по обратному полю. В соответствии с этим естественно ожидать, что интенсивность РИ на фиксированных частотах в пределах полосы ЭДК будет осциллировать. Этот эффект должен быть наиболее значительным в области "синей" границы полосы ЭДК, например, в точках 2, 3, 4, указанных стрелками на рис. 1, а, где вклад в интенсивность дают переходы между состояниями в некотором слое  $\Delta E$  непосредственно под поверхностями Ферми электронной и дырочной зон (рис. 1, в). Вблизи максимума полосы ЭДК эффект должен уменьшаться, поскольку здесь интенсивность определяется переходами между практически всеми уровнями Ландау.

Исследовались РИ чистых кристаллов Si *n*- и *p*-типа ( $\rho = 4 \cdot 10^3 \text{ ом}\cdot\text{см}$  и  $2,5 \cdot 10^4 \text{ ом}\cdot\text{см}$ , соответственно). Образцы крепились без напряжений внутри сверхпроводящего соленоида, помещенного в специально сконструированном оптическом криостате, с высокой светосилой всей установки при достаточно большой однородности поля вдоль образца. Образцы находились в сверхтекучем гелии при  $T = 1,4^\circ\text{K}$ . Оптическая накачка

ка осуществлялась вторым стоксовым компонентом ВКР на жидком азоте ( $\hbar\omega = 1,2104 \text{ эв}$ ), возбуждаемым импульсным рубиновым лазером. При таком объемном возбуждении (коэффициент поглощения Si при  $T = 1,4^\circ\text{K}$  на частоте  $1,2104 \text{ эв} \sim 0,5 \text{ см}^{-1}$ ) генерируются  $e-h$  пары практически вблизи экстремумов соответствующих зон, а разогрев электронной системы обусловлен, в основном, релаксацией  $TA$ - и  $LO$ -фононов, рождающихся при оптических переходах. Средняя по объему концентрация  $e-h$  пар при максимальной накачке составляла  $n \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ .

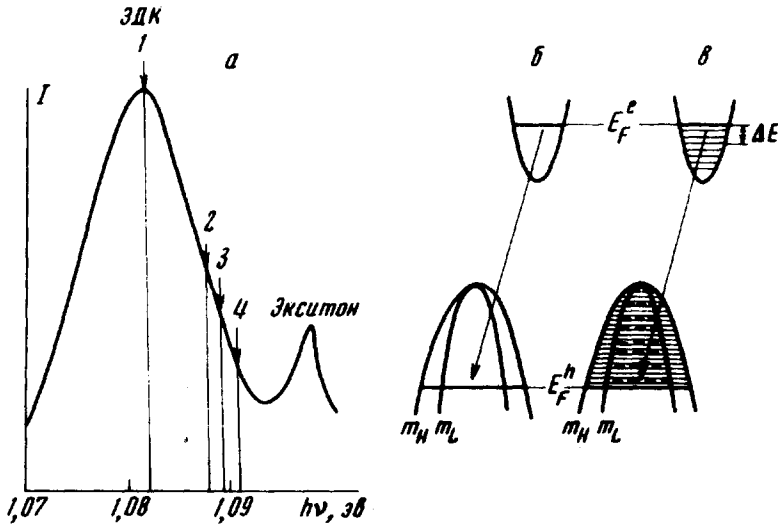


Рис. 1. *a* - Спектр рекомбинационного излучения Si при  $1,4^\circ\text{K}$ ; *b* и *в* - энергетическая схема ЭДК при  $H = 0$  и  $H \neq 0$

Прежде всего остановимся на вопросе о температуре электронной системы при импульсном возбуждении таких плотностей носителей. Прямое определение температуры капле  $T_K$  из спектра ЭДК затруднительно, поскольку форма его является сложной функцией температуры и фермиевских энергий носителей. В данной работе определялась температура экситонного газа  $T_{\text{ЭКС}}$  в предположении, что  $T_K \approx T_{\text{ЭКС}}$ .

На рис. 2 приведены распределения интенсивности в спектре ЭДК и свободных экситонов с испусканием  $TO$ - и  $LO$ -фононов, снятые (без поля) через различные времена после прихода импульса возбуждения. Наблюдаемая полоса экситонной люминесценции представляет собой наложение двух линий с участием  $TO$ - ( $\hbar\omega^{TO} = 57,3 \text{ мэв}$ ) и  $LO$ - ( $\hbar\omega^{LO} = 55,3 \text{ мэв}$ ) фононов [4]. По мере возрастания задержки относительно импульса возбуждения  $TO$ - $LO$ -структура экситонного спектра становится более четкой, что иллюстрирует "остывание" экситонного газа после момента накачки (вставка к рис. 2 вверху справа).  $T_{\text{ЭКС}}$  определялась на основании анализа формы экситон-фононного спектра путем разделения контуров линий с участием  $TO$ - и  $LO$ -фононов. Для максимальной интенсивности экситонной линии, отвечающей  $n \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$   $T_{\text{ЭКС}}$  составила  $(11 \pm 2)^\circ\text{K}$ . Для задержек 1; 2 и 3 мксек были получены  $T_{\text{ЭКС}} = 10,6; 9,4$  и  $8^\circ\text{K}$ . Найденные таким образом  $T_{\text{ЭКС}}$  хорошо согла-

суются с ширинами линий экситонов ( $\sim 2kT_{\text{ЭКС}}$ ) и, как видно, существенно превосходят  $1,4^\circ\text{K}$ . Столь высокая  $T_{\text{ЭКС}}$  обязана, с нашей точки зрения, разогреву в системе длинноволновых акустических фононов, возникающих при распаде оптических фононов и при релаксации оже-электронов, а также при связывании экситонов в капли. Оцениваемое нами время затухания этих фононов составляет  $\sim 10^{-5}$  сек. Таким образом, при импульсном возбуждении с  $\bar{n} \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$   $T_{\text{К}} = 10^\circ\text{K}$  (при условии  $T_{\text{К}} = T_{\text{ЭКС}}$ ).

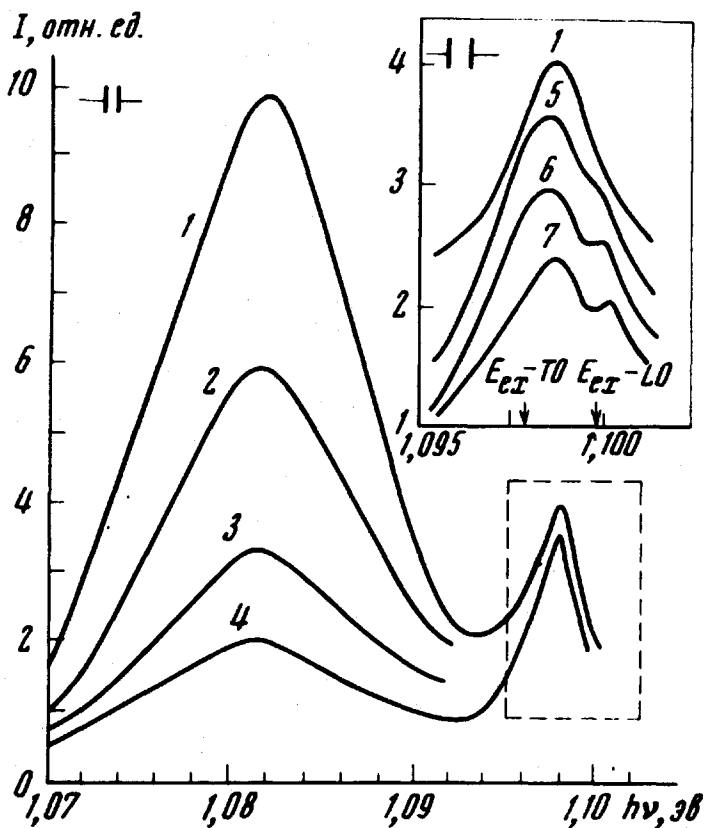


Рис. 2. Распределения интенсивности в спектре излучения ЭДК и свободных экситонов с испусканием  $TO$ - и  $LO$ -фононов, снятые через различные времена после прихода импульса возбуждения. Кривые 2, 3, 4 спектра ЭДК отвечают задержкам 0,2; 0,4; 0,6  $\mu\text{сек}$ . Кривые 5, 6, 7 спектра экситонов отвечают задержкам 1; 2 и 3  $\mu\text{сек}$  (вставка вверху справа). Кривая 1 снята без задержки и отражает распределение максимальной интенсивности в спектре

Кроме того, обращает на себя внимание неизменность формы, ширины и положения максимума спектра ЭДК, как следствие единого времени затухания по всему спектру ЭДК. Этот результат весьма убедительно отражает неизменность уровней Ферми, а, следовательно, и плотности носителей  $n_0$  в ЭДК при различных величинах  $\bar{n}$ . Само затухание РИ ЭДК связано с уменьшением размеров капель.

Определенные из рис. 2 времена жизни  $\tau_K$  и  $\tau_{ЭКС}$  соответственно равны 0,4 и 2,6 мксек.

Учитывая высокий разогрев ЭДК, магнитооптические измерения проводились при ориентации оси  $\langle 100 \rangle$  вдоль направления магнитного поля  $H$ . При этом в двух долинах зоны проводимости работали легкие массы  $m_{\perp}^e = 0,19 m_0$ , так что в полях порядка 40 кэ  $\hbar\omega_c / kT_K \approx 3$ . Зависимость интенсивности от величины  $H$  измерялась в максимуме полосы ЭДК и на нескольких фиксированных частотах вблизи ее синего края (стрелки на рис. 1, а). В последнем случае на всех частотах наблюдались осцилляции интенсивности при изменении магнитного поля.

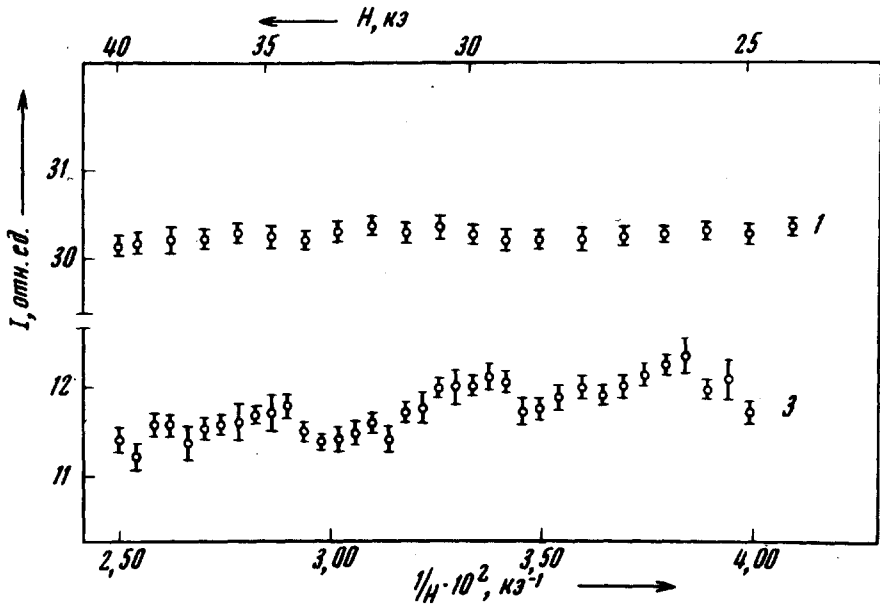


Рис. 3. Зависимость интенсивности рекомбинационного излучения ЭДК от величины магнитного поля в максимуме полосы (кривая 1) и вблизи ее синего края (кривая 3).

Ширина участков спектра, вырезаемая двойным монохроматором, не превышала 0,8 мэв. На рис. 3 представлены результаты измеренных зависимостей для частоты  $\hbar\omega = 1,082$  эв, отвечающей максимуму полосы ЭДК, и для частоты  $\hbar\omega = 1,089$  эв на ее синем краю (стрелки 1 и 3 рис. 1, а). В максимуме полосы (кривая 1) осцилляции практически отсутствуют, тогда как на синем крыле зависимость имеет осциллирующий характер и постоянный по  $1/H$  период (кривая 3). Глубина осцилляций не превышает  $\sim 6\%$ . Экспериментальные точки являются результатом усреднения большого числа измерений при каждом значении поля с указанием соответствующей ошибки. Чувствительность установки позволяла фиксировать осцилляции с глубиной не менее 2%.

Осцилляции интенсивности РИ наблюдались нами и при возбуждении непосредственно импульсами рубинового лазера. Однако при такой же  $\bar{n} \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$  разогрев носителей, судя по  $T_{\text{ЭК}}$ , оказывался по меньшей мере в 1,5 раза большим, чем при объемном возбуждении. Глубина осцилляций при этом существенно уменьшалась ( $\sim 3\%$ ).

Постоянство периода осцилляций и зависимость глубины от температуры свидетельствуют об их квантовой природе, в соответствии с приведенными выше соображениями. Наблюдаемый период для ориентации  $H \parallel < 100 >$  мы связываем с легкими массами электронов  $m_{\perp}^e = 0,19m_0$  двух из шести долин. В остальных четырех долинах циклотронная масса достаточно велика  $m_c = \sqrt{m_{\parallel}m_{\perp}} = 0,42m_0$ , и вклад в интенсивность от этих долин, по нашему мнению, представляется в виде размытого высокой температурой неосциллирующего фона. В равной степени это касается и тяжелых дырок  $m_H^h = 0,48m_0$  (легкие дырки  $m_L^h = 0,16m_0$  составляют лишь 16% от общего числа дырок).

Из периода осцилляций ( $\sim 5 \cdot 10^{-3} \text{ кэ}^{-1}$ ) непосредственно оценивалась энергия Ферми электронов, а затем равновесная концентрация  $e$ - $h$  пар в ЭДК, которая оказалась равной  $n_0 \approx 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ .

Осцилляции наблюдаются и при ориентации  $< 111 > \parallel H$  (с глубиной  $\sim 4\%$ ). Однако наблюдаемый в этом случае период примерно в 1,5 раза меньше ожидаемого, если считать, что при такой ориентации работает единая циклотронная масса электронов  $m_c = 0,28m_0$ . Причина этого расхождения нам в настоящее время не ясна.

В заключение отметим, что изложенные результаты, удовлетворительно трактуемые в рамках представлений об ЭДК, не удастся просто объяснить, исходя из концепции биэкситона [5], либо неустойчивой  $e$ - $h$  плазмы.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность В.Ф.Гантмахеру за плодотворные обсуждения и дискуссии в процессе выполнения данной работы.

Институт физики твердого тела  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
20 июня 1973 г.

### Литература

- [1] В.С.Багаев, Т.И.Галкина, Н.А.Пенин, В.Б.Стопачинский, М.Н.Чураева. Письма в ЖЭТФ, 16, 120, 1972.
- [2] А.С.Каминский, Я.Е.Покровский, Н.В.Алкеев. ЖЭТФ, 59, 1937, 1970; Я.Е.Покровский. Phys. stat. sol. (a), 11, 385, 1972.
- [3] Б.М.Ашкинадзе, И.П.Крецу, С.М.Рывкин, И.Д.Ярошецкий. ЖЭТФ, 58, 507, 1970.
- [4] K. L. Shaklee, R. E. Nahory. Phys. Rev. Lett., 24, 942, 1970.
- [5] J. D. Cuthbert. Phys. Rev., B1, 1552, 1970.