

УДК 537.311.322

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ С ЭКСИТОНАМИ В КРЕМНИИ

Б. М. Ашкинадзе, В. В. Бельков

Исследовано влияние разогрева свободных носителей на люминесценцию свободных экситонов и экситонно-примесных комплексов в кристаллах кремния. Показано, что экситон-электронное взаимодействие приводит к увеличению температуры экситонного газа. Перераспределение интенсивностей линий излучения в спектре обусловлено ударной ионизацией экситонно-примесных комплексов. Анализ изменения интенсивности люминесценции свободных и связанных экситонов в условиях разогрева свободных носителей позволил оценить характерное время захвата экситона примесным центром и время безызлучательной рекомбинации экситонов.

Воздействию свободных носителей заряда (СНЗ) на люминесценцию полупроводников посвящено значительное число работ [1-6]. Этот метод используется для идентификации природы линий люминесценции [2], исследования механизма ударной ионизации экситонных комплексов [3-6]. Резонансное гашение люминесценции при разогреве носителей в СВЧ поле в условиях циклотронного резонанса применяется для определения эффективной массы [4]; в работах [5-7] было исследовано влияние горячих носителей заряда на люминесценцию экситонов и электронно-дырочной жидкости в кристаллах германия.

Настоящая работа посвящена новым аспектам изучения взаимодействия горячих носителей с экситонами, а именно, разогреву газа свободных экситонов за счет их взаимодействия с горячими электронами, изменению соотношения концентраций свободных и связанных экситонов и зависимости этого эффекта от соотношения времени жизни свободных экситонов и времени их захвата на примеси.

Исследовалась экситонная люминесценция образцов кремния с малым содержанием примеси бора ( $N_i \approx 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ) при  $T=1.8 \text{ К}$ . Образец возбуждался светом He-Ne-лазера ( $\lambda=0.63 \text{ мкм}$ ). Разогрев носителей осуществлялся бесконтактно СВЧ излучением 8 мм диапазона; величина разогрева регулировалась либо уровнем СВЧ мощности в волноводном тракте, либо прохождением по магнитному полю через линии циклотронного резонанса. Люминесценция регистрировалась методом счета фотонов, при этом можно было измерять кинетику люминесценции при импульсном световом возбуждении или при импульсном воздействии СВЧ. Образец находился в сверхтекучем гелии, поэтому кристалл не перегревался, что проверялось по кинетике излучения (см. ниже).

1. При гелиевых температурах наиболее интенсивные линии в спектре люминесценции кремния (рис. 1) связаны с излучательной рекомбинацией свободных экситонов (с участием  $LO$ - и  $TO$ -фононов), связанных экситонов и многоэкситонных примесных комплексов (МЭПК) (с участием  $TO$ -фононов). Разогрев СНЗ в электрическом поле вызывает существенные изменения вида спектра люминесценции: интенсивность линии излучения свободных экситонов растет в 2-3 раза, а интенсивность люминесценции экситонно-примесных комплексов падает. Одновременно растет ширина линии излучения свободного экситона (рис. 2). На рис. 3 показаны зависи-

мости интенсивности излучения свободных и связанных на примесных центрах экситонов от величины разогрева носителей, которая изменялась при вариации напряженности магнитного поля из-за прохождения линий циклотронного резонанса. Заметим, что люминесценция МЭПК с числом экситонов 2 и 3 испытывает более сильное гашение, чем сигнал люминесценции ЭПК.

В электрическом СВЧ поле происходит разогрев СНЗ. В наших экспериментах температура электронов, согласно оценкам [8], составляла  $T \approx 25 \div 30$  К. Горячие СНЗ, взаимодействуя с экситонами, передают им энергию.

С другой стороны, горячие электроны являются источником неравновесных длинноволновых фононов. При  $T=30$  К наиболее эффективно генерируются фононы с  $q \approx 1.6 \cdot 10^6$  см<sup>-1</sup>, тогда как с экситонами сильнее всего взаимодействуют фононы меньших энергий с  $q \approx 4 \cdot 10^5$  см<sup>-1</sup>. Оценка чисел заполнения неравновесных фононов с таким волновым вектором, выполненная согласно выражению (5.3) из [8], показывает, что в наших экспериментальных условиях, когда

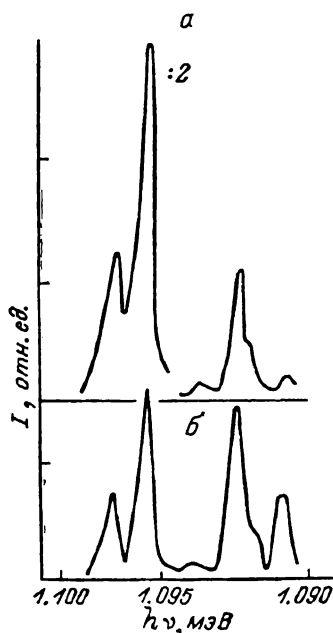


Рис. 1. Спектр излучения кремния при  $T=1.8$  К в условиях разогрева (а) и без него (б).

уровень оптического возбуждения сравнительно невысокий (плотность СНЗ  $< 10^{14}$  см<sup>-3</sup>) и мал возбуждаемый объем ( $\sim 10^{-5}$  см<sup>3</sup>), число неравновесных фононов существенно меньше равновесных. Вместе с тем мало

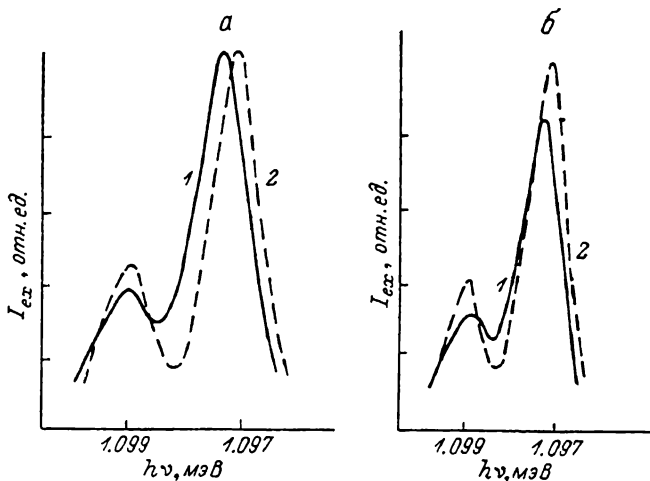


Рис. 2. Спектр люминесценции свободных экситонов в условиях разогрева (1) и без него (2).

а — стационарные условия, б — спектр 2 снят через  $10^{-7}$  с после выключения СВЧ поля.

и число фононов с энергией  $\sim 4$  мэВ, которые могли бы вызывать ионизацию ЭПК.

Таким образом, наблюдаемое уширение линий излучения свободных экситонов и перераспределение интенсивностей в спектре обусловлены взаимодействием горячих носителей с экситонами, а не влиянием потока неравновесных акустических фононов.

Экспериментальное доказательство этого утверждения было получено при изучении временной эволюции формы спектра излучения свободного экситона после выключения СВЧ поля. При выключении греющего поля температура электронов уменьшается с характерным временем релаксации энергии  $\sim 10^{-8}$  с, тогда как плотность длинноволновых неравновесных фононов в кристалле спадает за время  $\sim 10^{-6}$  с (это время определяется скоростью ухода фононов через границы кристалла). На рис. 2, б показаны спектры экситонной люминесценции в условиях разогрева и через  $10^{-7}$  с после выключения поля. Видно, что сужение линии излучения вплоть до равновесной ширины происходит за время, меньшее чем  $10^{-7}$  с.<sup>1</sup> При этом интенсивность излучения в максимуме линии несколько возрастает из-за сохранения числа экситонов (поскольку за столь малый промежуток времени экситоны не успевают захватиться примесными центрами).

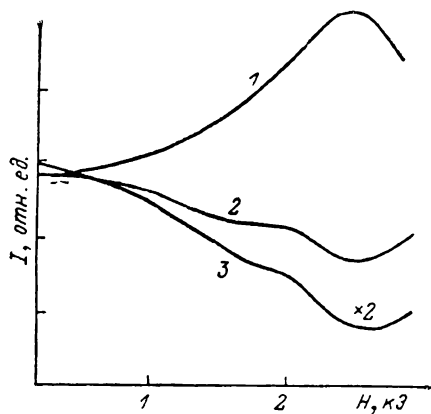


Рис. 3. Зависимость интенсивности излучения свободных экситонов (*I*) и ЭПК, содержащих один (2) и два (3) экситона.

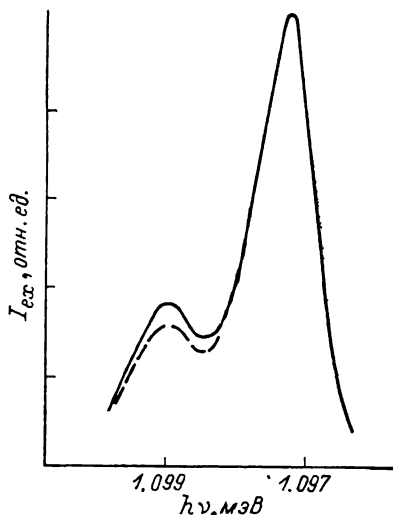


Рис. 4. Спектр свободных экситонов при  $T_0=1.8$  К в условиях разогрева (сплошная линия) и при  $T_0=3.2$  К в отсутствие греющего поля (штриховая кривая).

2. Таким образом, уширение линий излучения свободного экситона следует связывать с передачей энергии от горячих электронов в экситонную систему. При этом температура экситонного газа растет. Действительно, как видно из рис. 2, а, уширение линий излучения свободного экситона происходит за счет возрастания коротковолнового крыла, при этом происходит небольшой сдвиг максимума линий в фиолетовую область и изменяется соотношение между интенсивностями линий LO- и TO-фононных повторений. Эти изменения аналогичны изменениям формы спектра при увеличении температуры образца. Оценка величины разогрева экситонов  $\Delta T_{ex} = T_{ex} - T_0$  в результате экситон-электронного взаимодействия может быть получена следующим образом. Если при экситон-электронном соударении экситону передается энергия  $\varepsilon$ , то темп поступления энергии равен  $\varepsilon \nu$ , где частота столкновений  $\nu$  определяется выражением  $\nu = \nu n \sigma_{e-ex}$  ( $n$  — концентрация электронов,  $\nu$  — их тепловая скорость,  $\sigma_{e-ex}$  — сечение экситон-электронного взаимодействия). Темп релаксации энергии экситонов определяется временем  $\tau_\varepsilon$ , близким по величине к величине времени релаксации энергии электронов  $\sim 10^{-8}$  с. Тогда  $\Delta T_{ex} = \varepsilon \nu \tau_\varepsilon$ . Полагая  $\varepsilon/k_B \sim T_0/2 = 15$  К,  $\tau_\varepsilon = 10^{-8}$  с,  $\sigma_{e-ex} = \pi a_B^2 \sim 10^{-12}$  см<sup>2</sup>,  $\nu = 2 \cdot 10^6$  см/с, для плотности экситонов  $10^{13}$  см<sup>-3</sup> получим  $\Delta T_{ex} \approx 3$  К.

<sup>1</sup> Столь малое время релаксации формы спектра доказывает, что наблюдаемые изменения нельзя связывать с тепловым нагревом кристалла.

Действительно, наблюдаемая в условиях разогрева СНЗ ширина линии излучения свободных экситонов указывает на рост температуры экситонного газа до  $T \approx 3$  К (рис. 4), что следует из сравнения со спектром, полученным в отсутствие поля при  $T_0 = 3.2$  К (рис. 4).

Однако отношение интенсивностей линий излучения с участием  $LO$ - и  $TO$ -фононов в спектрах, полученных при разогреве СНЗ и соответствующем увеличении температуры кристалла, различно. Температурная зависимость этого отношения обусловлена расщеплением основного экситонного состояния в результате долинно-орбитального взаимодействия на две подзоны ( $\Delta E \approx 0.3$  мэВ) [9]. С ростом температуры кристалла увеличивается заселенность верхней подзоны, из которой вероятность перехода с участием  $TO$ -фонона выше [10]. Поэтому по мере роста температуры отношение интенсивностей линий с участием  $TO$ - и  $LO$ -фононов растет. Отмеченное выше различие в отношениях интенсивностей  $LO$ - и  $TO$ -реплик в спектрах на рис. 4 означает, что экситон-электронное взаимодействие не обеспечивает равновесной заселенности верхней и нижней подзон в соответствии с температурой экситонов.

3. Обращает на себя внимание сильное возрастание интенсивности излучения свободных экситонов при разогреве СНЗ. При малых уровнях возбуждения, когда в образце имеются только свободные экситоны и ЭПК, рост числа свободных экситонов в греющем поле следует связывать с ударной ионизацией связанных экситонов, поскольку их энергия связи с центром ( $\sim 4$  мэВ) существенно меньше энергии связи в свободном экситоне ( $\sim 14$  мэВ). Соотношение между ростом концентрации свободных экситонов ( $n_{ex}$ ) и уменьшением концентрации ЭПК  $n_{be}$  можно определить из следующих уравнений, учитывающих генерацию свободных экситонов  $G$ , их захват на примесные центры, ионизацию ЭПК, рекомбинацию свободных и связанных экситонов

$$\frac{\partial n_{ex}}{\partial t} = G - \gamma n_{ex}(N_i - n_{be}) - \frac{n_{ex}}{\tau_{ex}} + \beta n_{be}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_{be}}{\partial t} = \gamma n_{ex}(N_i - n_{be}) - \frac{n_{be}}{\tau_{be}} - \beta n_{be}, \quad (2)$$

где  $N_i$  — концентрация примесных центров,  $\gamma$  — коэффициент связывания экситонов на центр,  $\beta(T_s)$  — коэффициент ударной ионизации ЭПК, зависящий от энергии горячих электронов,  $\tau_{ex}$  и  $\tau_{be}$  — времена жизни свободного и связанного экситонов по отношению к процессам безызлучательной рекомбинации. В стационарном случае из (1) и (2) получим

$$\frac{n_{ex}}{n_{ex}^0} - 1 = \frac{\tau_{ex}}{\tau_{\beta}} \left(1 - \frac{n_{be}^0}{N_i}\right) \left(1 - \frac{n_{be}}{n_{be}^0}\right), \quad (3)$$

где индекс «0» относится к случаю отсутствия СВЧ поля, а  $\tau_{\beta} = (\gamma N_i)^{-1}$  — время захвата свободного экситона примесным центром. В случае низких уровней возбуждения ( $n_{be}^0 \ll N_i$ ) выражение (3) может быть переписано в виде

$$\frac{n_{ex}}{n_{ex}^0} - 1 = \frac{\tau_{ex}}{\tau_{\beta}} \left(1 - \frac{n_{be}}{n_{be}^0}\right).$$

Поскольку интенсивность линий излучения пропорциональна концентрации соответствующих частиц, то в рамках рассматриваемой модели должно выполняться следующее соотношение

$$\frac{\tau_{ex}}{\tau_{\beta}} = \left(\frac{I_{ex}^E}{I_{ex}^0} - 1\right) / \left(1 - \frac{I_{be}^E}{I_{be}^0}\right) = \text{const} = \zeta. \quad (4)$$

Это соотношение не зависит от того, в каком процессе (термическая или ударная ионизация) и с какой интенсивностью (величина  $\beta$ ) происходит перекачка связанных экситонов в свободные, а полностью определяется соотношением времен  $\tau_{ex}$  и  $\tau_{\beta}$ . Проверка рассматриваемой модели может

быть выполнена по данным рис. 3, когда при вариации магнитного поля изменяется температура электронов (величина  $\beta$ ). Оказалось, что изменения интенсивностей люминесценции  $I_{ex}$  и  $I_{be}$ , рассчитанные по соотношению (4), давали величину  $\zeta = 2.6 \pm 0.3$ . Это можно считать подтверждением правильности модели. Воспользовавшись экспериментально определенной величиной  $\zeta = \tau_{ex}/\tau_\delta$ , а также измерив время релаксации излучения свободных экситонов при импульсном возбуждении  $\tau^* = \frac{\tau_{ex}\tau_\delta}{\tau_{ex} + \tau_\delta} \approx 0.8$  мкс, можно определить время жизни свободного экситона относительно рекомбинации ( $\tau_{ex} \approx 2.9$  мкс) и время его захвата на примесный центр ( $\tau_\delta \approx 1.1$  мкс). Используя значение  $\tau_\delta$ , можно оценить величину сечения захвата экситона примесным центром  $\sigma$ . При  $\tau_\delta = 1.1$  мкс  $\sigma = 4 \cdot 10^{-13}$  см<sup>2</sup>.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Weisbuch C. Sol. St. Electr., 1978, vol. 21, N 1, p. 179—183.
- [2] Skrome B. J., Stillman G. E. Phys. Rev. B, 1983, vol. 28, N 8, p. 4602—4607.
- [3] Bludau W., Wagner E. Phys. Rev. B, 1976, vol. 13, N 12, p. 5410—5414.
- [4] Romestain R., Weisbuch C. Phys. Rev. Lett., 1980, vol. 45, N 25, p. 2067—2070.
- [5] Ашкинадзе Б. М., Фишман И. М. ЖЭТФ, 1980, т. 78, № 5, с. 1793—1810.
- [6] Ашкинадзе Б. М., Рыжкин С. М., Ярошецкий И. Д. ФТП, 1969, т. 3, № 4, с. 535—540.
- [7] Келдыш Л. В., Маненков А. А., Миляев В. А., Михайлова Г. В. ЖЭТФ, 1974, т. 66, № 6, с. 2178—2190.
- [8] Конуэлл Э. М. Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях. М.: Мир, 1970. 384 с.
- [9] Hammond R. B., Silver R. N. Sol. St. Commun., 1978, vol. 28, N 12, p. 993—996.
- [10] Smith D. L., McGill T. C. Phys. Rev. B, 1976, vol. 14, N 6, p. 2448—2456.

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

Поступило в Редакцию  
2 ноября 1987 г.