

УДК 535.343.2

©1994

ВЛИЯНИЕ ЭКСИТОН-ЭЛЕКТРОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА КИНЕТИКУ ЭКСИТОННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

Я. Аавиксоо, И. Рейманд, В. В. Россин, В. В. Травников

Исследован эффект динамического гашения люминесценции сверхчистых эпитаксиальных слоев GaAs следующим импульсом фотовозбуждения. Для объяснения эффекта предложена модель, основанная на взаимодействии экситонов с горячими фотовозбужденными электронами. Выполнен расчет динамики экситонов и электронов после короткого импульса фотовозбуждения с учетом экситон-электронного взаимодействия. Результаты расчета согласуются с экспериментально обнаруженными зависимостями эффекта гашения от энергии возбуждающего кванта света и интенсивности возбуждения.

При фотовозбуждении полупроводника светом с энергией больше ширины запрещенной зоны рождаются неравновесные носители заряда, которые при низких температурах после энергетической релаксации связываются в экситоны. Экситонная и электронная подсистемы могут взаимодействовать между собой. При больших интенсивностях возбуждения это взаимодействие может приводить к экранированию экситонов [1,2]. При не слишком больших интенсивностях возбуждения экситон-электронное взаимодействие может приводить к рассеянию экситонов и электронов по своим зонам и существенно влиять на процессы энергетической релаксации. Вероятность взаимодействия экситона с электронами ω_{e-x} можно оценить по формуле [3]

$$\omega_{e-x} = 20\hbar a_x n_e / m_e, \quad (1)$$

где a_x — боровский радиус экситона, n_e и m_e — концентрация и эффективная масса электронов. Видно, что эффективность взаимодействия возрастает с увеличением боровского радиуса экситона и уменьшением эффективной массы электрона. В этом смысле подходящим полупроводниковым материалом, в котором должно ярко проявляться экситон-электронное взаимодействие, представляется GaAs, в котором $a_x = 140$ К, $m_e = 0.06m_0$, и в то же время экситон при низких температурах стабилен и наблюдается в спектрах фотолюминесценции [4].

В работах [1,5,6] отмечалось, что экситон-электронное взаимодействие может оказывать влияние на форму спектра стационарной экситонной люминесценции GaAs. Исследования спектров экситонной люминесценции GaAs в зависимости от энергии фотовозбуждения и

магнитного поля [7] позволили получить прямые доказательства влияния экситон-электронного взаимодействия на функцию энергетического распределения экситонов. Определение времени фазовой когерентности экситонов методом четырехволнового смешивания при межзонной подсветке показало эффективное рассеяние экситонов свободными электронами [8]. Тем не менее прямое наблюдение экситон-электронного рассеяния в экспериментах по кинетике люминесценции при импульсном фотовозбуждении представляет определенные трудности. Дело в том, что в нестационарном эксперименте экситоны и электроны оказываются разделенными по времени, так как экситоны образуются после энергетической релаксации фотовозбужденных электронов. Лишь в сверхчистом GaAs, в котором время затухания экситонной люминесценции сравнимо с периодом следования импульсов фотовозбуждения, удалось наблюдать взаимодействие фотовозбужденных электронов с экситонами, оставшимися от предыдущего импульса [9,10]. При этом наблюдался эффект динамического гашения экситонного излучения горячими электронами.

Целью настоящей работы являлось теоретическое описание динамики экситонов и электронов после короткого импульса фотовозбуждения с учетом экситон-электронного взаимодействия для объяснения экспериментальных особенностей эффекта динамического гашения экситонной люминесценции сверхчистого GaAs.

1. Эксперимент

Люминесценция возбуждалась перестраиваемым лазером на красителе стирил-9 с накачкой криптоновым лазером с синхронизацией мод. Длительность импульса фотовозбуждения 5 ps, период следования 12.2 ns, полуширина аппаратной функции системы регистрации 300 ps. Спектральная ширина линии возбуждения 0.7 meV. Люминесценция регистрировалась методом время-коррелированного счета фотонов с временным разрешением 300 ps и спектральным разрешением ~ 0.1 meV при температуре 1.7 K. Образцы представляли собой сверхчистые слои GaAs, изготовленные методом газовой эпитаксии в хлоридной системе. По оценкам, концентрация мелких примесей в них составляла $\sim 10^{12}$ cm⁻³ [11].

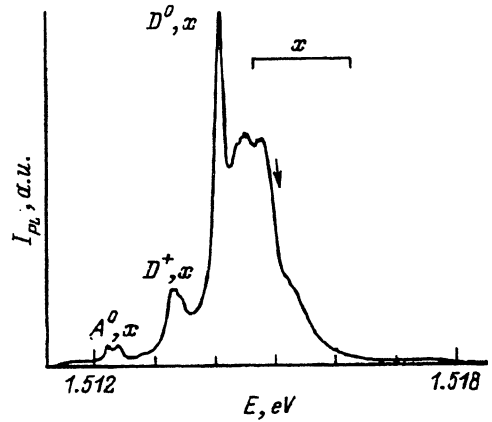


Рис. 1. Спектр фотолюминесценции образца GaAs.
 $I_{ex} = 2.4$ W/cm², энергия возбуждения 1.554 eV.

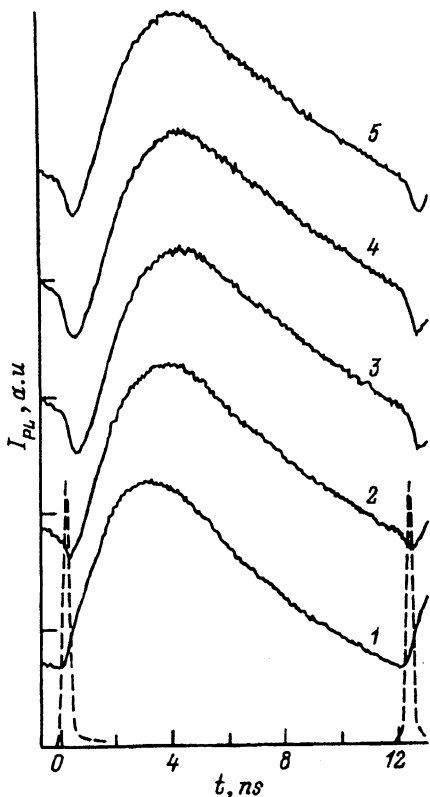


Рис. 2. Кинетика экситонной люминесценции GaAs при различных энергиях возбуждения.

1 — 1.525, 2 — 1.532, 3 — 1.539, 4 — 1.554, 5 — 1.565 eV. Интенсивность возбуждения 2.4 W/cm². Пунктир — импульс лазера.

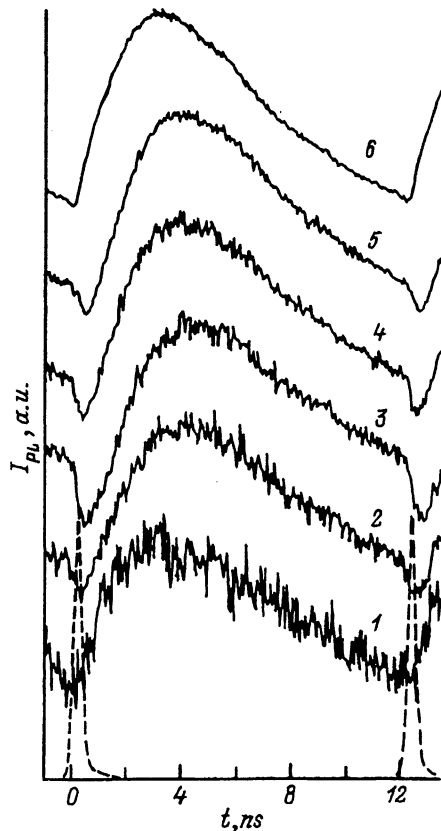


Рис. 3. Кинетика экситонной люминесценции GaAs при различных энергиях возбуждения.

1 — 0.6, 2 — 1.5, 3 — 2.4, 4 — 3.8, 5 — 7.0, 6 — 12.7 W/cm². Энергия возбуждения 1.554 eV. Пунктир — импульс лазера.

На рис. 1 представлен спектр фотолюминесценции образца GaAs при интенсивности возбуждения $I_{ex} = 2.4 \text{ W/cm}^2$. Наблюдается интенсивное излучение свободных экситонов (полоса x). На рис. 2 показаны импульсы экситонной люминесценции, зарегистрированные в области излучения свободных экситонов на энергии, отмеченной стрелкой на рис. 1, при разных значениях энергии возбужденного света. Большое время затухания люминесценции $\sim 5 \text{ ns}$ приводит к тому, что за время между двумя последующими импульсами возбуждения экситонная люминесценция не затухает полностью. При энергиях фотовозбуждения, заметно превышающих ширину запрещенной зоны ($E_g = 1.5192 \text{ eV}$), приход очередного импульса фотовозбуждения вызывает быстрое уменьшение интенсивности люминесценции (кривые 3–5 на рис. 2). Эффект динамического гашения экситонной люминесценции исчезает при приближении энергии возбуждения к краю запрещенной зоны GaAs (кривая 1). В работе [9] мы предложили следу-

ющее объяснение наблюдаемого эффекта. При возбуждении существенно выше края запрещенной зоны рождаются горячие электроны. Экситон-электронное взаимодействие приводит к разогреву экситонов, т.е. к их рассеянию из области резонанса, в результате чего и наблюдается гашение люминесценции экситонов. При возбуждении в край зоны рождаются холодные электроны и разогрева экситонов не происходит. Эффект уменьшается и в случае, когда энергия фотовозбужденных электронов слегка превышает энергию оптического фотона (кривая 5 на рис. 2).

Предложенная модель предполагает сильную зависимость от интенсивности фотовозбуждения, так как величина экситон-электронного взаимодействия зависит от концентрации электронов и экситонов. Эффект динамического гашения экситонной люминесценции действительно сильно зависит от интенсивности фотовозбуждения (рис. 3). Однако зависимость эта немонотонна. Максимальная величина гашения достигается при средних интенсивностях возбуждения ($\sim 2.4 \text{ W/cm}^2$). На первый взгляд это противоречит предложенной модели. Результаты расчета, представленные в следующем разделе, позволяют устранить кажущееся противоречие.

2. Теория

Для расчета временной зависимости экситонного излучения рассмотрим динамику экситонов и электронов после импульса фотовозбуждения. При фотовозбуждении выше края зоны рождаются горячие электроны и дырки. Задача состоит в том, чтобы проследить за процессами их охлаждения, связывания в экситоны, энергетической релаксации экситонов к области резонанса и излучения фотонов. Ввиду сложности задачи сделаем несколько упрощений. Во-первых, не будем учитывать дырки и их энергетическую релаксацию. Во-вторых, предположим, что экситонная и электронная энергетические функции распределения максвелловские и соответствующие эффективные температуры устанавливаются быстро. Следовательно, задача сводится к вычислению концентраций и эффективных температур электронов и экситонов: n_e , n_x , T_e , T_x . В-третьих, пренебрежем поляритонными эффектами. И наконец, будем рассматривать одномерную задачу, так как диаметр области фотовозбуждения существенно превосходит диффузионные длины.

Рассмотрим нестационарные уравнения непрерывности для концентраций n и плотностей энергии $3/2 \cdot k_B n T$

$$\frac{\partial n_i}{\partial z} = D_i \frac{\partial^2 n_i}{\partial z^2} - R_i + G_i, \quad (2)$$

$$\frac{3}{2} k_B \frac{\partial n_i T_i}{\partial t} = \frac{3}{2} k_B D_i \frac{\partial^2 n_i T_i}{\partial z^2} - S_i + P_i. \quad (3)$$

Здесь индекс i принимает значение e или x для электронов и экситонов соответственно, D_i — коэффициенты диффузии, R_i и G_i — скорости рекомбинации и генерации

$$R_e = \frac{n_e}{\tau_e} + \gamma n_e^2, \quad G_e = g_{ex}(t) \alpha_{ex} \exp(-\alpha_{ex} z), \quad (4)$$

$$R_x = \frac{n_x}{\tau_x}, \quad G_x = \gamma n_e^2, \quad (5)$$

где τ_i — времена жизни электронов и экситонов; γ — коэффициент связывания носителей в экситоны, зависящий от электронной температуры [12]; α_{ex} — коэффициент поглощения возбуждающего света; $g_{ex}(t)$ — импульс возбуждения. Скорость энергетических потерь S_i и плотность мощности возбуждения P_i определяются следующими выражениями:

$$S_e = n_e \left(\left\langle \frac{dE_e}{dt} \right\rangle_{op} + \left\langle \frac{dE_e}{dt} \right\rangle_{ac} + \left\langle \frac{dE_e}{dt} \right\rangle_{pe} + \left\langle \frac{dE_e}{dt} \right\rangle_{imp} \right) + \frac{3}{2} k_B \gamma_{e-x} n_e n_x (T_e - T_x) + \frac{3}{2} k_B T_e R_e, \quad (6)$$

$$P_e = \frac{3}{2} k_B T_{ge} G_e, \quad (7)$$

$$S_x = n_x \left\langle \frac{dE_x}{dt} \right\rangle_{ac} + \frac{3}{2} k_B T_x R_x, \quad (8)$$

$$P_x = \frac{3}{2} k_B \gamma_{e-x} n_e n_x (T_e - T_x) + \frac{3}{2} k_B T_{gx} G_x. \quad (9)$$

Скорости энергетических потерь складываются из вероятностей рассеяния, усредненных по максвелловскому распределению (индексы «ор», «ре», «ас», и «имр» означают процессы рассеяния на оптических фононах, пьезоэлектрического и деформационного рассеяния на акустических фононах, неупругого рассеяния на примесях соответственно), обмена энергией между электронами и экситонами (γ_{e-x} — константа экситон-электронного взаимодействия, см. Приложение) и рекомбинации, уносящей среднюю энергию $3/2 \cdot k_B T_i$. Энергии, передаваемые электронной и экситонной подсистемам внешним возбуждением и в результате процесса образования экситонов, равны $3/2 \cdot k_B T_{ge}$ и $3/2 \cdot k_B T_{gx}$ соответственно.

Исключая n_i из производной по времени в уравнении (3), получим следующие уравнения для температур:

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{D_e}{n_e} \left(\frac{\partial^2 n_e T_e}{\partial z^2} - T_e \frac{\partial^2 n_e}{\partial z^2} \right) - \frac{2}{3k_B} \left\langle \frac{dE_e}{dt} \right\rangle - \gamma_{e-x} n_x (T_e - T_x) + \frac{G_e}{n_x} (T_{ge} - T_e), \quad (10)$$

$$\frac{\partial T_x}{\partial t} = \frac{D_x}{n_x} \left(\frac{\partial^2 n_x T_x}{\partial z^2} - T_x \frac{\partial^2 n_x}{\partial z^2} \right) - \frac{2}{3k_B} \left\langle \frac{dE_x}{dt} \right\rangle + \gamma_{e-x} n_x (T_e - T_x) + \gamma \frac{n_e^2}{n_x} (T_{gx} - T_x). \quad (11)$$

Уравнения (2), (10), (11) должны быть дополнены граничными условиями

$$D_e \frac{\partial n_e}{\partial z} = s_e n_e \Big|_{z=0}, \quad \frac{\partial n_e}{\partial z} = 0 \Big|_{z=l}, \quad (12)$$

$$D_e \frac{\partial T_e}{\partial z} = s T_e (T_e - T_L) \Big|_{z=0}, \quad \frac{\partial T_e}{\partial z} = 0 \Big|_{z=l}, \quad (13)$$

$$D_x \frac{\partial n_x}{\partial z} = s_x n_x \Big|_{z=0}, \quad n_x = 0 \Big|_{z=l}, \quad (14)$$

$$D_x \frac{\partial T_x}{\partial z} = s_{T_x} (T_x - T_L) \Big|_{z=0}, \quad T_x = T_L \Big|_{z=l}, \quad (15)$$

Здесь s_i и s_{T_i} — скорости поверхностной рекомбинации и поверхностного охлаждения, l — толщина активного слоя, T_L — температура решетки.

Средние скорости энергетических потерь вследствие различных механизмов рассеяния определяются выражениями из [13]

$$\left\langle \frac{dE_e}{dt} \right\rangle_{\text{op}} = (2m_e)^{1/2} (\hbar\omega_{LO})^{3/2} \frac{e^2}{\hbar^2} (\varepsilon_\infty^{-1} - \varepsilon_0^{-1}) \left[\exp\left(-\frac{\hbar\omega_{LO}}{k_B T_e}\right) - \exp\left(-\frac{\hbar\omega_{LO}}{k_B T_L}\right) \right], \quad (16)$$

$$\left\langle \frac{dE_e}{dt} \right\rangle_{\text{pe}} = \frac{32\pi^{1/2} e^2 e_{14}^2 m_e^{3/2} a (k_B T_e)^{1/2}}{2^{1/2} \hbar^2 \varepsilon_0^2 \rho} \frac{T_e - T_L}{T_e}, \quad (17)$$

$$\left\langle \frac{dE_e}{dt} \right\rangle_{\text{ac}} = \frac{8 \cdot 2^{1/2} E_1^2 m_e^{5/2} (k_B T_e)^{3/2}}{\pi^{3/2} \hbar^4 \rho} \frac{T_e - T_L}{T_e}, \quad (18)$$

$$\left\langle \frac{dE_e}{dt} \right\rangle_{\text{imp}} = \frac{\pi^{5/2} N_D a_D^2 E_D (k_B T_e)^{1/2}}{(2m_e)^{1/2}} \exp\left(-\frac{E_D}{k_B T_e}\right), \quad (19)$$

где $\hbar\omega_{LO}$ — энергия оптического фонона; ε_∞ и ε_0 — высокочастотная и низкочастотная диэлектрическая проницаемости; e_{14} — константа пьезоэлектрического взаимодействия; a — геометрический фактор ($a = 0.4$); ρ — плотность кристалла; E_1 — деформационный потенциал зоны проводимости; N_D , a_D и E_D — концентрация, боровский радиус и разница энергии возбужденного и основного состояний донора.

Средняя скорость энергетических потерь экситонов определяется выражением [14]

$$\left\langle \frac{dE_x}{dt} \right\rangle = \frac{8 \cdot 2^{1/2} E_{cv}^2 M_e^{5/2} (k_B T_x)^{3/2}}{\pi^{3/2} \hbar^4 \rho} \frac{T_x - T_L}{T_x}, \quad (20)$$

где M — масса экситона, E_{cv} — разница деформационных потенциалов зоны проводимости и валентной зоны. Мы считаем, что для экситонов при низких температурах доминирующим механизмом энергетической релаксации является рассеяние на акустических фононах.

Константу связывания носителей заряда в экситон γ можно определить на основании результатов работы [15], принимая во внимание, что электронная температура отличается от решеточной

$$\gamma = \frac{16 \cdot 2^{1/2} m_e^{5/2} E_1^2 e^6}{3\pi^{1/2} \hbar^4 \rho \varepsilon_0^3 k_B T_L} (k_B T_e)^{-3/2}. \quad (21)$$

Разностная задача, соответствующая уравнениям (2), (10), (11) и граничным условиям (12)–(15), решалась численно. При этом в качестве возбуждения $g_{\text{ex}}(t)$ брался импульс гауссовой формы с шириной

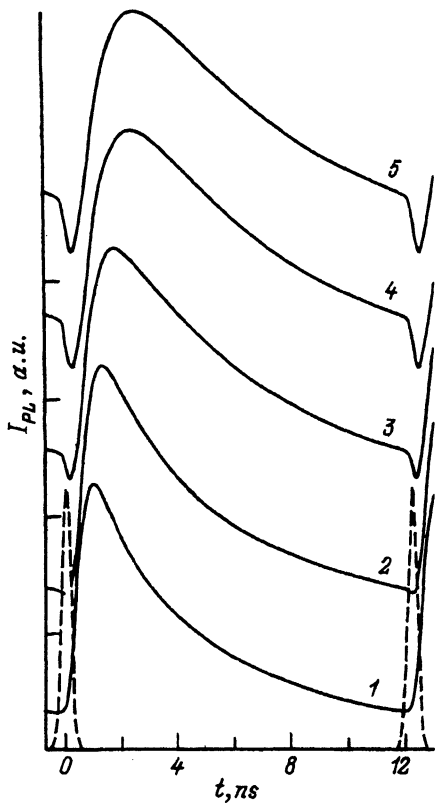


Рис. 4. Рассчитанные импульсы экситонной люминесценции при различных значениях начальной температуры электронов. T_{ge} (K): 1 — 10, 2 — 20, 3 — 30, 4 — 50, 5 — 80. Интенсивность возбуждения 5 W/cm^2 . Пунктиром показана использованная при расчете аппаратная функция.

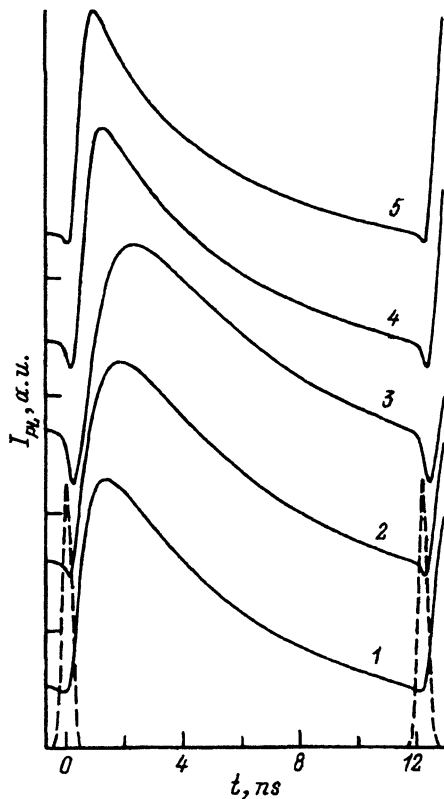


Рис. 5. Рассчитанные импульсы экситонной люминесценции при различных интенсивностях возбуждения. 1 — 0.5, 2 — 1.5, 3 — 5, 4 — 15, 5 — 30 W/cm^2 . Начальная температура электронов $T_{ge} = 50 \text{ K}$. Пунктиром показана использованная при расчете аппаратная функция.

$\Delta t_p = 5 \text{ ps}$. Для моделирования периодического возбуждения с периодом 12.2 ns вычисления продолжались с новым импульсом возбуждения до тех пор, пока концентрации и температуры не стали периодическими. Были использованы следующие параметры GaAs: $\hbar\omega_{LO} = 36.7 \text{ meV}$, $\epsilon_\infty = 10.63$, $\epsilon_0 = 12.56$, $e_{14} = 4.8 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1/2} \cdot \text{g}^{1/2} \cdot \text{s}^{-1}$, $\rho = 5.32 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$, $E_1 = 7 \text{ eV}$, $a_D = 100 \text{ \AA}$, $E_D = 4.4 \text{ meV}$, $M = 1.2m_0$, $E_{cv} = 9.8 \text{ eV}$. Параметры, соответствующие экспериментальным условиям: $N_D = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $T_L = 1.7 \text{ K}$, $l = 10 \mu$, $\alpha_{ex} = 10^4 \text{ cm}^{-1}$. Параметр T_{ge} есть начальная температура электронов, устанавливаемая сразу после фотовозбуждения, а значит, связанная с энергией возбуждающего кванта света. Аналогичный параметр для экситонов мы взяли равным $T_{gx} = 36 \text{ K}$, что соответствует разнице энергий возбужденного и основного состояний экситона (мы полагаем, что экситон образуется через возбужденное состояние). Остальные параметры варьировались, и результаты приведены для следующих значений: $D_e = 10 \text{ cm}^2/\text{s}$, $D_x = 5 \text{ cm}^2/\text{s}$, $\tau_e = 3.3 \text{ ns}$, $\tau_x = 10 \text{ ns}$, $s_e = 5 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$, $s_x = s_{Te} = s_{Tx} = 0$.

После определения координатных и временных зависимостей спектр экситонной фотолюминесценции рассчитывается в соответствии с выражением

$$I(E, t) \sim \int \frac{n_x}{T_x^{3/2}} \exp\left(-\frac{E - E_T}{k_B T_x}\right) \exp(-\alpha z) dz. \quad (22)$$

Здесь E_T — энергия дна экситонной зоны, α — коэффициент поглощения люминесценции. Результирующий импульс люминесценции получается сверткой рассчитанной временной зависимости и аппаратной функцией, выбранной в виде гауссовой с полушириной 0.3 ns.

На рис. 4, 5 показаны рассчитанные импульсы люминесценции для энергии излучаемого фотона $E - E_T + 0.1$ meV и коэффициента поглощения $\alpha = 5 \cdot 10^4$ cm⁻¹. Как видно из рис. 4, увеличение начальной температуры электронов приводит к появлению и возрастанию провала на фронте импульса люминесценции. С увеличением интенсивности возбуждения величина провала меняется немонотонно, достигая максимума при ~ 5 W/cm².

3. Обсуждение

Предложенная модель объясняет основные экспериментальные проявления эффекта динамического гашения экситонной люминесценции. Учет экситон-электронного взаимодействия приводит к появлению провала на фронте рассчитанного импульса люминесценции. С увеличением энергии возбуждающих квантов света выше края запрещенной зоны увеличивается начальная температура электронного газа, что, как показывает расчет, вызывает больший разогрев и соответственно гашение люминесценции экситонов. Модель объясняет и немонотонную зависимость эффекта от интенсивности возбуждения. Действительно, сначала с ростом интенсивности возбуждения увеличивается концентрация электронов и экситоны более эффективно разогреваются электронами, что приводит к росту величины провала. При достаточно больших интенсивностях возбуждения экситон-электронное взаимодействие помимо разогрева экситонов приводит к более быстрому охлаждению в электронной подсистеме. В результате разогрев экситонов и гашение люминесценции происходят на более коротких временах, и с учетом конечного временного разрешения они перестают наблюдаться. Обращает на себя внимание хорошее соответствие между экспериментальной и расчетной интенсивностями возбуждения, при которой наблюдается максимум эффекта динамического гашения.

Отметим, что экситон-электронное взаимодействие представляет собой новый механизм энергетической релаксации электронов. Дело в том, что экситоны как более массивные частицы, эффективнее взаимодействуют с акустическими фононами, тогда как для электронов рассеяние на акустических фононах почти упругое. В результате передача энергии электронов экситонам при достаточной концентрации последних приводит к эффективному охлаждению электронов.

Обратим внимание на то, что в расчете использовалось нулевое значение для скорости поверхностной рекомбинации экситонов. Дело в том, что при ее большой величине экситоны отсутствуют вблизи поверхности к моменту прихода очередного импульса фотовозбуждения, рождающего электроны в приповерхностной области. Таким образом,

экситоны и электроны оказываются разделенными в пространстве и их взаимодействие неэффективно. Расчет в этом случае показывает отсутствие провала на фронте импульса возбуждения. Предположение о малой скорости поверхностной рекомбинации экситонов кажется реалистичным для сверхчистого GaAs, в котором приповерхностное электрическое поле, являющееся причиной диссоциации экситона, невелико.

Конечно, использованные упрощения могут быть причиной некоторого несоответствия теории эксперимента. Особенно это касается использования максвелловской функции распределения для экситонов. Строго говоря, следовало бы определить эту функцию распределения, решив кинетическое уравнение. Неучет поляритонных эффектов не позволил получить достаточно большую задержку импульсов люминесценции, наблюдаемую в эксперименте и связанную с эффектом «бутылочного горла» для поляритонов. Однако полученные результаты вполне подтверждают правильность предложенного объяснения наблюдаемого эффекта динамического гашения экситонной люминесценции.

При расчете считалось, что коэффициент диффузии не зависит от эффективной температуры. Подобный расчет был проведен также и для линейной зависимости коэффициента диффузии от температуры. В этом случае основные уравнения имеют более громоздкий вид, однако результат оказался примерно таким же, как и в приведенном варианте.

Таким образом, экситон-электронное взаимодействие оказывает существенное влияние на кинетику экситонной люминесценции. Обнаруженный эффект динамического гашения экситонной люминесценции связан с разогревом экситонов, оставшихся от предыдущего импульса возбуждения вновь рожденными горячими электронами. Расчет динамики экситонов и электронов после короткого импульса фотовозбуждения с учетом экситон-электронного взаимодействия показал немонотонную зависимость эффекта от интенсивности возбуждения в соответствии с экспериментом. При больших интенсивностях возбуждения появляется новый эффективный канал охлаждения электронов за счет их рассеяния на экситонах.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 92-02-2373.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Процесс экситон-электронного рассеяния может быть описан в координатной системе центра масс как упругое рассеяние частицы с приведенной массой $\mu = m_e M / (m_e + M)$ и волновым вектором $\mathbf{Q} = (M\mathbf{k}_e - m_e\mathbf{k}_x) / (M + m_e)$ в потенциале взаимодействия, усредненном по внутреннему движению в экситоне. При этом суммарный волновой вектор $\mathbf{K} = \mathbf{k}_e + \mathbf{k}_x$ сохраняется. Скорость обмена энергией между электронной и экситонной подсистемами, усредненная по их максвелловским распределениям, может быть записана в виде

$$S_{e-x} = \left\langle \left\langle \int \frac{\hbar Q}{\mu} \sigma_{e-x} \Delta E_x d\Omega_Q \right\rangle_{\mathbf{k}_{xi}} \right\rangle_{\mathbf{k}_{ei}} n_x n_e, \quad (\text{П.1})$$

где σ_{e-x} — дифференциальное сечение рассеяния, \mathbf{k}_{ei} и \mathbf{k}_{xi} — начальные волновые векторы взаимодействующих электрона и экситона. Ин-

тегрирование производится по всем направлениям приведенного волнового вектора \mathbf{Q} . Энергия ΔE_x , которая передается экситону, и усреднения $\langle \rangle$ описываются выражениями

$$\Delta E_x = \frac{\hbar^2}{2M}(k_{xf}^2 - k_{xi}^2), \quad \mathbf{k}_x = -\mathbf{Q} + \frac{M}{M + m_e}\mathbf{K}, \quad (\text{П.2})$$

$$\langle F \rangle_{\mathbf{k}} = \int \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right) F \frac{d^3 \mathbf{k}}{(2\pi)^3} \left[\int \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right) \frac{d^3 \mathbf{k}}{(2\pi)^3} \right]^{-1}. \quad (\text{П.3})$$

Здесь \mathbf{k}_{xf} — конечный волновой вектор экситона в результате процесса рассеяния; усреднение может проводиться по функции распределения как экситонов, так и электронов (соответствующий индекс опущен).

В качестве сечения рассеяния σ_{e-x} используем выражение, полученное для рассеяния электрона на нейтральном доноре [16], так как эффективная масса дырки значительно больше эффективной массы электрона

$$\sigma_{e-x} = \frac{5}{\pi} \frac{s_x}{Q}. \quad (\text{П.4})$$

Наконец, после прямых вычислений (П.4) получаем

$$S_{e-x} = \gamma_{e-x} n_e n_x \frac{3}{2} k_B (T_e - T_x), \quad \gamma_{e-x} = 40 \frac{\hbar a_x}{M + m_e}. \quad (\text{П.5})$$

Список литературы

- [1] Shank C.V., Fork R.L., Leheny R.F., Shah J. // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 42. N 2. P. 112-115.
- [2] Fehrenbach G.W., Schäder W., Treusch J., Ulbrich R.G. // Phys. Rev. Lett. 1982. V. 49. N 17. P. 1281-1284.
- [3] Leite R.C.C., Shah J., Gordon J.P. // Phys. Rev. Lett. 1969. V. 23. N 23. P. 1332-1335.
- [4] Sell D.D., Stokowski S.E., Dingle R., DiLorenzo I.V. // Phys. Rev. B. 1973. V. 7. N 10. P. 4568-4586.
- [5] Aoki K., Kinugasa T., Yamamoto K. // Phys. Lett. A. 1979. V. 72. N 1. P. 63-66.
- [6] Aoki K., Okuyama Y., Kobayashi T., Yamamoto K. // J. Phys. C. 1979. V. 12. N 4. P. 647-654.
- [7] Rossin V.V., Christianen P.C.M., Travnikov V.V. // Sol. St. Commun. 1993. V. 87. N 7. P. 623-626.
- [8] Shultheis L., Kuhl J., Honold A., Tu C.W. // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 57. N 13. P. 1635-1638.
- [9] Аавиксоо Я.Ю., Рейманд И.Я., Россин В.В., Травников В.В. // ФТТ. 1991. Т. 31. № 8. С. 2408-2412.
- [10] Aaviksoo J., Reimand I., Rossin V.V., Travnikov V.V. // Phys. Rev. B. 1992. V. 45. N 3. P. 1473-1476.
- [11] Голубев В.Г., Жилиев Ю.В., Иванов-Омский В.И., Маркарян Г.Р., Осутин А.В., Челноков В.Е. // ФТП. 1987. Т. 21. № 10. С. 1771-1776.
- [12] Weisbuch C. // Solid St. Electr. 1978. V. 21. N 1. P. 179-183.
- [13] Ulbrich R. // Phys. Rev. B. 1973. V. 8. N 12. P. 5719-5727.
- [14] Tait W.C., Weigher R.L. // Phys. Rev. 1969. V. 178. N 5. P. 1404-1410.
- [15] Абакумов В.Н., Перель В.И., Ясиевич И.Н. // ЖЭТФ. 1980. Т. 78. № 3. С. 1240-1252.
- [16] Erginsoy C. // Phys. Rev. 1950. V. 79. N 6. P. 1013-1014.