

Выступ на спектрах поглощения GaAs, возбужденного мощными пикосекундными импульсами света

© Г.С. Алтыбаев, И.Л. Броневой*, С.Е. Кумеков[†]

Казахский национальный технический университет,
480013 Алматы, Казахстан

* Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
101999 Москва, Россия

(Получена 3 ноября 2003 г. Принята к печати 4 ноября 2003 г.)

Рассчитаны спектры поглощения GaAs, возбужденного мощными короткими импульсами света. „Выступ“ на спектрах обусловлен отклонением функции распределения электронов от фермиевской. Возмущение функции распределения связано с ЛО-фононной релаксацией электронов между состояниями, участвующими в формировании „дыры“ в области усиления и выступа в области поглощения. Показано, что температура оптических фононов, определяющих релаксацию фотовозбужденных электронов, отличается от решеточной, а время залечивания возмущения фермиевской функции распределения за счет межэлектронных столкновений почти равно характерному времени взаимодействия электрона с оптическими фононами.

В работе [1] были измерены спектры поглощения возбужденных пикосекундными импульсами света образцов GaAs. Измерения спектров были проведены при синхронном облучении пробным и возбуждающим импульсами. Энергия кванта возбуждающего импульса превышала ширину запрещенной зоны на величину более чем 0.1 эВ. Измерения проводились при комнатной температуре T_a . Результаты измерений, полученные в [1], представлены на рисунке.

Измеренные спектры поглощения (экспериментальные точки 2, 3, 5) имели область усиления света (кривая 5) в интервале энергий квантов пробного импульса вблизи края фундаментального поглощения. Обнаруженное в этом же интервале энергий излучение (кривая 1) имело суперлюминесцентный характер и свидетельство о том, что формирование измеренного контура усиления происходит в процессе генерации электронно-дырочных пар и стимулированного рекомбинационного излучения.

Различие между рассчитанным в предположении о фермиевском распределении носителей спектром усиления (длинноволновая часть кривой 4) и экспериментальным спектром 5 интерпретировалось как результат уменьшения коэффициента усиления из-за суперлюминесценции и было названо в работе [1] „дырой“ в спектре усиления.

Характерной особенностью измеренных спектров поглощения является резко выраженная немонотонность, названная в работе [1] „выступом“ в спектре поглощения. Сравнение измеренных спектров поглощения (точки 2, 3) с расчетным, вычисленным в предположении о фермиевском распределении генерированных возбуждающим импульсом света электронов и дырок (коротковолновая часть кривой 4), выявило сильное расхождение в области выступа, что свидетельствует об отклонении функции распределения электронов от фермиевской в этой области.

Энергия кванта света, соответствующего максимуму выступа $\hbar\omega_a$, превышает энергию положения максимума

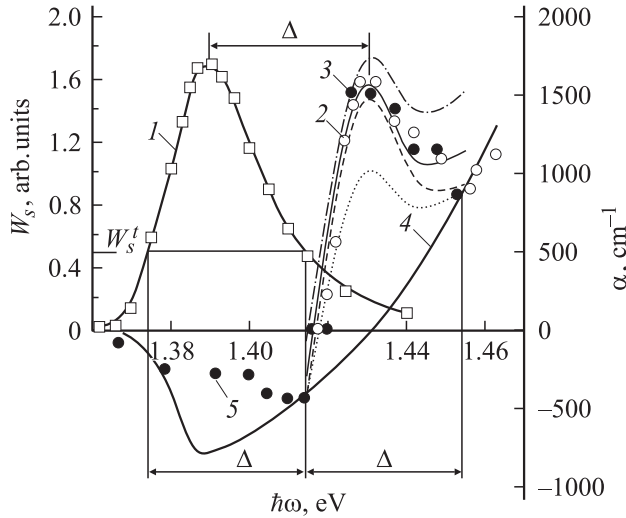
в спектре излучения $\hbar\omega_r$ на величину 0.04 эВ. Эта величина в точности равна

$$\Delta = \hbar\omega_a - \hbar\omega_r = \hbar\omega_0 \left(1 + \frac{m_c}{m_v} \right),$$

т.е. разности энергий прямых межзонных переходов с участием электронов зоны проводимости, отличающихся по энергии на $\hbar\omega_0$. Здесь m_c и m_v — соответственно эффективные массы электронов и тяжелых дырок, $\hbar\omega_0$ — энергия оптического фонона. Это позволяет считать, что электрон, родившийся в зоне проводимости в состоянии 1 с энергией ε в результате прямого межзонного перехода при поглощении кванта $\hbar\omega_a$, испуская оптический фонон $\hbar\omega_0$, переходит в состояние 2 с энергией $\varepsilon - \hbar\omega_0$ с последующим излучением кванта суперлюминесценции $\hbar\omega_r$. Обеднение состояний 1, благодаря излучению оптических фононов, приводит к дополнительному поглощению при межзонных переходах в эти состояния. Уход электронов из состояния 2, благодаря излучению квантов суперлюминесценции, обеспечивает квазистационарный поток электронов, переходящих из состояния 1 в состояние 2.

В данной работе в простой модели рассчитана связь между спектром поглощения в области выступа и спектром усиления в области дыры. Предполагается, что возмущение фермиевского распределения носителей происходит за счет взаимодействия их с оптическими фононами, а залечивание этого возмущения осуществляется межэлектронными столкновениями. Возмущение функции распределения при энергии ε вызвано обеднением заселенности состояний с энергией $\varepsilon - \hbar\omega_0$ благодаря излучательным переходам электронов с дна зоны проводимости в валентную зону и происходит за счет испускания фонона электроном с энергией ε и поглощения фонона электроном с энергией $\varepsilon - \hbar\omega_0$. Поскольку испускание оптических фононов дырками в актуальной области энергий запрещено законом сохранения энергии, их распределение остается приблизительно фермиевским.

[†] E-mail: kumekov@nursat.kz



Спектры поглощения и суперлюминесценции GaAs, возбужденного мощными пикосекундными импульсами света, измеренные при комнатной температуре. Экспериментальные данные 1–3, 5 и кривая 4 взяты из работы [1]. Кривая 1 — экспериментальный спектр суперлюминесценции (зависимость мощности суперлюминесценции W_s от энергии кванта света); точки 2, 3, 5 — экспериментальные значения коэффициента поглощения возбужденного образца α (светлые и черные точки — два разных образца); кривая 4 — рассчитанный в работе [1] коэффициент поглощения, соответствующий фермиевскому распределению электронов и дырок. Параметры рассчитанных по формулам (7)–(9) спектров выступа T_q , мэВ и $[\beta\tau_0(\varepsilon)]^{-1}$: пунктирная кривая — 52 и 2, штриховая — 52 и 1, тонкая сплошная — 40 и 1, штрихпунктирная — 25 и 1.

Для вычисления спектра дополнительного поглощения света, определяющего форму выступа, необходимо знать энергетическое распределение электронов $f(\varepsilon)$ в состоянии 1 и его окрестности. Запишем кинетическое уравнение для $f(\varepsilon)$ в виде [2]

$$\begin{aligned} \frac{\partial f(\varepsilon)}{\partial t} = & -\frac{f(\varepsilon) - f_0(\varepsilon)}{\tau_0(\varepsilon)} \\ & + \int W(\varepsilon', \varepsilon) N_q [1 - f(\varepsilon)] f(\varepsilon') \rho(\varepsilon') d\varepsilon' \delta(\varepsilon' - \varepsilon + \hbar\omega_0) \\ & - \int W(\varepsilon, \varepsilon') (N_q + 1) [1 - f(\varepsilon')] f(\varepsilon) \rho(\varepsilon') d\varepsilon' \\ & \times \delta(\varepsilon' - \varepsilon + \hbar\omega_0). \end{aligned} \quad (1)$$

В уравнении (1) $\tau_0(\varepsilon)$ — время залечивания возмущения фермиевской функции распределения, $\delta f = f(\varepsilon) - f_0(\varepsilon)$ [2],

$$f_0(\varepsilon) = \{\exp[(\varepsilon - \mu_e)/T_c] + 1\}^{-1},$$

$$N_q = [\exp(\hbar\omega_0/T_q) - 1]^{-1},$$

T_c и T_q — температуры электронов и оптических фононов соответственно, μ_e — уровень Ферми.

Пренебрегая дисперсией оптических фононов и принимая во внимание, что длительность возбуждающего импульса существенно больше характерных времен релаксации энергии на оптических фононах и межэлектронных столкновениях, в уравнении (1) можно пренебречь производной по времени. Тогда получим

$$\begin{aligned} -\frac{\delta f}{\tau_0(\varepsilon)} + \chi N_q [1 - f(\varepsilon)] f(\varepsilon - \hbar\omega_0) \\ - \beta(N_q + 1) [1 - f(\varepsilon - \hbar\omega_0)] f(\varepsilon) = 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где β — вероятность испускания оптического фонона электроном при отсутствии фононов и других электронов. Из принципа детального равновесия следует $\chi = \beta$. Будем считать

$$f(\varepsilon) = f_0(\varepsilon) + f_+, \quad f(\varepsilon - \hbar\omega_0) = f_0(\varepsilon - \hbar\omega_0) + f_-. \quad (3)$$

Тогда из (2) и (3) следует связь между отклонениями функций распределения от фермиевской в области выступа f_+ и дыры f_- .

$$f_+ = \frac{\delta N_q [f_0(\varepsilon - \hbar\omega_0) - f_0(\varepsilon)] + f_- [f_0(\varepsilon) + N_q]}{[\beta\tau_0(\varepsilon)]^{-1} + N_q + 1 - f_0(\varepsilon - \hbar\omega_0) - f_-}. \quad (4)$$

Здесь $\delta N_q = N_q - N_{qc}$, N_{qc} есть функция распределения оптических фононов при $T_q = T_c$. Величины f_+ и f_- можно связать со значениями коэффициента поглощения при энергиях квантов света в области выступа и дыры, отстоящих друг от друга на интервал Δ .

Прежде чем получить эту связь, обсудим роль экранирования кулоновского взаимодействия электронов и дырок в формировании спектров поглощения в области выступа и дыры. Высокие концентрации носителей, достигаемые в эксперименте [1] ($\sim 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$), существенно влияют на форму спектров поглощения из-за экранирования экситонного эффекта. В работах [3,4] обсуждается изменение формы спектров собственного поглощения в сильно легированных материалах.

В [1] представлены спектры линейного поглощения, измеренные на чистых невозбужденных образцах GaAs. Форма этих спектров (с характерной ступенькой на краю поглощения) свидетельствует о значительной роли экситонного эффекта в формировании этих спектров.

В области энергий фотонов, при которых еще не происходят оптические переходы из спин-орбитально отщепленной валентной зоны в зону проводимости, коэффициент поглощения можно представить в виде

$$\alpha(\omega) = \alpha_1(\omega) + \alpha_2(\omega), \quad (5)$$

где $\alpha_1(\omega)$ — коэффициент поглощения за счет переходов из зоны тяжелых дырок в зону проводимости, $\alpha_2(\omega)$ — то же за счет переходов из зоны легких дырок:

$$\alpha_i(\omega) = \frac{\sqrt{\hbar\omega - E_g}}{\hbar\omega} A_i Z(\xi_i) [1 - f(\varepsilon_i) - f_h(\varepsilon_{hi})], \quad (6)$$

где $i = 1, 2$ — индексы для обозначения переходов с участием зон тяжелых и легких дырок соответственно,

$f(\varepsilon_i)$ — электронная функция распределения, $f_h(\varepsilon_{hi})$ — дырочная функция распределения, ε_i и ε_{hi} — энергии электронов и дырок, участвующих в процессе поглощения фотона $\hbar\omega$;

$$Z(\xi_i) = \frac{\xi_i}{1 - \exp(-\xi_i)}$$

— зоммерфельдовский множитель, учитывающий экситонный эффект при межзонном поглощении;

$$\xi_i = 2\pi \left(\frac{R_i}{\hbar\omega - E_g} \right)^{1/2},$$

R_i — энергия ионизации экситона с участием тяжелой и легкой дырки, A_i — постоянные, определяющие вероятности прямых межзонных переходов из зон тяжелых и легких дырок (см. формулу (79) работы [5]). Численные значения коэффициентов A_1 и A_2 можно найти из опытных значений коэффициента поглощения $\alpha_{\text{exp}} = 1.5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ при $\hbar\omega = 1.6 \text{ эВ}$ [3] и условия равенства отношения A_1 и A_2 отношению приведенных плотностей состояний:

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{(m_e^{-1} + m_{h1}^{-1})^{3/2}}{(m_e^{-1} + m_{hh}^{-1})^{3/2}}.$$

При значениях эффективных масс $m_e = 0.063m_0$, $m_{h1} = 0.076m_0$, $m_{hh} = 0.45m_0$ получим $A_1 = 3.77 \cdot 10^4 \text{ эВ}^{1/2}/\text{см}$ и $A_2 = 1.89 \cdot 10^4 \text{ эВ}^{1/2}/\text{см}$.

Следует отметить, что для переходов с участием тяжелых и легких дырок ($i = 1, 2$) при одной и той же энергии кванта $\hbar\omega$ энергии ε_1 и ε_2 различны, так что один и тот же пробный импульс света зондирует различные состояния в зоне проводимости. В дальнейшем, как и в работе [1], вкладом переходов из зоны легких дырок в коэффициент поглощения зондирующего луча будем пренебрегать.

Кулоновское взаимодействие электронов и дырок из-за низкой их концентрации в невозбужденных образцах не экранировано во всем интервале измерений линейного коэффициента поглощения. Другая ситуация в возбужденных образцах, концентрация электронно-дырочных пар в которых достигает $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Радиус экранирования r_s , при котором происходит существенное экранирование экситонного эффекта, определяется неравенством [4] $r_s < \frac{e^2}{\kappa(\hbar\omega - E_g^*)}$, где κ — диэлектрическая проницаемость, $E_g^* = 1.37 \text{ эВ}$ — запрещенная зона возбужденного образца. Оценки показывают, что для концентрации электронов $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ влияние экранирования экситонного эффекта на спектры поглощения необходимо учитывать до энергий фотонов, меньших 1.41 эВ . Это значение энергии кванта света соответствует приблизительно границе спектров дыры и выступа.

Тогда, пользуясь соотношениями (3) и (6), можно получить следующие выражения для коэффициента поглощения, связанного с отклонениями от коэффициента поглощения при фермиевском распределении электронов

и дырок в области выступа α_+ и дыры α_- :

$$\alpha(\omega) = \alpha_{\text{FD}}(\omega) + \alpha_+, \quad \alpha_+ = -A_1 \frac{\sqrt{\hbar\omega - E_g^*}}{\hbar\omega} Z(\xi_1^*) f_+, \quad (7)$$

$$\alpha(\omega) = \alpha_{\text{FD}}(\omega) + \alpha_-, \quad \alpha_- = -A_1 \frac{\sqrt{\hbar\omega - E_g^* - \Delta}}{\hbar\omega - \Delta} f_-, \quad (8)$$

где $\alpha_{\text{FD}}(\omega)$ — коэффициент поглощения при фермиевском распределении электронов и дырок (рис. 1, кривая 4).

Из (4), (7) и (8) следует

$$\alpha_+(\hbar\omega) = A_1 \frac{\sqrt{\hbar\omega - E_g^*}}{\hbar\omega} Z(\xi_1^*) \frac{N}{D}, \quad (9)$$

$$N = [f_0(\varepsilon) + N_q](\hbar\omega - \Delta)\alpha_- \left(A_1 \sqrt{\hbar\omega - E_g^* - \Delta} \right)^{-1} - \delta N_q [f_0(\varepsilon - \hbar\omega_0) - f_0(\varepsilon)],$$

$$D = [\beta\tau_0(\varepsilon)]^{-1} + (\hbar\omega - \Delta)\alpha_- \left(A_1 \sqrt{\hbar\omega - E_g^* - \Delta} \right)^{-1} + N_q + 1 - f_0(\varepsilon - \hbar\omega_0),$$

где

$$\xi_1^* = 2\pi \left(\frac{R}{\hbar\omega - E_g^*} \right)^{1/2}.$$

На рисунке приведены спектры поглощения в области выступа, рассчитанные по формулам (7)–(9) с использованием экспериментальных значений спектра дыры α_- , полученных в работе [1]. При расчете были приняты следующие значения величин, описывающих возбужденное состояние образца [1]: $E_g^* = 1.37 \text{ эВ}$, $T_c = 0.052 \text{ эВ}$, $\mu_e = 0.145 \text{ эВ}$. Расчетные спектры выступа получены при различных значениях параметра $[\beta\tau_0(\varepsilon)]^{-1}$ и разных температурах оптических фононов T_q . Наилучшее согласие расчетной зависимости и экспериментальной кривой достигается при $[\beta\tau_0(\varepsilon)]^{-1} \approx 1$ и $T_q = 0.04 \text{ эВ}$. Отличие температуры T_q от комнатной температуры решетки T_a свидетельствует о разогреве оптических фононов, участвующих в процессах формирования „выступа“. Этот разогрев оптических фононов может происходить вследствие эффекта „узкого фононного горла“ [6,7]. Для оценки величины $[\beta\tau_0(\varepsilon)]^{-1}$ можно использовать значение $\beta^{-1} = \tau_{\text{po}} = 0.14 \text{ пс}$ (см. [2], табл. П5, с. 343) и формулы для $\tau_0(\varepsilon)$, полученные в работе [2] (с. 122). Для $\varepsilon = 0.05 \text{ эВ}$ оценка дает значение $\tau_0(\varepsilon) \approx 0.13 \text{ пс}$. При этом получаем $[\beta\tau_0(\varepsilon)]^{-1} \approx 1.1$, что удовлетворительно согласуется с результатами данной работы. Столь близкое совпадение вычисленных и измеренных величин можно считать скорее случайным, учитывая упрощенность использованной при расчете модели и грубость оценки величины $\tau_0(\varepsilon)$.

Таким образом, в данной работе представлены результаты расчета спектров усиления и поглощения пробного импульса в образце GaAs, возбужденного мощным пикосекундным импульсом света. Результаты вычислений удовлетворительно согласуются с измерениями [1].

Авторы выражают благодарность В.И. Перелю за ценные замечания.

Работа выполнена частично при финансовой поддержке РФФИ, проект № 01-02-16694.

Список литературы

- [1] Н.Н. Агеева, И.Л. Броневои, А.Н. Кривоносов, С.Е. Кумекков, С.В. Стеганцов. ФТП, **36**, 144 (2002).
- [2] В.Ф. Гантмахер, И.Б. Левинсон. *Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках* (М., Наука, 1984) с. 120.
- [3] J.S. Blakmore. J. Appl. Phys., **53** (10), R123 (1982).
- [4] А.А. Рогачев. *Материалы четвертой зимней школы по физике полупроводников* (Л., ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 1972).
- [5] Е. Джонсон. В сб.: *Оптические свойства полупроводников* (М., Мир, 1970) с. 166.
- [6] W. Potz, P. Cocevar. Phys. Rev. B, **28**(12), 7040 (1983).
- [7] С.Е. Кумекков, В.И. Перель. ЖЭТФ, **94**(1), 366 (1988).

Редактор Т.А. Полянская

The convexity on absorption spectras GaAs exited by high power picosecond light pulses

G.S. Altybaev, I.L. Bronevoi*, S.E. Kumekov

Kazakh National Technical University,
484013 Almaty, Kazakhstan

* Institute of Radioengineering and Electronics,
Russian Academy of Sciences,
101199 Moscow, Russia