

Эффект самоотражения в полупроводниках в двухимпульсном режиме

П.И.Хаджи, Л.Ю.Надькин

Изучены особенности отражения от торца полубесконечного полупроводника в двухимпульсном режиме. Функции отражения имеют сложное многозначное поведение в зависимости от амплитуд полей падающих импульсов. Предсказана возможность полного просветления среды для поля в области M-полосы.

Ключевые слова: экситон, биэкситон, самоотражение.

В работах [1–4] было показано, что в полубесконечной среде, моделируемой системой двухуровневых атомов, возможно существование эффекта самоотражения. Под эффектом самоотражения будем понимать возникновение обратной волны в оптически однородной полубесконечной среде на индуцированном полем распространяющейся вперед волны пространственно неоднородном распределении нелинейного показателя преломления. Самоотражение имеет место и в системе экситонов и биэкситонов в полупроводниках при учете экситон-фотонного взаимодействия, оптической экситон-биэкситонной конверсии, а также одноимпульсного и двухимпульсного двухфотонного возбуждения биэкситонов из основного состояния кристалла [5–9]. Было доказано, что самоотражение является следствием оптического эффекта Штарка, приводящего к перенормировке энергетического спектра системы при больших уровнях лазерного возбуждения.

В настоящей работе представлены основные результаты исследования эффекта самоотражения лазерного излучения в полубесконечном кристалле типа CuCl в условиях, когда один импульс с амплитудой поля E_1 и частотой ω_1 возбуждает экситоны из основного состояния кристалла, а другой импульс с амплитудой поля E_2 и частотой ω_2 превращает экситоны в биэкситоны. Энергии фотонов импульсов $\hbar\omega_1$ и $\hbar\omega_2$ различаются на энергию связи биэкситона. При распространении обоих импульсов их параметры остаются неизменными. Задача состоит в определении коэффициентов отражения от торца кристалла в зависимости от уровня возбуждения с учетом эффекта самоотражения.

Нелинейное взаимодействие лазерного излучения с экситонами и биэкситонами приводит к перенормировке энергетического спектра полупроводника, в результате чего диэлектрическая функция кристалла начинает зависеть от интенсивностей распространяющихся импульсов излучения. Взаимодействие полей импульсов с эксито-

нами и биэкситонами кристалла описывается гамильтонианом вида [10]

$$H_{\text{int}} = -\hbar g(a^+ E_1^+ + a E_1^-) - \hbar \sigma(b^+ a E_2^+ + a^+ b E_2^-), \quad (1)$$

где a и b – амплитуды экситонной и биэкситонной волн поляризации; $E_{1,2}^+$, $E_{1,2}^-$ – положительно(отрицательно)-частотные компоненты полей волн; g – константа взаимодействия поля с экситонами; σ – константа оптической экситон-биэкситонной конверсии. Используя (1), можно записать уравнения Гейзенберга для амплитуд a и b в стационарном режиме, найти поляризации среды и диэлектрические функции кристалла ε_1 и ε_2 для каждой волны, которые имеют вид

$$\begin{aligned} \varepsilon_1 &= \varepsilon_{1\infty} \left(1 - \psi \right. \\ &\quad \times \left. \left\{ \delta_1 - \frac{(\delta_1 + \delta_2)|f_2|^2}{(\delta_1 + \delta_2)^2 + s^2} - i \left[1 + \frac{s|f_2|^2}{(\delta_1 + \delta_2)^2 + s^2} \right] \right\} \right. \\ &\quad \times \left. \left\{ \left[\delta_1 - \frac{(\delta_1 + \delta_2)|f_2|^2}{(\delta_1 + \delta_2)^2 + s^2} \right]^2 + \left[1 + \frac{s|f_2|^2}{(\delta_1 + \delta_2)^2 + s^2} \right]^2 \right\}^{-1} \right), \quad (2) \\ \varepsilon_2 &= \varepsilon_{2\infty} \left(1 - \psi r |f_1|^2 (\delta_1 + \delta_2 - is) [(\delta_1 + \delta_2)^2 + s^2]^{-1} \right. \\ &\quad \times \left. \left\{ \left[\delta_1 - \frac{(\delta_1 + \delta_2)|f_2|^2}{(\delta_1 + \delta_2)^2 + s^2} \right]^2 + \left[1 + \frac{s|f_2|^2}{(\delta_1 + \delta_2)^2 + s^2} \right]^2 \right\}^{-1} \right), \end{aligned}$$

где $\varepsilon_{1\infty}$ и $\varepsilon_{2\infty}$ – фоновые диэлектрические функции полупроводника для каждой волны; $r = \varepsilon_{2\infty}/\varepsilon_{1\infty}$; $\psi = \omega_{\text{ЛТ}}/\gamma_1$ – нормированная на γ_1 частота продольно-поперечного расщепления; $s = \gamma_2/\gamma_1$; γ_1 и γ_2 – феноменологически введенные константы затухания экситонного и биэкситонного состояний; $\delta_{1,2} = \Delta_{1,2}/\gamma_1$ – нормированные расстройки резонанса для частот каждого импульса; $f_{1,2} = \sigma E_{1,2}/\gamma_1$.

Пространственное распределение полей в среде в стационарном режиме определяется из решения волновых уравнений, которые для нормированных амплитуд полей $f_{1,2}$ имеют вид

П.И.Хаджи, Л.Ю.Надькин. Приднестровский государственный университет, физико-математический факультет, Молдавия, MD3300 Тирасполь, ул. 25-го Октября, 128; e-mail: tdsu4@idknet.com

$$\frac{d^2 f_1}{dz^2} + \varepsilon_1 f_1 = 0, \quad \frac{d^2 f_2}{dz^2} + \alpha \varepsilon_2 f_2 = 0, \quad (3)$$

где $z = (\omega_1/c)x$; c – скорость света в вакууме; x – координата в направлении распространения импульсов; $\alpha = \omega_2^2/\omega_1^2$. В качестве граничных условий в точке $z = 0$ используем условия непрерывности тангенциальных компонент электрического и магнитного полей:

$$f_{1i} + f_{1r} = f_1|_{z=0}, \quad f_{1i} - f_{1r} = -i \frac{\partial f_1}{\partial z} \Big|_{z=0}, \quad (4)$$

$$f_{2i} + f_{2r} = f_2|_{z=0}, \quad \sqrt{\alpha}(f_{2i} - f_{2r}) = -i \frac{\partial f_2}{\partial z} \Big|_{z=0}, \quad (5)$$

где f_{1i}, f_{2i} – нормированные амплитуды падающих волн; f_{1r}, f_{2r} – соответственно амплитуды отраженных волн.

Обсудим результаты численного решения системы уравнений (3) с использованием выражений (2) и (4), (5), а также полученные результаты расчета коэффициентов отражения $R_1 = |f_{1r}/f_{1i}|^2$ и $R_2 = |f_{2r}/f_{2i}|^2$. На рис.1 представлены зависимости коэффициентов отражения R_1 (рис.1,а-е) и R_2 (рис.1,з-е) от амплитуды падающего импульса f_{1i} при различных фиксированных значениях f_{2i} в условиях точного резонанса $\delta_1 = \delta_2 = 0$. Видно, что при малых амплитудах поля f_{2i} второй волны, ответственной

за экситон-бизекситонную конверсию, коэффициент отражения на частоте ω_1 первой волны монотонно растет, стремясь к некоторому пределу (рис.1,а). Коэффициент отражения на частоте ω_2 второй волны асимптотически стремится к единице при больших значениях f_{1i} (рис.1,з), т. к. ее диэлектрическая функция (2) определяется амплитудой первой волны. С ростом f_{2i} картина начинает усложняться: сначала возникает трехзначная петля гистерезиса (при $f_{2i} = 10$), затем число петель быстро растет. Отметим, что многозначность в поведении коэффициентов отражения появляется в узкой области f_{1i} , пороговое значение которого примерно равно f_{2i} . Исследования показывают своего максимума, что и обуславливает существование многозначностей. Интерес представляет также то, что при малых f_{1i} , но $f_{2i} \gg 1$ (рис.1, б, в, д, е) коэффициенты отражения R_1 и R_2 являются константами. Это связано с тем, что в данных условиях при $\delta_1 = \delta_2 = 0$ диэлектрические функции ε_1 и ε_2 практически не зависят от интенсивностей волн и равны $\varepsilon_{1\infty}$ и $\varepsilon_{2\infty}$. Исчезающе малые мнимые добавки не дают вклада в коэффициенты отражения.

Также видно, что при $f_{1i} \gg f_{2i}$ зависимости $R_1(f_{1i})$ и $R_2(f_{2i})$ асимптотически стремятся к определенным значениям, не зависящим от уровня возбуждения. Это связано с тем, что в данном пределе ε_1 принимает постоянное значение, не зависящее от f_{1i} и f_{2i} , а ε_2 оказывается чисто

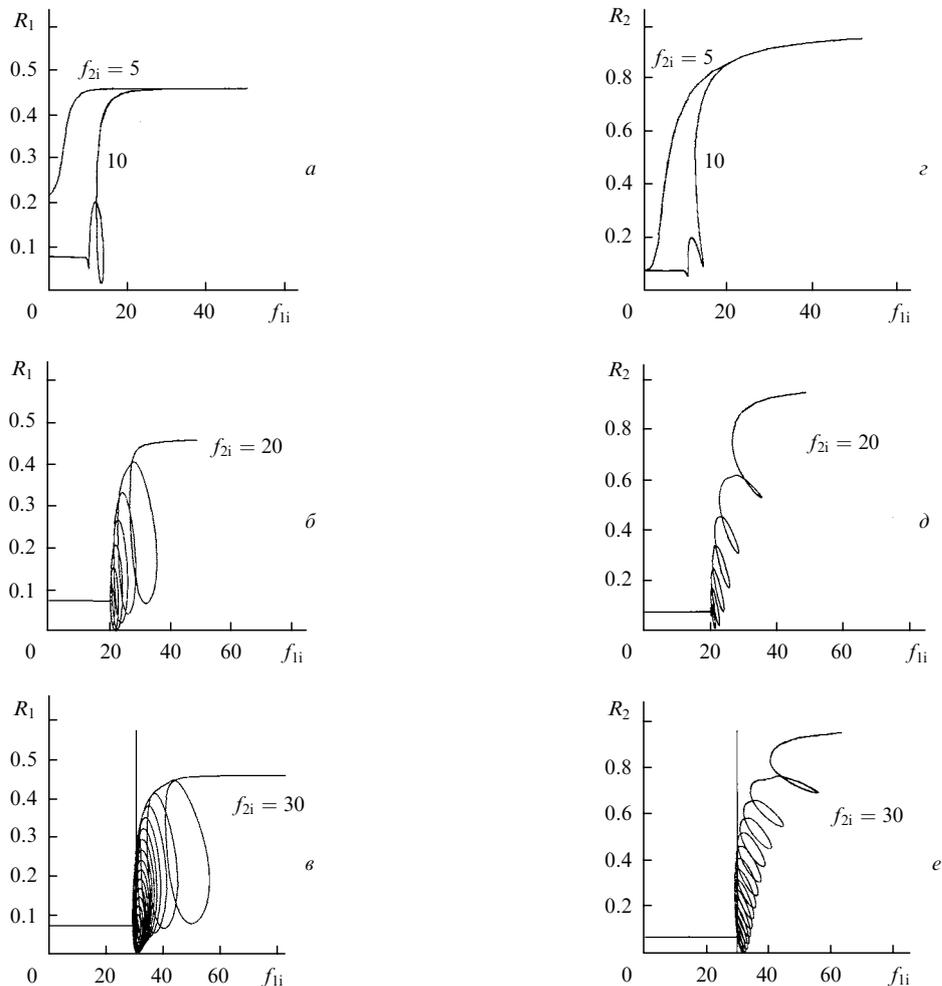


Рис.1. Зависимости коэффициентов отражения R_1 (а-в) и R_2 (з-е) от нормированной амплитуды поля падающего излучения f_{1i} при $\varepsilon_{1\infty} = \varepsilon_{2\infty} = 3, \psi = 5, \alpha = 0.99, s = 2, \delta_1 = \delta_2 = 0$ и различных амплитудах f_{2i} .

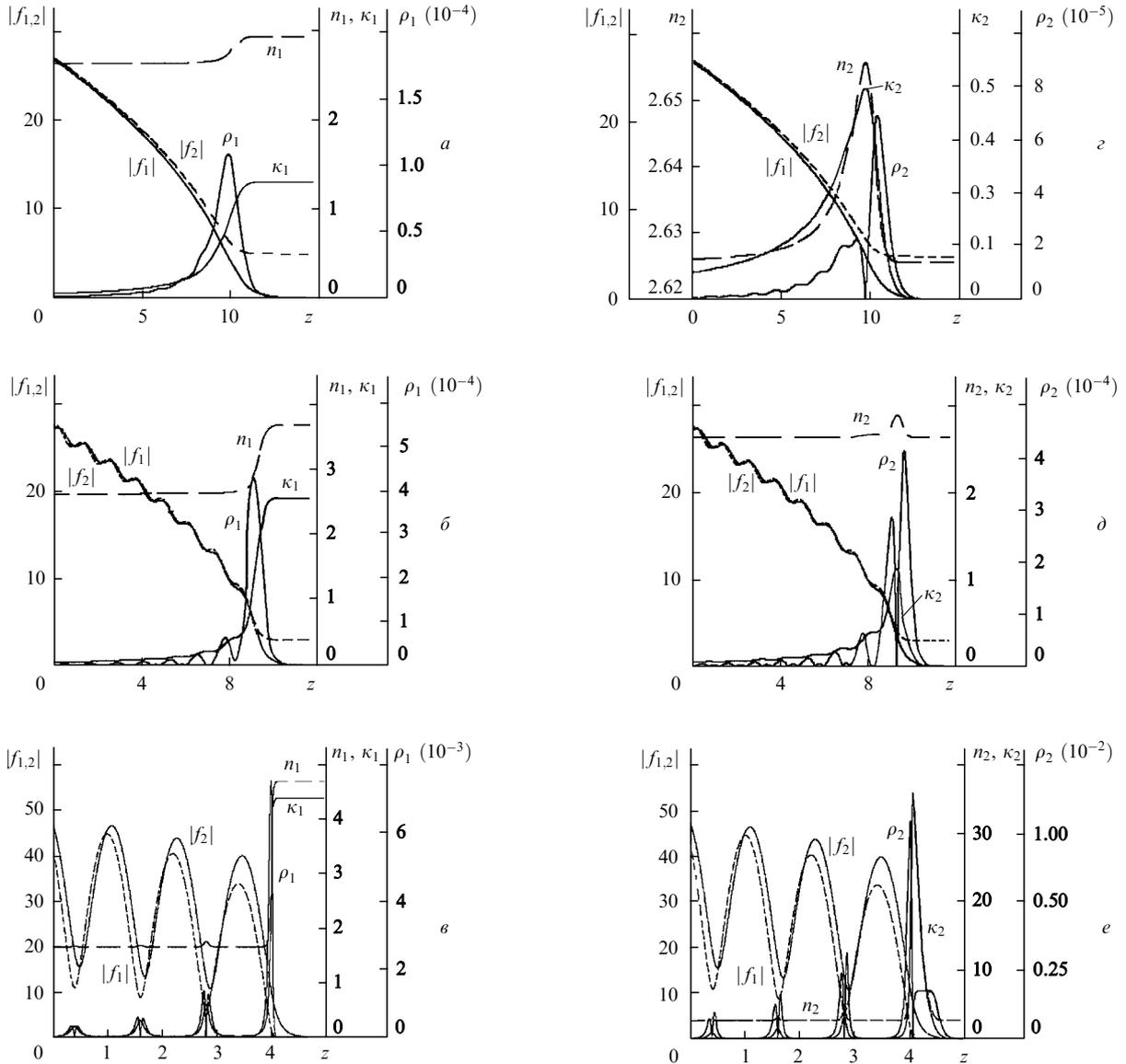


Рис.2. Пространственные распределения модулей нормированных амплитуд полей $|f_1|$ и $|f_2|$, нелинейных показателей преломления n_1 и n_2 , коэффициентов экстинкции κ_1 и κ_2 и коэффициентов внутреннего отражения ρ_1 и ρ_2 при $\epsilon_{1\infty} = \epsilon_{2\infty} = 3$, $\psi = 5$, $\alpha = 0.99$, $s = 2$, $\delta_1 = \delta_2 = 0$.

мнимой величиной, пропорциональной $i|f_{1i}|^2$. Чисто мнимая диэлектрическая функция приводит к асимптотическому стремлению R_2 к единице, а комплексное, но постоянное $\epsilon_1 - \kappa R_1 < 1$.

На рис.2 приведены пространственные профили амплитуд полей $f_{1,2}$, нелинейных показателей преломления $n_{1,2}$, коэффициентов экстинкции $\kappa_{1,2}$ и коэффициентов внутреннего отражения $\rho_{1,2}$ в условиях точного резонанса ($\delta_1 = \delta_2 = 0$), которые соответствуют трем различным наборам значений R_1 и R_2 на рис.1, в, е. Рассмотренным далее случаям отвечают энергетические коэффициенты отражения R_1 , R_2 , представленные в виде вертикальных прямых на рис.1, в, е. При этом нормированные амплитуды падающих волн $f_{1i} = 32$, $f_{2i} = 30$. Первому случаю (рис.2, а, з) соответствуют коэффициенты отражения R_1 и R_2 от торца кристалла, находящиеся в самом начале развертывающейся спирали (рис.1, в, е). В этом случае (так же как и во всех остальных) в среде существуют области (домены) с высокой и низкой плотностями квазичастиц. В первой из областей (рис.2, а, з), т. е. в области домена с высокой плотностью квазичастиц, амплитуды

полей монотонно убывают, а коэффициенты экстинкции и нелинейные показатели преломления остаются постоянными. При переходе из первого домена во второй, т. е. в домен с низкой плотностью, амплитуды полей экспоненциально убывают, а n_1 и κ_1 возрастают (рис.2, а) и формируются пики n_2 и κ_2 (рис.2, з). В окрестности границы раздела доменов появляются пики коэффициентов внутреннего отражения. Во втором домене поведение полей обусловлено отсутствием экситонов, без которых невозможно формирование бикситонов. Поэтому если первая волна затухает до нуля, то вторая стремится к некоторому пределу, распространяясь без затухания, как в абсолютно прозрачной среде. В этой области κ_1 не меняется, принимая отличные от нуля значения, тогда как κ_2 стремится к нулю, что также свидетельствует об отсутствии поглощения второй волны.

Второму случаю (рис.2, б, д) соответствуют коэффициенты отражения R_1 и R_2 , более удаленные от начала развертывающейся спирали (рис.1, в, е). При этом в домене с высокой плотностью экситонов и бикситонов наблюдаются слабые колебания полей, возникают до-

полнительные пики коэффициентов внутреннего отражения, которые достигают значений, больших, чем в предыдущем случае. Вторая волна затухает сильнее, и среда продолжает оставаться для нее прозрачной.

В третьем случае (рис.2, в, е) коэффициенты отражения R_1 и R_2 максимально удалены от начала развертываемой спирали (рис.1, в, е). При этом в первой области поля характеризуются ярко выраженным осцилляционным поведением в пространстве (рис.2, в, е), кроме того, осциллируют оптические функции, а коэффициенты внутреннего отражения достигают больших значений. Во второй области поле с амплитудой f_2 полностью затухает.

При отходе от условий точного резонанса поведение коэффициентов отражения мало меняется. По-прежнему имеются участки многозначности. Однако при некоторых значениях параметров возникают рогообразные структуры, описанные в работах [8, 9]. В пространственном распределении полей, коэффициентов экстинкции и нелинейных показателей преломления наблюдаются аналогичные особенности. Отметим, что при $\delta_1 \neq 0$ и $\delta_2 \neq 0$ пики коэффициентов отражения достигают гигантских значений.

Найденные особенности поведения коэффициентов отражения от торца кристалла в зависимости от уровня возбуждения и пространственного распределения амплитуд полей связаны с перенормировкой энергетического спектра полупроводника при больших уровнях возбуждения. Осцилляционная структура пространственного распределения полей обусловлена действием нелинейной дисперсии. Существенная неоднородность распределения полей в пространстве определяет пространственную неоднородность нелинейных коэффициентов пре-

ломления, экстинкции и внутреннего отражения. В результате в среде формируются узкие участки с большими градиентами показателя преломления среды, на которых возникают обратные волны. Сложная нелинейная интерференция прямых и обратных волн приводит к указанной выше стационарной структуре пространственных профилей полей. Узкий участок с большим градиентом нелинейного показателя преломления и соответствующим ему резким пиком коэффициента внутреннего отражения представляет собой не что иное, как индуцированный полями накачки резонатор Фабри–Перо, отражение от торцов которого и обуславливает возникновение мультистабильности. Отсутствие такого резонатора приводит только к однозначной нелинейной функции отражения. Продольный размер резонатора определяется амплитудами полей в среде.

1. Roso-Franco L. *Phys. Rev. Lett.*, **55**, 2149 (1985); *J. Opt. Soc. Am. B*, **4**, 1878 (1987).
2. Malyshev V., Jarque E.C. *J. Opt. Soc. Am. B*, **12**, 1868 (1995).
3. Мальшев В.А., Харке Д.К. *Оптика и спектроскопия*, **82**, 630 (1997).
4. Forysiak W., Flesch R.G., Moloney J.V., Wright E.M. *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 3695 (1996).
5. Ляхомская К.Д., Хаджи П.И. *ЖТФ*, **70**, 89 (2000).
6. Ляхомская К.Д., Хаджи П.И. *Квантовая электроника*, **29**, 43 (1999).
7. Ляхомская К.Д., Хаджи П.И., Марков Д.А. *Письма в ЖТФ*, **26**, 18 (2000).
8. Ляхомская К.Д., Надькин Л.Ю., Хаджи П.И. *Квантовая электроника*, **31**, 67 (2001).
9. Ляхомская К.Д., Надькин Л.Ю., Хаджи П.И. *Оптика и спектроскопия*, **92**, 301 (2002).
10. Хаджи П.И. *Нелинейные оптические процессы в системе экситонов и биэкситонов в полупроводниках* (Кишинев: Штиинца, 1994).