

07

Явление самоотражения плоскопараллельной пластинки полупроводника при двухфотонном возбуждении биэкситонов

© Л.Ю. Надькин, П.И. Хаджи

Приднестровский государственный университет им. Т.Г. Шевченко,
МД 3300, Тирасполь-3, Молдова
E-mail: tdsu4@idknet.com

Поступило в Редакцию 7 апреля 2004 г.

Показано, что имеет место усиление мультистабильного пропускания тонкой пластинки полупроводника при учете двухфотонного возбуждения биэкситонов, что обусловлено проявлением эффекта самоотражения распространяющейся волны.

В [1–4] было показано, что в полубесконечной среде, моделируемой системой двухуровневых атомов, возможно существование явления самоотражения. Под эффектом самоотражения будем понимать возникновение обратной волны в оптически однородной полубесконечной среде на индуцированном поле распространяющейся вперед волны пространственно неоднородном распределении нелинейного показателя преломления. В [5–10] показано, что явление самоотражения имеет место и в системе экситонов и биэкситонов в полупроводниках при учете экситон-фотонного взаимодействия, оптической экситон-биэкситонной конверсии, одноимпульсного и двухимпульсного двухфотонного возбуждения биэкситонов из основного состояния кристалла. Было доказано, что самоотражение является следствием оптического Штарк-эффекта, приводящего к перенормировке энергетического спектра системы при больших уровнях лазерного возбуждения.

Отметим, что все особенности проявления эффекта самоотражения были изучены для полубесконечного кристалла [1–10]. Очевидно, что это явление может иметь место и в пластинке полупроводника конечной толщины при нормальном падении лазерного излучения на одну из ее поверхностей. Однако нужно иметь в виду, что явление самоотражения

здесь существенно усложняется наличием френелевского отражения от заднего торца кристалла. Нам представляется невозможным разделение вкладов эффекта самоотражения и френелевского отражения от заднего торца пластинки в явлении мультистабильного отражения. Однако можно указать, что если длина домена высокой плотности элементарных возбуждений меньше толщины пластинки, то в этом случае пластинка представляет собой как бы два последовательных резонатора Фабри–Перо, индуцированных полем распространяющейся волны, функция пропускания (отражения) которых является весьма сложной. Изменение уровня возбуждения приводит к тому, что толщина одного из индуцированных резонаторов Фабри–Перо (либо доменов) уменьшается, а другого — увеличивается. При большом уровне возбуждения вся пластинка является доменом высокой плотности возбуждений среды и роль эффекта самоотражения в общем отражении пластинки уменьшается. Точно так же его роль оказывается исчезающе малой при низких уровнях возбуждения, тогда амплитуда поля в среде изменяется экспоненциально.

Нами изучена роль эффекта самоотражения в функции пропускания (отражения) пластинки в зависимости от уровня возбуждения и от толщины пластинки L при учете процесса одноимпульсного двухфотонного возбуждения биекситонов из основного состояния кристалла. В [7] было показано, что этот процесс приводит к самоотражению в полубесконечной среде. Диэлектрическая функция ε полупроводника в этом случае имеет вид [7]:

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2 + \frac{\alpha_0}{\delta^2 + 1} (-\delta + i) |E|^2, \quad (1)$$

где ε_1 и ε_2 — действительная и мнимая компоненты фоновой диэлектрической проницаемости, E — амплитуда поля распространяющейся волны, $\delta = \Delta/\gamma$, γ — константа затухания, $\Delta = \omega - \omega_0$ — расстройка резонанса между частотой ω распространяющегося излучения и частотой перехода ω_0 , α_0 — керровская константа. Пусть на передний торец плоскопараллельной пластинки толщиной L нормально падает электромагнитная волна с амплитудой электрического поля E_i и частотой ω . Пространственное распределение поля в среде в стационарном режиме определяется из решения волнового уравнения

$$\frac{d^2 E}{dz^2} + \left(\varepsilon_1 + i\varepsilon_2 + \frac{\alpha_0}{\delta^2 + 1} (-\delta + i) |E|^2 \right) E = 0, \quad (2)$$

где $z = \frac{\omega}{c} x$, c — скорость света в вакууме, x — координатная ось в направлении распространения. В качестве граничных условий в точках

$x = 0$ и $x = L$ используем условия непрерывности тангенциальных компонент электрического и магнитного полей:

$$E_i + E_r = E \Big|_{z=0}; \quad E_i - E_r = -i \frac{\partial E}{\partial z} \Big|_{z=0}, \quad (3)$$

$$E_t = E \Big|_{z=L}; \quad E_t = -i \frac{\partial E}{\partial z} \Big|_{z=L}, \quad (4)$$

где E_i , E_r и E_t — амплитуды полей падающей, отраженной и прошедшей волн. Простоты ради далее используем нормированные амплитуды

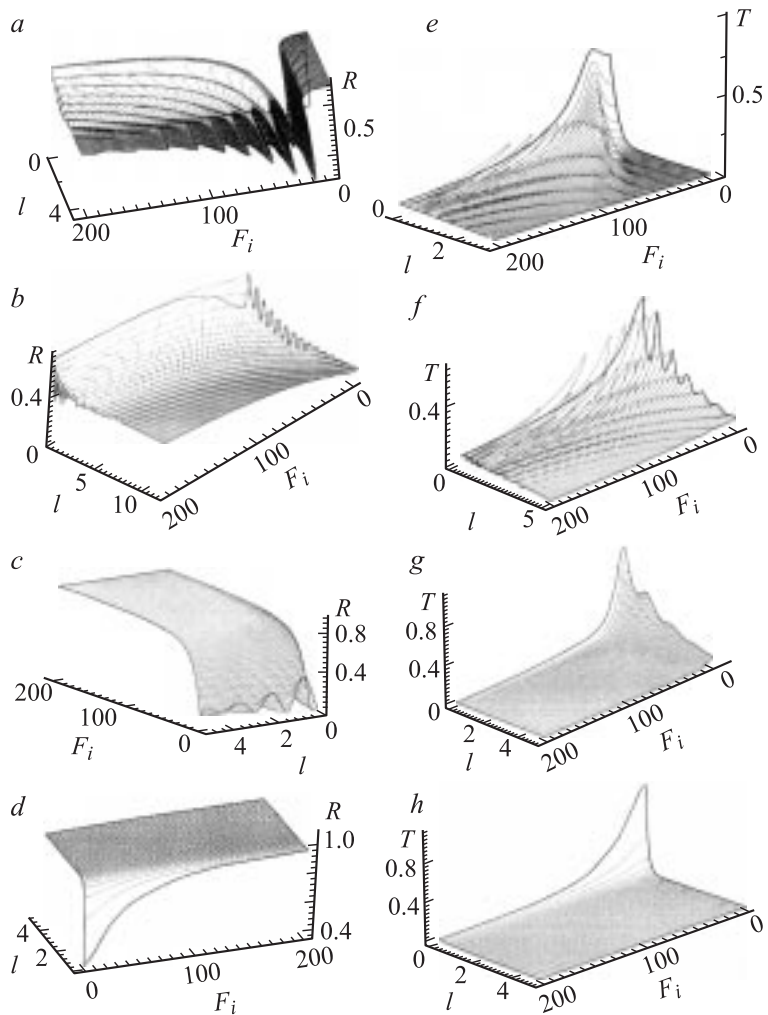
$$F(z) = E(z)\sqrt{\alpha_0}, \quad F_{i,r,t} = E_{i,r,t}\sqrt{\alpha_0}. \quad (5)$$

Получить точные аналитические решения уравнения (2) не удастся, поэтому далее используем численный метод, применявшийся в [5–10].

Обсудим полученные результаты для коэффициентов отражения $R = |F_r/F_i|^2$ и пропускания $T = |F_t/F_i|^2$ в зависимости от амплитуды падающего излучения и толщины пластинки. При этом в численных расчетах минимальная нормированная толщина пластинки $l = 2\pi \frac{l}{\lambda}$ была принята равной 0.1.

На рисунке представлены зависимости коэффициентов отражения $R(l, F_i)$ (см. рисунок, *a–d*) и пропускания $T(l, F_i)$ (см. рисунок, *e–h*). Так же как и в случае полубесконечной среды [7], можно выделить четыре режима распространения излучения в среде в зависимости от знака расстройки резонанса (δ) и действительной компоненты диэлектрической функции (ε_1).

При $\delta < 0$, $\varepsilon_1 < 0$ имеет место эффект непропускания при малых амплитудах поля распространяющейся волны $F^2 < \varepsilon_1/(\alpha_0\delta)$ и пропускания при $F^2 > \varepsilon_1/(\alpha_0\delta)$. В области малых толщин пластинки с ростом амплитуды падающей волны коэффициент отражения сначала медленно убывает, достигает минимума при определенном значении F_i , затем растет, стремясь к единице при больших значениях падающего поля F_i . Глубина минимума увеличивается с ростом толщины пластинки (см. рисунок, *a*). При этом коэффициент пропускания сначала подрастает, достигает своего максимума, а затем быстро убывает, стремясь к нулю с ростом амплитуды падающего поля (см. рисунок, *e*). В области больших значений амплитуд падающих полей формируются участки мультистабильности, более ярко выраженные у коэффициента отражения (см. рисунок, *a*). С ростом толщины пластинки петли



Зависимость коэффициента отражения R (пропускания T) от нормированной толщины пластинки l и нормированной амплитуды падающего излучения F_i при различных значениях параметров ε_1 и δ : a, e — $\varepsilon_1 = -15$, $\delta = -15$; b, f — $\varepsilon_1 = -15$, $\delta = 15$; c, g — $\varepsilon_1 = 15$, $\delta = 15$ и d, h — $\varepsilon_1 = 15$, $\delta = 15$ и $\varepsilon_2 = 1.5$, $\alpha_0 = 1$.

мультистабильности смещаются в область меньших падающих полей. Кроме того, они уменьшаются в размерах, постепенно принимая колебательный характер. Наряду с этим увеличение толщины пластинки приводит к появлению петель мультистабильности при малых полях (см. рисунок, *a*). Эти петли в большей степени испытывают эффект самоотражения, нежели петли, формирующиеся при больших полях. Увеличение линейного размера пластинки приводит к увеличению размера петель мультистабильности, возникших при малых полях. В поведении поверхности $T(l, F_i)$, описывающей коэффициент пропускания (см. рисунок, *e*), наблюдается подобная тенденция, но в отличие от поведения коэффициента отражения, при малых полях и больших размерах пластинки петли мультистабильности не возникают, так как излучение не в состоянии проникнуть через всю пластинку.

При $\delta < 0$, $\varepsilon_1 > 0$ поверхности, описывающие зависимости $R(l, F_i)$ (см. рисунок, *b*) и $T(l, F_i)$ (см. рисунок, *f*), ведут себя несколько иначе, так как в этом случае диэлектрические функции характеризуются пропусканием как при малых, так и при больших полях. Предельный переход к полубесконечному случаю [7] возникает при существенно более толстых пластинках, чем в остальных случаях. Это свидетельствует о проникновении излучения в среду на значительные расстояния. При малых амплитудах излучения зависимости $R(l)$, $T(l)$ испытывает колебательный режим, ослабевающий по мере увеличения толщины пластинки. При относительно малой толщине пластинки зависимости $R(F_i)$ и $T(F_i)$ ведут себя аналогично предыдущему случаю (см. рисунок, *a, e*), у них также возникают области многозначности. Однако при больших размерах пластинки участки бистабильности не формируются, а имеет место практически постоянное по величине отражение (пропускание) при различных полях.

В случае $\delta > 0$, $\varepsilon_1 > 0$ (см. рисунок, *c, d*) при малых полях поверхности R и T испытывают колебательный режим, аналогичный предыдущему случаю (см. рисунок, *b, h*), поскольку при малых полях поведение энергетических коэффициентов отражения и пропускания определяется в большей степени величиной диэлектрической функции ε_1 , а не амплитудой поля. С ростом амплитуды падающего импульса коэффициент отражения R стремится к единице (пропускания — к нулю). Мультистабильное либо бистабильное поведение отсутствует. В этом случае особенности поведения отражения и пропускания обусловлены непрониканием излучения в среду при больших полях.

Наконец, на рисунке, d, h представлены поверхности функций R и T для случая $\delta > 0$, $\varepsilon_1 < 0$, когда имеет место непропускание при любых полях. В этом случае коэффициент отражения практически везде равен единице, за исключением небольшой области при малых толщинах пластинки и малых полях. Соответственно, коэффициент пропускания почти всегда исчезающе мал. В этом случае выражение $T + R = 1$ хорошо выполняется, так как свет практически не проходит в среду, поэтому отсутствует его поглощение.

Описанные особенности поведения коэффициентов отражения и пропускания в зависимости от интенсивности возбуждения обусловлены возникновением в среде резких пиков коэффициента внутреннего отражения, свидетельствующих о возникновении индуцированного полем накачки резонатора Фабри–Перо, отражение от торца которого и обуславливает мультистабильность. Из представленных результатов следует, что резкая зависимость коэффициента пропускания (отражения) пластинки от ее толщины особенно проявляется при малых толщинах. Если толщина пластинки совпадает с длиной домена высокой плотности биекситонов, то имеет место усиление интерференционного эффекта в пластинке, что приводит к резким изменениям коэффициента пропускания.

Список литературы

- [1] *Roco-Franko L.* // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. P. 2149; J. Opt. Soc. Amer. 1987. B4. P. 1878.
- [2] *Malyshev V., Jarque E.C.* // J. Opt. Soc. Amer. 1995. B12. P. 1868.
- [3] *Мальшиев В.А., Харке Д.К.* // Опт. и спектр. 1997. Т. 82. С. 630.
- [4] *Forysiak W., Flesch R.G., Moloney J.V., Wright E.M.* // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 76. P. 3695.
- [5] *Ляхомская К.Д., Хаджи П.И.* // ЖТФ. 2000. Т. 70. С. 89.
- [6] *Ляхомская К.Д., Хаджи П.И.* // Квантовая электроника. 1999. Т. 29. С. 43.
- [7] *Ляхомская К.Д., Хаджи П.И., Марков Д.А.* // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. В. 7. С. 18.
- [8] *Ляхомская К.Д., Надькин Л.Ю., Хаджи П.И.* // Квантовая электроника. 2001. Т. 31. С. 67.
- [9] *Ляхомская К.Д., Надькин Л.Ю., Хаджи П.И.* // Оптика и спектроскопия. 2002. Т. 92. С. 301.
- [10] *Khadzhi P.I., Nadkin L.Yu., Lyakhomskaya K.D.* // IQEC 2002. Technical Digest of International Quantum Electronic Conference. Moscow, Russia, June 22–27, 2002. P. 237.