

# Особенности отражения света от границы раздела полубесконечного нелинейного кристалла в условиях двухфотонного возбуждения биекситонов

К.Д.Ляхомская, Л.Ю.Надькин, П.И.Хаджи

*Изучены особенности отражения излучения от торца полубесконечного полупроводника в условиях двухимпульсного двухфотонного возбуждения биекситонов из основного состояния кристалла. Показано, что функция отражения имеет сложное мультистабильное поведение в зависимости от амплитуд полей падающих импульсов. Предсказано возникновение уединенных замкнутых участков либо рогообразных структур.*

**Ключевые слова:** самоотражение, экситон, биекситон, диэлектрическая функция, распределенная обратная связь.

## Введение

Плоскопараллельная пластинка нелинейного полупроводника при определенных условиях характеризуется мультистабильными функциями отражения и пропускания лазерного излучения [1–4]. Это обусловлено тем, что при отражении от заднего торца в пластинке рождается обратная волна, которая в результате нелинейной интерференции с прямой волной создает условия для мультистабильного пропускания (отражения). С другой стороны, в ряде работ [1, 5–9] было показано, что в приближении медленно меняющейся в пространстве огибающей амплитуды распространяющейся волны граница раздела полубесконечного полупроводника в большинстве случаев характеризуется однозначной нелинейной либо бистабильной функцией отражения. В указанном приближении в полубесконечной оптически-однородной нелинейной среде обратная волна, как правило, не возникает.

Вместе с тем отражение и преломление ограниченных в поперечном сечении пучков характеризуется дополнительными особенностями. Так, в [10] показано, что в поперечных профилях отраженных пучков формируются узкие провалы, обусловленные оптически нелинейным пробоем полупроводника узкой «струей», отходящей от границы раздела полубесконечной среды, в области максимума падающего пучка, что обуславливает возможность гистерезисного отражения. В [11] показано, что в области полного отражения от нелинейной среды проходящий пучок разбивается на ряд независимых самосфокусированных пучков, число и направление распространения которых определяются интенсивностью падающего излучения.

Наиболее полно исследование гистерезисных явлений в распределенных нелинейных системах выполнено в [12], где изучены эффекты продольной и поперечной структуры полей, кинетика пространственного гистерезиса и

формирование пространственно-временных структур излучения. Теоретически бистабильность и гистерезис при отражении плоской монохроматической волны от поверхности проводника предсказаны в [13]. Оказывается, что при больших интенсивностях возбуждения поле в проводнике имеет колебательный характер, который на большом расстоянии от торца сменяется апериодическим пространственным затуханием. В результате возникает многопетлевая зависимость коэффициента отражения от интенсивности падающей волны.

В ряде работ [14–20] показано, что отход от приближения медленно меняющихся огибающих приводит к дополнительным особенностям функции отражения излучения от полубесконечной оптически-однородной нелинейной среды. Физически это обусловлено отражением света на резких градиентах нелинейного показателя преломления в кристалле при больших интенсивностях возбуждения, что вызывает возникновение обратной волны и, как следствие, нелинейную интерференцию прямой и обратной волн, а также мультистабильность функции отражения. Эта возможность отмечалась также в [10–13].

Возникновение обратной волны на резких градиентах показателя преломления в системе двухуровневых атомов было детально изучено в [14–18] и названо самоотражением. В [19, 20] показано, что аналогичное явление имеет место и в системе экситонов и биекситонов при учете экситон-фотонного взаимодействия, оптической экситон-биекситонной конверсии и одноимпульсного двухфотонного возбуждения биекситонов из основного состояния кристалла. Представляет интерес исследование этого явления и при других механизмах нелинейности.

## 1. Постановка задачи и основные уравнения

Рассмотрим нелинейную функцию отражения границы раздела полубесконечного оптически-однородного и изотропного полупроводника в условиях двухфотонного двухимпульсного возбуждения биекситонов из основного состояния кристалла. Известно [2, 21], что двухфотонное возбуждение биекситонов характеризуется гигантской силой осциллятора по отношению к экситонному переходу, а полоса двухфотонного поглощения света

имеет узкую  $\delta$ -образную форму. По этой причине нерезонансные взаимодействия дают исчезающе малый вклад по сравнению с резонансным, и эффект Штарка в гамильтониане взаимодействия биэкситонов с фотонами можно не учитывать.

Пусть на плоскую границу раздела вакуум – полупроводник нормально падают два импульса монохроматического лазерного излучения с огибающими напряженностей электрических полей  $E_{i1}$  и  $E_{i2}$  и частотами фотонов  $\omega_1$  и  $\omega_2$  соответственно. Считаем, что частоты фотонов каждого из импульсов не попадают в резонанс ни с переходом в экситонной области спектра, ни с переходом из экситонного состояния в биэкситонное в области  $M$ -полосы, обусловленной оптической экситон-биэкситонной конверсией [22], однако суммарная энергия обоих фотонов совпадает с энергией возбуждения биэкситона из основного состояния кристалла.

В общем случае, когда  $\omega_1 \neq \omega_2$ , возможно только двухфотонное возбуждение биэкситонов одновременно фотонами обоих импульсов, но не фотонами каждого из них в отдельности. Часть излучения падающих импульсов проходит в среду и распространяется в ней, возбуждая биэкситоны и взаимодействуя с ними. Другая часть отражается. Задача состоит в определении амплитуд отраженных импульсов  $E_{r1}$  и  $E_{r2}$  либо коэффициентов отражения торца кристалла в зависимости от амплитуд  $E_{i1}$  и  $E_{i2}$  падающих импульсов.

Гамильтониан взаимодействия биэкситонов с полями обоих импульсов имеет вид [2, 21]

$$H_{\text{int}} = -\hbar\mu(b^+E_1^+E_2^+ + bE_1^-E_2^-), \quad (1)$$

где  $\mu$  – константа двухфотонного возбуждения биэкситона [19, 25];  $b$  – амплитуда биэкситонной волны;  $E_{1,2}^+(E_{1,2}^-)$  – положительно(отрицательно)-частотные компоненты амплитуд распространяющихся в среде импульсов. Используя (1), легко получить гайзенберговское (материальное) уравнение движения для амплитуды  $b$ :

$$ib = \Omega_0 b - i\gamma b - \mu E_1^+ E_2^+, \quad (2)$$

где  $\Omega_0$  – собственная частота возбуждения биэкситона из основного состояния кристалла;  $\gamma$  – феноменологическая константа, описывающая затухание биэкситонного состояния.

Решения для всех волн в стационарном режиме берем в виде  $E_1^+ \sim \exp[-i\omega_1 t]$ ,  $E_2^+ \sim \exp[-i\omega_2 t]$ ,  $b \sim \exp[-i(\omega_1 + \omega_2)t]$ . Тогда из (2) можно найти выражение для стационарной амплитуды биэкситонной волны  $b$ , затем определить поляризации, после чего комплексные диэлектрические функции  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  каждой из волн будут описываться следующими выражениями:

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_1' + i\varepsilon_1'' - \frac{4\pi\hbar\mu^2}{\Delta + i\gamma} |E_2|^2, \quad (3)$$

$$\varepsilon_2 = \varepsilon_2' + i\varepsilon_2'' - \frac{4\pi\hbar\mu^2}{\Delta + i\gamma} |E_1|^2, \quad (4)$$

где  $\varepsilon_{1,2}'$ ,  $\varepsilon_{1,2}''$  – действительная и мнимая компоненты фоновых диэлектрических функций на частотах каждого из импульсов;  $\Delta = \omega_1 + \omega_2 - \Omega_0$  – резонансная расстройка между суммарной частотой обоих импульсов и частотой перехода. Из (3) и (4) следует, что диэлектрическая функция для частот первого импульса определяется полем

второго импульса и наоборот, т. е. диэлектрические функции для частот каждого из импульсов содержат кривые кросс-модуляционные нелинейные поправки.

Простоты ради введем далее нормированные величины

$$F_{1,2} = \alpha E_{1,2}, \quad F_{i1,2} = \alpha E_{i1,2}, \quad F_{r1,2} = \alpha E_{r1,2}, \quad (5)$$

где  $\alpha^2 = 4\pi\hbar\mu^2/\gamma$ . Тогда пространственное распределение полей  $F_1$  и  $F_2$  в среде в стационарном режиме определяется из решений волновых уравнений

$$\frac{d^2 F_1}{dx^2} + \left( \varepsilon_1' + i\varepsilon_1'' - \frac{\delta - i}{\delta^2 + 1} |F_2|^2 \right) F_1 = 0, \quad (6)$$

$$\frac{d^2 F_2}{dx^2} + s^2 \left( \varepsilon_2' + i\varepsilon_2'' - \frac{\delta - i}{\delta^2 + 1} |F_1|^2 \right) F_2 = 0, \quad (7)$$

где  $x = k_1 z$ ;  $k_1 = \omega_1/c$ ;  $\delta = \Delta/\gamma$ ;  $s = \omega_2/\omega_1$ ;  $z$  – ось в направлении распространения света. В качестве граничных условий в точке  $z = 0$  (торец полубесконечного кристалла) используем условия непрерывности тангенциальных компонент электрического и магнитного полей обоих импульсов, которые можно записать в виде

$$F_{i1} + F_{r1} = F_1|_{x=0}, \quad F_{i1} - F_{r1} = -i \frac{dF_1(x)}{dx} \Big|_{x=0}, \quad (8)$$

$$F_{i2} + F_{r2} = F_2|_{x=0}, \quad s(F_{i2} - F_{r2}) = -i \frac{dF_2(x)}{dx} \Big|_{x=0}. \quad (9)$$

Поскольку кристалл является полубесконечным и в нем имеет место поглощение света, то единственно физическими решениями уравнений (6), (7) являются решения, для которых  $F_1(x) \rightarrow 0$  и  $F_2(x) \rightarrow 0$  при  $x \rightarrow \infty$ .

Получить точные аналитические решения системы нелинейных уравнений (6) и (7) в общем случае не представляется возможным, поэтому далее мы используем численные методы. Из (8), (9) следует, что начинать численное интегрирование уравнений (6), (7) с точки  $x = 0$  невозможно, т. к. неизвестны амплитуды отраженных волн.

Мы поступим следующим образом: будем считать, что в некоторой точке  $x = x_0$  в глубине кристалла нормированные амплитуды полей исчезающе малы, т. е.  $|F_{1,2}(x_0)| \ll 1$ . Такая точка всегда существует, т. к. имеет место поглощение света при его распространении. Тогда нелинейные слагаемые в (6), (7) обращаются в нуль и решения представляют собой только распространяющиеся вперед волны вида

$$F_1(x) = F_1(x_0) \exp [i(\varepsilon_1' + i\varepsilon_1'')^{1/2}(x - x_0)], \quad (10)$$

$$F_2(x) = F_2(x_0) \exp [is(\varepsilon_2' + i\varepsilon_2'')^{1/2}(x - x_0)], \quad (11)$$

причем  $x = x_0$  – это точка, с которой мы начинаем интегрирование уравнений (6), (7), двигаясь в обратном направлении.

В соответствии с (8)–(11) поля и производные от них в точке  $x = x_0$  известны и они определяют решение уравнений (6), (7), начиная с точки  $x = x_0$ . При уменьшении  $x$  от  $x_0$  до нуля решения дают пространственное распределение комплексных функций  $F_1(x)$  и  $F_2(x)$  и амплитуды падающих ( $F_{i1}$  и  $F_{i2}$ ) и отраженных ( $F_{r1}$  и  $F_{r2}$ ) полей. Из (10), (11) видно, что в линейном пределе модули ампли-

туд полей обеих волн экспоненциально убывают с расстоянием, причем скорости пространственных изменений профилей полей при  $\varepsilon'_{1,2} < 0$  много больше, чем при  $\varepsilon'_{1,2} > 0$ . Быстрое экспоненциальное убывание амплитуд полей при  $\varepsilon'_{1,2} < 0$  обусловлено как чисто диссипативным поглощением, так и бездиссипативным непропусканием.

## 2. Обсуждение результатов

Рассмотрим численное интегрирование системы уравнений (6)–(9). Результаты вычисления коэффициентов отражения  $R_1 = |F_{r1}|^2/|F_{i1}|^2$  и  $R_2 = |F_{r2}|^2/|F_{i2}|^2$  в зависимости от амплитуд  $F_{i1}$  и  $F_{i2}$  полей падающего излучения представлены на рис. 1. Видно, что коэффициенты отражения  $R_1$  и  $R_2$  существенно определяются параметрами  $\varepsilon'_{1,2}$ ,  $\varepsilon''_{1,2}$ ,  $s$  и расстройкой резонанса  $\delta$ . При исчезающе малых интенсивностях возбуждения, когда нелинейные поправки к  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  в (3), (4) обращаются в нуль, получаем

$$R_{1,2} = [(n_{1,2} - 1)^2 + \kappa_{1,2}^2] [(n_{1,2} + 1)^2 + \kappa_{1,2}^2]^{-1}, \quad (12)$$

где

$$n_{1,2} = \left( \frac{r_{1,2} + \varepsilon'_{1,2}}{2} \right)^{1/2}; \quad \kappa_{1,2} = \left( \frac{r_{1,2} - \varepsilon'_{1,2}}{2} \right)^{1/2};$$

$$r_{1,2} = [(\varepsilon'_{1,2})^2 + (\varepsilon''_{1,2})^2]^{1/2}. \quad (13)$$

В этом пределе коэффициенты отражения не зависят от уровня возбуждения.

Вообще говоря, зависимость  $R_1(F_{i1}, F_{i2})$  либо  $R_2(F_{i1}, F_{i2})$  представляет собой сложную поверхность в пространстве переменных  $F_{i1}$  и  $F_{i2}$ , причем при малых  $F_{i1}$  и  $F_{i2}$  эта поверхность является плоскостью, которая при удалении от начала координат постепенно приобретает все возрастающую кривизну. Из-за невозможности наглядно представить ее мы дадим лишь ряд графиков зависимости  $R_1(F_{i1})$  и  $R_2(F_{i1})$  при  $F_{i2} = \text{const}$ , т. е. кривые, которые являются сечениями этой сложной поверхности для ряда значений  $F_{i2} = \text{const}$ .

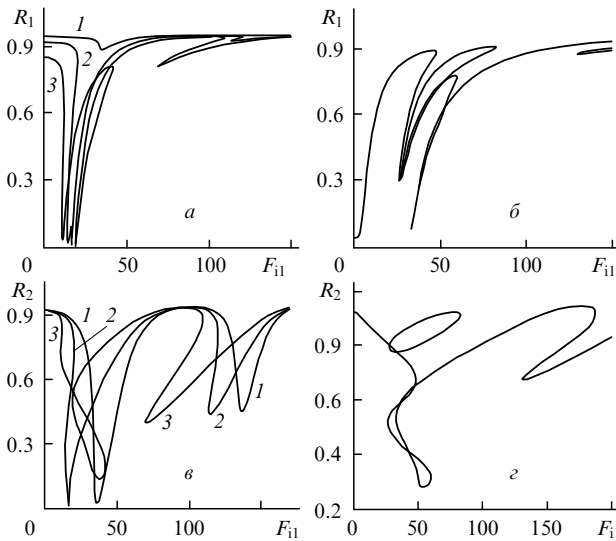


Рис. 1. Зависимости коэффициентов отражения  $R_1$  (а, б) и  $R_2$  (в, г) от амплитуды поля падающего излучения  $F_{i1}$  при  $\varepsilon'_1 = -15$ ,  $\varepsilon''_1 = 1.5$ ,  $\varepsilon'_2 = -10$ ,  $\varepsilon''_2 = 1.5$ ,  $s = 1.1$ ,  $\delta = -15$  и амплитудах поля падающего излучения  $F_{i2} = 10$  (1), 20 (2), 30 (3) (а, в) и 50 (б, г).

Из рис. 1 видны характерные особенности поведения этих кривых. Функция  $R_1(F_{i1})$  при разных  $F_{i2} = \text{const}$  имеет различные координаты при  $F_{i1} = 0$  (рис. 1, а), тогда как функции  $R_2(F_{i1})$  (рис. 1, в) при  $F_{i1} = 0$  имеют одно и то же значение. Это обусловлено тем, что при  $F_{i1} > 0$  диэлектрическая функция  $\varepsilon_1$  определяется амплитудой поля  $F_2$ , которая отлична от нуля, тогда как  $F_1$  практически равно нулю и, следовательно,  $\varepsilon_2 = \text{const}$ . Коэффициент отражения  $R_2$  в этом случае выражается формулой (12). Приближенно квадрат амплитуды поля  $F_2$  в среде у торца кристалла равен  $(1 - R_2)|F_{i2}|^2$ . Тогда коэффициент отражения  $R_1$  торца кристалла можно представить в виде

$$R_1 = [(N_1 - 1)^2 + Q_1^2] [(N_1 + 1)^2 + Q_1^2]^{-1},$$

где

$$N_1 = \left( \frac{\tilde{\rho}_1 + \tilde{\varepsilon}'_1}{2} \right)^{1/2}; \quad Q_1 = \left( \frac{\tilde{\rho}_1 - \tilde{\varepsilon}'_1}{2} \right)^{1/2};$$

$$\tilde{\rho}_1 = [(\tilde{\varepsilon}'_1)^2 + (\tilde{\varepsilon}''_1)^2]^{1/2};$$

$$\tilde{\varepsilon}'_1 = \varepsilon'_1 - \frac{\delta(1 - R_2)|F_{i2}|^2}{\delta^2 + 1}; \quad \tilde{\varepsilon}''_1 = \varepsilon''_1 + \frac{\delta(1 - R_2)|F_{i2}|^2}{\delta^2 + 1}.$$

Таким образом, при  $F_{i1} \rightarrow 0$  коэффициент отражения  $R_2$  является постоянным, а  $R_1$  зависит от амплитуды падающей волны  $F_{i2}$  и расстройки резонанса  $\delta$ . При малых  $F_{i2}$  ( $F_{i2} = 10$ ) функция  $R_1(F_{i1})$  проявляет особенности в виде слабого провала (рис. 1, а, кривая 1). С ростом  $F_{i2}$  ( $F_{i2} = 20$ ) график функции  $R_1(F_{i1})$  существенно изменяется – возникают две петли мультистабильности (рис. 1, а, кривая 2).

Далее с ростом  $F_{i2}$  ( $F_{i2} = 30$ ) эта структура еще более усложняется – число петель мультистабильности увеличивается, более того, в области первой петли появляется дополнительная структура в виде самопересечения кривой  $R_1(F_{i1})$  (рис. 1, а, кривая 3). В этой области  $F_{i1}$  при циклическом изменении  $F_{i1}$  возникает сложное гистерезисное поведение функции  $R_1(F_{i1})$ , причем скачки этой функции фактически имеют место только при уменьшении  $F_{i1}$ , тогда как при увеличении  $F_{i1}$  скачки  $R_1$  практически отсутствуют. В области второй (и далее) петли скачки  $R_1(F_{i1})$  при циклическом изменении  $F_{i1}$  являются такими же, как и у мультистабильной кривой отражения традиционного резонатора Фабри – Перо [1–3].

Качественно новое дополнительное усложнение в поведении функции  $R_1(F_{i1})$  возникает при  $F_{i2} = 50$ : в области первой петли образуется овал сложной формы, который отрывается от основной, мультистабильной кривой (рис. 1, б). С дальнейшим увеличением  $F_{i2}$  область существования этого овала быстро уменьшается и затем он исчезает, однако при других значениях  $F_{i2}$  возникает новый овал либо сразу несколько овалов, которые затем уменьшаются в размерах и постепенно, один за другим, исчезают, уступая место другим овалам. Последовательно образующиеся овалы располагаются в окрестности петель все более высокого порядка.

Что касается зависимостей  $R_2(F_{i1})$  (рис. 1, в и г), то видно, что они также характеризуются все более усложняющейся по мере увеличения  $F_{i2}$  структурой, возникновением петель мультистабильности, самопересечений петель и образованием одного или нескольких овалов.

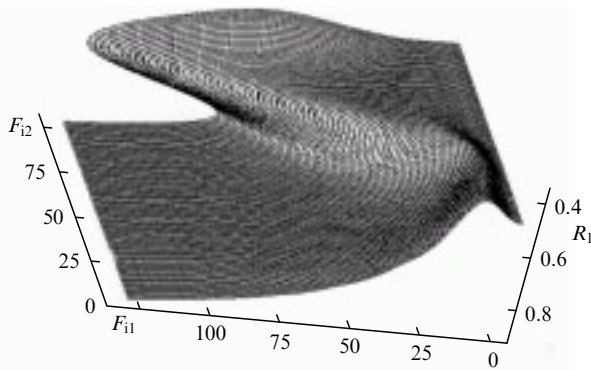


Рис.2. Зависимость коэффициента отражения  $R_1$  от амплитуд полей падающего излучения  $F_{11}$  и  $F_{12}$  при  $\epsilon'_1 = 1, \epsilon''_1 = 15, \epsilon'_2 = -2, \epsilon''_2 = 1, \delta = -15, s = 1.1$ .

Возникновение независимых овалообразных кривых наряду с мультистабильной кривой зависимости  $R_1(F_{11})$  и  $R_2(F_{11})$  при  $F_{12} = \text{const}$  имеет простое физическое истолкование. В пространстве  $F_{11}, F_{12}$  функции  $R_1(F_{11}, F_{12})$  и  $R_2(F_{11}, F_{12})$  представляют собой сложные многозначные поверхности, которые характеризуются появлением острых роогообразных структур. Роогообразные отростки располагаются в тех областях  $F_{11}$  и  $F_{12}$ , где традиционные (плоские) мультистабильные кривые имеют петли многозначности. В пространственной версии мультистабильного отражения эти петли преобразуются в роогообразные отростки. Сечения такой поверхности при различных  $F_{12} = \text{const}$  дают не только мультистабильные участки, но и участки роогообразных отростков, которые и отображаются в виде овалов, с ростом  $F_{12}$  постепенно отрывающихся от достаточно сложных профилей мультистабильных кривых.

На рис.2 представлена поверхность зависимости коэффициента отражения  $R_1$  от амплитуд падающих полей  $F_{11}$  и  $F_{12}$  в более простом случае. Видно, что поверхность характеризуется областями однозначности и трехзначности. В области трехзначности в сечениях этой поверхности при  $F_{11} = \text{const}$  либо  $F_{12} = \text{const}$  имеются бистабильные участки функций отражения. Если положить  $F_{12} = \text{const}$ , то с увеличением  $F_{11}$  имеет место скачок с нижней ветви гистерезисной кривой  $R_1(F_{11})$  на верхнюю, тогда как при  $F_{11} = \text{const}$  с увеличением  $F_{12}$  скачок происходит с верхней ветви гистерезисной кривой  $R_1(F_{11})$  на нижнюю.

Отметим также, что при  $F_{11} = \text{const}$  скачок с увеличением  $F_{12}$  возникает гораздо раньше, чем скачок по  $F_{11}$  при  $F_{12} = \text{const}$ , что обусловлено параметрами  $\epsilon'_{1,2}, \epsilon''_{1,2}, s$  и  $\delta$ . При принятом выборе параметров отсутствуют роогообразные структуры, хотя в области малых  $F_{11}$  и  $F_{12}$  имеется область крутого изгиба поверхности  $R_1(F_{11}, F_{12})$ .

Описанные особенности поведения коэффициентов отражения торца кристалла в зависимости от интенсивности возбуждения обусловлены перенормировкой энергетического спектра полупроводника при больших интенсивностях возбуждения, что проявляется также в пространственном распределении амплитуд полей  $|F_1|$  и  $|F_2|$  в среде.

На рис.3 представлены зависимости  $|F_1|$  и  $|F_2|$  от координаты. Видно, что в глубине кристалла оба распределения характеризуются наличием экспоненциальных хвостов, которые по мере приближения к торцу преобразуются в неэкспоненциально изменяющиеся функции, осциллирующие на определенных участках простран-

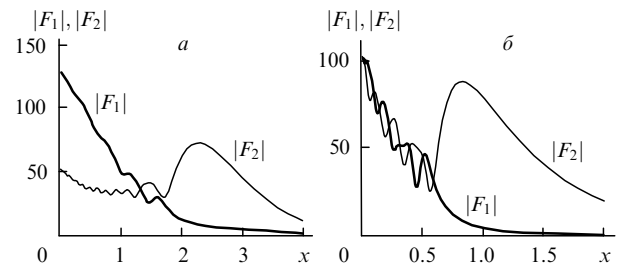


Рис.3. Пространственные распределения амплитуд полей  $|F_1|$  и  $|F_2|$  в среде при  $s = 1.1$  и  $\epsilon'_1 = 1, \epsilon''_1 = 15, \epsilon'_2 = -2, \epsilon''_2 = 1, \delta = -15$  (а) и  $\epsilon'_1 = -2, \epsilon''_1 = 15, \epsilon'_2 = -1, \epsilon''_2 = 17, \delta = -5$  (б).

ва. Экспоненциальные хвосты обусловлены непроницаемостью и поглощением света в среде. При больших амплитудах полей эффект непроницаемости перестает действовать и остается только нелинейное поглощение.

Осцилляционная структура пространственного распределения полей обусловлена действием нелинейной дисперсии. Существенная неоднородность распределения полей в пространстве определяет пространственную неоднородность нелинейных коэффициентов преломления, 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 рассмотренной выше стационарной структуре пространственных профилей полей. Узкий участок с большим градиентом нелинейного показателя преломления и соответствующим ему резким пиком внутреннего коэффициента отражения свидетельствует о возникновении индуцированного полем накачки резонатора Фабри–Перо, отражение от которого и обуславливает мультистабильность. Отсутствие такого резонатора приводит только к однозначной нелинейной функции отражения.

## Заключение

Таким образом, при непосредственном учете самоотражения света, т. е. при учете генерации обратных волн в процессе распространения двух волн накачки, коэффициенты отражения торца полубесконечной среды имеют чрезвычайно сложную зависимость от интенсивности волн накачки. В частности, мы предсказываем возможность существования сложной, многозначной поверхности коэффициента отражения  $R_{1,2}$  в пространстве  $F_{11}, F_{12}$ ,  $R_{1,2}$ , проекции которой при  $F_{12} = \text{const}$  на плоскость  $F_{11}$ ,  $R_{1,2}$  приводят к возникновению замкнутых уединенных овалообразных кривых функции отражения.

В связи с полученными результатами обсудим возможность экспериментального обнаружения изученного явления. В [23] самоотражение в системе двухуровневых атомов было обнаружено путем наблюдения за доплеровским сдвигом частоты самоотраженной волны, обусловленным движением границы раздела между областями с высоким и низким поглощением. Не будучи экспериментаторами, мы, тем не менее, предложим дополнительный способ экспериментального обнаружения указанных явлений и наблюдения нового физического эффекта – двулучеотражения.

Пусть на полубесконечный кристалл нормально падает мощная электромагнитная волна накачки, которая

на некотором расстоянии от торца формирует узкую область с резким градиентом показателя преломления. Под некоторым углом к нормали запустим пучок слабого, зондирующего излучения. При падении на границу раздела этот пучок частично отразится (в точке падения), а частично, преломившись, пройдет в среду. Угол падения можно подобрать таким, чтобы прошедший в среду зондирующий пучок попал на границу раздела областей с высоким и низким поглощением, т. е. в область с резким градиентом показателя преломления, от которой он частично отразится и затем выйдет из кристалла в вакуум на определенном расстоянии от точки падения. Этот продольный сдвиг между падающим и вышедшим из среды пучком может существенно превышать известный сдвиг Гуса–Хэнхена [24], что будет свидетельствовать о его отражении от внутренней области кристалла.

Изменяя интенсивность возбуждения кристалла мощным пучком, можно перемещать внутреннюю границу раздела с резким градиентом показателя преломления, что в свою очередь приведет к изменению продольного смещения вышедшего из среды зондирующего пучка. Поскольку зондирующий пучок «отражается» в двух удаленных друг от друга точках, то данное явление можно назвать двулучеотражением. В зависимости от того, является пик коэффициента внутреннего отражения узким (резким) либо широким (пространственно распределенным в направлении распространения мощного пучка), можно будет наблюдать два отраженных пучка или широкое пространственное распределение отраженного пучка на всей длине продольного смещения.

В [25] было показано, что вероятность двухфотонного поглощения с образованием биэкситона больше вероятности экситонного поглощения при плотности фотонов падающего излучения свыше  $10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Впервые прямая двухфотонная генерация биэкситонов в CuCl наблюдалась в [26] при возбуждении кристалла импульсами лазерного излучения с длительностью 25 пс и пиковой интенсивностью  $1 \text{ ГВт/см}^2$ .

Оценим интенсивность, необходимую для наблюдения самоотражения, по формуле

$$P = \frac{c^2 E}{8\pi} = \frac{c F^2 \gamma}{2(4\pi\mu)^2 \hbar}.$$

Полагая затухание биэкситонного состояния  $\gamma = 10^{10} \text{ с}^{-1}$  и беря  $\mu = 10^{17}$  ед. СГСЭ [22, 25], для нормированного поля  $F = 1$  получаем  $P = 5 \text{ кВт/см}^2$ . Тогда нормированной амплитуде поля накачки, например  $F = 30$ , соответствует интенсивность  $P = 4.5 \text{ МВт/см}^2$ , что вполне достижимо в эксперименте. Интенсивность зондирующего импульса должна быть на 1–2 порядка меньше.

Конкурирующим механизмом при экспериментальном наблюдении самоотражения в случае больших рас-

строек резонанса является экситон-фотонное взаимодействие, которое в настоящей статье не рассматривается. Это означает, что расстройки резонанса должны быть меньше половины энергии связи биэкситона, что для кристалла CuCl составляет 15–20 мэВ. Кроме того, при больших концентрациях биэкситонов в среде необходимо учесть биэкситон-биэкситонное взаимодействие. Однако для кристалла CuCl при радиусе экситона порядка  $7 \text{ \AA}$  (радиусе биэкситона  $14 \text{ \AA}$ ) концентрации, при которых эти взаимодействия становятся актуальными, составляют примерно  $3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ .

1. Гиббс Х. *Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света* (М., Наука, 1988).
2. Хаджи П.И., Шибаршина Г.Д., Ротару А.Х. *Оптическая бистабильность в системе когерентных экситонов и биэкситонов в полупроводниках* (Кишинев, Штиинца, 1988).
3. Chen W., Mills D.L. *Phys. Rev. B*, **35**, 524 (1987); *Phys. Rev. B*, **36**, 6269 (1987).
4. Miller D.A.V. *IEEE J. Quantum Electron.*, **17**, 306 (1981).
5. Бойко Б.Б., Петров Н.С. *Отражение света от усиливающих и нелинейных сред* (Минск, Наука и техника, 1988).
6. Каплан А.Е. *Письма в ЖЭТФ*, **24**, 132 (1976); *ЖЭТФ*, **72**, 1710 (1977).
7. Бутылкин В.С., Каплан А.Е., Хронополо Ю.Г., Якубович Е.И. *Резонансные взаимодействия с веществом* (М., Наука, 1977).
8. Smith P.W., Hermann J.P., Tomlinson W.J., Maloney P.J. *Appl. Phys. Letts*, **35**, 846 (1979).
9. Smith P.W., Tomlinson W.J., Maloney P.J., Hermann J.P. *IEEE J. Quantum Electron.*, **17**, 340 (1981).
10. Розанов Н.Н. *Письма в ЖТФ*, **3**, 583 (1977); **4**, 74 (1978); *Оптика и спектроскопия*, **47**, 606 (1979).
11. Колоколов А.А., Суков А.И. *Изв.вузов.Сер.Радиофизика*, **21**, 1309 (1978); **21**, 1459 (1978).
12. Розанов Н.Н. *Оптическая бистабильность и гистерезис в распределенных нелинейных системах* (М., Наука, 1997).
13. Силин В.П. *ЖЭТФ*, **53**, 1662 (1967).
14. Roso-Franco L. *Phys.Rev.Letts*, **55**, 2149 (1985); *J.Opt.Soc.Amer.B*, **4**, 1878 (1987).
15. Malyshev V., Jarque E.C. *J.Opt.Soc.Amer. B*, **12**, 1868 (1995).
16. Мальшев В.А., Харке Э.К. *Оптика и спектроскопия*, **82**, 630 (1997).
17. Jarque E.C., Malyshev V. *Opt.Comms*, **142**, 66 (1997).
18. Forysiak W., Flesch R.G., Moloney J.V., Wright E.M. *Phys.Rev. Letts*, **76**, 3695 (1996).
19. Хаджи П.И., Ляхомская К.Д. *Квантовая электроника*, **29**, 43 (1999).
20. Ляхомская К. Д., Хаджи П. И., Марков Д.А. *Письма в ЖТФ*, **26**, 18 (2000).
21. Хаджи П.И. *Нелинейные оптические процессы в системе экситонов и биэкситонов в полупроводниках* (Кишинев, Штиинца, 1994).
22. Хаджи П.И. *Кинетика рекомбинационного излучения экситонов и биэкситонов в полупроводниках* (Кишинев, Штиинца, 1977).
23. Schülzgen A., Peyghambarian N., Hughes S. *Phys.Stat.Sol.(b)*, **206**, 125 (1995).
24. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М., Наука, 1973).
25. Hanamura E. *Sol.State Comms*, **12**, 951 (1973); *J.Phys.Soc.Japan*, **39**, 1516 (1975).
26. Gale G.M., Mysyrowicz A. *Phys.Letts A*, **54**, 321 (1975).