

01;07

Особенности отражения торца полубесконечного нелинейного кристалла

© К.Д. Ляхомская, П.И. Хаджи, Д.А. Марков

Приднестровский государственный университет им. Т.Г. Шевченко,
Тирасполь

Поступило в Редакцию 12 ноября 1999 г.

Показано, что вне рамок приближения медленно меняющихся в пространстве огибающих коэффициент отражения торца полубесконечной оптически однородной нелинейной (керровской) среды при определенных соотношениях между параметрами испытывает мультстабильное поведение в зависимости от амплитуды падающего излучения. Представлено физическое истолкование полученных результатов.

Хорошо известно [1–7], что плоскопараллельная пластинка нелинейного полупроводника характеризуется мультстабильными функциями отражения и пропускания, тогда как торец оптически нелинейной однородной полубесконечной среды обладает только однозначной нелинейной функцией отражения либо в лучшем случае бистабильной. Эти результаты были получены (и являются справедливыми) в приближении медленно меняющихся в пространстве огибающих для полей. Физически это обусловлено тем, что в пластинке возникает обратная волна при отражении от заднего торца, которая обуславливает существование обратной связи и нелинейной конструктивной интерференции, приводящей к мультстабильному пропусканию и отражению, тогда как в поглощающей полубесконечной оптически однородной среде в приближении медленно меняющихся огибающих обратная волна не возникает. Однако оказывается, что отход от приближения медленно меняющихся огибающих приводит к возникновению мультстабильной характеристики отражения также и от полубесконечной оптически однородной нелинейной среды. Физически это обусловлено тем, что вне рамок этого приближения удастся учесть отражение на резких градиентах нелинейного показателя преломления в кристалле при больших уровнях возбуждения, которое приводит к появлению обратной волны

и, как следствие, к обратной связи благодаря интерференции прямой и обратной волн.

Ниже представлены основные результаты теоретического исследования нелинейной функции отражения торца полубесконечного оптически однородного и изотропного полупроводника с керровской нелинейностью диэлектрической функции вида

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2 + (-\alpha + i\beta)|E|^2, \quad (1)$$

где ε_1 и ε_2 — действительная и мнимая компоненты фоновой диэлектрической проницаемости, $\alpha + i\beta$ — комплексная керровская поправка, E — амплитуда распространяющейся волны. Обычно в нелинейной осцилляторной модели среды коэффициенты α и β связаны друг с другом через расстройку резонанса $\Delta = \omega - \omega_0$ между частотой ω падающего излучения и частотой ω_0 квантового перехода:

$$\alpha = \alpha_0\delta(\delta^2 + 1)^{-1}, \quad \beta = \alpha_0(\delta^2 + 1)^{-1}, \quad (2)$$

где α_0 — керровская константа, $\delta = \Delta/\gamma$ — нормированная расстройка резонанса, γ — константа затухания. Именно такие выражения для диэлектрической функции получаются при учете процесса двухфотонного возбуждения бикситонов из основного состояния кристалла [8], который, как известно, характеризуется гигантской силой осциллятора.

Предположим, что на плоскую границу раздела вакуум–полупроводник нормально падает электромагнитная волна с амплитудой электрического поля E_i и частотой ω . Часть излучения проникает в среду и распространяется в ней. Нелинейное взаимодействие поля волны со средой приводит к изменению диэлектрической функции кристалла в соответствии с (1). Пространственное распределение поля в среде в стационарном режиме определяется из решения волнового уравнения

$$\frac{d^2E}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \left(\varepsilon_1 + i\varepsilon_2 + (-\alpha + i\beta)|E|^2 \right) E = 0, \quad (3)$$

где c — скорость распространения света в вакууме, z — ось в направлении распространения. В качестве граничных условий в точке $z = 0$ (торец полубесконечного кристалла) используем условия непрерывности тангенциальных компонент электрического и магнитного полей,

которые можно записать в виде [9–12]:

$$E_i + E_r = E \Big|_{z=0}, \quad E_i - E_r = -i \frac{\partial E}{\partial z} \Big|_{z=0}, \quad (4)$$

где E_i и E_r — амплитуды падающего и отраженного полей. Так как кристалл является полубесконечным и в нем имеет место поглощение света, то единственно физическим решением уравнения (3) является решение, для которого $E(z) \rightarrow 0$ при $z \rightarrow \infty$.

В целях простоты дальнейших исследований пронормируем амплитуды полей:

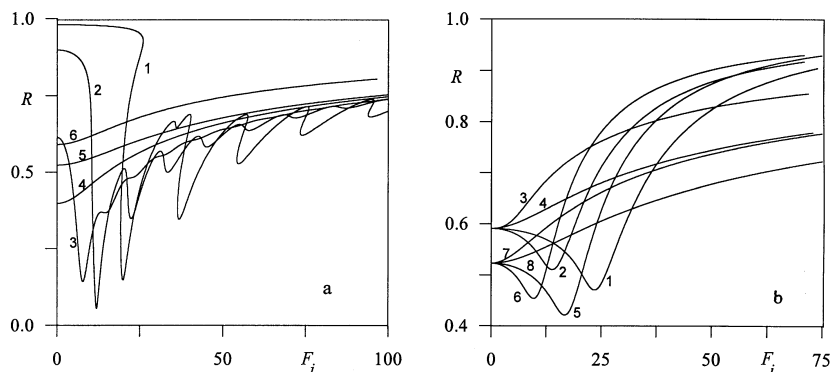
$$F(z) = \frac{E(z)}{\sqrt{\alpha_0}}, \quad F_r = \frac{E_r}{\sqrt{\alpha_0}}, \quad F_i = \frac{E_i}{\sqrt{\alpha_0}}. \quad (5)$$

Получить точные аналитические решения нелинейного уравнения (3) не удастся, поэтому используем численные методы решения. Из (4) следует, что начинать численное интегрирование уравнения (3) с торца невозможно, так как не известна амплитуда отраженной волны E_r . Поэтому поступим следующим образом. Будем считать, что в некоторой точке $z = z_0$ в глубине кристалла нормированная амплитуда поля исчезающе мала, т.е. $|F(z)| \ll 1$. Такая точка всегда существует, так как имеет место поглощение света при его распространении. Тогда нелинейное слагаемое в (3) обращается в нуль и решение уравнения (3) представляет собой только распространяющуюся вперед волну:

$$F(z) = F(z_0) \exp \left[i \sqrt{\varepsilon_1 + i\varepsilon_2} (z - z_0) \right], \quad (6)$$

причем $z = z_0$ — это точка, с которой начинаем интегрирование уравнения (3), двигаясь в обратном направлении. В соответствии с (4) и (6) поле и производная от поля в точке $z = z_0$ известны, и они определяют решение уравнения (3), начиная с точки $z = z_0$, которое при уменьшении z от z_0 до нуля дает пространственное распределение комплексной функции $F(z)$ и значения амплитуд падающего F_i и отраженного F_r полей.

На рисунке представлены графики коэффициента отражения $R = |F_r|^2 / |F_i|^2$ торца кристалла в зависимости от нормированной амплитуды F_i падающего поля при различных значениях параметров ε_1 , ε_2 , δ . Видно, что при $\varepsilon_1 < 0$ и $\delta < 0$ имеет место мультстабильное



Зависимость коэффициента отражения R торца полубесконечного кристалла от нормированной амплитуды F_i падающего излучения при значениях параметров: a — $\delta = -15$, $\varepsilon_2 = 1.5$ и значениях ε_1 , равных: -17 (1), -5 (2), -1 (3), 5 (4), 10 (5) и 15 (6); b — $\varepsilon_2 = 1.5$ и δ и ε_1 , соответственно равных: 15 , 15 (1); 5 , 15 (2); 0 , 15 (3); -5 , 15 (4); 15 , 10 (5); 5 , 10 (6); -15 , 10 (7); -5 , 10 (8).

отражение, тогда как при других выборах параметров ε_1 и δ функция отражения является нелинейной и однозначной. Мультистабильное и бистабильное поведение коэффициента отражения обусловлено тем, что при малых уровнях возбуждения кристалла действительная компонента диэлектрической функции отрицательна, поэтому имеет место практически полное отражение торца (полное непропускание). По мере роста амплитуды падающей волны и амплитуды поля в среде эта компонента диэлектрической функции сначала убывает по величине, затем обращается в нуль, после чего меняет знак, т.е. становится положительной и далее растет по величине. Следовательно, с ростом уровня возбуждения условия непропускания постепенно ослабевают и усиливается пропускание. В этом случае внутри среды возникают резкие пики коэффициента отражения, т.е. оптически однородная нелинейная среда при больших уровнях возбуждения становится оптически неоднородной, что способствует возникновению обратных волн в среде, возникновению обратной связи, которая и ответственна за мультистабильное поведение функции отражения с торца. Однако при еще более высоких уровнях возбуждения, как видно из рисунка b , мультистабильное отражение

исчезает. Это обусловлено тем, что возникшие в среде пики отражения смещаются далеко в глубь среды и обратная волна при распространении сильно ослабляется из-за поглощения, она не доходит до торца кристалла. В этих условиях отсутствует конструктивная нелинейная интерференция прямой и обратной волн. Из рисунка *a* также видно, что уменьшение абсолютного значения ε_1 (при $\varepsilon_1 < 0$) приводит к постепенному исчезновению мультистабильной функции отражения, которая становится однозначной, нелинейной, осциллирующей функцией.

При $\varepsilon_1 < 0$ и $\delta > 0$ функция отражения резко изменяется, она является нелинейной, но однозначной. Это обусловлено тем, что с ростом уровня возбуждения действительная компонента диэлектрической функции все время остается отрицательной, причем растет по абсолютной величине, что соответствует эффекту непропускания. Поле в этом случае проникает в среду на расстояние, меньшее волны света, формируя у торца узкий слой с высоким коэффициентом отражения. Как видно из рисунка *b*, при $\varepsilon_1 > 0$ имеет место только нелинейное однозначное отражение.

Таким образом, мы показали, что при отходе от приближения медленно меняющихся огибающих для поля коэффициент отражения торца полубесконечной керровской среды при определенных условиях может проявлять мультистабильное поведение в зависимости от уровня возбуждения, что обусловлено перенормировкой нелинейных показателя преломления и коэффициента поглощения среды и возникновением в среде областей с резкими градиентами локального коэффициента отражения. Оптически однородная нелинейная среда при больших уровнях возбуждения становится оптически неоднородной, что способствует формированию обратной связи.

Список литературы

- [1] Гиббс Х. Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света. М.: Мир, 1988. С. 518.
- [2] Хаджи П.И., Шибаршина Г.Д., Ротару А.Х. Оптическая бистабильность в системе когерентных экситонов и биэкситонов в полупроводниках. Кишинев: Штиинца, 1988. С. 121.
- [3] Miller D.A.B. // IEEE J. Quant. Electron. 1981. V 17. N 3. P. 306–311.
- [4] Chen W., Mills D.L. // Phys. Rev. 1987. V. 35. N 2. P. 524–532.

- [5] Каплан А.Е. // Письма в ЖЭТФ. 1976. Т. 24. № 3. С. 132–137; Каплан А.Е. // ЖЭТФ. 1977. Т. 72. № 5. С. 1710–1726.
- [6] Бутылкин В.С., Каплан А.Е., Хронополо Ю.Г., Якубович Е.И. Резонансные взаимодействия света с веществом. М.: Наука, 1977. С. 352.
- [7] Бойко Б.Б., Петров Н.С. Отражение света от усиливающих и нелинейных сред. Минск: Наука и техника, 1988. С. 206.
- [8] Хаджи П.И. // Нелинейные оптические процессы в системе экситонов и биэкситонов в полупроводниках. Кишинев: Штиинца, 1985. С. 213.
- [9] Roso-Franco L. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. N 20. P. 2149–2151; Roso-Franco L. // J. Opt. Soc. Am. 1987. V. B4. N 11. P. 1878–1884.
- [10] Malyshev V., Jarque E.C. // J. Opt. Soc. Am. 1995. V. B12. N 10. P. 1868–1877.
- [11] Малышев В.А., Харке Э.К. // Опт. и спектр. 1997. Т. 82. № 4. P. 630–634.
- [12] Jarque E.C., Malyshev V. // Opt. Commun. 1997. V. 142. N 1. P. 66–70.