

Эффект самоотражения в простейшей модели нелинейной среды

© К.Д. Ляхомская, П.И. Хаджи

Приднестровский государственный университет им. Т.Г. Шевченко,
278000 Тирасполь, Молдавия

(Поступило в Редакцию 13 октября 1999 г.)

Изучен эффект самоотражения световой волны в простейшей модели нелинейной, полубесконечной среды. Показано, что при интенсивности падающей волны, большей критической, в среде возникает индуцированный распространяющейся волной резонатор Фабри–Перо. Предсказана гистерезисная зависимость коэффициента отражения и длины резонатора Фабри–Перо от интенсивности падающей волны.

Распространяясь в нелинейно-оптической среде, лазерное излучение может существенно модифицировать условия своего собственного распространения. Недавно был предсказан [1–6] новый нелинейно-оптический эффект — эффект самоотражения, возникающий при распространении лазерного излучения в плотном насыщающемся поглотителе, моделируемом однородной системой двухуровневых атомов. В [1] численными методами были изучены особенности пространственного распределения поля распространяющейся волны, показателя преломления и коэффициента поглощения в среде в зависимости от амплитуды падающего излучения и расстройки резонанса. Показано, что самоотраженная волна возникает в той области полубесконечной среды, где существует резкий градиент нелинейного показателя преломления. В [3] предсказана многозначность коэффициента отражения. Эффект самоотражения впервые был обнаружен экспериментально в кристалле ZnSe [7].

Теория стационарного эффекта самоотражения опирается на решение волнового уравнения, в котором подставляется комплексная нелинейная диэлектрическая функция среды, определяемая из решения материальных уравнений. Авторы [1–6] особо отмечают, что решение нелинейного волнового уравнения в приближении медленно меняющихся огибающих не приводит к эффекту самоотражения. Если изначально предположить, что в поглощающей нелинейной полубесконечной среде распространяются прямая и обратная волны, то в приближении медленно меняющихся огибающих волновое уравнение приводит к интегралу движения для амплитуд этих волн, из которого непосредственно следует, что одна из волн отсутствует. Но поскольку существует накачка, то в среде с необходимостью распространяется прямая волна. Оказывается, что самоотраженную в нелинейной среде (обратную) волну можно получить только при условии отхода от приближения медленно меняющихся огибающих. Однако, как справедливо отмечают авторы [1–6], никакого аналитического решения нелинейного волнового уравнения в этом случае получить невозможно. Это связано не только с принципиальными трудностями, возникающими при решении нелинейного уравнения второго порядка для комплексной амплитуды распространяющегося поля, но также и со сложностью, возникающей при использовании граничных условий на

торце кристалла [1–7]. По этой причине представляет интерес рассмотрение такой нелинейной модели среды, которая бы допускала аналитическое решение задачи и демонстрировала бы условия существования эффекта самоотражения. Простейшей является модель нелинейной среды со скачкообразно изменяющимися оптическими функциями в зависимости от амплитуды поля распространяющейся волны. Эта модель неоднократно использовалась при исследовании свойств светлых и темновых солитонов [8–11], нелинейных поверхностных волн [12,13]. Обоснование этой модели для экситонной области спектра при больших уровнях возбуждения можно найти в [14].

Рассмотрим эффект самоотражения в простейшей модели полубесконечной нелинейной среды, для которой комплексная нелинейная диэлектрическая функция определяется выражением

$$\varepsilon(E) = \begin{cases} \varepsilon'_1 + i\varepsilon''_1, & |E| < E_s (I < I_s), \\ \varepsilon'_2 + i\varepsilon''_2, & |E| > E_s (I > I_s), \end{cases} \quad (1)$$

где $\varepsilon'_i, \varepsilon''_i$ ($i = 1, 2$) — ее действительные и мнимые компоненты; $E_s(I_s)$ — характерное значение амплитуды поля (интенсивности) распространяющейся в среде волны, при котором происходит изменение (переключение) диэлектрической функции от одного значения к другому.

Пусть на плоскую границу раздела вакуум–среда падает нормально монохроматическая электромагнитная волна с амплитудой E_0 и частотой ω . Часть излучения проходит в среду и распространяется в ней в направлении x , а другая часть отражается. Пространственное распределение амплитуды поля $E(x)$ в среде удовлетворяет волновому уравнению

$$\frac{d^2 E}{dx^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(E) E = 0. \quad (2)$$

При амплитудах поля падающей волны $E_0 > E_{0c}$ (интенсивностях $I_0 < I_{0c}$) ($E_{0c}(I_{0c})$ — критическая амплитуда (интенсивность) падающей волны, соответствующая амплитуде $E(z=0) = E_s$ либо интенсивности $I(z=0) = I_s$ в среде) решение уравнения (2) содержит только распространяющуюся вперед волну. Вторая волна распространяющаяся назад (обратная волна), отсутствует из-за того, что в поглощающей полубесконечной

среде поле удовлетворяет условию на бесконечности $E(x \rightarrow \infty) \rightarrow 0$. Из граничных условий сохранения тангенциальных компонент полей при $z = 0$ легко получить также амплитуду отраженной волны. В результате для интенсивностей этих волн при $E_0 < E_{0c}$ получаем следующие выражения:

$$I(z) = t_1^2 I_0 \exp(-2q_1 z), \quad I_r = r_1^2 I_0, \quad (3), (4)$$

где

$$t_1 = \frac{2}{\sqrt{(p_1 + 1)^2 + q_1^2}}, \quad r_1 = \sqrt{\frac{(p_1 - 1)^2 + q_1^2}{(p_1 + 1)^2 + q_1^2}},$$

$$p_1 = a_1 \cos\left(\frac{\alpha_1}{2}\right), \quad q_1 = a_1 \sin\left(\frac{\alpha_1}{2}\right), \quad a_1 = (\varepsilon_1'^2 + \varepsilon_1''^2)^{1/4},$$

$$\alpha_1 = \arctan\left(\frac{\varepsilon_1''}{\varepsilon_1'}\right), \quad z = \frac{\omega}{c} x. \quad (5)$$

Из (3) видно, что интенсивность распространяющейся в среде волны экспоненциально убывает, а действительная и мнимая компоненты поля распространяющейся волны, убывая экспоненциально, осциллируют с пространственной частотой, равной p_1 .

Отметим, что при $0 < I_0 < I_{0c}$ коэффициент отражения R не зависит от интенсивности падающей волны, определяется параметрами ε_1' и ε_1'' и выражается формулой $R = r_1^2$. Отражение торца кристалла является чисто френелевским.

С ростом уровня возбуждения амплитуда поля в среде также растет. При критической интенсивности падающей волны $I_0 = I_{0c}$ на переднем торце кристалла в точке $z = 0$ получаем $I = I_s$. Из этого условия, используя (3), находим критическую интенсивность накачки

$$I_{0c} = I_s t_1^{-2}. \quad (6)$$

Из (6) и (5) следует, что критическая интенсивность I_{0c} определяется только параметрами I_s , ε_1' и ε_1'' .

При интенсивностях падающей волны $I_0 \geq I_{0c}$ в среде возникает область, примыкающая к торцу $z = 0$, в которой интенсивность распространяющейся волны $I \geq I_s$. Следовательно, в этой области диэлектрическая функция $\varepsilon = \varepsilon_2' + i\varepsilon_2''$, тогда как в остальной полубесконечной области по-прежнему $\varepsilon = \varepsilon_1' + i\varepsilon_1''$. По мере увеличения I_0 пространственная протяженность этой области растет: она простирается от $z = 0$ до $z = z_s$, где z_s — точка, в которой интенсивность распространяющейся волны I точно равна I_s . Иначе говоря, в однородной среде возникает домен, прилегающий к торцу кристалла, в котором оптические свойства среды отличаются от оптических свойств остальной части. Граница раздела домена $z = z_s$ изменяется при изменении уровня возбуждения. В области, занимаемой доменом, устанавливается стационарное пространственное распределение полей прямой и обратной волн, тогда как за доменом, в области $z \geq z_s$, существует только прямая волна. С другой стороны, образование такого домена можно интерпретировать

как индуцированное внешней накачкой формирование резонатора Фабри–Перо в торцевой области оптически однородного кристалла, длина z_s которого определяется уровнем возбуждения.

Решая снова уравнение (2) для областей $0 \leq z \leq z_s$ и $z \geq z_s$ с использованием условия сохранения тангенциальных компонент полей в точке $z = z_s$, получаем следующие выражения для пространственного распределения интенсивности поля в среде:

$$I(z) = \frac{I_s}{t_{21}^2} \left\{ \left[\exp(q_2(z_s - z)) + r_{21} \exp(-q_2(z_s - z)) \right]^2 - 4r_{21} \sin^2 \left(p_2(z_s - z) + \frac{\Theta_{21} - \Psi_{21}}{2} \right) \right\}, \quad 0 \leq z \leq z_s, \quad (7)$$

$$I(z) = I_s \exp(-2q_1(z - z_s)), \quad z \geq z_s, \quad (8)$$

для интенсивности отраженной волны

$$I_r = \frac{I_s}{t_1^2 t_{21}^2} \left\{ \left[r_2 \exp(q_2 z_s) - r_{21} \exp(-q_2 z_s) \right]^2 + 4r_2 r_{21} \sin^2 \left(p_2 z_s + \frac{\Theta_{21} - \Theta_2 + \Psi_2 - \Psi_{21}}{2} \right) \right\},$$

$$I_0 \geq I_{0c}, \quad (9)$$

$$I_r = r_1^2 I_0, \quad I_0 \leq I_{0c}, \quad (10)$$

а также трансцендентное уравнение для определения координаты z_s при $I_0 \geq I_{0c}$ в зависимости от уровня возбуждения и параметров среды

$$t_1^2 t_{21}^2 \frac{I_0}{I_s} = \left[\exp(q_2 z_s) - r_2 r_{21} \exp(-q_2 z_s) \right]^2 + 4r_2 r_{21} \sin^2 \left(p_2 z_s + \frac{\Phi_2 + \Phi_{21}}{2} \right), \quad (11)$$

где

$$\Phi_2 = \frac{1}{2}(\Theta_2 - \Psi_2), \quad \Phi_{21} = \frac{1}{2}(\Theta_{21} - \Psi_{21}) \quad (12)$$

— скачки фаз амплитудных коэффициентов отражения ρ_2 и ρ_{21} на противоположных границах раздела сред, а

$$\Theta_2 = \arctan\left(\frac{q_2}{p_2 - 1}\right), \quad \Theta_{21} = \arctan\left(\frac{q_2 - q_1}{p_2 - p_1}\right),$$

$$\Psi_2 = \arctan\left(\frac{q_2}{p_2 + 1}\right), \quad \Psi_{21} = \arctan\left(\frac{q_2 + q_1}{p_2 + p_1}\right),$$

$$p_2 = a_2 \cos\left(\frac{\alpha_2}{2}\right), \quad q_2 = a_2 \sin\left(\frac{\alpha_2}{2}\right),$$

$$a_2 = (\varepsilon_2'^2 + \varepsilon_2''^2)^{1/4}, \quad \alpha_2 = \arctan\left(\frac{\varepsilon_2''}{\varepsilon_2'}\right),$$

$$r_2 = \sqrt{\frac{(p_2 - 1)^2 + q_2^2}{(p_2 + 1)^2 + q_2^2}}, \quad r_{21} = \sqrt{\frac{(p_2 - p_1)^2 + (q_2 - q_1)^2}{(p_2 + p_1)^2 + (q_2 + q_1)^2}},$$

$$t_2 = \frac{2}{\sqrt{(p_2 + 1)^2 + q_2^2}},$$

$$t_{21} = 2\sqrt{\frac{p_2^2 + q_2^2}{(p_2 + p_1)^2 + (q_2 + q_1)^2}}. \quad (13)$$

Выражения (7)–(13) представляют аналитическое решение задачи о самоотражении падающей волны.

Обсудим полученные результаты. На рис. 1 представлена зависимость положения точки z_s (длина индуцированного полем резонатора Фабри–Перо в однородной среде) от интенсивности падающей волны I_0/I_s при $I_0 \geq I_{0c}$. Видно, что в абсорбционном пределе ($\varepsilon''_{1,2} > \varepsilon'_{1,2}$) z_s монотонно растет с ростом I_0 , однако в дисперсионном пределе ($\varepsilon''_{1,2} < \varepsilon'_{1,2}$) рост z_s сопровождается осцилляциями, наличием областей многозначности, т.е. функция $z_s(I_0)$ может быть бистабильной и даже мультитабильной. В условиях мультитабильного поведения функции $z_s(I_0)$ увеличение I_0 сопровождается скачкообразными изменениями z_s при определенных значениях I_0 . Это свидетельствует о радикальной перестройке пространственного распределения поля в среде, а именно об установлении конструктивной либо деструктивной нелинейной интерференции полей

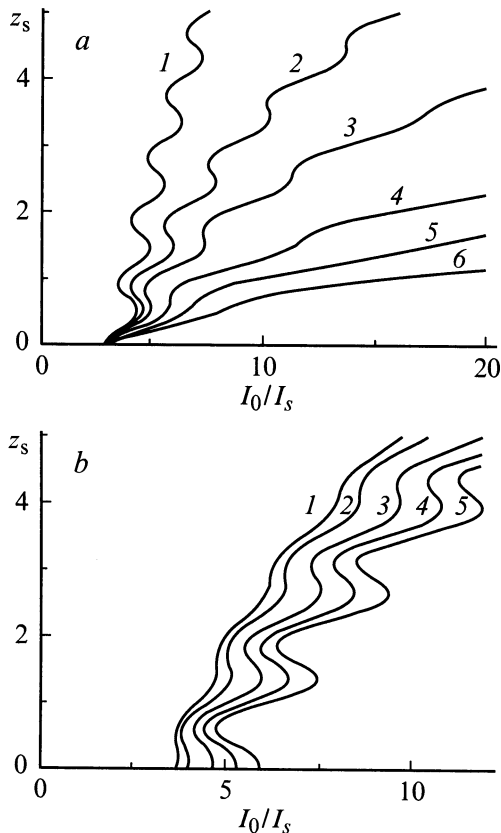


Рис. 1. Зависимость длины z_s индуцированного полем резонатора Фабри–Перо от интенсивности I_0/I_s падающей волны. *a* — $r_1 < r_2$ при $\varepsilon'_1 = 6$, $\varepsilon''_1 = 0.7$, $\varepsilon'_2 = 11$ и $\varepsilon''_2 = 0.5$ (1), 1 (2), 1.5 (3), 2.5 (4), 3.5 (5), 5 (6); *b* — $r_1 > r_2$ при $\varepsilon'_1 = 11$, $\varepsilon''_1 = 0.7$, $\varepsilon''_2 = 0.5$ и $\varepsilon'_2 = 8$ (1), 9 (2), 11 (3), 13 (4), 15 (5).

прямой и обратной волн при переменной длине индуцированного полем резонатора Фабри–Перо. Изменение уровня возбуждения приводит к установлению нового распределения поля в среде, согласованного с новой длиной резонатора. Видно также, что в области малых значений полей (в окрестности критической интенсивности I_{0c}) при фиксированных значениях $\varepsilon'_{1,2}$ и $\varepsilon''_{1,2}$ с ростом поля более ярко выражена мультитабильная структура функции $z_s(I_0)$ и петли гистерезиса более широкие. При больших уровнях возбуждения ($I_0 \gg I_{0c}$) роль абсорбционных эффектов оказывается более значительной, чем роль дисперсии, и поэтому мультитабильное поведение $z_s(I_0)$ постепенно исчезает, т.е. имеет место монотонное увеличение длины резонатора. При уменьшении уровня возбуждения функция $z_s(I_0)$ сначала монотонно убывает, затем возникает скачкообразное ее изменение, однако при других значениях I_0 по сравнению со случаем увеличения I_0 и на конечном участке своего изменения z_s монотонно обращается в нуль при $I_0 = I_{0c}$ (рис. 1, *a*).

На рис. 1 представлены графики $z(s)(I_0)$ для случая $r_1 > r_2$. Видно, что в ряде случаев $z_s(I_0)$ испытывает скачкообразное изменение непосредственно при $I_0 \geq I_{0c}$. Еще более интересным является то обстоятельство, что при уменьшении I_0 последний скачок возникает при $I_0 < I_{0c}$. Это обусловлено тем, что фаза $\Phi_1 + \Phi_2$ коэффициентов отражения практически равна $\pi/2$. В случаях, когда $\Phi_1 + \Phi_2 = \pi/2$, уже при $I_0 = I_{0c}$ имеет место скачкообразное установление резонатора Фабри–Перо конечной длины. Этот эффект ярко просматривается в пределе исчезающе малого поглощения ($\varepsilon''_{1,2} \ll \varepsilon'_{1,2}$). Тогда третье слагаемое в (9) пропорционально выражению $(\varepsilon'_2 - \varepsilon'_1) \sin^2(\sqrt{\varepsilon'_2 z_s})$. В результате оказывается, что при $\varepsilon'_2 > \varepsilon'_1$ скачок фазы при отражении отсутствует, а при $\varepsilon'_2 < \varepsilon'_1$ он равен π , что и приводит к аномальному поведению кривой $z_s(I_0)$ в окрестности $I_0 \cong I_{0c}$. Таким образом, роль фаз коэффициентов отражения в установлении структуры поля и индуцированию границы раздела в среде весьма существенна. При уменьшении I_0 имеет место сначала монотонное уменьшение z_s , которое затем переходит в режим скачкообразного изменения z_s от I_0 , и при $I_0 \leq I_{0c}$ происходит внезапное схлопывание индуцированного полем резонатора Фабри–Перо. Следовательно, при $r_1 > r_2$ рождение резонатора (при увеличении I_0) происходит при критической интенсивности $I_0 = I_{0c}$, а его исчезновение (при уменьшении I_0), как видно из рис. 1, *b*, происходит при $I_0 < I_{0c}$.

Отмеченные особенности поведения зависимости z_s от I_0 , т.е. динамика перемещения границы раздела сред, весьма важны, так как даже на качественном уровне для простейшей модели нелинейной среды видно, что граница раздела может перемещаться в пространстве существенно неравномерно при равномерном изменении уровня возбуждения. В свою очередь экспериментальное наблюдение за движением границы раздела с использованием эффекта Допплера, как это было сделано впервые

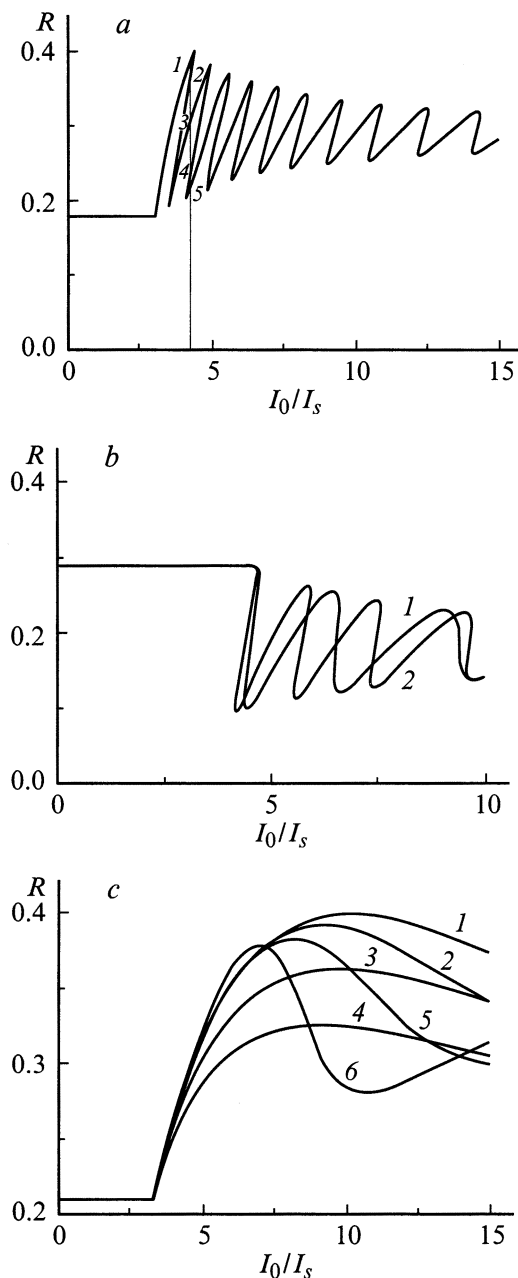


Рис. 2. Зависимость коэффициента отражения R от нормированной интенсивности I_0/I_s падающего излучения. a — $\varepsilon'_1 = 6$, $\varepsilon''_1 = 0.7$, $\varepsilon'_2 = 11$, $\varepsilon''_2 = 0.5$; b — $\varepsilon'_1 = 11$, $\varepsilon'_2 = 6$, $\varepsilon''_1 = 0.7$, $\varepsilon''_2 = 0.5$ (1), 0.7 (2); c — $\varepsilon'_1 = 6$, $\varepsilon''_1 = 3$, ε'_2 и ε''_2 , соответственно равны: 1 — 11, 10; 2 — 9, 10; 3 — 7, 10; 4 — 11, 8; 5 — 11, 6; 6 — 11, 4.

в [7], может дать более детальную информацию о динамике эффекта самоотражения в оптически однородных средах.

Поскольку интенсивность отраженного излучения I_r сложным образом зависит от z_s , то поведение $z_s(I_0)$ непосредственно определяет поведение функции $I_r(I_0)$. На рис. 2 представлены графики зависимости коэф-

фициента отражения $R = I_r/I_0$ от I_0 при различных значениях параметров среды. Видно, что на начальном этапе при $I_0 < I_{0c}$ имеет место линейное (френелевское) отражение с коэффициентом отражения $R = r_1^2$, а при $I_0 > I_{0c}$ отражение становится существенно нелинейным и даже мультистабильным. Мультистабильное поведение функции $R(I_0)$ наиболее ярко выражено в дисперсионном пределе, что полностью коррелирует с многозначностью функции $z_s(I_0)$. При больших уровнях возбуждения функция $R(I_0)$ постепенно сглаживается, мультистабильное поведение постепенно переходит в осцилляционное и в пределе $I_0 \gg I_{0c}$ функция $R(I_0)$ асимптотически приближается к значению $R = r_2^2$. Исчезновение мультистабильности при $I_0 \gg I_{0c}$ обусловлено тем, что граница раздела $z = z_s$ смещается далеко в глубь нелинейной среды, обратная волна в окрестности торца существенно ослаблена и не обеспечивает необходимой конструктивной интерференции между прямой и обратной волнами.

На рис. 2, a представлена зависимость $R(I_0)$ для случая $r_2 > r_1$ в дисперсионном пределе ($\varepsilon''_{1,2} \ll \varepsilon_{1,2}$). Из рис. 2, a видно, что сразу же после критической точки $I_0 = I_{0c}$ коэффициент отражения быстро и непрерывно растет, достигает максимального значения, в 2–3 раза превосходящее r_1^2 либо r_2^2 . Далее с ростом I_0 имеет место мультистабильное изменение коэффициента отражения, причём область пятизначности сменяется областью трехзначности, которая в свою очередь переходит в область однозначного нелинейного (осцилляционного) изменения $R(I_0)$, асимптотически приближаясь к значению $R = r_2^2$ при $I_0 \gg I_{0c}$. Огибающие кривой $R(I_0)$ также приближаются асимптотически к $R = r_2^2$. Заметим, что частота колебаний функции $R(I_0)$ определяется параметром p_2 , тогда как число колебаний ограничивается параметром q_2 . На рис. 2 также видно, что уменьшение параметра ε''_2 при сохранении других параметров постоянно приводит к уменьшению амплитуд осцилляций коэффициента отражения R и к уменьшению предельного значения коэффициента отражения $R = r_2^2$.

На рис. 2, b представлена зависимость $R(I_0)$ при изменении параметра ε''_2 . Видно, что влияние этого параметра является очень существенным: с ростом ε''_2 быстро исчезает мультистабильность и существенно уменьшается число осцилляций. Это обусловлено тем, что увеличение ε''_2 эквивалентно увеличению коэффициента поглощения и параметра q_2 , что в конечном счете связано с резким уменьшением роли обратной волны в явлении нелинейной интерференции. На рис. 2, b даны графики функции $R(I_0)$ для случая $r_1 > r_2$. Видно, что в этом случае сразу же за критической точкой $I_0 = I_{0c}$ возникает скачкообразное уменьшение коэффициента отражения, что эквивалентно образованию индуцированного поля резонатора Фабри–Перо с отличной от нуля длиной z_s .

Рис. 2, c демонстрирует поведение коэффициента отражения $R(I_0)$ в сильно абсорбционном пределе. Функция $R(I_0)$ в этом случае монотонно растет (убывает), не испытывая осцилляций, что обусловлено быстрым ослаблением обратной волны и отсутствием интерференции.

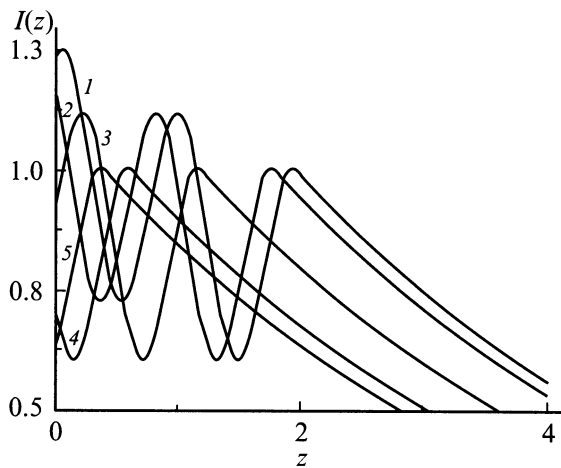


Рис. 3. Профили интенсивности $I(z)$ излучения в среде при $I_0/I_s = 4.24$. Профили относятся к значениям $R = 0.383$ (1), 0.359 (2), 0.3 (3), 0.23 (4), 0.21 (5), представленным на рис. 2, а (1–5).

Неоднозначность коэффициента отражения $R(I_0)$ при одном и том же значении интенсивности падающего излучения I_0 отражается в пространственном распределении интенсивности $I(z)$ распространяющейся волны в среде. Используя (7), (8) и результаты расчета $R(I_0)$ при $I_0/I_s = 4.24$ (рис. 2, а, точки 1–5 в области пятизначности функции $R(I_0)$), легко получить пространственные профили интенсивности $I(z)$ поля в среде (рис. 3). На торце кристалла амплитуды поля в среде и их производные оказываются различными, что в конечном счете и определяет различие коэффициентов отражения при одном и том же значении поля падающей волны. Различными являются также число осцилляций каждого из распределений поля и координаты точки z_s . Таким образом, пространственный профиль поля в среде при $I_0 \geq I_{0c}$ представляет собой экспоненциально убывающую, осциллирующую функцию, причем осцилляции интенсивности существуют в области $0 \leq z \leq z_s$, после которой существует только экспоненциально убывающий хвост пространственного профиля (без осцилляций). Отметим, что решение (7) для пространственного профиля поля является автомодельным. Изменение падающей интенсивности и координаты z_s приводит только к смещению начала координат графика в ту либо другую сторону.

Таким образом, детально рассмотрен эффект самоотражения в простейшей модели нелинейной среды со скачкообразно изменяющейся диэлектрической функцией в зависимости от интенсивности распространяющейся волны. Благодаря предельной простоте модели удалось получить точные аналитические решения задачи и дать физическое истолкование полученным результатам. Показано, что при интенсивности падающей волны, большей критической, в оптически однородной нелинейной среде возникает индуцированный полем резонатор Фабри–Перо, длина которого определяется интенсивно-

стью падающей волны. Предсказано гистерезисное поведение коэффициента отражения торца полубесконечной среды и длины индуцированного полем резонатора Фабри–Перо в зависимости от интенсивности падающей волны. Найдены профили пространственного распределения поля в среде.

Предсказанные особенности эффекта самоотражения световой волны несомненно проявятся при его рассмотрении для более реалистических моделей нелинейных сред, для которых диэлектрическая функция получается из решений материальных уравнений с учетом конкретных квантовых переходов. В этих случаях становится невозможным получение аналитических решений, а особенности эффекта самоотражения еще более усложняются. Участие двух пучков света затрудняет даже качественное объяснение получаемых результатов. По этой причине весьма полезным является полное решение простейшей задачи, имеющей значительный интерпретационный потенциал.

Список литературы

- [1] *Roso-Franco L.* // Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 55. P. 2149–2151. *J. Opt. Soc. Am.* 1987. Vol. B4. P. 1878–1884.
- [2] *Roso-Franco L.* // Pons M. L. *J. Mod. Opt.* 1990. Vol. 37. P. 1645–1653.
- [3] *Malyshev V., Jarque E.C.* // *J. Opt. Soc. Am.* 1995. Vol. B12. P. 1868–1877.
- [4] *Мальшев В.А., Харке Э.К.* // Опт. и спектр. 1997. Т. 82. № 4. С. 630–634.
- [5] *Jarque E.C., Malyshev V.* // *Opt. Commun.* 1997. Vol. 142. P. 66–70.
- [6] *Forysiak W., Flesch R.G., Moloney J.V., Wright E.M.* // Phys. Rev. Lett. 1996. Vol. 76. P. 3695–3698.
- [7] *Schulzgen A., Peyghambarian N., Hughes S.* // Phys. Stat. Sol. (b). 1995. Vol. 206. P. 125–130.
- [8] *Kaplan A.E.* // Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 55. P. 1291–1294. *Kaplan A.E.* // IEEE J. Quantum Electron. 1985. Vol. QE-21. P. 1538–1545.
- [9] *Enns R.H., Rangnekar S.S., Kaplan A.E.* // Phys. Rev. 1987. Vol. A35. P. 466–469. *Enns R.H., Rangnekar S.S., Kaplan A.E.* // Phys. Rev. 1987. Vol. A36. P. 1270–1279.
- [10] *Enns R.H., Rangnekar S.S.* // Opt. Lett. 1987. Vol. 12. P. 108–110. *Enns R.H., Rangnekar S.S.* // IEEE J. Quantum Electron. 1987. Vol. QE-23. P. 1199–1204.
- [11] *Mulder L.J., Enns R.H.* // IEEE J. Quantum Electron. 1989. Vol. QE-23. N 10. P. 2205–2213.
- [12] *Хаджи П.И., Федоров Л.В.* // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 1. С. 110–113.
- [13] *Белецкий Н.Н., Гасан Е.А.* // ФТТ. 1994. Т. 36. Вып. 3. С. 647–651. *Белецкий Н.Н., Гасан Е.А.* // УФЖ. 1993. Т. 38. № 11. С. 1657–1663.
- [14] *Хаджи П.И., Шибаршина Г.Д., Ротару А.Х.* // Оптическая бистабильность в системе экситонов и биэкситонов в полупроводниках. Кишинев: Штиинца, 1988.