

ГИСТЕРЕЗИСНОЕ ОТРАЖЕНИЕ И ПРЕЛОМЛЕНИЕ НА НЕЛИНЕЙНОЙ ГРАНИЦЕ – НОВЫЙ КЛАСС ЭФФЕКТОВ В НЕЛИНЕЙНОЙ ОПТИКЕ

А.Е.Каплан

Предсказывается новый эффект – гистерезисные скачки отражения и преломления сильной волны на границе нелинейной среды. Скачки происходят от режима прохождения волны к полному внутреннему отражению и обратно. В случае малой нелинейности они должны наблюдаться при малой разности диэлектрической проницаемости двух сред и малых углах скольжения.

1. В настоящей работе сообщается о возможности существования новой группы эффектов в нелинейной оптике и электродинамике, состоящих в том, что при падении плоской волны на границу нелинейной среды, изменяя углы падения или интенсивность волны, можно наблюдать гис-

гистерезисные скачки от нелинейного полного внутреннего отражения (ПВО) к режиму прохождения и наоборот. При определенной интенсивности поля может произойти полное просветление границы, не зависящее от угла падения; в этом случае гистерезисные скачки имеют амплитуду от полного отражения к полному прохождению и наоборот.

Гистерезисы обусловлены многозначностью режимов в системе при наличии нелинейности. При $\Delta\epsilon_{\text{нл}} < 0$ многозначным является режим прохождения (два возможных состояния), а при $\Delta\epsilon_{\text{нл}} > 0$ — нелинейное ПВО (до четырех состояний). Эти эффекты не являются следствием определенной формы поперечного сечения пучка света (в отличие от самофокусировки [1] или самоискривления [2]). Поэтому основные результаты можно получить, исследуя случай однородной плоской падающей волны.

2. Рассмотрим падение такой волны с амплитудой E из линейной среды с диэлектрической проницаемостью ϵ_0 под углом скольжения ψ на границу полубесконечной нелинейной среды, имеющей проницаемость $\epsilon_1 = \epsilon_0 + \Delta\epsilon_{\text{л}} + \Delta\epsilon_{\text{нл}}$, где $\Delta\epsilon_{\text{нл}} = \epsilon_2 |E_1|^2$; E_1 — амплитуда поля в нелинейной среде, $\Delta\epsilon_{\text{л}}$ — не зависящая от поля добавка к проницаемости. Для режима прохождения, когда от границы раздела внутрь нелинейной среды уходит также однородная плоская волна¹⁾, под углом прохождения ψ_1 , из формулы Снеллиуса $\cos \psi / \cos \psi_1 = [\epsilon_1 (|E_1|^2) / \epsilon_0]^{1/2}$ при условии

$$|\Delta\epsilon_{\text{л}} + \Delta\epsilon_{\text{нл}}| \ll \epsilon_0; \quad \psi \ll \pi/2, \quad (1)$$

(в силу того, что обычно $|\Delta\epsilon_{\text{нл}}| \ll \epsilon_0$) и с учетом того, что при этом условии для обеих поляризаций падающей волны формулы Френеля совпадают:

$$\frac{E_1}{E} = r \approx \frac{2\psi}{\psi + \psi_1}; \quad r = r - 1 \approx \frac{\psi - \psi_1}{\psi + \psi_1}, \quad (2)$$

(где r — амплитудный коэффициент отражения, p — прохождения), подставляя (2) в формулу Снеллиуса и оставляя в ней члены одного порядка малости, получаем "нелинейную формулу Снеллиуса" для угла прохождения ψ_1

$$(\psi + \psi_1)^2 \left(\psi^2 - \psi_1^2 + \frac{\Delta\epsilon_{\text{л}}}{\epsilon_0} \right) + 4 \frac{\epsilon_2 |E|^2}{\epsilon_0} = 0, \quad (3)$$

или "нелинейную формулу Френеля" для коэффициента отражения r

$$4r\psi^2 + \frac{\Delta\epsilon_{\text{л}}}{\epsilon_0} (1+r)^2 + \frac{\epsilon_2 |E|^2}{\epsilon_0} (1+r)^4 = 0, \quad (4)$$

которые справедливы для произвольной поляризации падающего поля.

¹⁾ В случае падения плоской однородной волны других режимов, кроме прохождения и ПВО, в системе быть не может, что является следствием закона сохранения импульса поля, обобщенного на нелинейные среды в [3].

3. При отрицательной нелинейности ($\epsilon_2 < 0$) на рис. 1 в соответствии с (4) приведены, в частности, кривые $r(\psi)$ и $r(E^2)$ в простейшем случае $\Delta\epsilon_L = 0$, когда граница полностью прозрачна для слабого поля (т. е. в линейном режиме $r \equiv 0$ при любом ψ — рис. 1, а, прямая 1). В нелинейном режиме появляются гистерезисные скачки из режима прохождения (кривые 2) в режим ПВО (прямые 3) и обратно. Кривые для ψ_1 могут быть построены с помощью формулы (2), откуда $\psi_1 = \psi(1-r)/(1+r)$.

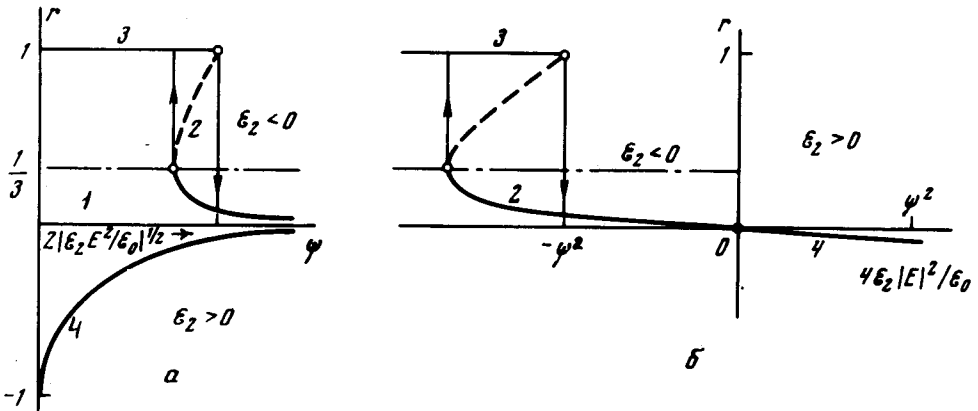


Рис. 1. Зависимость амплитудного коэффициента отражения r от угла скольжения ψ при фиксированной интенсивности падающего поля $|E|^2$ (а) и от $|E|^2$ при фиксированном ψ (б) в случае $\Delta\epsilon_L = 0$ (прямая 1 на рис. 1, а, $r \equiv 0$, соответствует полной прозрачности в линейном случае, кривые 2 — прохождению при $\epsilon_2 < 0$, 3 — режиму ПВО при $\epsilon_2 < 0$, 4 — прохождению при $\epsilon_2 > 0$). Пунктиром везде обозначены неустойчивые ветви, стрелками — направления скачков при гистерезисах.

В общем случае, как видно из (3), (4), кривая режима прохождения подходит к ПВО (т. е. $r \rightarrow 1$; $\psi_1 \rightarrow 0$) или при $\psi = 0$, или при $\psi = \psi_{\text{пр}}$, где

$$\epsilon_0 \psi_{\text{пр}}^2 + \Delta\epsilon_L + 4\epsilon_2 |E|^2 = 0. \quad (5)$$

В случае $\epsilon_2 < 0$ угол $\psi_{\text{пр}}$ является также максимально возможным углом ПВО $\psi_{\text{пр}} = \psi_{\text{ПВО}}$, где происходит скачок от ПВО к прохождению. При $\Delta\epsilon_L = 0$ $\psi_{\text{пр}} = 2|E| |\epsilon_2/\epsilon_0|^{1/2}$, а обратный скачок происходит при $\psi =$

$$= \psi_{\text{кр}} = \frac{4}{3\sqrt{3}} \psi_{\text{пр}}, \text{ при этом } \psi_1 = \frac{1}{2} \psi_{\text{кр}}; r = 1/3. \text{ Для кристалла } \text{CdS}_{0,1}\text{Se}_{0,9},$$

например, $n_2 = (\epsilon_2/2\sqrt{\epsilon_0}) \approx -1,1 \cdot 10^{-10} \text{ CGSE [4]}$, в поле $E \sim 10^6 \text{ в/см}$ при $\sqrt{\epsilon_0} \sim 1,5$ получаем $\psi_{\text{пр}} \approx 4,6^\circ$; $\psi_{\text{кр}} \approx 3,5^\circ$.

При $\epsilon_2 < 0$ гистерезисы появляются при любом знаке линейной расстройке. Если $\Delta\epsilon_L > 0$, то в достаточно сильных полях ($|\epsilon_2 E^2| > \Delta\epsilon_L$, что при $\Delta\epsilon_L \sim 10^{-3}$ и $n_2 \sim 10^{-10}$ дает $E > 0,8 \cdot 10^6 \text{ в/см}$) зависимость $r(\psi)$ имеет две гистерезисные петли. При условии $|\epsilon_2 E^2| = \Delta\epsilon_L$, т. е. при точной компенсации линейной и нелинейной расстройек, $\Delta\epsilon_L = -\Delta\epsilon_{\text{нл}}$,

происходит полное просветление системы¹⁾ ($r = 0$ рис. 2, точка $|\epsilon_2 E^2| = \Delta\epsilon_{\text{Л}}$ на кривых 1 и 2) при всех углах $\psi > \psi_0 = (\Delta\epsilon_{\text{Л}}/\epsilon_0)^{1/2}$ (что при $\Delta\epsilon_{\text{Л}} \sim 10^{-3}$ составляет $\psi_0 \sim 1,2^\circ$). Поэтому при изменении ψ происходят скачки от $r = 0$ к $r = 1$ и обратно. Такие же скачки имеют место и при изменении E^2 (если зафиксирован угол $\psi = \psi_0$) — от ПВО к прохождению — при $|\epsilon_2 E^2| = 3/8 \Delta\epsilon_{\text{Л}}$, а обратно — при $|\epsilon_2 E^2| = \Delta\epsilon_{\text{Л}}$ (рис. 2, кривая 2). Зависимость $r(E^2)$ всегда имеет одну петлю гистерезиса. Гистерезисы прохождения при $\epsilon_2 < 0$ и $\Delta\epsilon_{\text{Л}} < 0$ показаны на рис. 3, кривые 2.

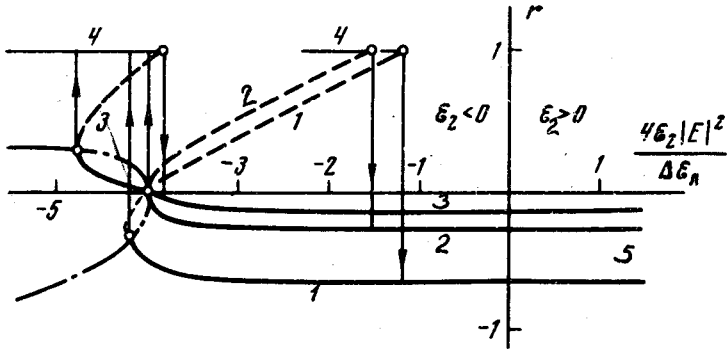


Рис. 2. Зависимость отражения r от интенсивности $|E|^2$ при различных углах ψ в случае, $\Delta\epsilon_{\text{Л}} > 0$. Левая часть графика соответствует $\epsilon_2 < 0$ (кривая 1 — прохождение при $\psi < \psi_0 \equiv (\Delta\epsilon_{\text{Л}}/\epsilon_0)^{1/2}$, 2 — при $\psi = \psi_0$, 3 — при $\psi > \psi_0$, 4 — режим ПВО), правая $\epsilon_2 > 0$ (кривые 5 — прохождение при тех же углах, что и на кривых 1–3)

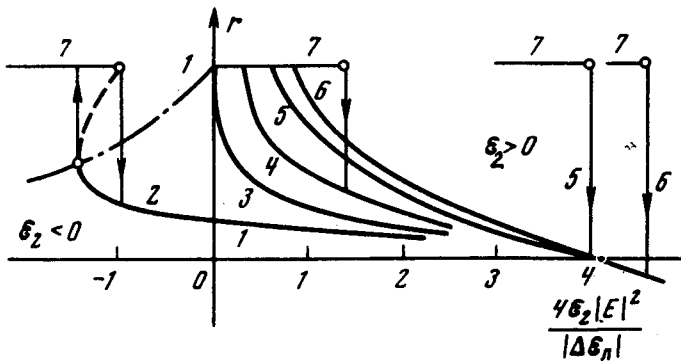


Рис. 3. Зависимость отражения r от $|E|^2$ при различных углах ψ в случае, $\Delta\epsilon_{\text{Л}} < 0$. Слева $\epsilon_2 < 0$ (кривая 2 — прохождение при $\psi > \psi_0 \equiv (|\Delta\epsilon_{\text{Л}}|/\epsilon_0)^{1/2}$, 7 — режиму ПВО), правая — $\epsilon_2 > 0$ (кривая 1 — прохождение при $\psi > \psi_0$, 3 — при $\psi = \psi_0$, 4 — при $1 > \psi/\psi_0 > 1/2\sqrt{2}$, 5 — при $\psi = \psi_0/2\sqrt{2}$, 6 — при $\psi < \psi_0/2\sqrt{2}$ и 7 — ПВО)

¹⁾ Это явление не является нелинейным аналогом брестеровского просветления, поскольку оно происходит при любом угле ψ и не зависит от поляризации.

Режиму ПВО ($|r| = 1$) в случае $\epsilon_2 < 0$ при $\psi < \psi_{\text{ПВО}}$ соответствует приповерхностная нелинейная волна с однозначно определяемым профилем, которая при достаточном удалении от границы экспоненциально спадает к нулю при $\psi^2 < -\Delta\epsilon_L/\epsilon_0$ и к постоянной величине $|E_{1\infty}| = \left[\left(\psi^2 + \frac{\Delta\epsilon_L}{\epsilon_0} \right) \frac{\epsilon_0}{|\epsilon_2|} \right]^{1/2}$, не зависящей от амплитуды падающего поля E , — при $\psi_{\text{ПВО}}^2 > \psi^2 > -\Delta\epsilon_L/\epsilon_0$.

4. При положительной нелинейности ($\epsilon_2 > 0$) режим прохождения также сильно изменяется в области малых ψ (кривая 4 на рис. 1, а при $\Delta\epsilon_L = 0$ и кривая 5 — на рис. 2 — при $\Delta\epsilon_L > 0$). Однако теперь гистерезисы расположены лишь в области отрицательных линейных расстройок, $\Delta\epsilon_L < 0$ (рис. 3, кривые 1 и 3 — 7).

При $\epsilon_2 > 0$ гистерезисы обусловлены неоднозначностью режима ПВО. Здесь скачки ψ_1 и r есть только при переходе от ПВО к прохождению; при обратном переходе происходит лишь скачок фазы отражения. Решая нелинейное волновое уравнение для приповерхностной волны, можно получить, что срыв из ПВО в режим прохождения происходит при

$$\psi = \psi_{\text{ПВО}_1} = [(|\Delta\epsilon_L| - 2\epsilon_2 E^2) / \epsilon_0]^{1/2}, \quad \text{если } \epsilon_2 E^2 < \frac{1}{4} |\Delta\epsilon_L|, \quad (6)$$

$$\psi = \psi_{\text{ПВО}_2} = \frac{1}{2} |\Delta\epsilon_L / E| (2\epsilon_2 \epsilon_0)^{-1/2}, \quad \text{если } \epsilon_2 E^2 > \frac{1}{4} |\Delta\epsilon_L|.$$

Сравнение с (5) показывает, что при $\epsilon_2 > 0$ всегда $\psi_{\text{ПВО}} > \psi_{\text{пр}}$ в отличие от $\epsilon_2 < 0$, где $\psi_{\text{ПВО}} = \psi_{\text{пр}}$. Профиль волны в нелинейной среде при $\epsilon_2 > 0$ имеет вид

$$|E_1(z)| = \gamma (2\epsilon_0 / \epsilon_2)^{1/2} / \text{ch}(k_0 \gamma z + C); \quad \gamma = \left(\frac{|\Delta\epsilon_L|}{\epsilon_0} - \psi^2 \right)^{1/2}; \quad (7)$$

$$k_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0} / c,$$

где z — координата, нормальная к границе, а C определяется из граничных условий, и может иметь от одного значения (при $\psi = \psi_{\text{ПВО}_1}$ $C = 0$) до четырех (при $\psi_{\text{ПВО}_1}^2 < \psi^2 < \psi_{\text{ПВО}_2}^2 < |\Delta\epsilon_L|/2\epsilon_0$). Неустойчивы те из решений (7), которые имеют максимум внутри нелинейной среды. При $\epsilon_2 > 0$ и $\Delta\epsilon_L < 0$ также существует поле, в котором $\Delta\epsilon_L = -\Delta\epsilon_{\text{нл}}$ (т. е. $E_0 = |\Delta\epsilon_L/\epsilon_2|^{1/2}$) и наступает полное просветление системы при всех углах (точка пересечения кривых 1, 3 — 6 при $E^2 = E_0^2$ на рис. 3). Здесь скачок от ПВО к прохождению (от $r = 1$ к $r = 0$) происходит при $\psi_{\text{ПВО}_2} = \frac{1}{2} |\Delta\epsilon_L/2\epsilon_0|^{1/2}$. Для CS_2 , где $n_2 = 9 \cdot 10^{-12}$ CGSE, при $\Delta\epsilon_L \sim -10^{-3}$ имеем $E_0 \sim 1,8 \cdot 10^6$ в/см, при этом $\psi_{\text{ПВО}} \approx 0,54^\circ$.

5. Если граница облучается пучком света, ограниченным в поперечнике, его пороговую мощность $P_{\text{пор}}$ можно оценить, исходя из условия, что угловая дифракция пучка на длине его взаимодействия с границей должна быть меньше, чем разность между углами гистерезисных скач

ков, что при $\Delta\epsilon_{\text{д}} = 0$; $\epsilon_2 < 0$ дает

$$P_{\text{пор}} \approx \frac{27}{11} (c\sqrt{\epsilon_0}/4 |\epsilon_2| k_0^2), \quad (8)$$

которая не зависит от радиуса пучка a . Для $n_2 \sim -1,1 \cdot 10^{-10}$ CGSE и $\lambda \sim 0,7 \text{ мк}$ $P_{\text{пор}} \sim 0,46 \text{ кВт}$, а средний угол вблизи порога нужно выбирать порядка $\psi \sim (k_0 a)^{-1}$.

6. Рассмотренные эффекты могут быть широко использованы для исследования нелинейных свойств вещества и в лазерной технике. 1) С их помощью можно измерять коэффициенты нелинейности ϵ_2 (или, наоборот, интенсивность поля) с большой точностью, фиксируя скачки, например, на осциллограммах импульсов. 2) Гистерезисная оптическая ячейка представляет собой, по существу, оптический триггер. При увеличении интенсивности света в определенных условиях (п. п. 3, 4) триггер в момент скачка переключается от $r = 0$ к $r = 1$ и может, поэтому, служить идеальным затвором в лазере при генерации гигантских импульсов (a — при самой генерации, когда уже $r = 1$, он практически не поглощает энергию, b — он нерезонансен и, кроме того, обладает большим быстродействием, ограничиваемым лишь релаксацией нелинейности, v — переключающая интенсивность света регулируется просто выбором угла падения луча или величиной $\Delta\epsilon_{\text{д}}$). 3) В отличие от других эффектов самовоздействия здесь в режиме ПВО поле заходит в нелинейное вещество на малую толщину $h \sim (\lambda/2\pi)(\Delta\epsilon_{\text{д}} | - \epsilon_0 \psi^2)^{-1/2}$ (7) (при $\lambda \sim 1 \text{ мкм}$ и $\Delta\epsilon_{\text{д}} \sim 10^{-3}$ $h_{\text{min}} \sim 5 \text{ мкм}$), что дает возможность исследовать нелинейность в веществах с сильным поглощением (например, в некоторых полупроводниках вблизи края полосы поглощения; это позволило бы наблюдать нелинейные эффекты при малых мощностях). 4) По той же причине можно изучать релаксацию и быстрые осцилляции поляризации и населенности в двухуровневой системе [5] на малой толщине вещества (т.е. в заданном поле) при воздействии короткого сильного импульса, резонансного к переходу. 5) Рассмотренные эффекты, возможно, позволили бы реализовать разновидность нелинейной спектроскопии, аналогичной линейной спектроскопии внутреннего отражения [6] и обладающую ее основными достоинствами.

Выражаю благодарность Б.Я.Зельдовичу, Н.Ф.Пилипецкому и В.Б.Сандомирскому за обсуждение результатов работы.

Институт истории естествознания
и техники

Академии наук СССР

Литература

Поступила в редакцию
7 июня 1976 г.

- [1] Г.А.Аскарьян. ЖЭТФ, 42, 1567, 1962.
- [2] А.Е.Каплан. Письма в ЖЭТФ, 9, 58, 1969.
- [3] Б.Я.Зельдович. Кр. сообщения по физике ФИАН СССР, №5, 20, 1970.
- [4] А.А.Борщ, М.С.Бродин, И.И.Крупа. ЖЭТФ, 70, 1805, 1976.
- [5] А.Е.Каплан. ЖЭТФ, 65, 1416, 1973; ЖЭТФ, 68, 823, 1975. "Квантовая электроника", 3, 1342, 1976.
- [6] Н.Харрик. "Спектроскопия внутреннего отражения", М., изд. Мир, 1970.