

05:07:12

Поверхностные световые волны на границе фоторефрактивного кристалла с диффузионно-дрейфовым механизмом нелинейности

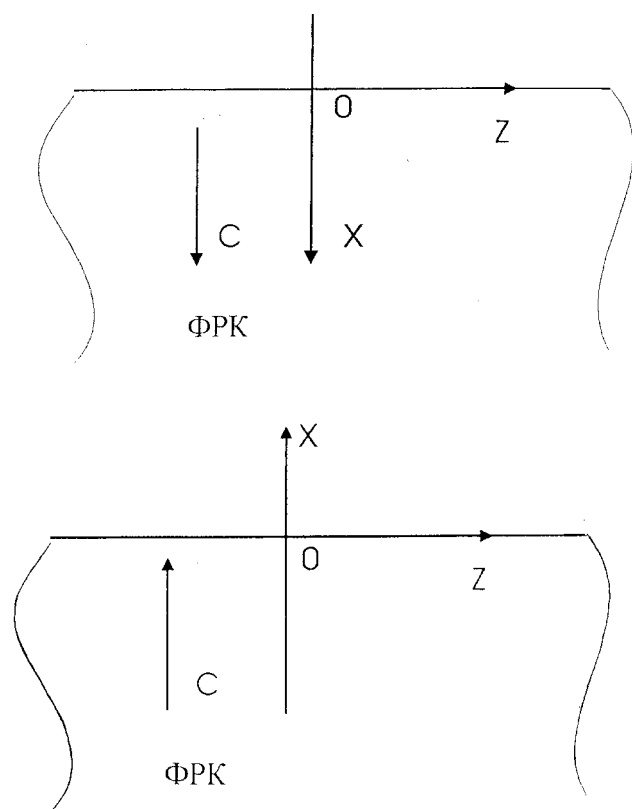
© В.Н. Белый, Н.А. Хило

Отдел оптических проблем информатики АН Беларуси, Минск

Поступило в Редакцию 15 января 1997 г.

Установлены все возможные типы поверхностных световых волн, существующих на границе фоторефрактивного одноосного кристалла с диффузионно-дрейфовым механизмом нелинейности. Показано, что изменением величины и направления внешнего электрического поля E_0 можно управлять как параметрами, так и видом поверхностных волн. В частном случае отсутствия поля E_0 (диффузионный механизм нелинейности) найденное общее решение совпадает с решением, полученным в работе [5].

Недавно было показано, что в фоторефрактивных кристаллах с нелокальным нелинейным откликом возможно существование бездифракционных световых пучков, или пространственных солитонов [1,2]. Исследование пространственных солитонов в фоторефрактивных кристаллах важно как для выяснения механизмов фоторефрактивного отклика, так и в практическом отношении для разработки оптических схем обработки информации. При этом представляет интерес как случай объемных фоторефрактивных сред, так и учет влияния пространственного ограничения кристалла на фоторефрактивный отклик и эффекты бездифракционного распространения света. Влияние пространственного ограничения кристалла на распространение света связывается, как и в линейной кристаллооптике, в первую очередь с возможностью существования нового типа возмущений — поверхностных волн. Следует отметить, что решение уравнений Максвелла в виде поверхностных волн должно следовать из общего солитонного решения включением и областей расходимости последнего. При этом реально расходимость амплитуды светового поля устраняется за счет ограничения кристалла. Данный подход мы будем использовать в настоящей работе, основываясь на



Ориентация направления оптической оси c относительно границы фоторефрактивного кристалла: a — ось направлена от границы внутрь фоторефрактивного кристалла, b — ось направлена к границе.

ранее найденном решении [3] для пространственного солитона в неограниченном фоторефрактивном кристалле с диффузионно-дрейфовым механизмом нелинейности.

Рассмотрим геометрию распространения, представленную на рисунке. Одноосный фоторефрактивный кристалл, например стронций барий ниобат (SBN) или титанат бария ($BaTiO_3$), ориентирован оптической осью перпендикулярно границе раздела. Оптическая ось c совпадает

с направлением спонтанной поляризации фоторефрактивного сегнетоэлектрика, а координатная ось X направлена параллельно вектору \mathbf{c} . Поверхностная световая волна распространяется вдоль оси Z и поляризована в плоскости XZ . Решение уравнений Максвелла для X -компоненты амплитуд поля $a(x, z)$ имеет вид [3,4]

$$a(x, z) = \exp[ik_0 \delta n_s z + P_e x] (\operatorname{sech}(P_s x))^D, \quad (1)$$

где

$$P_e = k_0 I_{o1} / (2k_0 I_{11} - 1/2k), \quad D = (1/2k - k_0 I_{11}) / (2k_0 I_{11} - 1/2k),$$

$$P_s = \sqrt{(k_0 I_{o1})^2 + k_0 (\delta n_\nu - \delta n_s) (2k_0 I_{11} - 1/2k) / (1/2k - k_0 I_{11})}, \quad (2)$$

$$\delta n_\nu = I_{00}, \quad k_0 = \omega/c, \quad k = k_0 n,$$

n — показатель преломления. Параметры I_{mn} определяются через функцию нелокального отклика фоторефрактивного кристалла следующим образом:

$$I_{00} = n^3 r E_0 / 2, \quad I_{01} = I_{00} (E_0 / C_p + C_d / E_0),$$

$$I_{11} = -2I_{00} (E_0^2 / C_p^2 + 2C_d / C_p),$$

причем r — эффективный электрооптический коэффициент, $C_p = (q - q') E_p$, $C_d = E_d / (q - q')$, q, q' — поперечные составляющие волновых векторов пар взаимодействующих плоских волн, E_d — диффузионное поле, E_p — диффузионное поле, E_p — предельное поле пространственного заряда, E_0 — напряженность внешнего электрического поля. При этом если поле приложено в положительном направлении оси X (см. рисунок), то $E_0 > 0$ и $I_{00} > 0$, $I_{11} < 0$. Таким образом, изменением величины и направления электрического поля можно управлять пространственным распределением амплитуды (1).

Рассмотрим последовательно возможные случаи существования поверхностных волн в фоторефрактивном кристалле.

1. Пусть выполняется неравенство $D > 0$. Оно возможно при $E_0 < 0$ и $k_0 I_{11} < 1/2k_0 I_{11}$. Тогда из (2) следует, что $\delta n_\nu < 0$, $P_e > 0$ и, таким образом, в геометрии b (см. рисунок) пространственно ограниченное решение будет существовать вне зависимости от поведения функции (1) при $X > 0$. В геометрии a (см. рисунок) для существования поверхностной волны необходимо выполнение условия $P_s D > P_e$, из

которого находим $\delta n_s < 0$, $|\delta n_s| > |\delta n_\nu|$. Так как параметр δn_ν имеет смысл электрооптической поправки к показателю преломления плоской волны, то из полученных неравенств следует, что в рассмотренном частном случае поверхностная волна имеет большую фазовую скорость распространения, чем плоская волна в безграничном кристалле.

2. $D < 0$, $E_0 > 0$. В этом случае $\delta n_\nu > 0$, $P_s < 0$ и пространственное распределение поля имеет вид

$$a(x, z) = \exp[ik_0 \delta n_s z + P_e x] (\operatorname{ch}(P_s x))^{|D|}. \quad (3)$$

Из (3) следует, что существование поверхностной волны здесь возможно в геометрии рисунка, *a*. Для этого необходимо выполнение неравенства $P_s |D| < |P_e|$. Отсюда получаем $\delta n_s < \delta n_\nu$ и, таким образом, величина δn_s может быть как положительной, так и отрицательной. Если при этом $\delta n_s < \delta n_\nu - k_0 I_{01}^2 / (2k_0 |I_{11}| + 1/2k)$, то параметр P_s в (2) становится мнимым. Тогда из (3) находим распределение амплитуды поля поверхностной волны

$$a(x, z) = \exp[ik_0 \delta n_s z + P_e x] (\cos(|P_s| x))^{|D|}. \quad (4)$$

Данное распределение, в отличие от (1), (3), имеет затухающие осцилляции, характерные для поля поверхностных волн или эвансцентного поля линейной кристаллооптики. В частном случае $P_s = 0$ имеет место экспоненциальное затухание амплитуды поля в фоторефрактивном кристалле.

3. $D < 0$, $E_0 < 0$, $1/2k < k_0 I_{11}$. В этом случае распределение поля описывается выражением (3), в котором $P_e > 0$. Следовательно, в геометрии *a* (см. рисунок) поверхностной волны существует, а в геометрии *b* она существует при условии $P_e > P_s |D|$, то при $\delta n_s > \delta n_\nu$. При этом распределение амплитуды дается выражением (3). Далее, при $\delta n_s > \delta n_\nu + k_0 I_{01}^2 / (2k_0 I_{11} - 1/2k)$ параметр P_s в (2) становится мнимым и поле описывается формулой (4). Отличие данного режима от случая (2) ($D < 0$, $E_0 > 0$) состоит в том, что поверхностная волна имеет меньшую скорость распространения, чем плоская волна.

4. $D < 0$, $E_0 < 0$, $1/2k \geq k_0 I_{11}$. В этом случае $P_e < 0$ и существование поверхностной волны возможно в геометрии *a* (см. рисунок) при условии $|P_e| > P_s |D|$. Из (2) находим условие $\delta n_s < \delta n_\nu$ для существования поверхностной волны типа (3). Далее,

при $\delta n_s < \delta n_\nu - k_0 I_{01}^2 / (1/2k - 2k_0 I_{11})$ поверхностная волна относится к осциллирующему типу (4). Определим структуру поля на границе рассмотренной выше области, т.е. при $2k_0 I_{11} = 1/2k$. В этом случае $D = \infty$, а распределение поля имеет вид

$$a(x, z) = \exp[ik_0 \delta n_s z + P_e x], \quad (5)$$

где $P_e = (\delta n_s - \delta n_\nu) / 2I_{01}$. Так как $\delta n_\nu < 0$, $I_{01} > 0$, то поле (5) соответствует поверхностной волне при условии $(\delta n_s + |\delta n_\nu|) < 0$ в геометрии *a* (см. рисунок) и при $(\delta n_s + |\delta n_\nu|) > 0$ в геометрии *b*.

5. Наконец, рассмотрим случай, когда $D = -1$. Он реализуется при отсутствии внешнего электрического поля, т.е. для фоторефрактивного кристалла с диффузионным механизмом нелинейности. Полагая в формулах (1), (2) коэффициент $D = -1$, получаем

$$a(x, z) = \exp[k_0(i\delta n_s z - 2I_{01}x)] \operatorname{ch} \left[2k \left(\sqrt{(k_0 I_{01})^2 + \delta n_s / 2n} \right) x \right]. \quad (6)$$

Существование поверхностной волны здесь возможно в геометрии *a* (см. рисунок), если $0 > (\delta n_s / 2n) > -(k_0 I_{01})^2$. При $(\delta n_s / 2n) < -(k_0 I_{01})^2$ поверхностная волна приобретает осциллирующий характер. Данный частный случай диффузионного механизма фоторефрактивной нелинейности теоретически исследован в [5] и экспериментально в [6].

Таким образом, в фоторефрактивных кристаллах с диффузионно-дрейфовым механизмом нелинейности возможно существование поверхностных волн нескольких типов. Изменением величины, а также направления внешнего электрического поля можно изменять как параметры, так и тип поверхностных волн. Кроме изучения поверхностных волн на одной границе раздела интересно также исследование поверхностных волн в волноводных слоях. В целом же, наряду с пространственными солитонами, поверхностные волны представляют интересный объект исследований как с точки зрения физики, так и возможных практических применений для оптической обработки информации. Важность изучения свойств нелинейных поверхностных волн связана также с решением других интересных проблем, например с бистабильностью при отражении от границ фоторефрактивных кристаллов [7].

Список литературы

- [1] *Crosignani B., Segev M., Englin D., Porto P., Yariv A., Salamo G.* // JOSA. 1993. V. 10B. N 3. P. 446–453.
- [2] *Duree G.C., Shultz Jr.L., Salamo G.J., Segev M., Yariv A., Crosignani B., Porto P., Sharp E.J., Neurgaonkar R.R.* // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 71. N 4. P. 533–536.
- [3] *Белый В.Н., Хило Н.А.* // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. В. 18. С. 40–44.
- [4] *Belyi V.N., Kazak N.S., Pavlenko V.K., Khilo N.A.* // Proc. SPIE. 1996. V. 2800. P. 179–183.
- [5] *Garcia Quirino G.S., Sanchez-Mondragon J.J., Stepanov S.* // Phys. Rev. 1995. V. 51A. N 2. P. 1571–1577.
- [6] *Cronin-Golomb M.* // Opt. Lett. 1995. V. 20. N 20. P. 2075–2077.
- [7] *Daisy R., Fisher B.* // JOBA. 1994. V 11B. N 6. P. 1059–1063.