

01;09
©1995

S-ПОЛЯРИЗОВАННЫЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ В СРЕДАХ С НАСЫЩАЮЩЕЙСЯ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

Л.С.Асланян, В.Б.Пахалов

Существование s -поляризованных нелинейных поверхностных волн (НПВ) было предсказано в [1], а в [2,3] получены теоретические выражения, описывающие такую волну. Привлекательность этих мод заключается в том, что, во-первых, их существование в линейном пределе запрещено граничными условиями, а, во-вторых, волновое уравнение в случае керровской нелинейности допускает точное решение. Достаточно подробный теоретический анализ нелинейных s -поляризованных поверхностных волн имеется в [4,5].

Учитывая большие значения интенсивности ПЭВ, достижимые из-за сильной локализации вблизи границы раздела, становится необходимым учет явления насыщения нелинейности. Впервые этот вопрос исследовался в [6], однако использованная там форма зависимости диэлектрической проницаемости от интенсивности соответствует одноосному приближению [7] и учету насыщения в первом приближении [8].

В настоящей работе мы рассмотрим некоторые вопросы существования s -поляризованных НПВ, когда существен эффект насыщения.

Рассмотрим границу двух полубесконечных сред. Пусть область $z < 0$ занимает среда с диэлектрической проницаемостью ε_1 , а область $z \geq 0$ занимает нелинейный диэлектрик с диэлектрической проницаемостью*

$$\varepsilon(I) = \varepsilon_0 + \delta I^p, \quad (1)$$

где ε_0 — линейная диэлектрическая проницаемость, δ — коэффициент нелинейности, $I = |\mathbf{E}|^2$ — интенсивность света [9]. В частности, $p = 1$ соответствует керровской нелинейности, а $p < 1$ дает модель среды с насыщающейся нелинейностью. Для конкретности здесь мы рассмотрим случай $\delta > 0$. Представим s -поляризованную (ось u координатной

* Такой нелинейностью обладают, например, полупроводники [12,13].

системы) монохроматическую волну, распространяющуюся вдоль оси x в виде

$$E(\xi, \eta) = \mathcal{E}(\xi)e^{in\eta}, \quad (2)$$

где $\xi = \frac{\omega}{c}z$, $\eta = \frac{\omega}{c}x$ — безразмерные координаты; $n = \frac{c}{\omega}k_x$ — эффективный показатель преломления; $\mathcal{E}(\xi)$ — профиль поверхностной волны, удовлетворяющий нелинейному волновому уравнению

$$\frac{d^2 \mathcal{E}(\xi)}{d\xi^2} - (n^2 - \varepsilon_0)\mathcal{E}(\xi) + \delta \mathcal{E}^{2p+1} = 0 \quad (3)$$

и вследствие затухания НПВ — дополнительному требованию

$$\lim_{\xi \rightarrow \pm\infty} \mathcal{E}(\xi) = 0. \quad (3a)$$

Без потери общности можно предположить \mathcal{E} действительной величиной (доказательство смотри в [4]). Умножив (3) на $d\mathcal{E}/d\xi$ и интегрируя, получим следующее уравнение:

$$\frac{d\mathcal{E}}{d\xi} = \pm \sqrt{(n^2 - \varepsilon_0)\mathcal{E}^2 - \frac{\delta}{p+1}\mathcal{E}^{2p+2}}. \quad (3б)$$

Константу интегрирования берем равной нулю из-за (3a). Отметим, что двузначность квадратного корня имеет существенное значение для поведения всей системы. С ней, в частности, связана возможность появления z -поляризованных НПВ. Из (3б) также следует, что

$$\mathcal{E} \leq \mathcal{E}_m = 2p \sqrt{\frac{p+1}{\delta}(n^2 - \varepsilon_0)}, \quad (4)$$

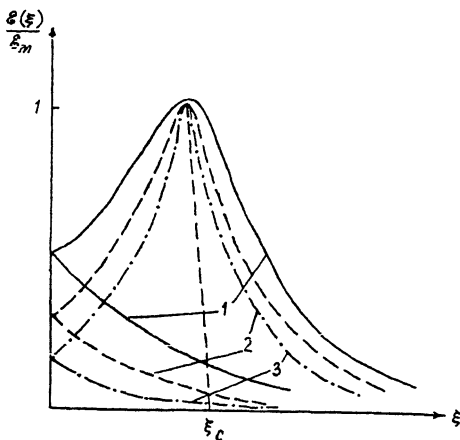
так как для поверхностной волны скорость затухания $d\mathcal{E}/d\xi$ также должна быть действительной величиной.

Так как в уравнении (3б) переменные разделяются, представим ее в виде

$$\frac{d\mathcal{E}}{\mathcal{E} \sqrt{(n^2 - \varepsilon_0) - \frac{\delta}{p+1}\mathcal{E}^{2p}}} = \pm d\xi.$$

После интегрирования и несложных преобразований решение окончательно представим в виде

$$\mathcal{E}(\xi) = \frac{\mathcal{E}_m}{\text{ch}^{1/p} \{p \sqrt{n^2 - \varepsilon_0} (\mp \xi - \xi_c)\}}, \quad (5)$$



Графическое представление решения (5). Кривые с максимумом в ξ_c соответствует знаку "+", а остальные знаку "-". 1 — $p = 0.75$, 2 — $p = 1$, 3 — $p = 2$.

где \mathcal{E}_m — величина максимального поля, которая определена в (4), а константа интегрирования ξ_c определяется из условия

$$\mathcal{E}(\xi = 0) = \mathcal{E}_0 = \frac{\mathcal{E}_m}{\text{ch}^{1/p}\{p\sqrt{n^2 - \varepsilon_0\xi_c}\}}. \quad (6)$$

Для наглядности на рисунке приведены амплитудные профили, соответствующие решению (5). Как видно из рисунка, двум знакам в (5) соответствуют два типа решения (см. также [10]); причем первый тип, соответствующий знаку "+", имеет максимум внутри среды в точке ξ_c , а второй тип (знак "-" в (5)) не имеет максимума. Дальнейший анализ показал, что решение со знаком "-" не удовлетворяет граничным условиям и не приводит к образованию ПВ. Следовательно, существование z -поляризованных ПВ возможно только тогда, когда в одной из граничащих сред максимальное значение амплитуды локализовано не на границе, а внутри среды. Нетрудно убедиться, что это связано с двузначностью квадратного корня (3б) в области $0 < \xi < \infty$ (см. также [11]). Решение уравнения (3б) в линейной среде ($\xi < 0$) хорошо известно [4,5] и представляется в виде

$$\mathcal{E}_1(\xi) = \mathcal{E}_{10} e^{\sqrt{n^2 - \varepsilon_1}\xi}. \quad (7)$$

Непрерывность \mathcal{E} и $d\mathcal{E}/d\xi$ на границе раздела ($\xi = 0$) приводит к дисперсионному соотношению

$$\operatorname{th} p\sqrt{n^2 - \varepsilon_0}\xi_c = \frac{\sqrt{n^2 - \varepsilon_1}}{\sqrt{n^2 - \varepsilon_0}} \quad (8)$$

или же, воспользовавшись определением (6), имеем

$$\varepsilon_0 = \left[\frac{p+1}{\delta} (\varepsilon_1 - \varepsilon_0) \right]^{1/2p}. \quad (9)$$

Обсудим полученное решение. Как следует из (9), для существования s -поляризованных ПВ в рассмотренной геометрии требуется выполнение условия

$$\varepsilon_1 > \varepsilon_0.$$

Кроме того, величина амплитуды возбуждающего поля на границе должна удовлетворять двум жестким условиям (4) и (9), что существенно ограничивает область их существования. По-видимому, это является причиной того, что нелинейные s -поляризованные ПВ до сих пор экспериментально не обнаружены.

Список литературы

- [1] Marcuse D., Smith P.W., Tomlinson W.J. // XI International Quantum Electronics Conference. Boston, 1980.
- [2] Tomlinson W.J. // Opt. Lett. 1980. V. 5. P. 323.
- [3] Maradudin A.A. // Z. Phys. 1981. V. B41. P. 341.
- [4] Stegeman G.I., Seaton C.T., Hetherington III W.M., Boardman A.D., Egan P. // Nonlinear Optics / Ed. C. Flytzanis, J.L. Oudar. Springer, Verlag, 1986.
- [5] Nevell A.C., Moloney J.V. // Nonlinear Optics. Addison-Wesley Publishing Company, 1992.
- [6] Большинский Л.Г., Ломтев А.И. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. В. 6. С. 358.
- [7] Stegeman G.I., Seaton C.T., Ariyasu J., Wallis R.F., Maradudin A.A. // J. Appl. Phys. 1985. V. 58. N 7. P. 2453.
- [8] Азманов С.А., Хохлов Р.В., Сухоручков А.П. // УФН. 1967. Т. 92. № 1. С. 20.
- [9] Snyder A.W., Tran H.T. // Opt. Comm. 1993. V. 98. P. 309.
- [10] Каплан А.Е. // ЖЭТФ. 1977. Т. 72. № 5. С. 1710.
- [11] Хаджу П.И., Федоров Л.В. // ЖТФ. 1991. Т. 61. В. 5. С. 110.
- [12] Chemla D.C., Miller D.A.B., Smith P.W. // Opt. Eng. 1985. V. 24. P. 556.
- [13] Mihalache D., Mazilu D., Lederer F. // Opt. Comm. 1987. V. 59. N 5, 6. P. 391.