01;07;11

Нелинейные поверхностные волны при учете эффекта насыщения

© *Л.В. Федоров, К.Д. Ляхомская*

Приднестровский государственно-корпоративный университет им. Т.Г. Шевченко

Поступило в Редакцию 8 мая 1997 г.

Показано, что нелинейная поверхностная волна для среды с диэлектрической функцией, определяемой выражением

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + (\varepsilon_2 - \varepsilon_1)\mathrm{th}(E^2/E_s^2),$$

где ε_1 и ε_2 — константы, E_s — поле насыщения, характеризуется пороговым значением потока мощности, при которой она может быть возбуждена.

Исследование свойств нелинейных поверхностных волн является актуальной задачей интегральной оптики. Их свойства были изучены для керровских сред, показатель преломления которых содержит квадратичную по полю добавку [1–3]. Однако для некерровских нелинейных сред необходимо получить показатель преломления из первых принципов, используя материальные уравнения. В ряде работ [4,5] изучались свойства нелинейных поверхностных волн с учетом эффекта насыщения, свойственного системе двухуровневых атомов. В работе [6] была использована простая нелинейность, в рамках которой удалось получить точные аналитические решения для структуры поля и закона дисперсии. Эффекты насыщения можно моделировать и другими диэлектрическими функциями.

Нами изучены свойства нелинейных поверхностных волн, распространяющихся вдоль плоской границы рездела двух сред, одна из которых является нелинейной. Диэлектрическая функция нелинейной среды определяется выражением

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + (\varepsilon_2 - \varepsilon_1)\mathrm{th}(E^2/E_s^2), \qquad z \geqslant 0, \tag{1}$$

где ε_1 и ε_2 — константы, E_s — поле насыщения. Функция (1) демонстрирует эффект насыщения, так как изменяется от ε_1 до ε_2 при изменении амплитуды поля от нуля до бесконечности. Считаем, что волна распространяется вдоль оси x и векторы напряженностей электрического и магнитного полей ориентированы так, как показано на вставке к рис. 1. Используя систему уравнений Максвелла, получаем следующие волновые уравнения для линейной и нелинейной сред соответственно:

$$\frac{d^2E}{dz^2} = \chi^2 E, \quad \chi^2 = k^2 - \varepsilon_0 \frac{\omega^2}{c^2}, \quad z \leqslant 0, \tag{2}$$

$$\frac{d^2E}{dz^2} = \left(q^2 - (\varepsilon_2 - \varepsilon_1)\frac{\omega^2}{c^2}\mathrm{th}\,(E^2/E_s^2)\right)E, \; q^2 = k^2 - \varepsilon_1\frac{\omega^2}{c^2}, \; z \geqslant 0. \tag{3}$$

Найдены решения для профилей электрического поля волны в областях $z \geqslant 0$ и $z \leqslant 0$. В нелинейной среде профиль поля имеет максимум и

$$\int\limits_{\frac{E_m}{E_s}}^{\frac{E}{E_s}} \frac{dy}{\sqrt{(n^2 - \varepsilon_1)y^2 - (\varepsilon_2 - \varepsilon_1)\mathrm{lnch}\, y^2}} = k_0 z, \qquad 0 \leqslant z \leqslant z_m, \tag{4}$$

$$\int\limits_{\frac{E_x}{E_s}}^{\frac{E}{E_s}} \frac{dy}{\sqrt{(n^2 - \varepsilon_1)y^2 - (\varepsilon_2 - \varepsilon_1)\mathrm{lnch}\, y^2}} = k_0(z - z_m), \quad z_m \leqslant z \leqslant \infty, \tag{5}$$

где положение максимума профиля z_m выражается формулой

$$\int\limits_{\frac{E_0}{E_s}}^{\frac{E_m}{E_s}} \frac{dy}{\sqrt{(n^2 - \varepsilon_1)y^2 - (\varepsilon_2 - \varepsilon_1)\mathrm{lnch}\, y^2}} = k_0 z_m, \quad k_0 = \frac{\omega}{c}. \tag{6}$$

Здесь E_0 есть амплитуда поля на границе раздела сред, определяемая из условия сохранения тангенциальных компонент поля на этой границе, и выражается формулой

$$(\varepsilon_0 - \varepsilon_1)\frac{E_0^2}{E_s^2} = (\varepsilon_2 - \varepsilon_1)\,\mathrm{lnch}\,\frac{E_0^2}{E_s^2}. \tag{7}$$

Поток энергии, переносимый волной в направлении распространения, определяется выражением

$$\frac{P}{P_0} = \frac{n\omega_0}{\omega}\left\{\frac{E_0^2/E_s^2}{\sqrt{n^2 - \varepsilon_0}} + 2F(E_m/E_s) - F(E_0/E_s)\right\}, \tag{8}$$

где

$$F(x) = \int\limits_0^x \frac{\sqrt{y}\,dy}{\sqrt{(n^2-\varepsilon_1)y-(\varepsilon_2-\varepsilon_1)\ln\operatorname{ch} y}}, \quad P_0 = \frac{c^2E_s^2}{16\pi\omega_0},$$

а ω_0 — частота перехода, ответственного за создание нелинейной функции (1).

Выполнены численные расчеты для закона дисперсии распространяющейся волны и положения максимума профиля поля при следующих значениях параметров:

$$\varepsilon_0 = 2.4336, \quad \varepsilon_1 = 2.4025, \quad \varepsilon_2 = 2.56.$$

На рис. 1 изображен закон дисперсии, т.е. зависимость нормированного потока от эффективного показателя преломления составной среды. Видно, что решение уравнения (8) существует (волна возбуждается), если $P > P_{\min}$. Для приведенных значений параметров $(P/P_0)_{\min} = 7.286$ при $n = 1.566$. При $P > P_{\min}$ одному и тому же значению нормированного потока соответствуют два различных значения эффективного показателя преломления. При $n \to 1.56$ и $n \to 1.6$ поток неограниченно растет, т.е. возбудить электромагнитную волну с такими значениями n практически невозможно.

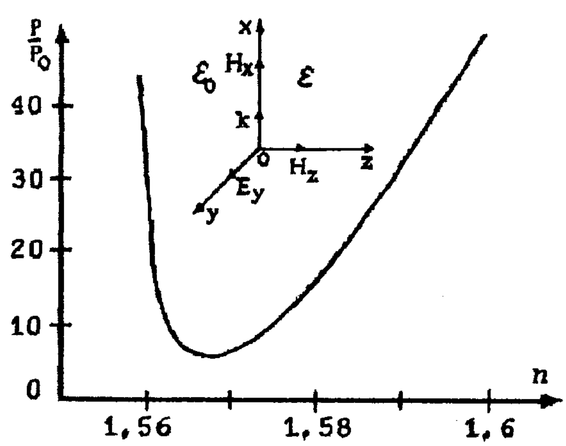

Рис. 1. График зависимости нормированного потока P/P_0 от эффективного показателя преломления составной среды n.

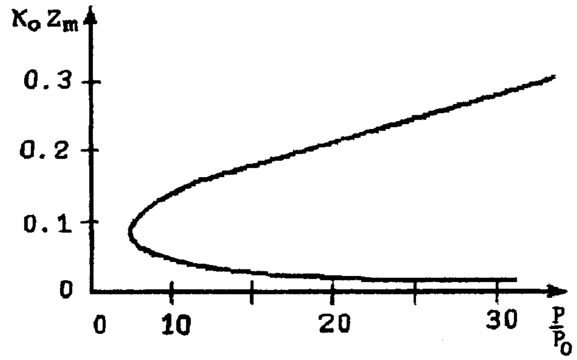

Рис. 2. График зависимости положения максимума профиля поля в нелинейной среде k_0z_m от нормированного потока P/P_0.

На рис. 2 представлен график зависимости положения максимума профиля поля от нормированного потока. Видно, что любому значению нормированного потока соответствует два различных значения максимума профиля поля, так как каждому значению нормированного потока соответствует два различных значения эффективного показателя преломления.

Таким образом, нелинейная поверхностная волна для среды с диэлектрической функцией (1) характеризуется пороговым значением потока мощности, при которой она может быть возбуждена. При потоках мощности меньше пороговой, такие нелинейные поверхностные волны не существуют. Из полученных результатов для диэлектрической функции (1) следует, что они коррелируют с результатами работы [6], где диэлектрическая функция изменялась с полем скачкообразно.

Список литературы

[1] *Ахмедиев Н.Н.* // ЖЭТФ. 1984. Т. 84. В. 5. С. 1907–1918.
[2] *Yu M.Y.* // Phys. Rev. A. 1983. V. 28. N 3. P. 1855–1856.
[3] *Агранович В.М., Бабиченко В.С., Черняк В.Я.* // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 32. В. 8. С. 532–535.
[4] *Киселева Е.С., Хаджи П.И.* // Опт. и спектр. 1987. Т. 62. В. 2. С. 468–471.
[5] *Хаджи П.И., Киселева Е.С.* // ЖТФ. 1987. Т. 57. В. 2. С. 395–398.
[6] *Хаджи П.И., Федоров Л.В.* // ЖТФ. 1991. Т. 61. С. 110.