[6] Ермаков А.Е., Юрчиков Е.Е., Баринов В.А. // ФММ. 1981. Т. 52. № 6. С. 1184-1193.
[7] Schwarz R.B., Koch C.C., // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 49. N 3. P. 146-148.
[8] Schwarz R.B., // Mater. Sci. Eng. 1988. V. 97. P. 71-78.
[9] Sammer K., Schroder H., Pampus K. // Mater. Sci. Eng. 1988. V. 97. P. 63-69.
[10] Korbel A., Martin P. // Acta Metall. 1986. V. 34. N 10. P. 1905-1909.
[11] Ovid'ko I.A. // Phys. Stat. Sol. (b). 1989. V. 151. N 1. P. K7-K9.
[12] Овидько И.А. // Металлофизика. 1990. Т. 12. № 1. С. 81-86.
[13] Рыбин В.В. Большие пластические деформации и разрушение металлов. М.: Металлургия, 1986. 232 с.
[14] Овидько И.А. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. В. 7. С. 443-446.
[15] Овидько И.А. // ФММ. 1989. Т. 67. № 4. С. 649-654.
[16] Ovid'ko I.A. // Phil Mag. B. 1989. V. 59. N 5. P. 523-534.
[17] Могилевский М.А., Мынкин И.О. // ФГВ. 1988. Т. 24. № 6. С. 106-111.

Поступило в Редакцию
25 января 1990 г.
В окончательной редакции
5 апреля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 13 12 июля 1990 г.

01; 09

НЕЛИНЕЙНЫЕ *S*-ПОЛЯРИЗОВАННЫЕ МОДЫ В ВОЛНОВОДЕ

Е.С. Киселева, П.И. Хаджи

В настоящее время широко исследуются эффекты распространения нелинейных волн на границе раздела двух сред, в трехслойных и многослойных системах (волноводы). В ряде работ [1-3] такие исследования проведены для керровских сред с использованием квадратичной зависимости диэлектрической функции от электромагнитного поля. Однако часть сред проявляет соответствующую неквадратичную зависимость от поля. Поэтому более целесообразным является использование точного выражения диэлектрической функции для конкретной модели.

Целью данного сообщения является рассмотрение нелинейной трехслойной системы нелинейный полупроводник ($-\infty < z \leq -d$) – линейный диэлектрик ($-d \leq z \leq +d$) – нелинейный полупроводник ($d \leq z < \infty$). Обкладки системы характеризуются нелинейностью, обусловленной одновременным учетом оптических переходов в экситонной области спектра и оптическим превращением экситонов в биэкситоны под действием фотонов одного и того же импульса. Диэлектрическую функцию линейной среды обозначим $\mathcal{E}_1$. Зависимость диэлектрической функции нелинейной среды от поля в указанной модели имеет вид [4]

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_\infty \left(1 - \frac{\omega_{LT}}{\Delta} \frac{E_s^4}{(E_s^2 - E^2)^2}\right), \tag{1}$$

где $\Delta = \omega - \omega_0$ – расстройка резонанса, ω – частота несущей волны, ω_0 – частота экситонного перехода, $\omega_{LT} = \frac{4\pi\hbar g^2}{\mathcal{E}_\infty}$ частота продольно-поперечного расщепления (g – константа экситон-фотонного взаимодействия), E – амплитуда электромагнитного поля, $E_S^2 = \frac{2\Delta^2}{\sigma^2 g^2}$, σ – константа экситон-биэкситонной оптической конверсии.

Пусть TE –волна распространяется вдоль оси x с волновым вектором k, ось z направлена перпендикулярно границам раздела трех сред, а ось y расположена в плоскости раздела. Из уравнений Максвелла с использованием (1) получаем нелинейное волновое уравнение, первый интеграл которого имеет различную форму в зависимости от знака расстройки резонанса Δ. При $\Delta > 0$ получаем

$$\left(\frac{dE}{dz}\right)^2 = q^2 E^2 \left(\frac{E_1^2 - E^2}{E_s^2 - E^2}\right), \tag{2}$$

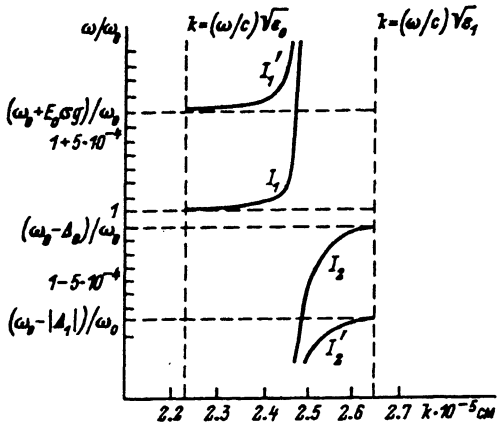
где $q^2 = k^2 - \mathcal{E}_\infty \omega^2 / c^2$,

$$E_1^2 = E_s^2 \left(1 + \frac{\mathcal{E}_\infty \omega^2}{c^2 q^2} \frac{\omega_{LT}}{\Delta}\right). \tag{3}$$

Анализ первого интеграла показывает, что в этом случае возможны только монотонные профили для напряженности электрического поля волны. Интегрирование (2) дает неявное выражение для этого профиля:

$$\ln \frac{\sqrt{E_s^2 - E^2} + \sqrt{E_1^2 - E^2}}{\sqrt{E_s^2 - E_0^2}\,\sqrt{E_1^2 - E_0^2}} + \frac{E_s}{E_1} \ln \frac{E}{E_0} \cdot \frac{E_1\sqrt{E_s^2 - E_0^2} + E_s\sqrt{E_1^2 - E_0^2}}{E_1\sqrt{E_s^2 - E^2} + E_s\sqrt{E_1^2 - E^2}} = q(d - z), \tag{4}$$

где E_0 – амплитуда поля на границе раздела сред.



Закон дисперсии 1 четной s-поляризованной моды в волноводе: I_1, I_2 – при E_0=0; I_1', I_2' – при $\sigma g E_0$=2.83 · 10^{12} с$^{-1}$ и следующих значениях параметров – ε_1=7, ε_∞=5, ω_0=4 · 10^{15} с$^{-1}$, ω_{LT}=2 · 10^{11} с$^{-1}$, σg=7.5 · 10^{12} с$^{-1}$, d=10^{-5} см.

При $\Delta < 0$ первый интеграл волнового уравнения по-прежнему имеет вид (2) с заменой E_1 на E_m, где

$$E_m^2 = E_s^2\left(1-\frac{\varepsilon_\infty\omega^2}{c^2q^2}\,\frac{\omega_{LT}}{|\Delta|}\right). \qquad (5)$$

Исследование его показывает, что в этом случае существуют как монотонные, так и немонотонные пространственные профили для амплитуды электрического поля волны. Здесь E_m играет роль максимальной амплитуды немонотонных волн, которую они достигают на некотором расстоянии от границы раздела сред.

Условия непрерывности тангенциальных компонент электрического и магнитного полей на границах раздела при $z = \pm d$ дают искомые законы дисперсии как для четных, так и для нечетных мод в различных областях спектра, что определяется выбором четных или нечетных линейных решений в сердцевине. Для простоты рассмотрим далее только четные решения.

1. В области $\Delta > 0$ получен следующий закон дисперсии:

$$\varkappa\,\mathrm{tg}\,\varkappa d = q\left(\frac{E_1^2-E_0^2}{E_s^2-E_0^2}\right)^{1/2}, \qquad (6)$$

где

$$\varkappa^2 = \varepsilon_1\frac{\omega^2}{c^2} - \varkappa^2. \qquad (7)$$

П. В области $\Delta < 0$ имеем:

а) для монотонных мод

$$\varkappa \operatorname{tg} \varkappa d = q \left(\frac{E_m^2 - E_0^2}{E_s^2 - E_0^2} \right)^{1/2}, \tag{8}$$

б) для немонотонных мод

$$\varkappa \operatorname{tg} \varkappa d = - q \left(\frac{E_m^2 - E_0^2}{E_s^2 - E_0^2} \right)^{1/2}. \tag{9}$$

Количество четных направляемых мод в волноводе определяется толщиной его при фиксированных остальных параметрах системы. Выберем такую толщину d, при которой в сердцевине волновода укладывается только одна четная мода. Численный счет закона дисперсии для такой моды в области, близкой к $\omega = \omega_0$, представлен на рисунке. Символами I_1 и I_2 обозначены верхняя и нижняя ветви линейной моды в пределе исчезающе малого поля ($E_0 \to 0$). При этом существует область запрещенных значений Δ („щель"), которая определяется неравенством:

$$|\Delta| \leq \Delta_0, \quad \Delta_0 = \varepsilon_\infty \omega_{LT} / (\varepsilon_1 - \varepsilon_\infty). \tag{10}$$

С ростом поля происходит смещение ветвей $I_1 \to I_1'$, $I_2 \to I_2'$. При этом область запрещенных значений Δ („щель") определяется соотношением

$$\Delta_1 \leq \Delta \leq E_0 \sigma g, \tag{11}$$

где

$$\Delta_1 = - \frac{\varepsilon_\infty \omega_{LT}}{2(\varepsilon_1 - \varepsilon_\infty)} - \sqrt{\left(\frac{\varepsilon_\infty \omega_{LT}}{2(\varepsilon_1 - \varepsilon_\infty)} \right) + (E_0 \sigma g)^2}. \tag{12}$$

Таким образом, нелинейные направляемые моды существуют в отличной от случая линейных волн спектральной области. Положение и форма их зависят от амплитуды поля E_0 и толщины волновода d.

Полученные результаты легко обобщить на случай нескольких четных, а также нечетных мод.

С п и с о к   л и т е р а т у р ы

[1] А г р а н о в и ч В.М., Б а б и ч е н к о В.С., Ч е р н я к В.Я. // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 32. № 8. С. 532-535.

[2] Л о м т е в А.И. // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 34. № 2. С. 64-67.

[3] Ахмедиев Н.Н. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. № 5. С. 1907-1917.
[4] Khadzhi P.I., Kiseleva E.S. // Phys. Stat. Sol. (b). 1988. V. 147. N 2. P. 741-745.

Институт прикладной физики
АН Молдавской ССР,
Кишинев

Поступило в Редакцию
23 декабря 1989 г.
В окончательной редакции
11 апреля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 13 12 июля 1990 г.

01; 04; 09

КИНЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ СО СЛОЕМ НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ

А.Г. Загородний, Г.М. Корчинский,
И.П. Якименко

В настоящее время имеется значительное число теоретических работ, посвященных детальному исследованию взаимодействия электромагнитных волн с плазменными объектами, имеющими пространственно неоднородное распределение параметров (см. [1-2] и цитируемую там литературу). Однако большинство из упомянутых работ основывается на использовании модели холодной плазмы, либо приближении слабой пространственной дисперсии. Вместе с тем последовательное описание эффектов, обусловленных сильной пространственной дисперсией возможно лишь на основе решения задач кинетической теории плазмы (к подобного рода эффектам можно отнести, например, эффект просветления волновых барьеров [3]). Целью настоящей работы является получение кинетического решения задачи дифракции плоской электромагнитной волны на неоднородном плазменном слое с использованием численных методов.

Пусть на стационарную одномерно-неоднородную плазменную систему, занимающую объем $0 < z < L$, со стороны внешнего пространства ($z < 0$) под произвольным углом ϑ падает плоская электромагнитная волна произвольной поляризации. С целью получения уравнений для полей в плазме в наиболее удобном для численного интегрирования виде воспользуемся разложением полей в ряд Фурье, предварительно продолжив поля на область $-L < z < 0$ зеркальным образом и далее периодически (с периодом $2L$). При этом поля в плазме запишутся в виде