

ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН
БЛОХОВСКОГО ТИПА В ОДНОРОДНОЙ
НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЕ

Х. В. НЕРКАРАРЯН

НПО «Лазерная техника» ЕГУ

(Поступила в редакцию 21 сентября 1989 г.)

Исследованы свойства продольно-неоднородной электромагнитной волны с периодически меняющейся в пространстве амплитудой в однородной нелинейной среде. Определены зависимости основных параметров указанной волны от потока энергии.

В условиях самовоздействия светового излучения в однородной среде может образоваться продольно-неоднородная электромагнитная волна блоховского типа, амплитуда которой периодически меняется в пространстве. Это связано с тем обстоятельством, что в средах, где из-за воздействия светового излучения происходит существенное изменение величины диэлектрической проницаемости, блоховская волна создает периодическую структуру, последняя в свою очередь создает блоховскую волну.

В рассматриваемой нами модели, диэлектрическая проницаемость зависит от усредненного по времени квадрата напряженности электрического поля волны $\bar{E}^2$ ступенчатым образом:

$$\epsilon(\bar{E}^2) = \begin{cases} \epsilon_2 & \text{при } \bar{E}^2 < W \\ \epsilon_1 & \text{при } \bar{E}^2 \geq W. \end{cases} \quad (1)$$

Вопрос о допустимости применения такой модели мы обсудим в конце работы.

В случае, когда $\epsilon(\bar{E}^2)$ описывается функцией (1), решение нелинейных уравнений Максвелла существенно упрощается. Задача фактически сводится к определению формы волны в структуре с периодическим чередованием слоев с толщинами a и b и диэлектрическими проницаемостями ϵ_1 и ϵ_2 (см. рис. 1). При этом для самосогласования задачи необходимо, чтобы в слое с толщиной a и диэлектрической проницаемостью ϵ_1 выполнялось условие $E^2 \gg W$, а в слое с толщиной b и диэлектрической проницаемостью ϵ_2 выполнялось условие $E^2 < W$. На рис. 1 представлено расположение слоев в случае распространения волны вдоль оси z . Абсолютную величину напряженности электрического поля волны в периодической структуре можно представить в следующем виде:

$$E(z, t) = R e [A_1 e^{ik_1(z - nd)} + A_2 e^{-ik_1(z - nd)}] e^{i(\gamma n - \omega t)}$$

$$\text{при } nd - \frac{1}{2}a \leq z \leq nd + \frac{1}{2}a,$$

$$E(z, t) = \operatorname{Re} [B_1 e^{-ik_1(z - nd - \frac{1}{2}d)} + B_2 e^{-ik_2(z - nd - \frac{1}{2}d)}] e^{i(\omega t - 2\omega t)}$$

при $nd + \frac{1}{2}a \leq z \leq (n+1)d - \frac{1}{2}a$, (2)

где $k_1 = \sqrt{\epsilon_1} \omega/c$, $k_2 = \sqrt{\epsilon_2} \omega/c$, $d = a + b$.

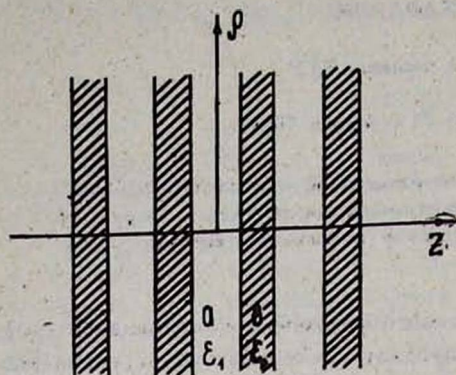


Рис. 1. Структура периодически чередующихся слоев с толщинами a и b и диэлектрическими проницаемостями ϵ_1 и ϵ_2 .

n — номер слоя ($n = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$), ω — частота падающей волны. Аналогичным образом можно представить значение напряженности магнитного поля волны. Сшивая поля на границах раздела получим:

$$2B_1 e^{-\frac{1}{2}ik_2b} = \left(1 + \frac{k_1}{k_2}\right) A_1 e^{\frac{1}{2}ik_1a} + \left(1 - \frac{k_1}{k_2}\right) A_2 e^{-\frac{1}{2}ik_1a}, \quad (3)$$

$$2B_2 e^{\frac{1}{2}ik_2b} = \left(1 - \frac{k_1}{k_2}\right) A_1 e^{\frac{1}{2}ik_1a} + \left(1 + \frac{k_1}{k_2}\right) A_2 e^{-\frac{1}{2}ik_1a}, \quad (4)$$

$$\left(1 + \frac{k_1}{k_2}\right) A_1 \sin \frac{1}{2}(k_1a + k_2b - a) = \left(1 - \frac{k_1}{k_2}\right) A_2 \sin \frac{1}{2}(k_1a - k_2b + a), \quad (5)$$

$$\cos a = \cos k_1a \cos k_2b - \frac{1}{2} \left(\frac{k_1}{k_2} + \frac{k_2}{k_1} \right) \sin k_1a \sin k_2b. \quad (6)$$

На границах раздела значение усредненного по времени квадрата напряженности электрического поля волны должно равняться $\mathcal{W}$. Это условие выражается с помощью уравнения:

$$\frac{1}{2} (A_1^2 + A_2^2) + A_1 A_2 \cos k_1a = \mathcal{W}. \quad (7)$$

Следует также считать заданным поток энергии S излучения, проходящего через среду

$$|S| = \frac{c\sqrt{\epsilon_1}}{8\pi} T = \frac{c\sqrt{\epsilon_1}}{8\pi} |A_1^2 - A_2^2|. \quad (8)$$

Уравнения (5—8) составляют систему, с помощью которой необходимо определить значения A_1 , A_2 , a , b и α . Здесь, как и в случае других типов продольно-неоднородных бегущих волн [1—3], возникает проблема континуума. Дело в том, что с помощью (5—8) невозможно однозначно определить параметры блоховской волны, число которых больше числа заданных уравнений. В работе [1] был предложен принцип минимизации средней плотности энергии волны, позволяющий отобрать единственный вид физически реализуемой продольно-неоднородной бегущей волны. В работах [4, 5] показано, что принцип этого отбора, при учете поглощения, может быть обоснован. В настоящей задаче проблема континуума возникла в результате игнорирования процессом поглощения. Преодолеть ее можно минимизируя среднюю плотность энергии блоховской волны, которая определяется из следующего соотношения:

$$\frac{\varepsilon_1}{8\pi} U = \frac{\varepsilon_1}{8\pi} (A_1^2 + A_2^2 - W) + \frac{\varepsilon_1 \alpha + \varepsilon_2 b}{8\pi(a+b)} W. \quad (9)$$

Таким образом, физически реализуемы лишь те блоховские волны, параметры которых не только являются решением уравнений (5—8), но и определяют минимальное значение функции U . Решение этой задачи проводилось с помощью численных методов. Оказывается, что волны блоховского типа могут быть образованы лишь при условии $\varepsilon_1 < \varepsilon_2$ и в ограниченной области значений потока энергии $0 < T < 2W$. Следовательно, используемая нами модель ступенчатой формы функции $\varepsilon(\bar{E}^2)$ может применяться в тех случаях, когда область $\Delta\bar{E}^2$, где происходит существенное изменение диэлектрической проницаемости, значительно меньше W . Такая ситуация может наблюдаться, в частности, в экситонной области спектра кристалла [6, 7]. Что же касается возможности образования волн блоховского типа в средах, где происходит менее резкое изменение значения диэлектрической проницаемости, то этот вопрос нуждается в дополнительных исследованиях.

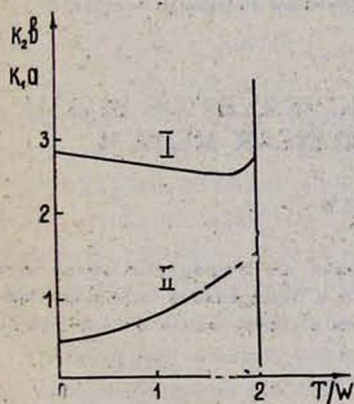


рис.3

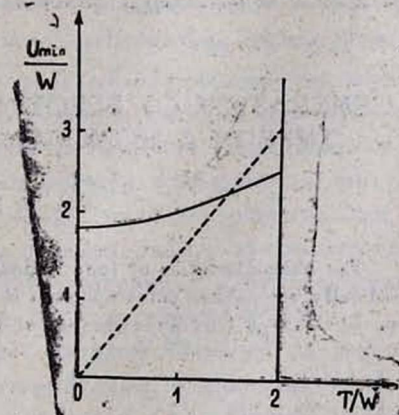


рис.2

Рис. 2. Зависимость минимального значения средней энергии блоховской волны от потока энергии в случае $\sqrt{\varepsilon_1}/\sqrt{\varepsilon_2} = 0,7$.

Рис. 3. Зависимость параметров блоховской волны от потока энергии в случае $\sqrt{\varepsilon_1}/\sqrt{\varepsilon_2} = 0,7$.

На рис. 2 представлена зависимость минимального значения средней плотности энергии блоховской волны от потока энергии, в случае $\sqrt{\epsilon_1}/\sqrt{\epsilon_2} = 0,7$ (сплошная кривая). Для сравнения приведена также аналогичная зависимость в случае обычной однородной волны, в среде с диэлектрической проницаемостью ϵ_2 (пунктирная линия). Примечательно, что существует область значений потока энергии ($1,7 \text{ W} < T < 2 \text{ W}$), где средняя плотность энергии блоховской волны меньше плотности энергии однородной волны.

На рис. 3 кривые I и II определяют соответственно зависимости $k_2 b$ и $k_1 a$ от потока энергии блоховской волны в случае $\sqrt{\epsilon_1}/\sqrt{\epsilon_2} = 0,7$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бутылкин В. С., Каплан А. Е., Хронополо Ю. Г., Якубович Е. И. Резонансное взаимодействие света с веществом. Изд. Наука, М., 1977.
2. Розанов Н. Н. Письма в ЖТФ, 3, 583 (1977).
3. Каплан А. Е. Квантовая электроника, 5, 166 (1978).
4. Пермяков В. А., Багдасарян О. В. Тезисы докл. VII Всесоюзного симпозиума по дифракции и распространению волн. М., 1977, т. 1, с. 139.
5. Каплан А. Е. Изв. вузов. Радиофизика, 22, 332 (1979).
6. Хаджи П. Е. и др. ФТТ, 24, 1624 (1982).
7. Неркарарян Х. В. Опт. и спектр., 62, 796 (1987).

ՐԼՈՒԻ ՏԻՊԻ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԱԼԻՔՆԵՐԻ
ԱՌԱՆՁՆԱՀԱՏԱԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ ՀԱՄԱՍՅՈՒ ՈՉ ԳԾԱՅԻՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ

Խ. Վ. ՆԵՐԿԱՐԱՐՅԱՆ

Համասեռ ոչ գծային միջավայրում հետազոտվում է երկայնքով անհամասեռ էլեկտրամագնիսական ալիքի հատկությունները, որի ամպլիտուդը տարածության մեջ փոխվում է պարբերաբար՝ Որոշված են նշված ալիքի պարամետրերի կախվածությունները էներգիայի հոսքից:

GENERATION OF ELECTROMAGNETIC WAVES OF BLOCH TYPE IN A HOMOGENEOUS NONLINEAR MEDIUM

KH. V. NERKARYAN

The characteristics of longitudinally inhomogeneous electromagnetic waves with periodically space-changed amplitude is investigated in a homogeneous nonlinear medium. The energy flux dependences of main parameters of these waves are determined.