ЛИТЕРАТУРА

1. Содха М. С., Гхатак А. К. Неоднородные оптические волноводы. — М.· Связь, 1980.
2. Snitzer E. — J. Opt. Soc. Am., 1961, **51**, № 5, p. 491.
3. Snayder A. W. — IEEE, 1969, **MTT-17**, p. 1130.
4. Biernson G., Kinsley D. J. — IEEE, 1965, **MTT-13**, p. 345.
5. Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф. Специальные функции. — М.: Наука, 1977.

Ленинградский политехнический институт

Поступила в редакцию 3 мая 1984 г.

УДК 538.574.32

ИЗЛУЧЕНИЕ ДВИЖУЩЕГОСЯ ЗАРЯДА ПРИ МГНОВЕННОМ ИЗМЕНЕНИИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ И МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ СРЕДЫ

В. В. Колесов

Источник электромагнитного поля, помещенный в среду со свойствами, меняющимися во времени, может испускать электромагнитное излучение. Впервые такое излучение было рассмотрено в [1]. В дальнейшем был решен ряд подобных задач, соответствующих различным вариантам изменения диэлектрических свойств среды во времени. Среды с меняющимися магнитными свойствами при этом не рассматривались.

Ниже предлагается решение задачи об излучении равномерно движущегося точечного электрического заряда в среде, материальные уравнения которой имеют вид

$$\boldsymbol{D}=\varepsilon_1\boldsymbol{E},\quad \boldsymbol{B}=\mu_1\boldsymbol{H}\quad (t<0),\qquad \boldsymbol{D}=\varepsilon_2\boldsymbol{E},\quad \boldsymbol{B}=\mu_2\boldsymbol{H}\quad (t>0) \tag{1}$$

(моменту времени $t=0$ соответствует скачкообразное изменение свойств среды).

Для решения задачи целесообразно использовать метод, предложенный в [1]. Находя поле излучения с помощью условий сшивки на временном скачке (впервые рассмотренных в [2]), можно вычислить спектральное и угловое распределение интенсивности излучения:

$$W(\omega,\theta)d\omega d\theta=q^2v^2\sin^3\theta\,(2\pi c^3)^{-1}\sqrt{\varepsilon_2/\mu_2}\left[\mu_1-\mu_2+(\varepsilon_1-\varepsilon_2)\mu_1\mu_2\frac{v_2}{c^2}\cos^2\theta+(\varepsilon_1\mu_1-\varepsilon_2\mu_2)\times\right.$$
$$\left.\times\sqrt{\frac{\mu_2}{\varepsilon_2}}\,\frac{v}{c}\cos\theta\right]^2(1-v^2c^{-2}\varepsilon_1\mu_1\cos^2\theta)^{-2}(1-v^2c^{-2}\varepsilon_2\mu_2\cos^2\theta)^{-2}d\omega d\theta, \tag{2}$$

где θ — угол между волновым вектором $\boldsymbol{k}$ и вектором скорости частицы $\boldsymbol{v}$, q — заряд частицы.

Отметим, что интенсивность излучения обращается в нуль не только при $\theta=0,\ \pi$, но и при некоторых других углах, осуществляющих нули функции, взятой в (2) в квадратные скобки. Природу этого явления можно понять, рассматривая возникающее излучение как результат интерференции двух излучений, формирующихся за счет изменения ε и μ.

В случае, когда свойства среды мало отличаются от свойств вакуума, а именно, когда $\varepsilon_1=\mu_1=1$, $\varepsilon_2=1+\Delta\varepsilon$, $\mu_2=1+\Delta\mu$, причем $\Delta\varepsilon\ll 1$, $\Delta\mu\ll 1$, (2) принимает вид

$$W(\omega,\theta)\,d\omega d\theta=\frac{q^2v^2\sin^3\theta}{2\pi c^3}\,\frac{(\Delta\mu+\Delta\varepsilon\,vc^{-1}\cos\theta)^2\,d\omega\,d\theta}{(1-v^2c^{-2}\,\varepsilon_2\mu_2\cos\theta)^2\,(1-vc^{-1}\cos\theta)^2}. \tag{3}$$

Интересно, что в рассматриваемой задаче излучение возникает и в том случае, когда показатель преломления среды не меняется: $\varepsilon_1\mu_1=\varepsilon_2\mu_2=n^2$. При этом интенсивность излучения

$$W(\omega,\theta)\,d\omega d\theta=\frac{q^2v^2}{2\pi c^3}\sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\mu_2}}\,(\mu_2-\mu_1)^2\,\frac{\sin^3\theta\,d\omega d\theta}{(1-v^2c^{-2}n^2\cos^2\theta)^2}. \tag{4}$$

Последнее выражение несложно проинтегрировать по углам:

$$W(\omega)\,d\omega=\frac{q^2(\mu_2-\mu_1)^2}{2\pi cn^2}\sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\mu_2}}\left(\frac{v^2c^{-2}n^2+1}{2vc^{-1}n}\ln\frac{1+vc^{-1}n}{1-vc^{-1}n}-1\right)d\omega. \tag{5}$$

При малых скоростях движения заряда

$$W(\omega)\,d\omega = \frac{2q^2 v^2 (\mu_2 - \mu_1)^2}{3\,\pi c^3} \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\mu_2}}, \quad \frac{v}{c} n \ll 1. \tag{6}$$

Независимость интенсивности излучения от частоты обусловлена представлением о мгновенном изменении свойств среды (ср. [3]).

Интенсивность излучения при изменении μ для нерелятивистских частиц пропорциональна v^2/c^3, а не v^4/c^5, как при излучении за счет изменения ε, что видно из (2).

Автор благодарит В. А. Давыдова за обсуждения и постоянный интерес к работе. Автор благодарен Б. М. Болотовскому и С. Н. Столярову за полезное обсуждение полученных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гинзбург В. Л., Цытович В. Н. — ЖЭТФ, 1973, **65**, с. 132.
2. Morgentaller F. R. — IRE Trans., 1958, **MTT-6**, № 2, p. 167.
3. Болотовский Б. М., Давыдов В. А., Рок В. Е. — УФН, 1982, **136**, № 3, с. 801.

Московский государственный университет

Поступила в редакцию 5 марта 1984 г.

УДК 621.372 8.049.75

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРА СОБСТВЕННЫХ ВОЛН В СИММЕТРИЧНО-ЭКРАНИРОВАННОЙ МНОГОПРОВОДНОЙ МИКРОПОЛОСКОВОЙ ЛИНИИ

С. А. Погарский, И. И. Сапрыкин, $\boxed{\text{В. М. Седых}}$

В настоящее время ведутся интенсивные работы по поиску и исследованиям новых типов передающих линий [1, 2]. Они могут быть использованы и как базовые элементы для создания некоторых устройств СВЧ. Определенный интерес в этом плане представляет многопроводная микрополосковая линия (рис. 1), обладающая рядом особенностей и характерных свойств. Поскольку электродинамическая структура является многосвязной, т. е. в такой системе возможно существование многомодового режима, особый интерес представляет вопрос об исследовании спектра собственных волн, способных распространяться в такой системе.

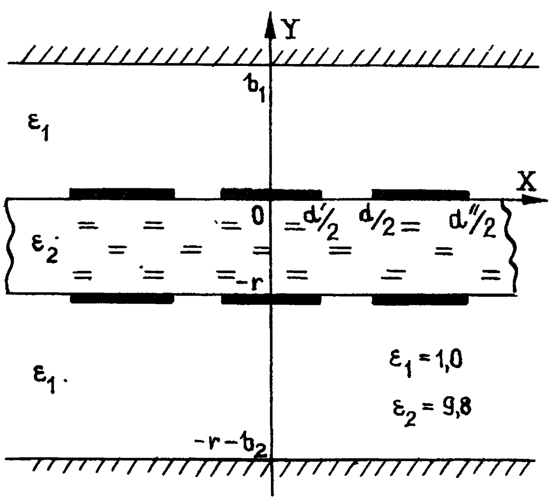

Рис. 1.

1. Рассмотрим в прямоугольной системе координат $0XYZ$ многопроводную микрополосковую (периодическую с периодом L) линию. Пусть ε_1 и ε_2 — относительные диэлектрические проницаемости сред, заполняющих поперечное сечение линии.