INTERACTION OF ELECTROMAGNETIC WAVES WITH SEMI-INFINITE NONSTATIONARY NONUNIFORM DIELECTRIC FILLING OF A WAVEGUIDE

K. A. BARSUKOV, E. A. GEVORKYAN

The reflection and propagation of electromagnetic waves at the boundary of a semi-infinite periodically modulated filling of a regular waveguide is considered. Assuming the index of medium permittivity modulation small, the generalized Fresnel formulae are obtained. The power reflection coefficient for the plus one harmonic the shown to become much greater than unity only under short-wave modulation of the waveguide filling in the region of "strong interaction" between the signal and modulating waves when they propagate in opposite directions.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 17, 242—247 (1982)

ИЗЛУЧЕНИЕ ОСЦИЛЛЯТОРА С МОДУЛИРОВАННОЙ АМПЛИТУДОЙ, ДВИЖУЩЕГОСЯ В ПЕРИОДИЧЕСКИ-НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

Р. Г. ДЖАНГИРЯН, И. Н. ИВЛИЕВА, В. Г. ИЛЬИН

Интерес к теории излучения электромагнитных волн в неоднородных средах источниками, движущимися в этих средах, обусловлен, в основном, практическими приложениями при исследовании структуры неоднородных сред, при диагностике движущихся неоднородных сред, при генерации микрорадиоволн на принципах дифракционного излучения. В [1] решена задача об излучении осциллятора, движущегося в периодически-неоднородной среде с постоянной скоростью, и найдены ограничения на спектр излучения и условие «чистого» черенковского излучения.

Целью настоящей работы является нахождение поля излучения осциллятора с модулированной амплитудой, движущегося в безграничной среде, периодически-неоднородной, диэлектрическая проницаемость которой имеет вид

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \varepsilon^{(1)}(\mathbf{r}), \quad \varepsilon^{(1)} = \sum_{\mathbf{m} \neq 0}^{\infty} C_{\mathbf{m}} \exp(i \boldsymbol{\tau}_{\mathbf{m}} \mathbf{r}),$$
$$\boldsymbol{\tau}_{\mathbf{m}} = 2\pi \left(\mathbf{e}_x \frac{m_1}{L_x} + \mathbf{e}_y \frac{m_2}{L_y} + \mathbf{e}_z \frac{m_3}{L_z} \right), \quad |C_{\mathbf{m}}| \ll \varepsilon_0, \tag{1}$$

L_x, L_y, L_z — периоды в направлениях $\widehat{e}_x$, $\widehat{e}_y$, $\widehat{e}_z$, $\mathbf{m} = (m_1, m_2, m_3)$, m_1, m_2, m_3 — целые числа от $-\infty$ до $+\infty$.

Считаем, что траектория осциллирующего заряда в этом случае изменяется по закону

$$\mathbf{r}_q(t) = \mathbf{v}t + \mathbf{b} \cos \Omega_m t \sin \Omega t,$$
$$\mathbf{v} = \mathbf{e}_z v = \text{const}, \quad \mathbf{b} = (b_x, b_y, 0), \tag{2}$$

$\mathbf{b}$ — амплитуда осцилляций, Ω, Ω_m — собственные частоты осцилляций и модуляций амплитуды.

В силу малости переменной составляющей диэлектрической проницаемости по сравнению с ее средним значением можно воспользоваться теорией возмущений [2] и представить электрическую компоненту электромагнитного излучения в виде суммы

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}^{(0)} + \mathbf{E}^{(1)} + \mathbf{E}^{(2)} + \cdots, \quad |\mathbf{E}^{(n+1)}| \ll |\mathbf{E}^{(n)}|. \tag{3}$$

Если в уравнениях Максвелла для среды с диэлектрической проницаемостью (1) и с правыми частями для плотности тока и заряда, отвечающим траектории (2), перейти к фурье-образам:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \int \mathbf{E}_{\mathbf{k},\omega} \exp[i(\mathbf{kr} - \omega t)]\, d\mathbf{k}\, d\omega, \tag{4}$$

то для членов ряда (3) можно записать рекуррентное соотношение:

$$\mathbf{E}^{(n)}_{\mathbf{k},\omega} = \frac{1}{\varepsilon_0\left(k^2 - \varepsilon_0 \frac{\omega^2}{c^2}\right)} \left\{ \varepsilon_0 \frac{\omega^2}{c^2} \left(\varepsilon_{\mathbf{k},\omega} * \mathbf{E}^{(n-1)}_{\mathbf{k},\omega}\right) - \mathbf{k}\left(\mathbf{k}\left(\varepsilon_{\mathbf{k},\omega} * \mathbf{E}^{(n-1)}_{\mathbf{k},\omega}\right)\right) \right\},$$

$$\mathbf{E}^{(0)}_{\mathbf{k},\omega} = \frac{4\pi i}{\varepsilon_0} \frac{e}{(2\pi)^3} \sum_{s=-\infty}^{\infty} \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} J_s\left(\frac{\varkappa \mathbf{b}}{2}\right) J_\nu\left(\frac{\varkappa \mathbf{b}}{2}\right) \times$$

$$\times \frac{a_{s\nu}}{\left(k^2 - \varepsilon_0 \frac{\omega^2}{c^2}\right)} \delta(\omega - \mathbf{kv} - \omega_{s\nu}), \tag{5}$$

$$a_{s\nu} = \varepsilon_0 \frac{\omega^2}{c^2} \left[\mathbf{v} + \frac{\mathbf{b}}{(\varkappa \mathbf{b})} (\omega_{s\nu} - \omega) \right],$$

$$\omega_{s\nu} = s(\Omega + \Omega_m) + \nu(\Omega - \Omega_m),$$

$$\varepsilon_{\mathbf{k},\omega} = \sum_{\mathbf{m} \neq 0} C_{\mathbf{m}} \delta(\omega)\, \delta\left(k_x - \frac{2\pi m_1}{L_x}\right) \delta\left(k_y - \frac{2\pi m_2}{L_y}\right) \delta\left(k_z - \frac{2\pi m_3}{L_z}\right),$$

$\varepsilon_{\mathbf{k},\omega} * \mathbf{E}^{(n)}_{\mathbf{k},\omega}$ — свертка фурье-компонент диэлектрической проницаемости и n-го приближения компоненты электрического поля [3].

Рассмотрим первое приближение поля излучения $\mathbf{E}^{(1)}(\mathbf{r}, t)$, которое после интегрирования по k_z представимо в виде

$$\mathbf{E}^{(1)}(\mathbf{r}, t) = \frac{ie}{2\pi^2} \frac{1}{\varepsilon_0^2 v} \sum_{s,\nu=-\infty}^{\infty} \sum_{\mathbf{m} \neq 0} \int dk_x\, dk_y\, d\omega \times$$

$$\times \frac{C_{\mathbf{m}} \mathbf{B}_{s\nu\mathbf{m}} \exp\{i[\mathbf{k}_{s\nu m_3} \mathbf{r} - \omega t]\}\, a_{s\nu}}{\left(k^2_{s\nu m_3} - \varepsilon_0 \frac{\omega^2}{c^2}\right)\left[(\mathbf{k}_{s\nu m_3} - \boldsymbol{\tau}_{\mathbf{m}})^2 - \varepsilon_0 \frac{\omega^2}{c^2}\right]},$$

$$\mathbf{B}_{s\nu\mathbf{m}} = \varepsilon_0^2 \frac{\omega^2}{c^4} \mathbf{v} - \frac{(\omega_{s\nu} - \omega)}{(\varkappa - \boldsymbol{\tau}_{\mathbf{m}})\mathbf{b}} \Big[\mathbf{k}_{s\nu m_3} (\varkappa \mathbf{b}) +$$

$$+ \varepsilon_0 \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{b} \Big] \varepsilon_0 \frac{\omega}{c^2} - \mathbf{k}_{s\nu m_3} \Big[\varepsilon_0 \frac{\omega^2}{c^2} + \varepsilon_0 \frac{\omega}{c^2} (\mathbf{k}_{s\nu m_3} \mathbf{v}) + \tag{6}$$

$$+ \mathbf{k}^2_{s\nu m_3} - (\mathbf{k}_{s\nu m_3} \boldsymbol{\tau}_{\mathbf{m}}) \Big] + \boldsymbol{\tau}_{\mathbf{m}} \varepsilon_0 \frac{\omega^2}{c^2},$$

$$\mathbf{k}_{s\nu m_3} = \varkappa + \mathbf{e}_z \frac{1}{v}\left(\omega - \omega_{s\nu} + \frac{2\pi m_3}{L_z}\right),$$

$$a_{s\nu} = J_s\left[\frac{\mathbf{b}}{2}(\varkappa - \tau_{\mathrm{m}})\right] J_\nu\left[\frac{\mathbf{b}}{2}(\varkappa - \tau_{\mathrm{m}})\right].$$

Выполним в (6) интегрирование по k_x и перейдем к цилиндрической системе координат

$$x = \rho\cos\varphi,\ \ y = \rho\sin\varphi,\ \ z = z. \tag{7}$$

Интегрирование по k_y для больших ρ проведем методом стационарной фазы [2]. Окончательно получим

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^{(1)}(\mathbf{r}, t) = &-\frac{e}{4\pi}\frac{1}{\varepsilon_0^2 v}\sum_{s,\nu=-\infty}^{\infty}\sum_{\mathrm{m}\neq 0}\int d\omega\, C_{\mathrm{m}}(2\pi\rho)^{-1/2}\times \\ &\times\exp\left\{i\left[\frac{\omega}{v}\left(1-\frac{\omega_{s\nu}}{\omega}+\frac{2\pi m_3}{L_z}\frac{v}{\omega}\right)z-\omega t\right]\right\}\times \\ &\times\left\{\frac{a'_{s\nu}\mathbf{B}'_{s\nu m}}{\psi'_{s\nu\mathrm{m}}\sqrt{i\frac{\omega}{v}\xi'_{s\nu}}}\exp\left[i\frac{\omega}{v}\left(\xi'_{s\nu}+\frac{v}{\omega}\tau_\rho\right)\rho\right]+\right. \\ &\left.+\frac{a_{s\nu\mathrm{m}}\mathbf{B}''_{s\nu m}}{\psi''_{s\nu\mathrm{m}}\sqrt{i\frac{\omega}{v}\xi''_{s\nu m_3}}}\exp\left[i\frac{\omega}{v}\xi''_{s\nu m_3}\rho\right]\right\}. \end{aligned} \tag{8}$$

Здесь введены обозначения

$$\begin{aligned} \psi'_{s\nu m} &= \tau_{\mathrm{m}}\left[\tau_{\mathrm{m}} - 2\mathbf{e}_z\frac{\omega}{v}\left(1-\frac{\omega_{s\nu}}{\omega}+\frac{v}{\omega}\frac{2\pi m_3}{L_z}\right)-2\mathbf{e}_\rho\frac{\omega}{v}\xi'_{s\nu}\right], \\ \psi''_{s\nu m} &= \tau_{\mathrm{m}}\left[\tau_{\mathrm{m}} - 2\mathbf{e}_z\frac{\omega}{v}\left(1-\frac{\omega^{s\nu}}{\omega}+\frac{v}{\omega}\frac{2\pi m_3}{L_z}\right)-2\mathbf{e}_\rho\left(\frac{\omega}{v}\xi'_{s\nu}-\tau_\rho\right)\right], \\ \xi''_{s\nu m_3} &= \left[\beta^2\varepsilon_0-\left(1-\frac{\omega_{s\nu}}{\omega}+\frac{v}{\omega}\frac{2\pi m_3}{L_z}\right)^2\right]^{1/2}, \\ \xi'_{s\nu} &= \left[\beta^2\varepsilon_0-\left(1-\frac{\omega_{s\nu}}{\omega}\right)^2\right]^{1/2},\ \beta=\frac{v}{c}, \\ \mathbf{B}'_{s\nu m} &= \mathbf{B}_{s\nu m}|_{k_x=k_{xs\nu},\ k_y=k_{ys\nu}}, \\ \mathbf{B}''_{s\nu m} &= \mathbf{B}_{s\nu m}|_{k_x=k_{xs\nu\mathrm{m}},\ k_y=k_{ys\nu\mathrm{m}}}, \\ k_{xs\nu} &= \frac{\omega}{v}\xi'_{s\nu}\cos\varphi,\quad k_{ys\nu}=\frac{\omega}{v}\xi'_{s\nu}\sin\varphi, \\ k_{xs\nu\mathrm{m}} &= \frac{\omega}{v}\xi''_{s\nu m_3}\cos\varphi-\tau_{m_1}, \\ k_{ys\nu\mathrm{m}} &= \frac{\omega}{v}\xi''_{s\nu m_3}\sin\varphi-\tau_{m_2}, \\ a'_{s\nu} &= a_{s\nu}|_{k_x=k_{xs\nu},\ k_y=k_{ys\nu}}, \end{aligned} \tag{9}$$

$$\alpha_{s\nu m} = v_{s\nu}\Big|_{k_x = k_{xs\nu m},\ k_y = k_{ys\nu m}},$$

$$\tau_p = 2\pi\sqrt{\frac{m_1^2}{L_x^2} + \frac{m_2^2}{L_y^2}}.$$

Первый член в (8) описывает рассеянное на оптических неоднородностях поле нулевой гармоники. Углы, под которыми имеет место излучение, определяются соотношением

$$\cos\theta_{s\nu m} = \frac{\frac{\omega}{v} - \frac{\omega_{s\nu}}{v} + \tau_{m_3}}{\left[\tau_m^2 + \varepsilon_0\frac{\omega^2}{c^2} + 2\frac{\omega}{v}\left(\tau_{m_3}\left(1 - \frac{\omega_{s\nu}}{\omega}\right) - \tau_p\,\xi'_{s\nu}\right)\right]^{1/2}}. \tag{10}$$

Для s и ν таких, что $\omega_{s\nu} \equiv 0$, из (10) следует

$$\cos\theta_m = \frac{\frac{\omega}{v} + \tau_{m_3}}{\left[\tau_m^2 + \varepsilon_0\frac{\omega^2}{c^2} + 2\frac{\omega}{v}\left(\tau_{m_3} + \tau_p\sqrt{\beta^2\varepsilon_0 - 1}\right)\right]^{1/2}}, \tag{11}$$

что имеет место при скоростях $\beta^2\varepsilon_0 > 1$ и является спектром «чистого» излучения Вавилова—Черенкова.

Второй член в (8) описывает дифракционное излучение, которое имеет место при выполнении условия

$$\xi''^2_{s\nu m_3} > 0, \tag{12}$$

что приводит к следующим ограничениям на спектр излучения:

$$\begin{gathered}\frac{\left|s(\Omega + \Omega_m) + \nu(\Omega - \Omega_m) + v\frac{2\pi m_3}{L_z}\right|}{(1 + \beta\sqrt{\varepsilon_0})} \leqslant \omega \leqslant \\ \leqslant \frac{\left|s(\Omega + \Omega_m) + \nu(\Omega - \Omega_m) + v\frac{2\pi m_3}{L_z}\right|}{(1 - \beta\sqrt{\varepsilon_0})}, \\ \beta\sqrt{\varepsilon_0} < 1,\ s(\Omega + \Omega_m) + \nu(\Omega - \Omega_m) + \frac{2\pi m_3}{L_z} < 0;\end{gathered} \tag{13}$$

$$\begin{gathered}\frac{s(\Omega + \Omega_m) + \nu(\Omega - \Omega_m) + 2\pi v\frac{m_3}{L_z}}{\beta\sqrt{\varepsilon_0} - 1} \leqslant \omega \leqslant \omega_{\max}^{\text{чер}}, \\ \beta\sqrt{\varepsilon_0} > 1,\ s(\Omega + \Omega_m) + \nu(\Omega - \Omega_m) + 2\pi v\frac{m_3}{L_z} > 0; \\ \frac{\left|s(\Omega + \Omega_m) + \nu(\Omega - \Omega_m) + 2\pi v\frac{m_3}{L_z}\right|}{\beta\sqrt{\varepsilon_0} + 1} \leqslant \omega \leqslant \omega_{\max}^{\text{чер}}, \\ \beta\sqrt{\varepsilon_0} > 1,\ s(\Omega + \Omega_m) + \nu(\Omega - \Omega_m) + 2\pi v\frac{m_3}{L_z} < 0.\end{gathered} \tag{14}$$

В этом случае угол $\theta_{s\nu m}$, составленный волновым вектором этого излучения с осью z, определяется из соотношения

$$\cos\theta_{s\nu m}=\frac{c}{\omega\sqrt{\varepsilon_0}}\left[\frac{\omega}{v}-\frac{\omega_{s\nu}}{v}+2\pi\frac{m_3}{L_z}\right]. \tag{15}$$

Частоту излучаемых волн можно записать в виде обобщенной формулы для эффекта Доплера:

$$\omega=\frac{\bar{\omega}}{1-\beta n\cos\theta}, \tag{16}$$

где роль собственной частоты источника $\bar{\omega}$ играет сумма «гибридной» частоты $s(\Omega+\Omega_m)+\nu(\Omega-\Omega_m)$ осциллятора и частоты пролета через неоднородность $2\pi v m_3/L_z$. Роль показателя преломления для поперечных волн дифракционного излучения играет величина $\sqrt{\varepsilon_0}$, а для рассеянного излучения—величина $n_{эф}$, определяемая соотношением

$$n_{эф}=\left\{\varepsilon_0+2\beta\frac{c}{\omega}\left[2\pi\frac{m_3}{L_z}\left(1-\frac{\omega_{s\nu}}{\omega}\right)+\right.\right.$$
$$\left.\left.+\xi'_{s\nu}\tau_\rho\right]+\tau_m^2\frac{c^2}{\omega^2}\right\}^{1/2}. \tag{17}$$

Из (16) следует также, что при выполнении условия $\bar{\omega}=0$ или $s(\Omega+\Omega_m)+\nu(\Omega-\Omega_m)+2\pi v\, m_3/L_z=0$ дифракционное излучение генерируется в виде черенковских волн.

Потери энергии на излучение даются формулой

$$\frac{dW}{dz}=\frac{1}{4\pi}\int_0^{2\pi}\int_{\omega_{min}}^{\omega_{max}}\frac{c^2}{\omega^2}\sum_{s,\nu,m}(W'_{s\nu m}+W''_{s\nu m}+W'''_{s\nu m})\,d\varphi d\omega, \tag{18}$$

где

$$W'_{s\nu m}=|\alpha'_{s\nu}\mathbf{B}'_{s\nu m}|^2/\psi'_{s\nu m},$$

$$W''_{s\nu m}=|\alpha_{s\nu m}\mathbf{B}''_{s\nu m}|^2/\psi''_{s\nu m},$$

$$W'''_{s\nu m}=2\alpha'_{s\nu}\alpha^*_{s\nu m}(\mathbf{B}'_{s\nu m}\mathbf{B}''^*_{s\nu m})/(\psi'_{s\nu m}\psi''^*_{s\nu m})^{1/2}.$$

Первый член под знаком суммы в (18) определяет потери на рассеяние, второй характеризует энергию дифракционного излучения, а третий описывает интерференцию полей рассеяния и дифракционного излучения.

Авторы выражают благодарность Б. М. Болотовскому за обсуждение результатов.

ОТФ АН УзССР ВНИИФТРИ Поступила 25. VII. 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. *Мергелян О. С.* Докторская диссертация, ФИАН, Москва, 1975.
2. *Тер-Микаелян М. Л.* Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях, Изд. АН АрмССР, Ереван, 1969.
3. *Кеч В., Теодореску П.* Введение в теорию обобщенных функций с приложениями в технике, Изд. Мир, М., 1978.

4. *Фелсен А., Маркувиц А.* Излучение и рассеяние волн, тт. 1, 2. Изд. Мир, М., 1978.
5. *Никифоров А. Ф., Уваров В. Б.* Специальные функции математической физики, Изд. Наука, М., 1978.

ՊԱՐԲԵՐԱԿԱՆՈՐԵՆ ԱՆՀԱՄԱՍԵՌ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ ՇԱՐԺՎՈՂ ՄՈԴՈՒԼԱՑՎԱԾ ԱՄՊԼԻՏՈՒԴՈՎ ՕՍՑԻԼՅԱՏՈՐԻ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ

Ռ. Գ. ՋԱՆԳԻՐՅԱՆ, Ի. Ն. ԻՎԼԻԵՎԱ, Վ. Գ. ԻԼՅԻՆ

Խոտորումների տեսության մեթոդով գտնված են պարբերականորեն անհամասեռ միջավայրում հավասարաչափ շարժվող, մոդուլացված ամպլիտուդով օսցիլյատորի ճառագայթման դաշտերը։ Ստացված են ճառագայթվող ալիքների սպեկտրները, որոնք կախված են օսցիլյատորի սեփական հաճախությունից, ամպլիտուդի մոդուլացման հաճախությունից և անհամասեռությունների անցման հաճախությունից։ Բերված են բանաձևեր այդպիսի օսցիլյատորի ճառագայթման էներգիայի համար։

RADIATION FROM AN OSCILLATOR WITH MODULATED AMPLITUDE MOVING IN PERIODICALLY INHOMOGENEOUS MEDIA

R. G. DZHANGIRYAN, I. N. IVLIEVA, V. G. IL'IN

In perturbation theory approximation the radiation field of an amplitude-modulated oscillator moving uniformly in a periodically inhomogeneous medium is found The spectra of radiated waves are obtained which are shown to be dependent on the proper frequency of the oscillator, the modulation frequency and the frequency of passing the inhomogeneities. The expressions for the radiated energy of such an oscillator are derived.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 17, 247—254 (1982)

ЭКСИТОНЫ ВАННЬЕ-МОТТА В ОДНОРОДНЫХ И КВАЗИДВУМЕРНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ В ПРИСУТСТВИИ ИНТЕНСИВНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

Г. М. АРУТЮНЯН

В работах [1, 2] было показано, что в поле интенсивной электромагнитной волны зонная структура однородного (массивного) и размерно квантованного полупроводников претерпевает существенные изменения. В частности, вблизи резонанса в энергетическом спектре электронов и дырок появляется полевая диэлектрическая щель, обусловленная снятием вырождения в системе «электроны-фотоны».

Недавно в эксперименте этот эффект был зарегистрирован по провалу, появляющемуся в спектре спонтанного излучения вблизи частоты генерации [3]. Величина критической мощности появления провала, его ширина и зависимость от интенсивности электромагнитной волны позволили