Изв. АН Армянской ССР, Физика, 6, 472—480 (1971)

# ИЗЛУЧЕНИЕ ОСЦИЛЛЯТОРА, ПРОЛЕТАЮЩЕГО ПАРАЛЛЕЛЬНО ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ДВУХ СРЕД

Ф. А. КОСТАНЯН, О. С. МЕРГЕЛЯН

Рассмотрено излучение осциллятора, движущегося над границей раздела двух сред. Получены выражения для полей в волновой зоне и потерь энергии. Исследовано угловое и частотное распределения излучения и его особенности, вызванные наличием границы.

Излучение заряженных частиц и осцилляторов представляет интерес в основном для генерации электромагнитных волн в радиодиапазоне [1—3]. Кроме этого, недавно было предложено использовать излучение осциллятора для регистрации быстрых заряженных частиц [4—5]. Рассмотрение граничных задач позволяет полнее понять природу излучения в среде [6], а также выявить ряд интересных особенностей, связанных с дифракционными эффектами [7].

Излучение равномерно движущегося заряда в присутствии границы раздела двух сред рассматривалось в ряде работ (см. [8] и приведенную там литературу). Для точечного дипольного осциллятора подобные задачи также хорошо изучены [9—10].

В настоящей работе рассматривается излучение заряда, совершающего гармонические колебания и движущегося над границей раздела двух изотропных сред.

1. Поле движущегося осциллятора в безграничной среде.

Пусть точечный заряд $e$, совершающий гармонические колебания с амплитудой $\vec{l}$ и частотой $\Omega$, равномерно движется вдоль оси $z$ со скоростью $v = v_z$ в безграничной диэлектрической среде с проницаемостью $\varepsilon_1$. Координатами заряда являются

$$\vec{r} = \vec{v}t + \vec{l}\cos\Omega t. \tag{1}$$

Представим плотность тока, создаваемого таким зарядом, в виде интеграла Фурье

$$\vec{j}(\vec{r},\ t) = \int \vec{j}\,(\vec{k},\ \omega)\exp\left[i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)\right] d\vec{k}d\omega, \tag{2}$$

и после обратного преобразования для Фурье-компонент $\vec{j}(\vec{k},\ \omega)$ получим [11]

$$\vec{j}(\vec{k},\ \omega) = \frac{e}{(2\pi)^3}\sum_{s=-\infty}^{\infty}(-i)^s J_s(\vec{k}\vec{l})\,\delta(\vec{k}\vec{v}_s - \omega)\,\vec{v}_s, \tag{3}$$

где

$$\vec{v}_s = \vec{v} - \vec{l}\Omega s/\vec{k}\vec{l}. \tag{4}$$

Решения уравнений поля с плотностью тока (2) — (3), записанные в виде двойного интеграла Фурье, имеют вид

$$\vec{E}(\vec{r},\ t) = \sum_s \int \frac{1}{2\pi} \vec{E}_s(k_x,\ \omega)\, e^{i(\vec{k}_s \vec{r} - \omega t)}\, dk_x d\omega,$$

$$\vec{E}_s(k_x,\ \omega) = -\frac{e(-i)^s}{\varepsilon_1 \lambda_{1s} v} J_s(\vec{k}_s \vec{l}) \left( \frac{\omega \vec{v}_s}{c^2} \varepsilon_1 - \vec{k}_s \right), \quad (5)$$

где

$$\vec{k}_s = \vec{k}_s\left(k_x,\ \lambda_{1s},\ \frac{\omega_s}{v}\right), \quad \omega_s = \omega + \Omega s,$$

$$\lambda_{1s} = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_1 - k_x^2 - \frac{\omega_s^2}{v^2}}. \quad (6)$$

Введя цилиндрические координаты $\rho,\ \varphi,\ z$,

$$x = \rho\cos\varphi, \quad y = \rho\sin\varphi, \quad z = z, \quad (7)$$

и проинтегрировав по $k_x$ для больших $\rho$, получим

$$\vec{E}(\vec{r},\ t) = \sum_s \int \vec{E}_s(k_x^0,\ \omega) \sqrt{-\frac{i\omega\xi_{1s}}{2\pi v\rho}} \sin\varphi \times$$

$$\times \exp\left[ i\left( \frac{\omega}{v}\xi_{1s}\rho + \frac{\omega_s}{v} z - \omega t \right) \right] d\omega, \quad (8)$$

где

$$k_x^0 = \frac{\omega}{v}\xi_{1s}\cos\varphi, \quad \xi_{1s} = \sqrt{\beta^2\varepsilon_1 - \frac{\omega_s^2}{\omega^2}}, \quad \beta = \frac{v}{c}. \quad (9)$$

Из условия вещественности полей следует, что индекс $s$ меняет знак при замене $\omega \to -\omega$. Из (8) видно, что условием возникновения излучения является

$$\xi_{1s}^2 > 0, \quad (10)$$

что приводит к следующим ситуациям:

а) Если $\beta\sqrt{\varepsilon_1} < 1$, то угол излучения определяется из

$$\cos\vartheta_s = \frac{1}{\beta\sqrt{\varepsilon_1}}\left(1 + \frac{\Omega s}{\omega}\right). \quad (11)$$

В этом случае излучение может иметь место лишь при $s \leqslant -1$, а излучаемые частоты лежат в интервале

$$\frac{\Omega |s|}{1 + \beta\sqrt{\varepsilon_1}} \leqslant \omega \leqslant \frac{\Omega |s|}{1 - \beta\sqrt{\varepsilon_1}}. \quad (12)$$

б) Если $\beta\sqrt{\varepsilon_1} > 1$, то угол излучения определяется опять формулой (11), но частотный интервал смещается. Гармоника $s = 0$ дает нам чистое излучение Вавилова-Черенкова, гармоники с $s \geqslant 1$ имеют место на частотах

$$\omega \geqslant \frac{\Omega s}{\beta \sqrt{\varepsilon_1} - 1}, \tag{13}$$

а гармоники с $s \leqslant -1$ излучаются при

$$\omega \geqslant \frac{\Omega |s|}{\beta \sqrt{\varepsilon_1} + 1}. \tag{14}$$

Потери энергии на излучение запишутся в виде

а) $$\frac{dW}{dz} = \sum_{s=-\infty}^{-1} \int_0^{2\pi} \int_{\omega_{\min}}^{\omega_{\max}} W_s d\omega d\varphi, \tag{15}$$

б) $$\frac{dW}{dz} = \int_0^{2\pi} \int_{\beta\sqrt{\varepsilon_1}>1} W_0 d\omega d\varphi + \sum_{s=-\infty}^{-1} \int_0^{2\pi} \int_{\omega_{1\min}}^{\omega_{2\max}^{\text{чер}}} W_s d\omega d\varphi + \sum_{s=1}^{\infty} \int_0^{2\pi} \int_{\omega_{2\min}}^{\omega_{\max}^{\text{чер}}} W_s d\omega d\varphi. \tag{16}$$

В формулах (15)—(16) $\omega_{\min}$ и $\omega_{\max}$ определяются неравенствами 12), $\omega_{1\min}$ из (14), $\omega_{2\min}$ из (13), а $\omega_{\max}^{\text{чер}}$ — максимальная частота, удовлетворяющая $\beta\sqrt{\varepsilon_1} > 1$. При этом

$$W_s = \frac{\omega c^2}{v^2} \xi_{1s}^2 |\vec{E}_s(k_x^0, \omega)|^2. \tag{17}$$

При $s \leqslant -1$ излучение имеет место, если $\varepsilon(\omega_{1\max}) > \beta^{-2}$, а при $s \geqslant 1$ излучение будет, если $\varepsilon(\omega_{2\max}) > \beta^{-2}$.

Формула (15) описывает излучение осциллятора, движущегося с досветовой скоростью, в то время как формула (16) описывает интенсивность излучения Вавилова-Черенкова колеблющегося заряда при его движении со сверхсветовой скоростью.

Пусть теперь у нас имеется также заряд $-e$, координаты которого определяются как

$$\vec{r}' = \vec{v}t - \vec{l}\cos\Omega t. \tag{1'}$$

Поле дипольного осциллятора, образованного этими зарядами, описывается формулой

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = -\sum_s \int \sqrt{\frac{-i\omega\xi_{1s}}{2\pi v\rho}}\, e^{i\left(\frac{\omega}{v}\xi_{1s}\rho + \frac{\omega_s}{v}z - \omega t\right)} \vec{A}_s \frac{2e(-i)^s}{\xi_{1s}\varepsilon_1 v} d\omega, \tag{18}$$

где

$$\vec{A}_s = \left(\frac{\omega \vec{v}_s}{c^2}\varepsilon_1 - \vec{k}_s^0\right) J_s(\vec{k}_s^0 \cdot \vec{l}), \tag{19}$$

причем индекс $s$ в (18) и (19) принимает только нечетные значения, а $\vec{k}_s^0$ — опять значение $\vec{k}_s$ при $\vec{k}_x^0$, определяемом из (9).

Поток энергии такой системы дается формулами (15) и (16), в которых

$$W_s = \frac{4e^2c^2}{\varepsilon_1^2 v^4} |\vec{A}_{2s+1}|^2, \quad W_0 = 0, \tag{17'}$$

а при нахождении пределов интегрирования $\omega_{\min}$ и $\omega_{\max}$ необходимо в формулах (12)—(14) заменить $s$ на $(2s+1)$, и суммирование в последнем члене (16) начинать с $s = 0$.

2. Поле движущегося осциллятора при наличии границы раздела. Пусть теперь плоскость $y = d$ отделяет среду с $\varepsilon_1$ от среды с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_2$, которая занимает полупространство $y > d$.

Поле в среде $\varepsilon_1$ в этом случае складывается из двух полей

$$\vec{E}_1^{\text{полн}} = \vec{E}(\vec{r}, t) + \vec{E}_1(\vec{r}, t), \tag{20}$$

а преломленное в область $y > d$ поле мы обозначим через $\vec{E}_2(\vec{r}, t)$. $\vec{E}(\vec{r}, t)$ — это поле осциллирующего заряда в безграничной среде с $\varepsilon = \varepsilon_1$, $\mu = 1$ и описывается формулами (5) — (6). Поля $\vec{E}_{1,2}(\vec{r}, t)$ являются решениями однородных волновых уравнений в областях $y < d$ и $y > d$ соответственно, которые мы по аналогии с (5) ищем в виде

$$\vec{E}_{1,2}(\vec{r}, t) = \sum_s \int dk_x d\omega\, \vec{E}_{1,2}(k_x, \omega)\, e^{i(\vec{k}_{1,2s}\vec{r} - \omega t)}, \tag{21}$$

где

$$\vec{k}_{1,2s} = k_x \vec{n}_x \mp \lambda_{1,2s} \vec{n}_y + \frac{\omega_s}{v} \vec{n}_z. \tag{22}$$

В формулах (21)—(22) $\lambda_{2s}$ получается из $\lambda_{1s}$ заменой $\varepsilon_1 \to \varepsilon_2$.

Из граничных условий и условий поперечности полей

$$\vec{k}_{1,2s} \vec{E}_{1,2s}(k_x, \omega) = 0, \tag{23}$$

для неизвестных амплитуд $\vec{E}_{1,2s}(k_x, \omega)$ имеем следующие выражения:

$$\vec{E}_{1,2s} = \frac{(-i)^s e}{\pi v} P_{1,2s} \vec{A}_{1,2s}(k_x, \omega), \tag{24}$$

где

$$P_{1,2s} = \frac{J_s(\vec{k}_{1,2s}\vec{l})}{\varepsilon_2\lambda_{1s} + \varepsilon_1\lambda_{2s}},$$

$$A_{1s,x} = \frac{k_x}{2\varepsilon_1\lambda_{1s}} \Big\{ 2\varepsilon_1\lambda_{1s} - (\varepsilon_1\lambda_{2s} + \varepsilon_2\lambda_{1s}) + \frac{\Omega s}{\omega} \frac{\varepsilon_1}{\vec{k}_{1s}\vec{l}} \times$$

$$\times (\lambda_{1s} - \lambda_{2s}) \Big[ 2\lambda_{1s} l_y + \frac{l_x}{k_x} \Big( k_x^2 + \frac{\omega_s^2}{v^2} + \lambda_{1s}\lambda_{2s} \Big) \Big] \Big\} e^{2i\lambda_{1s} d},$$

$$A_{1s,\,y} = \frac{1}{2\varepsilon_1}(\varepsilon_2\lambda_{1s} - \varepsilon_1\lambda_{2s})\left(1 + \varepsilon_1 \frac{\omega^2}{c^2}\frac{l_y}{\vec{k}_{1s}\vec{l}}\cdot\frac{\Omega_S}{\omega\lambda_{1s}}\right)e^{2i\lambda_{1s}d},$$

$$A_{2xs} = \left\{k_x + \frac{\Omega_S}{\omega}\frac{1}{\vec{k}_{2s}\vec{l}}\left[l_x\left(k_x^2 + \frac{\omega_s^2}{v^2} + \lambda_{1s}\lambda_{2s}\right) + k_x l_y(\lambda_{1s} - \lambda_{2s})\right]\right\}\times$$
$$\times e^{i(\lambda_{1s} - \lambda_{2s})d},$$

$$A_{2sy} = \left(1 + \varepsilon_1 \frac{\omega^2}{c^2}\frac{\Omega_S}{\omega\lambda_{1s}}\right)\lambda_{1s} e^{i(\lambda_{1s} - \lambda_{2s})d}, \tag{25}$$

$$(A_{1,\,2s})_z = -\frac{v}{\omega_s}\left[k_x(A_{1,\,2s})_x \mp \lambda_{1,2s}(A_{1,\,2s})_y\right].$$

Введем цилидрические координаты $\rho$, $\varphi$, $z$:

$$x = \rho\cos\varphi, \quad z = z$$
$$-y = \rho\sin\varphi \qquad \text{для области } y < d,$$
$$(y - d) = \rho\sin\varphi \quad \text{для области } y > d. \tag{26}$$

Точками стационарной фазы будут

$$(k_x^0)_{1,\,2s} = \frac{\omega}{v}\xi_{1,\,2s}\cos\varphi,$$
$$\xi_{1,\,2s} = \sqrt{\beta^2\varepsilon_{1,\,2} - \frac{\omega_s^2}{\omega^2}}, \tag{27}$$

и значения полей будут даваться формулами (21), (24), в которых $k_x$ заменяется на $k_x^0$ из (27), а в подынтегральном выражении в (21) добавляется множитель

$$\sin\varphi\sqrt{-\frac{2\pi i\omega\xi_{1,\,2s}}{\rho v}}. \tag{28}$$

Полученные выражения при $\Omega = 0$ переходят в соответствующие формулы работы [8].

Спектральные компоненты полей зависят от координат как

$$\rho^{-1/2}\exp\left\{i\frac{\omega}{v}(\xi_{1s}\rho + 2\xi_{1s}\,d\sin\varphi)\right\}$$
$$\text{в области } y < d \tag{29}$$

и

$$\rho^{-1/2}\exp\left\{i\frac{\omega}{v}\left(\xi_{2s}\rho + \sqrt{\xi_{1s}^2 - \xi_{2s}^2\cos^2\varphi}\;d\right)\right\}$$
$$\text{в области } y > d.$$

Рассмотрим раздельно случаи, когда $\varepsilon_1 < \varepsilon_2$ и $\varepsilon_1 > \varepsilon_2$.

а) Оптическая плотность в области $y < d$ меньше, чем оптическая плотность в области $y > d$ $(\varepsilon_1 < \varepsilon_2)$.

Для частот, удовлетворяющих условию $\xi_{1s}^2 > 0$, автоматически выполняется $\xi_{2s}^2 > 0$.

Излучение на этих частотах имеет место во всем пространстве, причем в области $y>d$ для углов $\varphi$, удовлетворяющих

$$\xi_{1s}^2 - \xi_{2s}^2 \cos^2\varphi > 0, \tag{30}$$

мы имеем дело с излучением, генерированным в области $y<d$ и преломленным на границе.

В области же

$$\xi_{2s}^2 \cos^2\varphi - \xi_{1s}^2 > 0 \tag{31}$$

наблюдается излучение, которое генерируется осциллятором непосредственно в области $y>d$, и интенсивность его падает при удалении осциллятора от границы как

$$\exp\left[-2\frac{|\omega|}{v}\sqrt{\xi_{2s}^2\cos^2\varphi - \xi_{1s}^2}\, d\right]. \tag{32}$$

Если же $\xi_{1s}^2<0$, то может иметь место излучение в область $y>d$ на частотах $\xi_{1s}^2>0$.

Пусть $\beta^2\varepsilon_1<1$. Тогда если $\beta^2\varepsilon_2<1$, то излучение в обеих средах имеет место при $s\leqslant -1$, и его спектральный интервал ограничен неравенствами (12), записанными для соответствующих сред. При этом в области $y>d$ в угловом интервале

$$\sin^2\varphi < \beta^2\frac{\varepsilon_2-\varepsilon_1}{\xi_{2s}^2} \tag{33}$$

излучение генерируется непосредственно в самой среде, а в остальной области углов имеется лишь преломленное в область $y>d$ излучение осциллятора.

В случае, когда $\beta^2\varepsilon_1<1$, а $\beta^2\varepsilon_2>1$, в среде с $\varepsilon_2$ генерируется также излучение Вавилова-Черенкова, которое имеет место на частотах, определяемых формулами (13) — (14), в которых $\varepsilon_1$ заменяется на $\varepsilon_2$.

Рассмотрим еще область частот, для которых $\varepsilon_1<\varepsilon_2$, но $\beta^2\varepsilon_1>1$. Тогда при $y>d$ имеет место как преломленное, так и собственное излучение Вавилова-Черенкова, которое распространяется в областях

$$\cos\varphi < \xi_{1s}/\xi_{2s} \quad \text{и} \quad \cos\varphi > \xi_{1s}/\xi_{2s} \tag{34}$$

соответственно.

б) Пусть теперь $\varepsilon_1>\varepsilon_2$.

Если условие излучения Вавилова-Черенкова не выполняется, то весь процесс излучения происходит в области $y<d$. Частоты, удовлетворяющие условию $\xi_{2s}^2>0$, преломляются в область $y>d$; частоты же, для которых $\xi_{2s}^2<0$, испытывают на границе полное отражение.

В случае, когда $\beta^2\varepsilon_1>1$, а $\beta^2\varepsilon_2<1$, излучение Вавилова-Черенкова также испытавает полное отражение на границе. Если же условие возникновения излучения Вавилова-Черенкова выполняется для обеих сред, то опять излучение генерируется лишь в области $y<d$, и при этом частоты, лежащие в интервалах

$$\frac{|s|\,\Omega}{\beta\sqrt{\varepsilon_2}+1} \leqslant \omega \leqslant \frac{|s|\,\Omega}{\beta\sqrt{\varepsilon_1}+1} \quad \text{при } s \leqslant -1, \tag{35}$$

и

$$\frac{\Omega s}{\beta\sqrt{\varepsilon_2}-1} \leqslant \omega \leqslant \frac{\Omega s}{\beta\sqrt{\varepsilon_1}+1} \quad \text{при } s \geqslant 1, \tag{36}$$

не проходят в область $y > d$ (испытывают полное отражение).

Потери энергии в первой среде $(y < d)$ в случае $\xi_{1s}^2 > 0$, $\xi_{2s}^2 > 0$ даются выражением

$$\frac{dW_1}{dz} = -\sum_s \int_0^{-\pi}\int \frac{e^2 J_s^2\left(\vec{k}_{1s}^0\,\vec{l}\right)}{2\pi\varepsilon_1^2\beta^2\omega}\left[\varepsilon_1\frac{\omega^2}{c^2}\left(1-\varepsilon_1\frac{\vec{v}_s^{\,0\,2}}{c^2}\right)-\vec{A}_{1s}^{0\,2}+\right.$$

$$\left. +2\left(\vec{k}_{1s}^0-\frac{\omega}{c}\frac{\vec{v}_s^{\,0}}{c}\,\varepsilon_1\right)\overleftarrow{A}_{1s}^0\cos\left(2\frac{\omega}{v}\,\xi_{1s}\,d\sin\varphi\right)\right]d\omega d\varphi, \tag{37}$$

где индекс нуль показывает, что значение соответствующей величины берется в точке $k_{x1,s}^0$, определяемой из формулы (27), а $\vec{A}_{1s}^0$ — это вектор, компоненты которого получаются из формул (25), если в них вместо $k_x$ подставить $k_{x1s}^0$ и умножить на выражение

$$\left(\varepsilon_2\xi_{1s}\sin\varphi+\varepsilon_1\sqrt{\xi_{2s}^2-\xi_{1s}^2\cos^2\varphi}\,\right)^{-1}\exp\left(-\,2\,i\lambda_{1s}^0\,d\right).$$

Как видно из (37), поток электромагнитной энергии в первой среде складывается из потока поля излучения самого осциллятора, того же потока, но отраженного от границы раздела сред, и их интерференции (соответственно первый, второй и третий члены в квадратных скобках в (37)). Для данного $d$ и при наблюдении под заданным углом $\varphi$, собственное и отраженное поле излучения с частотами, удовлетворяющими условию $2\,\dfrac{\omega}{v}\,\xi_{1s}\,d\sin\varphi=(2n+1)\,\pi$, складываются. В то же время для частот, удовлетворяющих условию $\dfrac{\omega}{v}\,\xi_{1s}\,d\sin\varphi=\pi n$, интерференционный член обращается в нуль. Таким образом, при наличии границы раздела сред происходит частотное перераспределение интенсивности вследствие интерференции. Отметим, что формула (37) написана для случая $\xi_{2s}^2-\xi_{1s}^2\cos^2\varphi>0$. В случае обратного неравенства необходимо в выражениях для полей заменить

$$\sqrt{\xi_{2s}^2-\xi_{1s}^2\cos^2\varphi} \rightarrow i\,\frac{|\omega|}{\omega}\sqrt{\xi_{1s}^2\cos^2\varphi-\xi_{2s}^2}\,.$$

Для потока энергии во второй среде $(y > d)$ в области $\xi_{1s}^2 - \xi_{2s}^2\cos^2\varphi > 0$ имеем выражение

$$\frac{dW_2}{dz} = \sum \iint \frac{2e^2 J_s^2 (\vec{k}_{2s}^0 \vec{l})\, \xi_{2s}^2 \sin^2 \varphi \cdot c^2 \omega}{\pi v^4} \vec{A}_{2s}^{0\,2}\, d\varphi\, d\omega, \tag{38}$$

где величины с индексом нуль берутся в точке $k_{xs2}^0$, определяемой формулой (27), а компоненты вектора $\vec{A}_{2s}^0$ получаются из формулы (25), если в них вместо $k_x$ подставить $k_{x2s}^0$ и умножить на выражение $\left(\varepsilon_2 \sqrt{\xi_{1s}^2 - \xi_{2s}^2 \cos^2 \varphi} + \varepsilon_1 \xi_{2s} \sin \varphi\right)^{-1} \exp\left[-i (\lambda_{1s}^0 - \lambda_{2s}^0) d\right]$. В области $\xi_{2s}^2 \cos^2 \varphi - \xi_{1s}^2 > 0$ надо в выражениях для полей произвести замену $\sqrt{\xi_{1s}^2 - \xi_{2s}^2 \cos^2 \varphi} \to i \frac{|\omega|}{\omega} \sqrt{\xi_{2s}^2 \cos^2 \varphi - \xi_{1s}^2}$.

При этом в (38) появится множитель (32), описывающий зависимость интенсивности излучения во второй среде от расстояния $d$ осциллятора до границы.

Аналогичные формулы для излучения во вторую среду можно получить в случае $\xi_{1s}^2 < 0$, $\xi_{2s}^2 > 0$, и для излучения в первую среду при $\xi_{1s}^2 > 0$, $\xi_{2s}^2 < 0$.

Авторы выражают благодарность Г. М. Гарибяну за полезные обсуждения.

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 15.I.1971

## ЛИТЕРАТУРА

1. *В. Л. Гинзбург*, Изв. АН СССР, сер. физ., 11, 165 (1947).
2. *H. Motz*, Journ. Appl. Phys., 22, 527 (1957).
3. Миллиметровые и субмиллиметровые волны, ИЛ, М., 1959.
4. *Н. А. Корхмазян*, Изв. АН АрмССР, Физика, 5, 287 (1970); там же, 5, 418 (1970).
5. *Н. А. Корхмазян, С. С. Элбакян*, Изв. АН АрмССР, Физика, 6, 7 (1971).
6. *В. Л. Гинзбург, И. М. Франк*, ДАН СССР, 56, 699 (1947).
7. *Б. М. Болотовский, Г. В. Воскресенский*, УФН, 88, 209 (1966).
8. *Г. М. Гарибян, О. С. Мергелян*, Изв. АН АрмССР, физ.-мат. науки, 13, № 2, 123 (1960).
9. *С. А. Свободина*, Автореферат диссертации, МГПИ им. В. И. Ленина, М., 1968.
10. *В. Нечаев* (в печати).
11. *Г. М. Гарибян, Ф. А. Костанян*, Изв. высш. учебн. завед., Радиофизика, 14, 1857 (1971).

## ԵՐԿՈՒ ՄԻՋԱՎԱՅՐԵՐԻ ԲԱԺԱՆՄԱՆ ՍԱՀՄԱՆԻՆ ԶՈՒԳԱՀԵՌ ՇԱՐԺՎՈՂ ՕՍՑԻԼՅԱՏՈՐԻ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ

Ֆ. Ա. ԿՈՍՏԱՆՅԱՆ, Հ. Ս. ՄԵՐԳԵԼՅԱՆ

*Դիտարկված է երկու համասեռ միջավայրերի սահմանին զուգահեռ շարժվող օսցիլյատորի ճառագայթումը։ Ստացված են բանաձևեր՝ ալիքային զոնայում դաշտերի և էներգիայի կորուստների համար։ Հետազոտված է ճառագայթման անկյունային և հաճախականային բաշխումը և սահմանի առկայությամբ պայմանավորված նրանց առանձնահատկությունները։*

# RADIATION OF AN OSCILLATOR MOVING ALONG THE INTERFACE

F. A. KOSTANIAN, H. S. MERGELIAN

Radiation of an oscillator passing along an interface between two isotropic media is considered. The expressions for the far-zone fields and energy losses are derived. The angular and frequency distribution of the radiation and its peculiarities owing to the availability of an interface are investigated.