ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXVI, № 10 РАДИОФИЗИКА 1983

УДК 538.566 2

ПЕРЕХОДНОЕ РАССЕЯНИЕ ВОЛН СКОРОСТИ СРЕДЫ НА НЕПОДВИЖНЫХ ИСТОЧНИКАХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО И МАГНИТНОГО ПОЛЯ

В. А. Давыдов

Рассмотрено переходное рассеяние волн скорости среды на неподвижных источниках электрического и магнитного полей. Полученные общие выражения для углового распределения излученной мощности применены для расчета переходного рассеяния на заряде, магнитном диполе и прямолинейном постоянном токе.

В работе [1] Гинзбург и Цытович рассмотрели переходное рассеяние — излучение заряда при падении на него волны диэлектрической проницаемости. Авторы [1] показали, что в этом случае будет излучать даже неподвижный заряд. При этом часть энергии волны диэлектрической проницаемости преобразуется в энергию излучения. Очевидно, что электромагнитное излучение, аналогичное рассмотренному в [1], должно возникать всякий раз, когда в среде, где находится заряд, распространяется волна какого-либо параметра, входящего в уравнения Максвелла или в материальные соотношения (диэлектрической и магнитной проницаемостей и т. д.). Так, в [2] исследовалось переходное рассеяние гравитационных волн на некоторых источниках электрического и магнитного полей. Таким образом, естественное обобщение понятия переходного рассеяния должно быть следующим: это излучение источников электрического и (или) магнитного поля (зарядов, токов, электрических и магнитных диполей и т. д.), движущихся либо покоящихся в среде, в которой распространяются бегущие волны описанных выше параметров. В настоящей работе мы рассмотрим еще один вид переходного рассеяния — излучение неподвижных источников электрического и магнитного поля при падении на них волны скорости среды (например, звуковой волны).

Запишем уравнения Максвелла и материальные соотношения Минковского [3] для медленно движущихся сред (производные скорости среды по координатам и времени считаем малыми, магнитную проницаемость μ положим равной единице):

$$\operatorname{div}\boldsymbol{D} = 4\pi\rho, \quad \operatorname{div}\boldsymbol{B} = 0,$$
$$\operatorname{rot}\boldsymbol{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t}, \quad \operatorname{rot}\boldsymbol{H} = \frac{1}{c}\frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c}\boldsymbol{j}; \tag{1}$$

$$\boldsymbol{D} = \varepsilon\boldsymbol{E} + \varkappa c^{-1}[\boldsymbol{V}\times\boldsymbol{H}], \quad \boldsymbol{B} = \boldsymbol{H} + \varkappa c^{-1}[\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{V}], \tag{2}$$

где $\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{H}$, $\boldsymbol{D}$, $\boldsymbol{B}$ — электрическое и магнитное поля, электрическая и магнитная индукции соответственно, $\boldsymbol{V} = \boldsymbol{V}(\boldsymbol{r}, t)$ — скорость среды ($V \ll c$), $\boldsymbol{j}$ — плотность тока, ε — диэлектрическая проницаемость в системе покоя среды, $\varkappa = \varepsilon - 1$. Поскольку $V \ll c$, будем искать решение задачи (1), (2) в виде

$$\boldsymbol{E} = \boldsymbol{E}^q + \boldsymbol{E}_1, \quad \boldsymbol{B} = \boldsymbol{B}^q + \boldsymbol{B}_1, \quad \boldsymbol{H} = \boldsymbol{H}^q + \boldsymbol{H}_1, \quad \boldsymbol{D} = \boldsymbol{D}^q + \boldsymbol{D}_1, \tag{3}$$

где $\boldsymbol{E}_1$, $\boldsymbol{B}_1$, $\boldsymbol{H}_1$, $\boldsymbol{D}_1$ — малые поправки к полям, обязанные своим происхождением медленному неоднородному и неравномерному движению среды, $\boldsymbol{E}^q$, $\boldsymbol{B}^q$, $\boldsymbol{H}^q$, $\boldsymbol{D}^q$ — решения уравнений Максвелла при $V=0$. Подставляя разложение (3) в (1), (2) и отбрасывая члены порядка малости выше первого (например, $\varkappa c^{-1}[E_1 \times V]$), получим для поправок следующую систему уравнений:

$$\varepsilon \operatorname{div} \boldsymbol{E}_1 = -\varkappa c^{-1} \operatorname{div}[\boldsymbol{V} \times \boldsymbol{H}^q], \quad \operatorname{div} \boldsymbol{B}_1 = 0,$$
$$\operatorname{rot} \boldsymbol{B}_1 = \frac{\varepsilon}{c}\frac{\partial \boldsymbol{E}_1}{\partial t} + \frac{\varkappa}{c^2}\frac{\partial}{\partial t}[\boldsymbol{V} \times \boldsymbol{H}^q] + \frac{\varkappa}{c}\operatorname{rot}[\boldsymbol{E}^q \times \boldsymbol{V}], \quad \operatorname{rot} \boldsymbol{E}_1 = -\frac{1}{c}\frac{\partial \boldsymbol{B}_1}{\partial t}. \tag{4}$$

Система (4) формально совпадает с системой уравнений Максвелла ($\mu=1$), если положить

$$\rho = -\left(\frac{\varkappa}{4\pi c}\right)\operatorname{div}[\boldsymbol{V} \times \boldsymbol{H}^q], \quad \boldsymbol{j} = \left(\frac{\varkappa}{4\pi c}\right)\left(\frac{\partial}{\partial t}[\boldsymbol{V} \times \boldsymbol{H}^q] + c \operatorname{rot}[\boldsymbol{E}^q \times \boldsymbol{V}]\right). \tag{5}$$

Отметим, что определенные таким образом «плотности заряда и тока» удовлетворяют уравнению непрерывности. Дальнейший расчет энергии излучения во многом аналогичен приведенному в [5] расчету энергии излучения источников электрического поля в слабонеоднородных и слабонестационарных средах. Фурье-компонента вектор-потенциала поля излучения на больших расстояниях R имеет следующий вид:

$$\boldsymbol{A}_\omega = \frac{\exp(ikR)}{cR}\int \boldsymbol{j}_\omega \exp(-i\boldsymbol{kr})\, d\boldsymbol{r}, \tag{6}$$

где

$$k = \omega\sqrt{\varepsilon}/c,$$

$$\boldsymbol{j}_\omega = \frac{1}{2\pi}\int dt e^{i\omega t}\frac{\varkappa}{4\pi c}\left(\frac{\partial}{\partial t}[\boldsymbol{V} \times \boldsymbol{H}^q] + c \operatorname{rot}[\boldsymbol{E}^q \times \boldsymbol{V}]\right).$$

Разложим $[\boldsymbol{V} \times \boldsymbol{H}^q]$ и $[\boldsymbol{E}^q \times \boldsymbol{V}]$ в интегралы Фурье:

$$[\boldsymbol{V} \times \boldsymbol{H}^q] = \int d\boldsymbol{k}_1 d\omega_1 [\boldsymbol{V} \times \boldsymbol{H}^q]_{\boldsymbol{k}_1\omega_1} \exp[i(\boldsymbol{k}_1\boldsymbol{r} - \omega_1 t)],$$
$$[\boldsymbol{E}^q \times \boldsymbol{V}] = \int d\boldsymbol{k}_1 d\omega_1 [\boldsymbol{E}^q \times \boldsymbol{V}]_{\boldsymbol{k}_1\omega_1} \exp[i(\boldsymbol{k}_1\boldsymbol{r} - \omega_1 t)]. \tag{7}$$

Подставляя (7) в (6), получим

$$\boldsymbol{A}_\omega = -ie^{ikR}(2\pi)^2\varkappa\omega(2c^2R)^{-1}([\boldsymbol{V} \times \boldsymbol{H}^q] - \sqrt{\varepsilon}[\boldsymbol{n}[\boldsymbol{E}^q \times \boldsymbol{V}]]) =$$
$$= -ie^{ikR}(2\pi)^2\varkappa\omega(2c^2R)^{-1}\int d\boldsymbol{k}_1 d\omega_1([\boldsymbol{V}(\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}_1, \omega-\omega_1)\boldsymbol{H}^q(\boldsymbol{k}_1, \omega_1)] - \tag{8}$$
$$-\sqrt{\varepsilon}[\boldsymbol{n} \times [\boldsymbol{E}^q(\boldsymbol{k}_1, \omega_1) \times \boldsymbol{V}(\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}_1, \omega-\omega_1)]]),$$

где $\boldsymbol{n} = \boldsymbol{k}/k$, $\boldsymbol{V}(\boldsymbol{k}_1, \omega_1)$, $\boldsymbol{H}^q(\boldsymbol{k}_1, \omega_1)$, $\boldsymbol{E}^q(\boldsymbol{k}_1, \omega_1)$ — соответственно фурье-компоненты скорости, магнитного и электрического полей. Из (8) найдем поле излучения, а затем — спектральное и угловое распределение энергии излучения волн поляризации λ (мы использовали известное свойство двойного векторного произведения: $[\boldsymbol{a} \times [\boldsymbol{b} \times \boldsymbol{c}]] = \boldsymbol{b}(\boldsymbol{ac}) - \boldsymbol{c}(\boldsymbol{ab})$, а также то, что $\boldsymbol{n} = [\boldsymbol{e}^1 \times \boldsymbol{e}^2]$, где $\boldsymbol{e}^\lambda$ ($\lambda=1, 2$) — независимые единичные векторы поляризации):

$$W_{\boldsymbol{k},\lambda}\, d^3k = \varkappa^2\omega^2(2\pi)^4(4c^2\varepsilon(\omega))^{-1}\left|\int d\boldsymbol{k}_1 d\omega_1 (\boldsymbol{V}(\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}_1,\ \omega-\omega_1)\times\right.$$
$$\left.\times([\boldsymbol{H}^q(\boldsymbol{k}_1,\ \omega_1)\boldsymbol{e}^\lambda] + \sqrt{\varepsilon}\,[[\boldsymbol{n}\times\boldsymbol{e}^\lambda]\times\boldsymbol{E}^q(\boldsymbol{k}_1,\ \omega_1)]])\right|^2 d^3k. \tag{9}$$

Формула (9) может быть выведена и другим путем. Используя (1), (2), нетрудно получить следующее «обобщенное» уравнение Пойнтинга:

$$c(4\pi)^{-1}\operatorname{div}[\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{H}] + \boldsymbol{jE} + (\partial/\partial t)\{(8\pi)^{-1}(\varepsilon E^2 + H^2) -$$
$$-\varkappa(4\pi c)^{-1}(\boldsymbol{V}[\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{H}])\} - \varkappa(4\pi c)^{-1}((\partial\boldsymbol{V}/\partial t)[\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{H}]) = 0. \tag{10}$$

Уравнение (10) допускает следующую интерпретацию — в неравномерно движущейся среде изменение плотности энергии электромагнитного поля (которая в каждый момент времени описывается выражением, стоящим под знаком производной в третьем слагаемом (10)) может происходить не только за счет излучения или работы поля над токами (первое и второе слагаемые в (10) соответственно), но и за счет плотности энергии, выделяющейся или поглощающейся в среде из-за действия «внешней силы», заставляющей среду двигаться неравномерно (четвертое слагаемое в (10)). Таким образом, в неравномерно движущейся среде (как и в нестационарной среде, диэлектрическая проницаемость которой зависит от времени [4]) открывается новый канал, по которому энергия может притекать к системе или утекать от нее. Если рассматривать величину $H_1 = -(\varkappa/4\pi c)\int(\boldsymbol{V}[\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{H}])d\boldsymbol{r}$ как возмущение к энергии поля, обусловленное медленным движением среды, и строить теорию возмущений на основе гамильтониана H_1 (как это делалось в [5] для слабонеоднородных и слабонестационарных сред), придем к формуле (9).

Из формулы (9) следует, что в отличие от сред с меняющейся в пространстве и во времени диэлектрической проницаемостью в неоднородно и неравномерно движущихся средах существенный вклад в излучение может давать не только электрическое, но и магнитное поле источника. Это приводит, в частности, к возможности переходного рассеяния волн скорости среды на неподвижных источниках магнитного поля. Эта возможность отсутствует для волн диэлектрической проницаемости. Применим теперь общую формулу (9) для расчета переходного рассеяния на неподвижных источниках электрического и магнитного полей.

1. Переходное рассеяние на неподвижных заряженных источниках. Пусть в среде, в которой распространяется волна скорости вида

$$\boldsymbol{V}(\boldsymbol{r},\ t) = \boldsymbol{V}_0\cos(\boldsymbol{k}_0\boldsymbol{r} - \omega_0 t), \tag{11}$$

находится неподвижный заряженный источник электрического поля с плотностью заряда $\rho(\boldsymbol{r})$. Фурье-образы скорости среды и напряженности электрического поля источника соответственно равны ($\boldsymbol{H}^q = 0$)

$$\boldsymbol{V}(\boldsymbol{k}_1,\ \omega_1) = (\boldsymbol{V}_0/2)(\delta(\omega_1-\omega_0)\delta(\boldsymbol{k}_1-\boldsymbol{k}_0) + \delta(\omega_1+\omega_0)\delta(\boldsymbol{k}_1+\boldsymbol{k}_0)),$$
$$\boldsymbol{E}^q(\boldsymbol{k}_1,\ \omega_1) = -(4\pi i/\varepsilon(0))(\delta(\omega_1)/k_1^2)\rho(\boldsymbol{k}_1)\boldsymbol{k}_1, \tag{12}$$

где $\varepsilon(0)$ — статическое значение диэлектрической проницаемости, $\rho(\boldsymbol{k}_1)$ — пространственный фурье-образ плотности заряда. Подстановка (12) в (9) приводит к общему выражению для энергии переходного рассеяния, однако квадрат δ-функции ($\delta^2(\omega-\omega_0)$) делает его расходящимся. Эта расходимость, очевидно, связана с бесконечной длительностью однородного во времени процесса излучения. Речь, поэтому, должна идти о мощности переходного рассеяния, выражение для которой имеет вид

$$P_{\boldsymbol{k},\lambda}\, d^3k = \frac{\varkappa^2\omega^2 (2\pi)^5}{4c^2 (\varepsilon(0))^2} \frac{|\rho(\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}_0)|^2}{(\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}_0)^4} \delta(\omega-\omega_0) \times$$
$$\times \left[(\boldsymbol{V}_0\boldsymbol{n})(\boldsymbol{e}^\lambda \boldsymbol{k}_0) - (\boldsymbol{V}_0\boldsymbol{e}^\lambda)\, k + (\boldsymbol{V}_0\boldsymbol{e}^\lambda)(\boldsymbol{k}_0\boldsymbol{n})\right]^2 d^3k. \tag{13}$$

Существенным отличием рассматриваемого явления от «обычного» переходного рассеяния волны диэлектрической проницаемости на неподвижном источнике является то, что мощность переходного рассеяния (13) не стремится к нулю при $k_0 \to 0$. Рассмотрим теперь некоторые частные случаи переходного рассеяния волны скорости.

а) Продольная волна скорости. Выберем ось z вдоль направления $\boldsymbol{k}_0$ и $\boldsymbol{V}_0$. Как следует из (13), вектор поляризации излученных волн лежит в плоскости, образованной векторами $\boldsymbol{k}$ и $\boldsymbol{k}_0$ ($\lambda = 1$). Проведя в (13) интегрирование по частоте, получим угловое распределение мощности переходного рассеяния продольной волны скорости:

$$P_{\theta,\varphi} d\theta d\varphi = B (2\pi)^5 |\rho(\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}_0)|^2 (1 - 2\Lambda\cos\theta)^2 \sin^3\theta\, d\theta d\varphi, \tag{14}$$

где

$$B = \frac{\varkappa^2\omega_0^2 V_0^2 \sqrt{\varepsilon(\omega_0)}}{4c^3\varepsilon^2(0)(1 - 2\Lambda\cos\theta + \Lambda^2)^2}, \tag{15}$$

θ, φ — соответственно полярный и азимутальный углы сферической системы координат с осью z, $\Lambda = k_0/k$. Для случая точечного заряда q распределение мощности излучения по полярному углу имеет вид ($\rho(\boldsymbol{k}_1) = q(2\pi)^{-3}$)

$$P_\theta d\theta = Bq^2 (1 - 2\Lambda\cos\theta)^2 \sin^3\theta d\theta. \tag{16}$$

б) Поперечная волна скорости. Направим ось z вдоль $\boldsymbol{k}_0$, а ось x — вдоль $\boldsymbol{V}_0$. Как следует из (13), при этом возможно излучение волн, поляризованных как в плоскости, образованной векторами $\boldsymbol{k}$ и $\boldsymbol{k}_0$ ($\lambda = 1$), так и перпендикулярно ей ($\lambda = 2$). Интегрируя (13) по частоте, получим выражения для мощности переходного рассеяния поперечной волны скорости для двух направлений вектора поляризации ($\lambda = 1, 2$):

$$P^{(1)}_{\theta,\varphi} d\theta d\varphi = B (2\pi)^5 |\rho(\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}_0)|^2 (\cos\theta - \Lambda\cos 2\theta)^2 \sin\theta \cos^2\varphi\, d\theta d\varphi,$$
$$P^{(2)}_{\theta,\varphi} d\theta d\varphi = B (2\pi)^5 |\rho(\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}_0)|^2 (1 - \Lambda\cos\theta)^2 \sin\theta \sin^2\varphi\, d\theta d\varphi. \tag{17}$$

Если поперечная волна скорости рассеивается на неподвижном точечном заряде q, то выражения для распределения мощности по полярному углу θ легко получить, проинтегрировав (17) по азимутальному углу φ:

$$P^{(1)}_\theta d\theta = (B/2)\, q^2 (\cos\theta - \Lambda\cos 2\theta)^2 \sin\theta\, d\theta,$$
$$P^{(2)}_\theta d\theta = (B/2)\, q^2 (1 - \Lambda\cos\theta)^2 \sin\theta\, d\theta. \tag{18}$$

2. Переходное рассеяние на неподвижных источниках магнитного поля. Пусть в среде, в которой распространяется волна скорости вида (11), находится неподвижный источник магнитного поля с плотностью тока $\boldsymbol{j}(\boldsymbol{r})$. Для фурье-образа магнитного поля источника имеем следующее выражение:

$$H^q(\boldsymbol{k}_1,\ \omega_1) = i4\pi\delta(\omega_1)c^{-1}k_1^{-2}[\boldsymbol{k}_1 \times \boldsymbol{j}(\boldsymbol{k}_1)], \tag{19}$$

где

$$\boldsymbol{j}(\boldsymbol{k}_1) = (2\pi)^{-3}\int d\boldsymbol{r}\boldsymbol{j}(\boldsymbol{r})\exp(-i\boldsymbol{k}_1\boldsymbol{r}).$$

Подстановка (19) и фурье-образа скорости среды (12) в (9) приводит к общему выражению для мощности переходного рассеяния волны скорости (11) на неподвижном источнике магнитного поля ($\omega + \omega_0 > 0$):

$$P_{\boldsymbol{k},\lambda}d^3k = \frac{\varkappa^2\omega^2(2\pi)^5(\boldsymbol{V}_0[\boldsymbol{e}^\lambda[(\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}_0)\times\boldsymbol{j}(\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}_0)]])^2\delta(\omega-\omega_0)d^3k}{4c^4\varepsilon(\omega)(\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}_0)^4}. \tag{20}$$

Как и в случае переходного рассеяния, на неподвижном источнике электрического поля излучение происходит на частоте ω_0, и при $k_0 \to 0$ мощность (20) в общем случае не стремится к нулю. Рассмотрим подробнее некоторые частные случаи формулы (20).

а) Переходное рассеяние на неподвижном магнитном диполе. Пусть в среде, в которой распространяется волна скорости вида (11), в начале координат покоится точечный магнитный диполь, момент которого равен $\boldsymbol{\mu}$. Фурье-образ плотности тока при этом равен

$$\boldsymbol{j}(\boldsymbol{k}_1) = c(2\pi)^{-3}[\boldsymbol{k}_1 \times \boldsymbol{\mu}]. \tag{21}$$

Подставляя (21) в (20), получим общее выражение для мощности переходного рассеяния на магнитном диполе:

$$P_{\boldsymbol{k},\lambda}d^3k = \frac{\varkappa^2\omega^2(\boldsymbol{V}_0[\boldsymbol{e}^\lambda[(\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}_0)\times[(\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}_0)\times\boldsymbol{\mu}]]])^2\delta(\omega-\omega_0)d^3k}{8\pi c^2\varepsilon(\omega)(\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}_0)^4}. \tag{22}$$

Угловое распределение мощности излучения оказывается в общем случае слишком сложным и громоздким. Рассмотрим, поэтому, более подробно простой частный случай переходного рассеяния продольной волны скорости на магнитном диполе, ориентированном вдоль вектора $\boldsymbol{k}_0$. Выберем ось z параллельно $\boldsymbol{k}_0$. В рассматриваемом случае V_0 и $\boldsymbol{\mu}$ будут также направлены вдоль $\boldsymbol{k}_0$, выражение для углового распределения мощности переходного рассеяния приобретает вид

$$P_\theta d\theta = \frac{\varkappa^2\omega_0^4V_0^2\mu^2(\cos\theta-\Lambda)^2\sin^3\theta\sqrt{\varepsilon(\omega_0)}\,d\theta}{4c^5(1-2\Lambda\cos\theta+\Lambda^2)^2}, \tag{23}$$

где θ — полярный угол сферической системы координат с осью z (угол между $\boldsymbol{k}_0$ и $\boldsymbol{k}$), $\Lambda = k_0/k$. Поляризация излучения оказывается таковой, что единичный вектор $\boldsymbol{e}^\lambda$ лежит перпендикулярно плоскости, образуемой векторами $\boldsymbol{k}_0$ и $\boldsymbol{k}$ (плоскости k_0k).

Если магнитный диполь ориентирован под произвольным углом к $\boldsymbol{k}_0$, выражение для углового распределения мощности излучения резко усложняется. Еще более сложными оказываются соответствующие формулы для поперечной волны скорости, однако все эти процессы исследуются с помощью общего выражения (22). Отметим, что в случае произвольной взаимной ориентации векторов $\boldsymbol{k}_0$, $\boldsymbol{\mu}$ и V_0 будут излучаться волны, вектор поляризации которых лежит как в плоскости k_0k, так и перпендикулярно ей.

б) Переходное рассеяние на бесконечном прямолинейном токе. Рассмотрим теперь переходное рассеяние волны скорости среды на бесконечном прямолинейном токе I. Направим ось z вдоль тока. При этом плотность тока $\boldsymbol{j}(\boldsymbol{r})$ имеет следующий вид:

$$\boldsymbol{j}(\boldsymbol{r}) = I\delta(x)\delta(y), \tag{24}$$

где $\boldsymbol{I} = \boldsymbol{e}_z I$, $\boldsymbol{e}_z$ — единичный орт оси z. Из (19) легко найти фурье-образ плотности тока

$$\boldsymbol{j}(\boldsymbol{k}_1) = \boldsymbol{I}\delta(k_{1z})(2\pi)^{-2}. \quad (25)$$

Подставив (25) в (20), получим выражение для мощности, излучаемой с единицы длины провода с током:

$$\frac{dP_{\boldsymbol{k},\lambda}}{dL} d^3k = \frac{\varkappa^2\omega^2(V_0[\boldsymbol{e}^\lambda[(\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}_0)\times \boldsymbol{I}]])^2\delta(\omega-\omega_0)\delta(k_z-k_{0z})d^3k}{4c^4\varepsilon(\omega)(\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}_0)^4}. \quad (26)$$

Наличие в (26) $\delta(k_z - k_{0z})$ говорит о том, что излучение возможно только при условии

$$k_z - k_{0z} = 0. \quad (27)$$

Пусть проекция волнового вектора волны скорости на ось z равна $k_0 \cos\theta_0$, а проекция волнового вектора излученной волны — $k\cos\theta$. При этом условие (27) принимает вид

$$\cos\theta = k_0\cos\theta_0 k^{-1} = c(u\sqrt{\varepsilon})^{-1}, \quad (28)$$

где $u = \omega_0(k_0\cos\theta_0)^{-1}$ — скорость точки пересечения фронта волны скорости среды и провода с током. Очевидно, что условие (28), при котором излучение возможно, есть условие излучения Вавилова—Черенкова. Отметим, что аналогичной особенностью обладает излучение бесконечной заряженной нити при падении на нее волны диэлектрической проницаемости или движущейся границы раздела двух сред [6, 7]. Волновые векторы излученных волн лежат на образующих кругового конуса, описываемого уравнением (28), однако мощность излучения распределена по конусу неравномерно, поскольку в поставленной задаче отсутствует в общем случае цилиндрическая симметрия относительно оси z. Таким образом, если $k \geqslant k_0$, ток излучает всегда, если $k < k_0$, излучение происходит лишь в случае, если угол θ_0 таков, что выполняется условие (28). Рассмотрим теперь некоторые частные случаи формулы (26).

Пусть продольная волна скорости падает на ток так, что $\boldsymbol{k}_0 \parallel \boldsymbol{I}$. При этом задача обладает цилиндрической симметрией и выражение для углового распределения мощности переходного рассеяния с единицы длины провода с током приобретает вид ($k \geqslant k_0$)

$$\frac{dP_\theta}{dL} d\theta = \frac{\varkappa^2\omega_0^2 I^2 V_0^2 k^4 \cos^2\theta \sin^3\theta\delta(k\cos\theta - k_0)d\theta}{2c^5\sqrt{\varepsilon(\omega)}(\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}_0)^4}. \quad (29)$$

Интегрируя (29) по полярному углу θ, получаем полную мощность излучения с единицы длины провода:

$$\frac{dP}{dL} = \frac{\pi\varkappa^2\omega_0 I^2 V_0^2}{2c^4\varepsilon(\omega_0)((k^2/k_0^2)-1)}. \quad (30)$$

В рассматриваемом частном случае мощность переходного рассеяния стремится к нулю, если $k_0 \to 0$, т. е. для излучения необходимо наличие бегущей волны скорости.

Пусть теперь продольная волна скорости падает перпендикулярно току. Выберем ось x вдоль $\boldsymbol{k}_0$. Из (26) следует, что излучение происходит в направлениях, перпендикулярных току, так, что вектор поляризации излученных волн (как и в рассмотренном выше случае) лежит в плоскости, образованной векторами $\boldsymbol{I}$ и $\boldsymbol{k}$, а угловое распределение мощности излучения с единицы длины провода в плоскости, перпендикулярной $\boldsymbol{I}$, имеет вид

$$\frac{dP_\varphi}{dL}\,d\varphi=\frac{\varkappa^2\omega_0 l^2 V_0^2(\cos\varphi-\Lambda)^2\,d\varphi}{4c^4\varepsilon(\omega)(1-2\Lambda\cos\varphi+\Lambda^2)^2}, \tag{31}$$

где φ — угол между осью x и $\boldsymbol{k}$. Интегрируя (31) по φ, получим выражение для полной мощности излучения с единицы длины:

$$\frac{dP}{dL}=\frac{\pi\varkappa^2\omega_0 l^2 V_0^2}{4c^4\varepsilon(\omega_0)\,|1-\Lambda^2|}. \tag{32}$$

Из (32) следует, что в случае, когда волна скорости падает перпендикулярно току, мощность излучения не стремится к нулю при $k_0\to 0$.

В заключение приведем некоторые оценки. При распространении в воде ($\varepsilon=80$) ультразвука частотой 10 *МГц* амплитуда скорости может достигать при силе звука порядка 10 *Вт/см*^{2} величины 50 *см/с* [8]. Расчет по формуле (16) показывает, что мощность излучения заряда 1 CGSE по порядку величины равна 10^{-20} *эрг/с*. Столь незначительная величина мощности связана, конечно, с малостью скорости среды и скорости звука в воде по сравнению со скоростью света.

Автор благодарит Б. М. Болотовского, В. Л. Гинзбурга и С. Н. Столярова за полезные замечания и обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1 Гинзбург В Л, Цытович В Н — ЖЭТФ, 1973, **65**, с 1818.
2. Гинзбург В Л, Цытович В Н.— Изв вузов — Радиофизика, 1975, **18**, с 173.
3. Ландау Л. Д, Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред.— М: Наука, 1982, § 76
4 Аверков С. И, Островский Л А — Изв. вузов — Радиофизика, 1958, **1**, № 4, с. 46.
5. Давыдов В А — ЖЭТФ, 1981, **80**, с. 859
6 Давыдов В А — Изв. АН СССР, сер. Физическая, 1981, **45**, с. 1848
7 Давыдов В. А, Колесов В. В — Изв. вузов — Радиофизика, 1982, **25**, с 815.
8 Бергман Л. Ультразвук и его применение в науке и технике — М: ИЛ, 1957.

Научно-исследовательский институт
ядерной физики
Московского университета

Поступила в редакцию
13 января 1983 г.

TRANSITION SCATTERING OF THE WAVES OF THE VELOCITY IN MEDIA ON NONMOVING SOURCES OF THE ELECTRIC AND MAGNETIC FIELD

V. A. Davydov

This paper deals with the transition scattering of the waves of the velocity in media on nonmoving sources of the electric and magnetic field The general expressions obtained for the angular distribution of the emitted power are employed to calculate the transition scattering on the charge, magnetic dipole and on the straight constant current.