ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXVIII, № 9 РАДИОФИЗИКА 1985

УДК 538 574 4

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ КРИТЕРИЙ КОГЕРЕНТНОСТИ И НЕКОГЕРЕНТНОСТИ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ВОЛН В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

Ю. Н. Барабаненков

На основе закона сохранения потока энергии излучения выяснены условия, когда при исследовании многократного рассеяния электромагнитных волн в случайно-неоднородной среде достаточен учет только среднего по ансамблю поля и когда необходим учет флуктуаций поля Критерий выражается в терминах эффективной диэлектрической проницаемости среды. В качестве иллюстрации рассмотрена задача о рас сеянии волны средой, состоящей из точечных дипольных рассеивателей

К настоящему времени опубликовано большое число работ по многократному рассеянию электромагнитных и акустических волн в плотных дискретных средах, когда среднее расстояние между рассеивателями может быть сравнимо с их размером [1–13]. Главный результат этих работ, ясно сформулированный в [11], состоит в том, что относительное значение коэффициента экстинкции излучения уменьшается с ростом параметра упаковки рэлеевских парнокоррелированных отталкивающихся рассеивателей $\pi\rho r_{\min}^3/6$ (ρ — плотность рассеивателей и $r_{\min}$ — минимальное расстояние между их центрами) по сравнению с коэффициентами экстинкции для модели независимых рассеивателей при той же плотности. Необходимо отметить, что ранее проблема о влиянии степени упорядоченности рассеивающей среды в виде газа, кристалла, жидкости, или характера взаимных корреляций ее рассеивателей на значение коэффициента экстинкции рассматривалась в [14–18] (см также [19]).

Относительное уменьшение коэффициента экстинкции свидетельствует о том, что при рассеянии волн на малом по сравнению с длиной экстинкции объеме среды убывает доля энергии излучения, переходящей от когерентной составляющей поля к некогерентной (флуктуационной). В связи с этим представляет интерес сформулировать количественный критерий когерентности и некогерентности многократного рассеяния электромагнитных волн на объеме случайно-неоднородной среды произвольных размеров. К поставленной задаче возможны, вообще говоря, различные подходы, некоторые из них обсуждались в [20, 21] для малого объема рассеивающей среды. В данной работе такой критерий формулируется на основе закона сохранения потока энергии излучения в теории многократного рассеяния волн [22, 23] и определения тензора эффективной диэлектрической проницаемости среды [24, 25]. Критерий поясняется на примере задачи о рассеянии волны средой, состоящей из коррелированных точечных дипольных резонаторов или рэлеевских сферических рассеивателей.

1. ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Исходим из стохастических уравнений Максвелла для монохроматического электромагнитного поля в случайно-неоднородной дискретной или непрерывной среде

$$\mathrm{rot}\,\boldsymbol{E} = i(\omega/c)\boldsymbol{H}, \quad \mathrm{rot}\,\boldsymbol{H} = -i(\omega/c)\boldsymbol{D} + (4\pi/c)\boldsymbol{j}, \quad \boldsymbol{D} = \varepsilon\boldsymbol{H}. \tag{1}$$

Здесь $\varepsilon(\boldsymbol{r})$ — вещественная диэлектрическая проницаемость среды, являющаяся случайной функцией точки пространства. Тензор эффективной диэлектрической проницаемости среды $\varepsilon_{ij}^{\text{эфф}}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}')$ вводится соотношением [24, 25]

$$\langle D_i(\boldsymbol{r})\rangle = \int d^3 r' \, \varepsilon_{ij}^{\text{эфф}}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}') \langle E_j(\boldsymbol{r}')\rangle, \tag{2}$$

где угловые скобки означают усреднение по ансамблю сред и производится суммирование по повторяющемуся индексу.

Обозначим $\boldsymbol{S}_{\text{ког}}$ вектор Пойнтинга среднего по ансамблю электромагнитного поля,

$$\boldsymbol{S}_{\text{ког}} = (c/8\pi)\,\mathrm{Re}\,(\langle\boldsymbol{E}\rangle \times \langle\boldsymbol{H}^*\rangle), \tag{3}$$

который будем называть вектором Пойнтинга когерентного излучения, звездочка означает переход к комплексно-сопряженной величине. Из уравнений Максвелла (1) и соотношения (2) получается формула [22]

$$\mathrm{div}\,\boldsymbol{S}_{\text{ког}} = -(1/2)\,\mathrm{Re}\,(\boldsymbol{j}\langle\boldsymbol{E}^*\rangle) + (\omega/8\pi)\,\mathrm{Im}\,(\langle\boldsymbol{E}\rangle\langle\boldsymbol{D}^*\rangle). \tag{4}$$

Наряду с (3) вводим вектор Пойнтинга, отвечающий флуктуационной части поля,

$$\boldsymbol{S}_{\text{неког}} = \langle\boldsymbol{S}\rangle - \boldsymbol{S}_{\text{ког}} = (c/8\pi)\,\mathrm{Re}\,\langle\tilde{\boldsymbol{E}} \times \tilde{\boldsymbol{H}}^*\rangle,$$
$$\boldsymbol{S} = (c/8\pi)\,\mathrm{Re}\,(\boldsymbol{E} \times \boldsymbol{H}^*), \quad \tilde{\boldsymbol{E}} = \boldsymbol{E} - \langle\boldsymbol{E}\rangle, \quad \tilde{\boldsymbol{H}} = \boldsymbol{H} - \langle\boldsymbol{H}\rangle, \tag{5}$$

и называемый также вектором Пойнтинга некогерентного излучения. На основании закона сохранения потока энергии электромагнитного поля [26] записывается очевидное уравнение

$$\mathrm{div}\,(\boldsymbol{S}_{\text{ког}} + \boldsymbol{S}_{\text{неког}}) = -(1/2)\,\mathrm{Re}\,(\boldsymbol{j}\langle\boldsymbol{E}^*\rangle), \tag{6}$$

регулирующее преобразование потока энергии между когерентным и некогерентным излучением.

2. СЕЧЕНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И СВЯЗАННЫЕ С НИМ ВЕЛИЧИНЫ

Пусть на ограниченную рассеивающую среду падает плоская волна с напряженностью электрического поля

$$\boldsymbol{E}_0(\boldsymbol{r}) = \boldsymbol{E}_0 \exp(ik_0\boldsymbol{n}_0\boldsymbol{r}), \quad (\boldsymbol{E}_0\boldsymbol{n}_0) = 0, \tag{7}$$

где $k_0^2 = \varepsilon_0(\omega/c)^2$, ε_0 — диэлектрическая проницаемость однородной среды, $\boldsymbol{n}_0$ — единичный вектор вдоль направления распространения волны. Решаем задачу дифракции для напряженностей средних электрического и магнитного полей, удовлетворяющих усредненным уравнениям Максвелла (1) и соотношению (2). Подставляя полученное решение в (3), вычислим величину

$$C_{\text{ког погл}} = -(S_0 n_0)^{-1} \lim_{r\to\infty} r^2 \int\limits_{|n|=1} d^2 n\,(S_{\text{ког}} n), \tag{8}$$

представляющую собой сечение поглощения когерентного излучения [23]. Здесь S_0 — вектор Пойнтинга падающей волны (7), начало координат $r = rn$ помещено внутри среды, d^2n — элемент телесного угла в направлении единичного вектора n, интегрирование производится по сфере радиуса $r\to\infty$. В силу (4) сечение поглощения (8) преобразуется к виду

$$C_{\text{ког погл}} = \frac{\omega}{c\sqrt{\varepsilon_0}} \frac{1}{(E_0 E_0^*)} \int d^3 r \int d^3 r' \,[\operatorname{Im} \varepsilon_{ij}^{\text{эфф}}(r, r')] \times \\ \times \langle E_i(r)\rangle \langle E_j^*(r')\rangle \tag{9}$$

с использованием соотношения взаимности

$$\varepsilon_{ij}^{\text{эфф}}(r, r') = \varepsilon_{ji}^{\text{эфф}}(r', r). \tag{10}$$

Физический смысл сечения поглощения когерентного излучения (8) становится ясным после введения величины

$$C_{\text{неког}} = \frac{1}{(S_0 n_0)} \lim_{r\to\infty} r^2 \int\limits_{n=1} d^2 n\,(S_{\text{неког}} n), \tag{11}$$

определяемой с помощью (5) и представляющей собой полное сечение некогерентного рассеяния. Из закона сохранения потока энергии (6) (источник $j(r)$ сосредоточен в бесконечности) получаем равенство [23]

$$C_{\text{ког погл}} = C_{\text{неког}}. \tag{12}$$

Оно означает, что поглощаемый поток энергии среднего поля полностью переходит в поток энергии флуктуационной части поля [22, 23] Среднее поле испытывает в среде, кроме отмеченного поглощения, когерентное рассеяние, характеризуемое вектором Пойнтинга

$$S_{\text{ког рас}} = (c/8\pi)\operatorname{Re}\,[(\langle E\rangle - E_0)(\langle H^*\rangle - H_0^*)] \tag{13}$$

и полным сечением

$$C_{\text{ког рас}} = \frac{1}{(S_0 n_0)} \lim_{r\to\infty} r^2 \int\limits_{|n|=1} d^2 n\,(n S_{\text{ког. рас}}). \tag{14}$$

Условие

$$C_{\text{неког}}/C_{\text{ког рас}} \ll 1, \tag{15}$$

означающее, что относительный вклад флуктуационного поля в поток энергии рассеянного излучения пренебрежимо мал, позволяет при решении задачи рассеяния ограничиться с энергетической точки зрения учетом только среднего электромагнитного поля, пренебрегая его флуктуационной составляющей. Напротив, если левая часть (15) не мала по сравнению с единицей, то учет вклада флуктуационной составляющей поля в поток энергии рассеянного излучения необходим. Таким образом, в зависимости от того, выполняется условие (15) или нет, объем среды рассеивает падающую на него волну с энергетической точки зрения когерентно или некогерентно.

Рассеивающую среду, которая в среднем является слоистой, удобно характеризовать отражательными и пропускательными способностями [26]. Допустим, что такая среда занимает область слоя $0 \leqslant z \leqslant L$ в прямоугольной системе координат x, y, z и волна (7) падает снизу на границу $z=0$. Отражательная и пропускательная способности слоя для когерентного излучения $R_{\text{ког}}$ и $T_{\text{ког}}$ определяются с помощью вектора Пойнтинга среднего поля (3) как

$$R_{\text{ког}} = -S^{\text{отр}}_{\text{ког}z}(0)/S^0_z(0), \quad T_{\text{ког}} = S^{\text{прош}}_{\text{ког}z}(L)/S^0_z(L). \tag{16}$$

Здесь $S^{\text{отр}}_{\text{ког}z}(0)$, $S^{\text{прош}}_{\text{ког}z}(L)$ — z-компонента вектора Пойнтинга среднего поля отраженной от слоя и прошедшей через слой волны Отражательная и пропускательная способности слоя для некогерентного излучения $R_{\text{неког}}$ и $T_{\text{неког}}$ определяются с помощью вектора Пойнтинга флуктуационной части поля (5) подобным образом:

$$R_{\text{неког}} = -S^{\text{отр}}_{\text{неког}z}(0)/S^0_z(0), \quad T_{\text{неког}} = S^{\text{прош}}_{\text{неког}z}(L)/S^0_z(L). \tag{17}$$

Из закона сохранения потока энергии (6) получим равенство

$$R_{\text{ког}} + T_{\text{ког}} = 1 - (R_{\text{неког}} + T_{\text{неког}}), \tag{18}$$

эквивалентное по физическому смыслу (12). С помощью (4) находим

$$R_{\text{неког}} + T_{\text{неког}} = \frac{\omega/c}{n^0_z\sqrt{\varepsilon_0}}\,\frac{1}{(E_0E^*_0)}\times$$
$$\times\int\limits_0^L dz\int\limits_0^L dz'\,[\operatorname{Im}\varepsilon^{\text{эфф}}_{ij}(k_\perp; z, z')]\,\langle E_i\rangle(z)\,\langle E^*_j\rangle(z'), \tag{19}$$

что заменяет (9). Здесь

$$\varepsilon^{\text{эфф}}_{ij}(k_\perp; z, z') = \int d^2r_\perp \exp(-ik_\perp r_\perp)\,\varepsilon^{\text{эфф}}_{ij}(r_\perp; z, z'),$$
$$\langle E(r)\rangle = \exp(ik_\perp r_\perp)\,\langle E\rangle(z), \tag{20}$$

$k_\perp$ — перпендикулярный оси z вещественный волновой вектор. Наконец, критерий когерентности рассеяния волны средой в виде слоя записывается как

$$R_{\text{неког}} + T_{\text{неког}} \ll 1. \tag{21}$$

3. СРЕДА ИЗ ДИПОЛЬНЫХ ТОЧЕЧНЫХ РАССЕИВАТЕЛЕЙ

Дипольный точечный изолированный рассеиватель характеризуется своей поляризуемостью α, определяющей рассеянное им электрическое поле и удовлетворяющей оптической теореме

$$\alpha'' = (2/3)\,k_0^3\,|\alpha|^2,$$

штрихом и двумя штрихами мы обозначаем вещественную и мнимую части величины. Поляризуемость дипольных резонаторов, рассматриваемых в классической теории дисперсии света [16–19], дается выражением

$$\varepsilon_0\alpha = \frac{e^2/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma}, \quad \gamma = \frac{2e^2\omega^2}{3mc^3}\sqrt{\varepsilon_0}, \tag{22}$$

где e и m — заряд и масса электрона, ω_0 — резонансная частота, γ — постоянная затухания свободных колебаний резонатора. Поляризуемость рэлеевского сферического рассеивателя с диэлектрической проницаемостью ε_1 и радиусом r_0 равна

$$\alpha \simeq \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_0}{\varepsilon_1 + 2\varepsilon_0} r_0^3 + i \frac{2}{3} k_0^3 \left(\frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_0}{\varepsilon_1 + 2\varepsilon_0} r_0^3 \right)^2. \qquad (23)$$

Согласно [18, 19], если радиус взаимных корреляций дипольных резонаторов $l_{\text{кор}}$ мал по сравнению с длиной волны, $k_0 l_{\text{кор}} \ll 1$, то тензор эффективной диэлектрической проницаемости среды имеет вид

$$\varepsilon_{ij}^{\text{эфф}}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}') = \varepsilon_{\text{эфф}}(\boldsymbol{r})\, \delta(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}')\, \delta_{ij}, \qquad (24)$$

и $\varepsilon_{\text{эфф}}(\boldsymbol{r})$ находится из формулы Лоренц—Лорентца

$$\begin{gathered}
(\varepsilon_{\text{эфф}} - \varepsilon_0)/(\varepsilon_{\text{эфф}} + 2\varepsilon_0) = 4\pi\varkappa_{\text{эфф}}/3, \\
\varepsilon_0 \varkappa_{\text{эфф}} = (\rho e^2/m)/(\omega_{\text{эфф}}^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_{\text{эфф}}), \\
\omega_{\text{эфф}}^2 = \omega_0^2 - (8\pi e^2 \omega^2/3mc^2) \int_0^\infty r\,dr\,\bar{g}(r), \quad \gamma_{\text{эфф}} = \gamma S_\Phi(0), \\
S_\Phi(0) = 1 + 4\pi \int_0^\infty r^2\,dr\,\bar{g}(r) = \overline{(\Delta N)^2}/\bar{N} = \rho k_{\text{Б}} T \chi_T .
\end{gathered} \qquad (25)$$

Здесь $\omega_{\text{эфф}}$ и $\gamma_{\text{эфф}}$ — эффективные резонансная частота и постоянная затухания резонаторов в ансамбле, $\bar{g}(r)$ — парная корреляционная функция с нормировкой [11] и $S_\Phi(0)$ — значение при нулевом аргументе структурного фактора ансамбля резонаторов (рассеивателей) [11, 27], $\overline{(\Delta N)^2}$ и $\bar{N}$ — средний квадрат флуктуаций и среднее число рассеивателей в фиксированном объеме, $k_{\text{Б}}$ — постоянная Больцмана, T — температура, χ_T — изотермическая сжимаемость среды. Численное значение величины $S_\Phi(0)$ существенно зависит от состояния ансамбля рассеивателей, которое предполагается термодинамически равновесным. Для идеального газа $S_\Phi(0) = 1$, в случае жидкости вдали от критической точки фазового перехода эта величина мала по сравнению с единицей; вблизи критической точки жидкости значение $S_\Phi(0)$ неограниченно возрастает, приводя к явлению критической опалесценции света [27].

Заметим, что формула (25) для $\varkappa_{\text{эфф}}$ может быть переписана на основании (22) как

$$\varkappa_{\text{эфф}} = \rho\alpha \left\{ 1 - \frac{8\pi}{3} k_0^2 \alpha \left[\int_0^\infty r\,dr\,\bar{g}(r) + ik_0 \int_0^\infty r^2\,dr\,\bar{g}(r) \right] \right\}^{-1}. \qquad (26)$$

С таким значением $\varkappa_{\text{эфф}}$ формула Лоренц—Лорентца (25) верна и в случае ансамбля рэлеевских рассеивателей с достаточно малой поляризуемостью (23), когда правая часть (26) раскладывается в сумму ряда геометрической прогрессии.

Исходя из формулы Лоренц—Лорентца (25), определяются эффективный комплексный показатель преломления $n_{\text{эфф}} = \sqrt{\varepsilon_{\text{эфф}}/\varepsilon_0}$ и коэффициент экстинкции $h = 2k_0 n''_{\text{эфф}}$. Для частоты, далекой от резонансной,

$$|\varkappa''_{\text{эфф}}/\varkappa'_{\text{эфф}}| \ll 1, \quad |\varkappa_{\text{эфф}}| \ll 1, \qquad (27)$$

они имеют значения [18]

$$n_{\text{эфф}} \simeq 1 + 2\pi\varkappa_{\text{эфф}}, \quad h \simeq (2/3\pi) k_0^4 \left[(n'_{\text{эфф}} - 1)^2/\rho \right] S_\Phi(0), \qquad (28)$$

При этом вещественная часть эффективного показателя преломления мало отклоняется от единицы, а коэффициент экстинкции отличается множителем $S_\Phi(0)$ от полученного Рэлеем [15]

Для частоты, близкой к резонансной,

$$|\varkappa''_{\text{эфф}}/\varkappa'_{\text{эфф}}| \gg 1, \quad \varkappa''_{\text{эфф}} \simeq (3/2)\,\varepsilon_0\,\rho k_0^{-3} S_\Phi^{-1}(0) \gg 1, \tag{29}$$

находим

$$n'_{\text{эфф}} \simeq (9/8\sqrt{2}\pi)\,(1/\varkappa''_{\text{эфф}}), \quad h \simeq 2\sqrt{2}\,k_0. \tag{30}$$

В (29) дополнительно предполагается, что среднее расстояние между рассеивателями мало по сравнению с длиной волны, если величина $S_\Phi(0)/\varepsilon_0 \gg 1$. При этом, как видно из (30), вещественная часть показателя преломления мала по сравнению с единицей, а коэффициент экстинкции порядка обратной длины волны.

Рассмотрим на основании формул данного раздела несколько применений критерия когерентности рассеяния волны средой (15) или (21).

Приближение однократного рассеяния [20, 21]. Пусть рассеивающая среда заполняет в среднем однородно шар, радиус которого L мал по сравнению с длиной экстинкции, $hL \ll 1$. В таком случае можно пренебречь многократным рассеянием волн, заменяя в правой части формулы (9) среднее поле на падающее (7) и вычисляя (14) с учетом только однократного рассеяния. Сделанные приближения дают

$$C_{\text{неког}} = k_0\,\varepsilon''_{\text{эфф}}\,\Omega/\varepsilon_0; \tag{31}$$

$$\begin{gathered} C_{\text{ког рас}} = \int\limits_{|n|=1} d^2 n\,(1/2)\,[1+\cos^2(nn_0)]\,k_0^4\,\Omega^2|\varkappa_{\text{эфф}}|^2\,|R(n-n_0)|^2, \\ R(n) = \Omega^{-1}\int\limits_{\Omega} d^3 r \exp(-ik_0\,nr). \end{gathered} \tag{32}$$

Здесь Ω — объем рассеивающего шара; предполагается, что падающая волна имеет круговую поляризацию или неполяризована [21]. Выражение (32) совпадает с известным в оптике приближением Рэлея—Ганса для расчета сечения рассеяния плоской волны на диэлектрическом поглощающем шаре [28]. С помощью формул из [28] находим в случае частоты, далекой от резонансной (27),

$$\frac{C_{\text{неког}}}{C_{\text{ког. рас}}} \simeq \begin{cases} S_\Phi(0)/\bar{N}, & k_0 L \ll 1, \\ \dfrac{4}{9\pi}\,\dfrac{k_0^3}{\rho}\,\dfrac{S_\Phi(0)}{k_0 L}, & k_0 L \gg 1. \end{cases} \tag{33}$$

Верхнее равенство (33), отвечающее рэлеевскому рассеянию волны на шаре, показывает, что это рассеяние носит когерентный характер, если среднее число рассеивателей достаточно велико и термодинамическое состояние ансамбля рассеивателей не слишком близко к состоянию жидкости около критической точки. Нижнее равенство (33), относящееся к шару с большим по сравнению с длиной волны радиусом, согласуется с выводом [20], что преимущественной когерентности рассеяния способствует условие, когда среднее расстояние между рассеивателями мало по сравнению с длиной волны.

Приближение геометрической оптики для среднего поля Снимем ограничение, согласно которому радиус рассеивающего шара L мал по сравнению с длиной экстинкции $1/h$, но будем считать, что он велик по сравнению с длиной волны, $k_0 L \gg 1$. При этом многократное рассеяние волн существенно и может быть учтено в значении среднего поля для частоты, далекой от резонансной (27), методом геометрической оптики [28],

$$\langle \boldsymbol{E}(\boldsymbol{r})\rangle \simeq \boldsymbol{E}_0 \exp(ik_0 n_{\text{эфф}} \boldsymbol{n}_0 \boldsymbol{r}). \qquad (34)$$

Здесь в показателе экспоненты выступает эффективный комплексный показатель преломления (28), $\boldsymbol{r}$ — радиус-вектор внутренней точки рассеивающей среды. Подстановка (34) в (9) дает

$$C_{\text{неког}} = 2\pi L^2 K(2hL), \quad K(w) = \frac{1}{2} + \frac{\exp(-w)}{w} + \frac{\exp(-w)-1}{w^2}. \qquad (35)$$

Формула (35) совпадает с известным в оптике сечением поглощения поля плоской волны при ее рассеянии на большом диэлектрическом поглощающем шаре [28]. С помощью формул из [28] вычисляется полное сечение когерентного рассеяния (14). В результате находим

$$\frac{C_{\text{неког}}}{C_{\text{ког.рас}}} \simeq 1, \qquad \begin{array}{c} 2k_0 L|n'_{\text{эфф}} - 1| \gg 1, \\ hL \gg 1. \end{array} \qquad (36)$$

Это означает, что шар рассеивает некогерентно, если набег фазы среднего поля на его диаметре велик по сравнению с единицей и радиус шара велик по сравнению с длиной экстинкции. Следует отметить, что второе условие (36) выполняется при заданном радиусе шара, согласно значению коэффициента экстинкции (28), тем хуже, чем меньше значение принимает величина $S_{\Phi}(0)$. В случае, когда удовлетворяются неравенства, противоположные (36), для отношения полных сечений некогерентного и когерентного рассеяния получается результат Рэлея—Ганса в виде второго равенства (33).

Резонансное отражение от полупространства. Пусть рассеивающая среда занимает полупространство $z>0$, на которое нормально падает волна (7). Согласно формулам Френеля [26] напряженность среднего электрического поля внутри среды дается равенством

$$\langle \boldsymbol{E}(z)\rangle = [2/(1+n_{\text{эфф}})]\, \boldsymbol{E}_0 \exp(ik_0 n_{\text{эфф}} z). \qquad (37)$$

Подставляя его в (19), находим

$$R_{\text{неког}} = \frac{4n'_{\text{эфф}}}{(1+n'_{\text{эфф}})^2 + n''^2_{\text{эфф}}}. \qquad (38)$$

В случае частоты, далекой от резонансной (27), правая часть (38) порядка единицы, $R_{\text{неког}} \simeq 1$, и среда рассеивает по критерию (21) некогерентно. Однако вблизи резонансной частоты при выполнении двух условий (29) находим с помощью (30)

$$R_{\text{неког}} \simeq (4/3)\, n'_{\text{эфф}} \ll 1. \qquad (39)$$

Это означает, что в области резонансной частоты рассеивающая среда в виде полупространства рассеивает когерентно, если число рассеивателей в кубе с ребром порядка длины волны достаточно велико.

В заключение автор благодарит С. М Рытова за плодотворное обсуждение затронутых в статье вопросов.

ЛИТЕРАТУРА

1 Twersky V — J Opt Soc. Am, 1975, **65**, № 5, p 524
2 Twersky V. — J. Math. Phys, 1977, **18**, № 12, p 2468.
3. Twersky V. — J. Math. Phys, 1978, **19**, № 1, p. 215.

4 Twersky V — J Acoust Soc. Am, 1978, **64**, № 6, p 1710
5. Twersky V — In «Electromagnetic scattering», P. L E. Uslenghi, Ed. New York' Academic, 1978, p 221.
6 Twersky V — J Opt Soc Am, 1979, **69**, № 11, p 1567
7. Tsang L, Kong J A — J Appl Phys, 1980, **51**, № 7, p 3465.
8 Bringi V N, Varadan V V, Varadan V K — Radio Sci, 1982, **17**, № 15, p. 946
9 Bringi V N, Varadan V V, Varadan V K — IEEE Trans Antennas Propag, 1982, **AP-30**, № 4, p 805
10 Tsang L, Kong J A, Hobashy T — J Acoust Soc. Am, 1982, **71**, № 3, p 552
11 Барабаненков Ю Н — Изв АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1982, **18**, № 7, с 720
12. Хайруллина А Я — Опт и спектр, 1982, **53**, № 6, с. 1043.
13 Bringi V. N., Varadan V K, Varadan V V. — IEEE Trans. Antennas Propag, 1983, **AP-31**, № 2, p 371
14 Мандельштам Л И Полное собрание трудов — М АН СССР, 1948, **1**, с 109
15 Lord Rayleigh F R S — Phil Mag, ser 5, 1899, **47**, № 287, p 375.
16 Мандельштам Л И Полное собрание трудов — М АН СССР, 1948, **1**, с 125, 162
17 Lorentz H A Collected Papers — The Hague Martinus Nijhoff, 1936, v 3, p 239
18 Климонтович Ю Л, Фурсов В С — ЖЭТФ, 1949, **19**, № 9, с 819
19 Климонтович Ю Л Статистическая физика — М· Наука, 1982, с. 449
20 Шифрин К С Рассеяние света в мутной среде — М — Л Гостехиздат, 1951
21. Рытов С М, Кравцов Ю А, Татарский В И Введение в статистическую радиофизику Ч 2 Случайные поля — М · Наука, 1978
22 Рыжов Ю А — ЖЭТФ, 1968, **55**, № 2, с. 567
23 Барабаненков Ю Н — УФН, 1975, **117**, № 1, с 49
24 Финкельберг В М — ЖЭТФ, 1964, **46**, № 2, с. 725
25 Рыжов Ю А, Тамойкин В В, Татарский В И — ЖЭТФ, 1965, **48**, № 2, с 656.
26 Борн М, Вольф Э. Основы оптики — М. Наука, 1970
27 Балеску Р Равновесная и неравновесная статистическая механика — М · Мир, 1978, **1**, с 285, 286, 261, 316, 349
28 Ван де Хюлст Г Рассеяние света малыми частицами — М · ИЛ, 1961, с 106, 109, 110, 202, 213

Всесоюзный научно-исследовательский центр
по изучению свойств поверхности и вакуума

Поступила в редакцию
6 июня 1984 г

ENERGETICS CRITERION OF COHERENCY AND INCOHERENCY OF MULTIPLE SCATTERING OF WAVES IN RANDOMLY INHOMOGENEOUS MEDIUM

Yu. N Barabanenkov

On the basis of proceeding from the law of conservation of radiation stream energy, the criterion is formulated, when the study of multiple electromagnetic wave scattering in randomly inhomogeneous medium could be restricted just to ensemble average field, and when field fluctuations should also be taken into account. This criterion is expressed in terms of effective dielectric permittivity of the medium. To illustrate, this fact the case of a wave scattering by the medium of point dipole scatterers is considered