

О ВЛИЯНИИ ВРЕМЕННЫХ ФЛУКТУАЦИЙ НА ИЗЛУЧЕНИЕ
В ХАОТИЧЕСКИ-НЕОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ

Г. А. БЕГИАШВИЛИ, В. Г. ГАВРИЛЕНКО, Г. В. ДЖАНДИЕРИ

В работе рассматривается излучение точечного заряда, движущегося с достаточной скоростью в среде с хаотическими пространственно-временными неоднородностями. Показано, что излучение имеет место и в случае неподвижного заряда. Получены выражения интенсивностей излучения для двух функций корреляции, когда турбулентная среда находится под действием однородного электростатического поля.

Переходное излучение, возникающее при движении заряженной частицы в среде со случайными пространственными неоднородностями, в настоящее время изучено достаточно подробно (см., напр., [1, 2]). В последние годы возрос интерес к исследованию волновых процессов в средах, параметры которых флуктуируют не только в пространстве, но и во времени.

В настоящей работе рассматривается излучение точечного заряда, движущегося в среде с хаотическими пространственно-временными неоднородностями. При этом оказывается, что наличие временных флуктуаций приводит к тому, что излучение имеет место и в случае неподвижного заряда. Исследуется также излучение, возникающее под действием однородного электростатического поля.

Рассмотрим изотропную недиспергирующую турбулентную среду без поглощения, диэлектрическая проницаемость которой имеет вид $\varepsilon(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 + \varepsilon_1(\mathbf{r}, t)$, причем $\varepsilon_0 = \text{const}$, $|\varepsilon_1| \ll \varepsilon_0$; $\varepsilon_1(\mathbf{r}, t)$ — статистически-однородная изотропная и стационарная случайная функция с нулевым средним значением ($\langle \varepsilon_1 \rangle = 0$). В этом случае можно воспользоваться методом малых возмущений и записать уравнение для поля излучения $\mathbf{e}$ движущегося заряда в виде

$$\text{rot rot } \mathbf{e} + \frac{\varepsilon_0}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{e}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t}, \quad (1)$$

где

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial t} [\varepsilon_1(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)], \quad (2)$$

а $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ — невозмущенное поле движущегося заряда.

Обычным способом [3] можно вычислить средний угловой спектр мощности излучения

$$\Psi = -\frac{1}{2T_0} \text{Re} \int \langle \mathbf{j}^*(\mathbf{k}, \omega) \mathbf{e}(\mathbf{k}, \omega) \rangle k^2 \frac{dk d\omega}{(2\pi)^4}, \quad (3)$$

где T_0 — характерное время существования нашей системы, $\mathbf{j}(\mathbf{k}, \omega)$ и $\mathbf{e}(\mathbf{k}, \omega)$ — фурье-образы тока $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$ и поля излучения $\mathbf{e}(\mathbf{r}, t)$.

В нашем случае имеем

$$e_m(\mathbf{k}, \omega) = \frac{4\pi}{c^2} (i\omega) \left[\frac{\hat{\partial}_{mn}}{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_0 - k^2} - \frac{k_m k_n}{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_0 \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_0 - k^2 \right)} \right] j_n(\mathbf{k}, \omega), \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \langle j_m(\mathbf{k}, \omega) j_n^*(\mathbf{k}, \omega) \rangle &= 4q^2 \omega^2 T_0 \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_z(\mathbf{k} - \mathbf{k}', \omega - \mathbf{k}'\mathbf{v}) \times \\ &\times \frac{\frac{(\mathbf{k}'\mathbf{v})^2}{c^4} v_m v_n - \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{(\mathbf{k}'\mathbf{v})}{c^2} (v_m k'_n + v_n k'_m) + \frac{1}{\varepsilon_0^2} k'_m k'_n}{\left| \frac{(\mathbf{k}'\mathbf{v})^2}{c^2} \varepsilon_0 - k'^2 \right|^2} d\mathbf{k}', \end{aligned} \quad (5)$$

где q — заряд движущейся частицы, $\mathbf{v}$ — скорость ее движения $\Phi_z(\mathbf{k}, \omega)$ — пространственно-временной спектр мощности флуктуации диэлектрической проницаемости.

Далее ограничимся вычислением интенсивности излучения в поперечном по отношению к скорости движения заряда направлении в случае, когда спектр флуктуации имеет гауссов вид

$$\Phi_z(\mathbf{k}, \omega) = \pi^2 T l^3 \langle \varepsilon_1^2 \rangle \exp\left(-\frac{\omega^2 T^2}{4} - \frac{k^2 l^2}{4}\right) \quad (6)$$

и выполнены следующие неравенства:

$$\frac{v}{c} \ll 1, \quad \frac{v}{c} \ll \left(\frac{l}{cT}\right)^2, \quad \frac{vT}{l} \ll 1. \quad (7)$$

Тогда при $l \ll cT$ получаем

$$\Psi = \frac{\langle \varepsilon_1^2 \rangle}{\varepsilon_0^{5/2}} \frac{q^2}{cT^2} \xi \left(1 + \frac{2}{5} \varepsilon_0 \frac{v^2}{c^2}\right), \quad (8)$$

а при $l \gg cT$ имеем

$$\Psi = \frac{\langle \varepsilon_1^2 \rangle}{\varepsilon_0^{7/2}} \frac{q^2 c}{l^2} \left[1 + \left(\frac{vT}{l}\right)^2 \frac{1}{\xi}\right], \quad (9)$$

где $\xi = \frac{\varepsilon_1^2 l^3}{c^2 T^2}$. Заметим, что измеряя интенсивность излучения, можно восстановить значения параметров l и T . Из последних выражений видно, что излучение имеет место и в случае неподвижного заряда ($v=0$). При этом в силу изотропности легко вычислить полную мощность излучения для произвольного значения параметра ξ :

$$J = 4\pi \frac{\langle \varepsilon_1^2 \rangle}{\varepsilon_0^{5/2}} \frac{q^2}{cT^2} \frac{\xi}{(1 + \xi)^2}. \quad (10)$$

Аналогичное излучение, как отмечалось в работе [4], возникает и под действием однородного электростатического поля E_0 . Для получения углового спектра мощности можно воспользоваться изложенным

выше методом, заменив невозмущенное поле точечного заряда на E_0 . Однако для этой цели лучше воспользоваться известным выражением для спектра мощности рассеянного поля в случае падения плоской волны на объем, заполненный флуктуирующей средой [4, 5]. Для этого достаточно устремить частоту и волновое число падающей волны к нулю. Соответствующий результат для гауссовой функции корреляции, имеющей спектр (6), можно получить непосредственно из [5]. Для сравнения имеет смысл рассмотреть другую функцию корреляции

$$B_s(\rho, \tau) = \langle \varepsilon_1^2 \rangle \frac{1}{\left(1 + \frac{\tau^2}{T^2}\right)^{3/2}} \exp \left[-\frac{\rho^2}{l^2 \left(1 + \frac{\tau^2}{T^2}\right)} \right], \quad (11)$$

которая хорошо описывает флуктуации, вызванные турбулентным перемешиванием в жидкостях и газах со среднеквадратичной скоростью $\langle v^2 \rangle \sim l^2/T^2$. В этом случае спектр мощности излучения в зоне Фраунгофера имеет вид

$$\begin{aligned} \Psi_{iq}(\Omega, \mathbf{m}) = & \frac{\langle \varepsilon_1^2 \rangle}{\varepsilon_0^{1/2}} \frac{V_0}{16\pi c^3} (\delta_{ij} - m_i m_j) (\delta_{ql} - m_q m_l) \times \\ & \times E_j^0 E_l^0 \frac{T l^2 \Omega^4}{r^2 |\Omega|} \exp \left[-\frac{c^2 T^2}{\varepsilon_0 l^2} - \frac{1}{4} \frac{l^2 \varepsilon_0}{c^2} \Omega^2 \right], \end{aligned} \quad (12)$$

где V_0 — рассеивающий объем, $\mathbf{m}$ — единичный вектор, направленный из центра объема в точку наблюдения, r — расстояние от рассеивающего объема до точки наблюдения.

Интегрируя далее $\Psi(\Omega, \mathbf{m})$ по углам и частотам, получаем полную мощность излучения. Для гауссовой функции корреляции в результате имеем

$$J_1 = \frac{\langle \varepsilon_1^2 \rangle}{\varepsilon_0} E_0^2 V_0 \frac{1}{T} \frac{\xi^{3/2}}{(1 + \xi)^{5/2}}, \quad (13)$$

а для функции (11) получаем

$$J_2 = \frac{2}{3} \frac{\langle \varepsilon_1^2 \rangle}{\varepsilon_0} E_0^2 V_0 \frac{1}{T} \frac{e^{-1/\xi}}{\xi}. \quad (14)$$

В наиболее реальном случае $\xi \ll 1$ оказывается, что $J_1 \gg J_2$. Это можно объяснить тем, что в первом случае излучение каждой неоднородности имеет дипольный характер, а в модели перемешивающихся неоднородностей (11) система, по-видимому, не обладает переменным дипольным моментом и излучение значительно слабее.

В заключение отметим, что наличие средней скорости движения турбулентной среды не меняет формул (13) и (14), т. е. полученные результаты пригодны для реальных потоков.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Ю. А. Рыжов, В. В. Тамойкин. Изв. вузов, Радиофизика, 13, 356 (1970).
2. V. V. Tamoykin. Astrophys. Space Sci., 16, 120 (1972).
3. Электродинамика плазмы. Под ред. А. И. Ахиезера, Изд. Наука, 1974.
4. В. М. Канторович. Изв. вузов, Радиофизика, 8, 1244 (1965).
5. В. Г. Гавриленко, Я. И. Дорфман. Изв. вузов, Радиофизика, 15, 249 (1972).

ԺԱՄԱՆԱԿԱՅԻՆ ՖԼՈՒԿՏՈՒԱՑԻԱՆԵՐԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ
ԲԱՌՍՍԱՅՆՈՐԵՆ ԱՆՀԱՄԱՍՅՈՒ ՄԻՋԱՎԱՅՐԵՐՈՒՄ
ԱՌԱՋԱՑԱԾ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՎՐԱ

Գ. Ա. ԲԵԴԻԱՇՎԻԼԻ, Վ. Գ. ԴԱՎՐԻԼԵՆԿՈ, Գ. Վ. ԺԱՆԴԻԵՐԻ

Աշխատանքում դիտարկվում է կետային լիցքի ճառագայթումը քառասյնորեն տեղաբաշխված ժամանակատարածային անհամասեռություններով միջավայրում շարժվելիս: Ցույց է տրված, որ ճառագայթումը տեղի ունի նաև անշարժ լիցքի դեպքում:

ON THE INFLUENCE OF TEMPORAL FLUCTUATIONS UPON
THE RADIATION IN A RANDOMLY INHOMOGENEOUS MEDIA

G. A. BEGIASHVILI, V. G. GAVRILENKO, G. V. JANDIERI

The radiation from uniformly moving charge in a randomly inhomogeneous media, the parametres of which fluctuate both in space and time, is considered. It is shown, that the radiation is emitted in the case of a stationary charge. The expressions for radiation intensities for two correlation functions are derived when the turbulent medium is under the action of a uniform electrostatic field.