01

Флуктуационно-электромагнитное взаимодействие релятивистской частицы с плоской поверхностью

© *Г.В. Дедков, А.А. Кясов*

Кабардино-Балкарский государственный университет, Нальчик

В окончательной редакции 28 августа 2002 г.

Впервые установлены общие релятивистские соотношения между мощностью флуктуационного электромагнитного поля, тангенциальной силой и скоростью нагрева релятивистской нейтральной частицы при ее движении вблизи плоской поверхности. В рамках флуктуационной электродинамики получены замкнутые формулы для указанных величин при произвольных температурах частицы и поверхности.

Существующие до сих пор противоречия в проблеме описания диссипативных флуктуационно-электромагнитных взаимодействий для нейтральных систем (см., например, [1–8]) вызваны, на наш взгляд, отсутствием четко сформулированной связи между фундаментальными физическими величинами, относящимися к данной задаче, такими как мощность флуктуационного электромагнитного поля (ФЭП), тангенциальная сила, скорость обмена теплом, роль спонтанных и индуцированных компонент электрических полей и токов и т.д. Отсюда разноплановость теоретических схем, применяемых разными авторами, и, как следствие, наличие принципиальных расхождений.

Целью настоящей работы является установление общих релятивистских соотношений между указанными величинами и прямое их вычисление в рамках общего метода [7], развиваемого нами для случая релятивистского движения малой нейтральной частицы вблизи плоской поверхности.

Рассматриваем сферическую немагнитную частицу с поляризуемостью $\alpha\ (\omega)$, движущуюся со скоростью V параллельно плоской поверхности среды с диэлектрической и магнитной проницаемостями $\varepsilon(\omega)$, $\mu(\omega)$, граничащей с вакуумом, на расстоянии z_0 от ее границы. В лабораторной (L) декартовой системе, жестко связанной с поверхностью, векторы поляризации $\mathbf{P}$ и намагниченности $\mathbf{M}$, создаваемые частицей, имеют вид [9]:

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \delta(x - Vt)\delta(y)\delta(z - z_0)\,\mathbf{d}\,(t), \tag{1}$$

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}, t) = \delta(x - Vt)\delta(y)\delta(z - z_0)\,\mathbf{m}\,(t), \tag{2}$$

где $\mathbf{d} = (d'_x/\gamma, d'_y, d'_z)$, $\mathbf{m} = (0, \beta d'_z, \beta d'_y)$, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$, $\beta = V/c$, V и c — скорость частицы и скорость света, штрихованные компоненты флуктуационного дипольного момента $\mathbf{d}'$ соответствуют системе покоя частицы (R), при этом $\mathbf{m}' = 0$.

Используя формулы лоренцевых преобразований электрического поля, плотностей тока и заряда, а также соотношение между элементами объема в L- и R-системах, $d\mathbf{r} = d\mathbf{r}'/\gamma$, получим связь между статистическими средними величинами работы (в единицу времени), совершаемой ФЭП над движущейся частицей в системах отсчета L и R:

$$\int \langle \mathbf{jE} \rangle d\mathbf{r} = \gamma^{-2} \int \langle \mathbf{j}'\mathbf{E}' \rangle d\mathbf{r}' + F_x V, \tag{3}$$

$$F_x = \int \langle \rho E_x \rangle d\mathbf{r} + \frac{1}{c} \int \langle [\mathbf{jH}]_x \rangle d\mathbf{r}', \tag{4}$$

где F_x — тангенциальная сила, действующая на частицу в L-системе, плотности заряда (ρ) и тока $(\mathbf{j})$ связаны с $\mathbf{P}$ и $\mathbf{M}$ известным образом:

$$\rho = -\operatorname{div}\mathbf{P}, \qquad \mathbf{j} = \partial\mathbf{P}/\partial t + c\,\operatorname{rot}\mathbf{M}. \tag{5}$$

Дальнейшее преобразование тождества (3) с учетом определения входящих в него величин приводит к соотношению

$$\int \langle \mathbf{jE} \rangle d\mathbf{r} = F_x V + \langle \dot{\mathbf{d}}\mathbf{E} \rangle - \beta \langle [\dot{\mathbf{d}}\mathbf{H}]_x \rangle, \tag{6}$$

из которого вытекает, что величину

$$\dot{Q} = \langle \dot{\mathbf{d}}\mathbf{E} \rangle - \beta \langle [\dot{\mathbf{d}}\mathbf{H}]_x \rangle \tag{7}$$

следует интерпретировать как скорость нагрева движущейся частицы при ее взаимодействии с ФЭП в L-системе. В нерелятивистском случае формула $\dot{Q} = \langle \dot{\mathbf{d}}\mathbf{E} \rangle$ была получена в нашей работе [10]. С учетом определения векторов **d** и **m** формула (7) записывается в более компактной форме

$$\dot{Q} = \langle \dot{\mathbf{d}}\mathbf{E} + \dot{\mathbf{m}}\mathbf{H} \rangle. \tag{8}$$

В свою очередь, формула (4) с учетом (1), (2) и (5) приводится к виду

$$F_x = \langle \nabla_x (\mathbf{dE} + \mathbf{mH}) \rangle. \tag{9}$$

Для нормальной компоненты (F_z) силы взаимодействия с поверхностью в (9) нужно сделать замену $x \to z$. Следует также заметить, что в (9) сначала нужно выполнить дифференцирование и лишь потом подставить координаты частицы.

Используя методы общей теории электромагнитных флуктуаций [11] для вычисления корреляторов, входящих в (8) и (9), нам удалось получить замкнутые релятивистские формулы для F_x, F_z и $\dot{Q}$ (температура T_1 относится к частице, а T_2 — к поверхности):

$$F_x = -\frac{\hbar}{\pi^2}\gamma \iiint d\omega dk_x dk_y k_x$$

$$\times \left\{ \begin{array}{l} \alpha''(\omega\gamma)\coth\dfrac{\hbar\omega\gamma}{2k_B T_1} \\ \times \left(\begin{array}{l} \dfrac{\exp\left(-2q_0^{(+)}z_0\right)}{q_0^{(+)}}\left[\Psi_e^{(+)}(\omega,\mathbf{k})\Delta_e''(\omega+k_xV) + \Psi_m^{(+)}(\omega,\mathbf{k})\Delta_m''(\omega+k_xV)\right] - \\ -\dfrac{\exp\left(-2q_0^{(-)}z_0\right)}{q_0^{(-)}}\left[\Psi_e^{(-)}(\omega,\mathbf{k})\Delta_e''(\omega+k_xV) + \Psi_m^{(-)}(\omega,\mathbf{k})\Delta_m''(\omega-k_xV)\right] \end{array} \right) \\ +\coth\dfrac{\hbar\omega}{2k_B T_2}\cdot\dfrac{\exp(-2q_0z_0)}{q_0} \\ \times \left(\begin{array}{l} \alpha''\left((\omega+k_xV)\gamma\right)\left[\chi_e^{(+)}(\omega,\mathbf{k})\Delta_e''(\omega) + \chi_m^{(+)}(\omega,\mathbf{k})\Delta_m''(\omega)\right] - \\ -\alpha''\left((\omega-k_xV)\gamma\right)\left[\chi_e^{(-)}(\omega,\mathbf{k})\Delta_e''(\omega) + \chi_m^{(-)}(\omega,\mathbf{k})\Delta_m''(\omega)\right] \end{array} \right) \end{array} \right\} \tag{10}$$

$$F_z = -\frac{\hbar}{\pi^2}\gamma \iiint d\omega dk_x dk_y$$
$$\times \left\{ \begin{array}{l} \alpha''(\omega\gamma)\coth\dfrac{\hbar\omega\gamma}{2k_B T_1} \\ \times \left(\begin{array}{l} \exp(-2q_0^{(+)}z_0)\left[\Psi_e^{(+)}(\omega,\mathbf{k})\Delta'_e(\omega+k_xV) + \Psi_m^{(+)}(\omega,\mathbf{k})\Delta'_m(\omega+k_xV)\right] + \\ + \exp(-2q_0^{(-)}z_0)\left[\Psi_e^{(-)}(\omega,\mathbf{k})\Delta'_e(\omega+k_xV) + \Psi_m^{(-)}(\omega,\mathbf{k})\Delta'_m(\omega-k_xV)\right] \end{array} \right) \\ + \coth\dfrac{\hbar\omega}{2k_B T_2}\exp(-2q_0z_0) \\ \times \left(\begin{array}{l} \alpha'((\omega+k_xV)\gamma)\left[\chi_e^{(+)}(\omega,\mathbf{k})\Delta''_e(\omega) + \chi_m^{(+)}(\omega,\mathbf{k})\Delta''_m(\omega)\right] + \\ + \alpha'((\omega-k_xV)\gamma)\left[\chi_e^{(-)}(\omega,\mathbf{k})\Delta''_e(\omega) + \chi_m^{(-)}(\omega,\mathbf{k})\Delta''_m(\omega)\right] \end{array} \right) \end{array} \right\} \tag{11}$$

$$\dot{Q} = -\frac{\hbar}{\pi^2}\gamma \iiint d\omega dk_x dk_y$$
$$\times \left\{ \begin{array}{l} \alpha''(\omega\gamma)\coth\dfrac{\hbar\omega\gamma}{2k_B T_1} \\ \times \left(\begin{array}{l} \dfrac{\exp(-2q_0^{(+)}z_0)}{q_0^{(+)}}\omega\left[\Psi_e^{(+)}(\omega,\mathbf{k})\Delta''_e(\omega+k_xV) + \Psi_m^{(+)}(\omega,\mathbf{k})\Delta''_m(\omega+k_xV)\right] + \\ + \dfrac{\exp(-2q_0^{(-)}z_0)}{q_0^{(-)}}\left[\Psi_e^{(-)}(\omega,\mathbf{k})\Delta''_e(\omega+k_xV) + \Psi_m^{(-)}(\omega,\mathbf{k})\Delta''_m(\omega-k_xV)\right] \end{array} \right) \\ - \coth\dfrac{\hbar\omega}{2k_B T_2}\cdot\dfrac{\exp(-2q_0z_0)}{q_0} \\ \times \left(\begin{array}{l} \alpha''\big((\omega+k_xV)\gamma\big)(\omega+k_xV)\left[\chi_e^{(+)}(\omega,\mathbf{k})\Delta''_e(\omega) + \chi_m^{(+)}(\omega,\mathbf{k})\Delta''_m(\omega)\right] + \\ + \alpha''\big((\omega-k_xV)\gamma\big)(\omega-k_xV)\left[\chi_e^{(-)}(\omega,\mathbf{k})\Delta''_e(\omega) + \chi_m^{(-)}(\omega,\mathbf{k})\Delta''_m(\omega)\right] \end{array} \right), \end{array} \right\} \tag{12}$$

где

$$q_0 = (k^2 - \omega^2/c^2)^{1/2}, \qquad q_0^{(\pm)} = \sqrt{k^2 - (\omega \pm k_xV)^2/c^2}, \tag{13}$$

$$\Psi_e^{(\pm)}(\omega,\mathbf{k}) = 2(k^2 - k_x^2\beta^2)\left(1 - (\omega \pm k_xV)^2/k^2c^2\right) + \omega^2/c^2, \tag{14}$$

$$\Psi_m^{(\pm)}(\omega, \mathbf{k}) = 2k_y^2\beta^2\left(1 - (\omega \pm k_x V)^2/k^2c^2\right) + \omega^2/c^2, \qquad (15)$$

$$\chi_e^{(\pm)}(\omega, \mathbf{k}) = 2(k^2 - k_x^2\beta^2)(1 - \omega^2/k^2c^2) + \frac{(\omega \pm k_x V)^2}{c^2}, \qquad (16)$$

$$\chi_m^{(\pm)}(\omega, \mathbf{k}) = 2k_y^2\beta^2(1 - \omega^2/k^2c^2) + \frac{(\omega \pm k_x V)^2}{c^2}, \qquad (17)$$

$$\Delta_m(\omega) = \left(\frac{\mu(\omega)q_0 - q}{\mu(\omega)q_0 + q}\right), \qquad (18)$$

$$\Delta_e(\omega) = \left(\frac{\varepsilon(\omega)q_0 - q}{\varepsilon(\omega)q_0 + q}\right). \qquad (19)$$

Величины с одним и двумя штрихами обозначают действительную и мнимую компоненты, интегрирование по двумерному волновому вектору $d\mathbf{k} = dk_x dk_y$ производится по области положительных k_x и k_y, удовлетворяющих условию для нерадиационных мод ФЭП $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2} > \omega/c$, а интегрирование по частотам производится в интервале $(0, \infty)$. Вклад радиационных мод $(\omega > ck)$ в (10)–(12) опущен, но он является существенным лишь на очень больших расстояниях z_0, а в пределе $c \to \infty$ обращается в ноль.

В нерелятивистском случае $(c \to \infty)$ формула (10) для тангенциальной силы приводится к виду [10]:

$$F_x = \frac{-2\hbar}{\pi^2}\iiint d\omega d\mathbf{k} k_x k \exp(-2kz_0)$$
$$\times \left\{ \begin{array}{l} \alpha''(\omega)\coth\dfrac{\hbar\omega}{2k_BT_1}\left[\begin{array}{l}\Delta''(\omega + k_xV) - \\ -\Delta''(\omega - k_xV)\end{array}\right] + \\ +\Delta''(\omega)\coth\dfrac{\hbar\omega}{2k_BT_2}\left[\begin{array}{l}\alpha''(\omega + k_xV) - \\ -\alpha''(\omega - k_xV)\end{array}\right] \end{array}\right\}, \qquad (20)$$

где $\Delta(\omega) = (\varepsilon(\omega) - 1)/(\varepsilon(\omega) + 1)$. В частном случае $T_1 = T_2 = T$ и линейном приближении по скорости из (20) вытекает формула, совпадающая с результатом работы [4]. Из (20) также следует, что линейная по скорости релятивистская поправка к силе F_x, не содержащая производных функций $\alpha''(\omega)$ и $\Delta''(\omega)$, равна

$$\delta F_x = -\frac{1}{c^2}\frac{\hbar V}{2\pi z_0^3}\int\limits_0^\infty d\omega\omega\alpha''(\omega)\Delta''(\omega)\left[\coth\frac{\hbar\omega}{2k_B T_1} + \coth\frac{\hbar\omega}{2k_B T_2}\right]. \quad (21)$$

При $T_1 = T_2$ формула (21) несколько напоминает результат [8], но имеет, в частности, иную зависимость от расстояния (в [8] $F_x \propto z_0^{-4}$). И наконец, формула для скорости нагрева (частицы) $\dot{Q}$ при $V = 0$ (12) согласуется с результатами работ [12,13].

Таким образом, используя формализм флуктуационной электродинамики, нам впервые удалось провести квантово-статистическое усреднение операторов дипольной силы, действующих на нейтральную релятивистскую частицу, а также найти скорость ее нагрева при взаимодействии с флуктуационным электромагнитным полем поверхности.

Список литературы

[1] *Levitov L.S.* // Europhys. Lett. 1989. V. 8. P. 489.
[2] *Полевой В.Г.* // ЖЭТФ. 1990. Т. 98. В. 6. С. 1990.
[3] *Mkrtchian V.E.* // Phys. Lett. 1995. V. 207. P. 299.
[4] *Tomassone M.S., Widom A.* // Phys. Rev. 1997. V. B56. P. 4938.
[5] *Pendry J.B.* // J. Phys.: Condens. Matter. 1997. V. 9. P. 10 301.
[6] *Volokitin A.I., Persson B.N.J.* // J. Phys.: Condens. Matter. 1999. V. 11. P. 345.
[7] *Dedkov G.V., Kyasov A.A.* // Phys. Lett. 1999. V. A259. P. 38; Surface Sci. 2000. V. 463. P. 11; Phys. Solid State. 2001. V. 43/1. P. 176.
[8] *Dorofeyev I., Fuchs H., Gotsmann B., Jersch J.* // Phys. Rev. 2001. V. B65. P. 35 403.
[9] *Кясов А.А.* // Письма в ЖТФ. 2002 (в печати).
[10] *Дедков Г.В., Кясов А.А.* // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. В. 2. С. 56–59.
[11] *Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* Статистическая физика. Ч. 2. М.: Наука, 1978.
[12] *Pendry J.B.* // J. Phys. C: Condens. Matter. 1999. V. 11. P. 6621.
[13] *Volokitin A.I., Persson B.N.J.* // Phys. Rev. 2001. V. B63. P. 205 404.