01;11

Взаимодействие релятивистской дипольной частицы с плоской поверхностью

© А.А. Кясов

Кабардино-Балкарский государственный университет, Нальчик
E-mail: gv_dedkov@kbsu.ru

Поступило в Редакцию 23 августа 2001 г.

Впервые рассматривается электромагнитное взаимодействие релятивистской дипольной молекулы с плоской поверхностью твердого тела (при движении параллельно поверхности). Показано, что первая неисчезающая поправка к тормозящей силе, действующей на частицу, пропорциональна V^2/c^2. В нерелятивистском пределе полученная формула совпадает с известным в литературе результатом.

В недавних работах [1–3] была развита нерелятивистская теория флуктуационно-электромагнитных взаимодействий движущихся частиц (зарядов, диполей, нейтральных сферических атомов) с поверхностями. Целью данной работы является вывод релятивистских формул для латеральной силы взаимодействия с плоской поверхностью в случае дипольной молекулы и заряженной частицы — как первый шаг в решении более сложной задачи о взаимодействии нейтральной релятивистской частицы с поверхностью.

Рассматриваем частицу с постоянным дипольным моментом (полярная молекула), движущуюся параллельно плоской поверхности с релятивистской скоростью $\mathbf{V}(V, 0, 0)$. При этом, как следует из релятивистских формул преобразования поляризации $\mathbf{P}$ и намагниченности $\mathbf{M}$ [4]:

$$\mathbf{P}_\parallel = \mathbf{P}'_\parallel, \qquad \mathbf{P}_\perp = \frac{\mathbf{P}'_\perp + \frac{1}{c}\mathbf{V}\times\mathbf{M}'}{\sqrt{1-V^2/c^2}},$$

$$\mathbf{M}_\parallel = \mathbf{M}'_\parallel, \qquad \mathbf{M}_\perp = \frac{\mathbf{M}'_\perp - \frac{1}{c}\mathbf{V}\times\mathbf{P}'}{\sqrt{1-V^2/c^2}}.$$

В лабораторной системе отсчета, связанной с неподвижной поверхностью, дипольная частица имеет магнитный момент

$$\boldsymbol{\mu} = \left(0, \frac{V}{c}\, d'_z, -\frac{V}{c}\, d'_y\right), \tag{1}$$

и дипольный момент

$$\mathbf{d} = \left(d'_x\sqrt{1 - V^2/c^2}, d'_y, d'_z\right), \tag{2}$$

причем $\mathbf{d} = (d'_x, d'_y, d'_z)$ — компоненты дипольного момента в системе покоя частицы.

Для векторов поляризации и намагниченности в лабораторной системе имеем:

$$\mathbf{P}(x, y, z, t) = \delta(x - Vt)\delta(y)\delta(z - z_0)\mathbf{d}, \tag{3}$$

$$\mathbf{M}(x, y, z, t) = \delta(x - \nu t)\delta(y)\delta(z - z_0)\boldsymbol{\mu}, \tag{4}$$

где $\mathbf{d}$ и $\boldsymbol{\mu}$ определяются формулами (1) и (2). Таким образом, в лабораторной системе суммарный ток, обусловленный движением дипольной частицы, есть сумма токов поляризации и намагниченности

$$\mathbf{j} = \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} + c\,\mathrm{rot}\,\mathbf{M}. \tag{5}$$

Вычисление работы в единицу времени, совершаемой индуцированным электрическим полем поверхности $\mathbf{E}^{in}$ над током (5), в соответствии с тождеством [1–3]:

$$F_x V = \int \mathbf{j}\mathbf{E}^{in} d^3 r \tag{6}$$

приводит к следующему выражению для силы трения (интегрирование проводится по положительным компонентам волновых векторов)

$$F_x = -\frac{2}{\pi}\iint dk_x dk_y\, \frac{k_x}{q_0}\, \exp(-2q_0 z_0) \cdot \left[k_x^2 d'^2_x (1 - V^2/c^2) + k_y^2 d'^2_y + q_0^2 d'^2_z\right]$$
$$\times \left[\Delta_2(k_x V) - \Delta_1(k_x V)(1 - V^2/c^2)\right], \tag{7}$$

где

$$q_0 = q_0(\omega)\Big|_{\omega = k_x V} = \sqrt{k_x^2(1 - V^2/c^2) + k_y^2}, \tag{8}$$

$$q = q(\omega) = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\,\varepsilon(\omega)}. \tag{9}$$

Удобно также ввести величину

$$\Delta_R(\omega) \equiv \Delta_2(\omega) - \Delta_1(\omega)(1 - V^2/c^2)$$

$$\equiv \frac{2q_0^2(\varepsilon(\omega) - 1)}{(q_0 + q)(q_0\varepsilon(\omega) + q)} - \frac{q_0 - q}{q_0 + q}(1 - V^2/c^2), \qquad (10)$$

играющую роль "релятивистской" диэлектрической функции.

Предполагается, что скорость молекулы удовлетворяет неравенству (ε' — вещественная компонента диэлектрической проницаемости)

$$1 - \frac{V^2}{c^2}\varepsilon'(k_x V) > 0. \qquad (11)$$

В этом случае излучение отсутствует, а $\mathbf{E}^{in}(x, y, z, t)$ имеет вид поверхностной волны.

Аналогичная задача для релятивистской заряженной частицы рассматривалась в работе [5]. Соответствующая формула для силы трения F_x в наших обозначениях при использовании переменных интегрирования k_x, k_y (авторы статьи [5] используют переменные k_x и $\omega = k_x V$) имеет вид

$$F_x(z_0, V) = -\frac{2e^2}{\pi}\int\int\limits_0^\infty dk_x\, dk_y k_x$$

$$\times \frac{e^{-2q_0 z_0}}{q_0}\left\{\Delta_2''(k_x V) - \Delta_1''(k_x V)(1 - V^2/c^2)\right\}. \qquad (12)$$

Сравнение (7) и (12) показывает, что зависимость от диэлектрической проницаемости в обеих формулах оказывается одинаковой, чего, впрочем, и следовало ожидать.

В нерелятивистском случае (при $c \to \infty$) из (7) следует формула

$$F_x(z_0, V) = -\frac{2}{\pi}\int\int\limits_0^\infty dk_x dk_y k_x \frac{e^{-2kz_0}}{k}\left\{k_x^2 d_x^2 + k_y^2 d_y^2 + k^2 d_z^2\right\}\Delta''(k_x V),$$

$$\Delta(\omega) = \left(\frac{\varepsilon(\omega) - 1}{\varepsilon(\omega) + 1}\right), \qquad (13)$$

полученная в наших работах [1–3] для нерелятивистской дипольной молекулы.

Из структуры формулы (7) следует, что значимость релятивистских эффектов при вычислении силы трения определяется лишь параметром V/c и никак не связана с расстоянием между частицей и поверхностью z_0 (в противоположность утверждению авторов [6]), причем первая неисчезающая релятивистская поправка должна быть пропорциональной V^2/c^2. Представляется довольно очевидным (на взгляд автора), что такая же зависимость от V^2/c^2 первой релятивистской поправки к латеральной силе должна иметь место и в случае нейтральной частицы (атом в S-состоянии, сферическая частица и т. п.). Между тем в недавней работе [7] были получены выражения для силы трения в случае нейтральной сферической частицы, которые, будучи линейными по скорости, имеют в знаменателе c^2. Если в этих выражениях (см. формулы (46), (49), (51), (53) статьи [7]) устремить скорость света к бесконечности, то получится ноль, что свидетельствует об ошибочности полученных авторами [6] результатов, поскольку сила трения в нерелятивистском приближении отнюдь не равна нулю [1–3]. Возможно, что авторы [7] вычислили всего лишь релятивистскую поправку к силе трения, упустив из виду основную (нерелятивистскую) составляющую. Впрочем, для достижения полной ясности необходимо более детальное рассмотрение взаимодействия нейтральной частицы (флуктуирующей диполь) с плоской поверхностью и вывод общего выражения для силы трения, аналогичного тому, что было сделано в данной работе для полярной молекулы с постоянным дипольным моментом.

Список литературы

[1] *Dedkov G.V., Kyasov A.A.* // Phys. Lett. 1999. V. A 259. P. 38.
[2] *Kyasov A.A., Dedkov G.V.* // Surface Sci. 2000. V. 463. P. 11.
[3] *Дедков Г.В., Кясов А.А.* // ФТТ. 2001. V. 43. B. 1. C. 169.
[4] *Паули В.* Теория относительности. М.: Наука, 1983.
[5] *Garcia-Molina R., Gras-Marti A., Howie A., Ritchie R.* // J. Phys. C: Solid State Phys. 1985. V. 18. P. 5335.
[6] *Volokitin A.I., Persson B.N.J.* // J. Phys.: Condens. Matter. 2001. V. 14. P. 859.
[7] *Dorofeyev I., Fuchs H., Gotsmann B., Jersch J.* // Phys. Rev. 2001. V. B65. P. 35 403.