01

Флуктуационно-электромагнитное взаимодействие движущейся наночастицы со стенками плоской диэлектрической щели

© Г.В. Дедков, А.А. Кясов

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

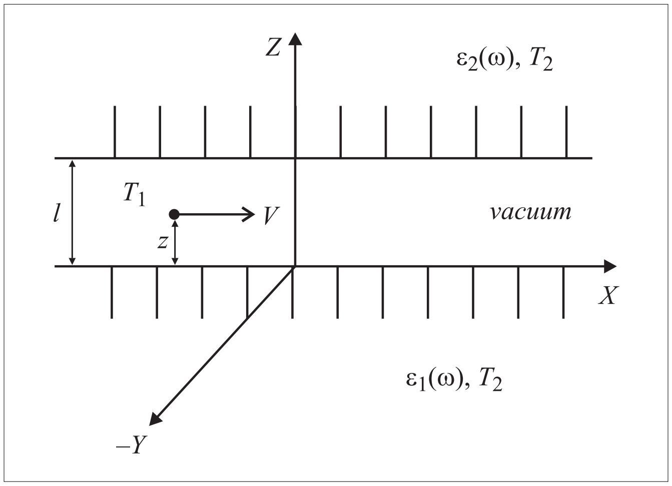
Поступило в Редакцию 11 апреля 2006 г.
В окончательной редакции 31 июля 2006 г.

В нерелятивистском не запаздывающем приближении флуктуационно-электромагнитной теории впервые получены общие выражения для тангенциальных и нормальных компонент силы и скорости теплообмена движущейся нейтральной наночастицы (атома) со стенками плоской вакуумной щели. Стенки щели в общем случае характеризуются температурой, отличающейся от температуры частицы, а также различными диэлектрическими проницаемостями.

PACS: 11.10.-z

Движение нейтральных атомных и наночастиц в микрощелях, капиллярных системах и нанотрубках вызывает повышенный интерес в связи с интенсивным развитием нанотехнологии и разработкой систем управления и транспортировки атомно-кластерных пучков с разрешением на уровне единиц и десятков нанометров [1–3].

Так же как и при движении нейтральных частиц вблизи плоской [4–6] и цилиндрической поверхностей различной кривизны [5,6], представляет интерес расчет нормальных и параллельных поверхности компонент флуктуационно-электромагнитных сил, а также скорости теплообмена частиц со стенками плоской щели, которые в общем случае характеризуются температурой, отличающейся от температуры частицы, а также разными динамическими диэлектрическими проницаемостями.



Система координат и схема движения частицы.

Рассматриваем нейтральную сферическую наночастицу, имеющую температуру T_1, поляризуемость $\alpha(\omega)$ и движущуюся с нерелятивистской скоростью V в плоской вакуумной щели между двумя бесконечно протяженными пластинами, параллельно их образующим поверхностям. На рисунке показаны общий вид рассматриваемой системы и основные геометрические и физические параметры задачи. Диэлектрические проницаемости нижней и верхней пластин $\varepsilon_{1,2}(\omega)$ в общем случае считаются различными, а их температура полагается равной T_2. Предполагаем также выполнение условий

$$r_0 \ll l \ll \min(c/\omega_0, c/\omega_1, c/\omega_2), \qquad r_0 \ll \min(z, l - z), \tag{1}$$

где ω_0, ω_1, ω_2 — характерные частоты в спектрах поглощения частицы и пластин соответственно, r_0 — радиус частицы, z — расстояние частицы от нижней пластины (см. рисунок). Условия (1) позволяют считать частицу точечным диполем и пренебречь запаздыванием электромагнитных взаимодействий.

В рассматриваемом дипольном приближении взаимодействие движущейся частицы с флуктуационным электромагнитным полем щели характеризуется тангенциальной (диссипативной) и нормальной (консервативной) составляющими силы

$$F_x = \left\langle \nabla_x(\mathbf{dE}) \right\rangle, \qquad F_z = \left\langle \nabla_z(\mathbf{dE}) \right\rangle, \tag{2}$$

а также скоростью теплообмена

$$\frac{dQ}{dt} = \langle \dot{\mathbf{d}}\mathbf{E} \rangle, \tag{3}$$

где $\mathbf{d} = \mathbf{d}^{sp} + \mathbf{d}^{in}$ — суммарный флуктуационный дипольный момент частицы, состоящий из спонтанной и индуцированной частей, $\mathbf{E} = \mathbf{E}^{sp} + \mathbf{E}^{in}$ — суммарная напряженность электрического поля внутри щели, создаваемая спонтанными и индуцированными флуктуациями, угловые скобки означают полное квантово-статистическое усреднение. Все входящие в (2), (3) величины вычисляются в рамках общего формализма, развитого в наших работах [4–6]. Результирующие формулы имеют вид ($\hbar$ и k_B — постоянные Планка и Больцмана):

$$F_x = -\frac{2\hbar}{\pi^2} \iiint\limits_{0,\infty} d\omega\, dk_x\, dk_y\, k_x k$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathrm{Im}\Delta_{12}^{(+)}(\omega)\mathrm{Im}\alpha(\omega + k_x V) \left[\coth\dfrac{\hbar\omega}{2k_B T_2} - \coth\dfrac{\hbar(\omega + k_x V)}{2k_B T_1} \right] - \\ - \mathrm{Im}\Delta_{12}^{(+)}(\omega)\mathrm{Im}\alpha(\omega - k_x V) \left[\coth\dfrac{\hbar\omega}{2k_B T_2} - \coth\dfrac{\hbar(\omega - k_x V)}{2k_B T_1} \right] \end{array} \right\}; \tag{4}$$

$$F_z = -\frac{2\hbar}{\pi^2} \iiint\limits_{0,\infty} d\omega dk_x dk_y k^2$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathrm{Re}\Delta_{12}^{(-)}(\omega)\mathrm{Im}\alpha(\omega + k_x V)\coth\dfrac{\hbar(\omega + k_x V)}{2k_B T_1} + \\ + \mathrm{Re}\Delta_{12}^{(-)}(\omega)\mathrm{Im}\alpha(\omega - k_x V)\coth\dfrac{\hbar(\omega - k_x V)}{2k_B T_1} + \\ + \mathrm{Im}\Delta_{12}^{(-)}(\omega)\mathrm{Re}\alpha(\omega + k_x V)\coth\dfrac{\hbar\omega}{2k_B T_2} + \\ + \mathrm{Im}\Delta_{12}^{(-)}(\omega)\mathrm{Re}\alpha(\omega - k_x V)\coth\dfrac{\hbar\omega}{2k_B T_2} \end{array} \right\}; \tag{5}$$

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{2\hbar}{\pi^2} \iiint\limits_{0,\infty} d\omega\, dk_x dk_y k$$

$$\left\{ \begin{aligned} &(\omega + k_x V)\mathrm{Im}\Delta_{12}^{(+)}(\omega)\mathrm{Im}\alpha(\omega + k_x V)\left[\coth\frac{\hbar\omega}{2k_B T_2} - \coth\frac{\hbar(\omega + k_x V)}{2k_B T_1}\right] + \\ &+ (\omega - k_x V)\mathrm{Im}\Delta_{12}^{(+)}(\omega)\mathrm{Im}\alpha(\omega - k_x V)\left[\coth\frac{\hbar\omega}{2k_B T_2} - \coth\frac{\hbar(\omega - k_x V)}{2k_B T_1}\right] \end{aligned} \right\}, \tag{6}$$

$$\Delta_{12}^{(\pm)}(\omega) = \frac{\Delta_1(\omega)e^{-2kz} \pm \Delta_2(\omega)e^{-2k(l-z)}}{1 - \Delta_1(\omega)\Delta_2(\omega)e^{-2kl}}, \tag{7}$$

$$\Delta_1(\omega) = \frac{\varepsilon_1(\omega) - 1}{\varepsilon_1(\omega) + 1}, \quad \Delta_2(\omega) = \frac{\varepsilon_2(\omega) - 1}{\varepsilon_2(\omega) + 1}, \quad k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}. \tag{8}$$

В частном случае покоящейся частицы и нулевых температур пластин и частицы $(V = 0, T_1 = T_2 = 0)$ из (5) после выполнения некоторых очевидных преобразований получим

$$F_z = -\frac{2\hbar}{\pi}\int\limits_0^\infty d\omega \int\limits_0^\infty dk k^3 \alpha(i\omega)\frac{\Delta_1(i\omega)e^{-2kz} - \Delta_2(i\omega)e^{-2k(l-z)}}{1 - \Delta_1(i\omega)\Delta_2(i\omega)e^{-2kl}}. \tag{9}$$

Формула (9) описывает силу Ван-дер-Ваальсова притяжения атома (в основном состоянии) к стенкам диэлектрической щели. Соответствующее выражение для потенциальной энергии взаимодействия атома со стенками, очевидно, имеет вид

$$U_{int}(z) = -\frac{\hbar}{\pi}\int\limits_0^\infty d\omega \int\limits_0^\infty dk k^2 \alpha(i\omega)\frac{\Delta_1(i\omega)e^{-2kz} + \Delta_2(i\omega)e^{-2k(l-z)}}{1 - \Delta_1(i\omega)\Delta_2(i\omega)e^{-2kl}}. \tag{10}$$

Для одинаковых пластин $\Delta_1(\omega) = \Delta_2(\omega) = \Delta(\omega)$ из (10) следует

$$U_{int}(z) = -\frac{2\hbar}{\pi l^3}\int\limits_0^\infty d\omega \int\limits_0^\infty d\xi \xi^2 \alpha(i\omega)\Delta(i\omega)\frac{e^{-\xi}\cosh(2\xi(z/l - 1/2))}{1 - \Delta^2(i\omega)e^{-2\xi}}. \tag{11}$$

Формула (11) находится в полном согласии с работой [7].

По сравнению с аналогичными формулами для частицы, движущейся вблизи плоской поверхности (в этом случае в (4)–(6) нужно перейти к пределу $l \to \infty$), в рассматриваемой ситуации имеется ряд новых интересных особенностей. Так, в силу структуры формулы (7) возможно резонансное увеличение тангенциальной силы F_x при условии $1 - \Delta_1(\omega)\Delta_2(\omega)e^{-2kl} = 0$, а величины проекций сил F_x, F_z не симметрично зависят от положения частицы по отношению к центру щели, если диэлектрические свойства стенок различны. Для покоящейся частицы при $T_1 \neq T_2$ скорость теплообмена также существенно зависит от положения частицы внутри щели. Для движущейся частицы, кроме того, появляются дополнительные вклады в скорость теплообмена, пропорциональные, в низшем приближении, квадрату скорости. Именно они определяют скорость нагрева (охлаждения) частицы при $T_1 = T_2$.

Список литературы

[1] *Dedkov G.V.* // Nucl. Instr. Meth. 1998. V. B143. P. 584.
[2] *Dedkov G.V.* // Surface Coat. Technol. 2002. V. 158–159. P. 75.
[3] *Artru X., Fomin S.P., Shul'ga N.F., Ispirian K.A., Zhevago N.K.* // Phys. Rep. 2005. V. 412. P. 89.
[4] *Дедков Г.В., Кясов А.А.* // ФТТ. 2003. Т. 45. № 10. С. 1729.
[5] *Dedkov G.V., Kyasov A.A.* // Phys. Low. Dim. Struct. 2003. V. 1/2. P. 1.
[6] *Кясов А.А.* // Автореф. дис.... д-ра наук. Нальчик: Кабардино-Балкарский госуниверситет, 2004.
[7] *Zhou Fei, Spruch L.* // Phys. Rev. 1995. V. A52. N 1. P. 297.