01;11

Диссипация энергии флуктуационного электромагнитного поля, тангенциальная сила и скорость нагрева нейтральной частицы, движущейся вблизи плоской поверхности

© *Г.В. Дедков, А.А. Кясов*

Кабардино-Балкарский государственный университет, Нальчик

Поступило в Редакцию 19 ноября 2001 г.

В нерелятивистском приближении впервые рассмотрена связь между диссипацией энергии флуктуационного электромагнитного поля, тагенциальной силой (силой торможения) и скоростью нагрева нейтральной частицы, движущейся параллельно поляризующейся поверхности. Получены расчетные формулы для указанных величин, зависящие от диэлектрических свойств частицы и поверхности.

В проблеме флуктуационно-диссипативного взаимодействия движущихся нейтральных частиц (атомов, кластеров, наночастиц) с поверхностью до сих пор нет полной ясности, несмотря на интенсивные усилия нескольких групп авторов [1–14]. В наших недавних работах [10] мы развивали общую нерелятивистскую теорию соответствующих консервативных и диссипативных сил. В частности, тангенциальная сила, действующая на частицу, определялась через интеграл диссипативных энергетических потерь флуктуационного электромагнитного поя, взятый по объему частицы и поделенный на ее скорость. Аналогичный подход в релятивистском случае применялся в работах [5,12], в которых авторы отождествляли мощность диссипативной тангенциальной силы со скоростями нагрева (охлаждения) контактирующих тел. В работах [11,13], с другой стороны, проводилось отождествление локального нагрева поверхности зондом сканирующего микроскопа и работы флуктуационного электромагнитного поля над электронами зонда. Однако, как выясняется при более детальном анализе, хотя диссипативные силы между телами при их относительном (бесконтактном) движении и обмен теплом внутренне связаны друг с другом, соотношение между ними не является столь простым. Между тем четкое определение данных величин в проблеме скользящего трения до сих пор отсутствовало, являясь источником целого ряда противоречий [1–3, 5, 7–13].

Целью настоящей работы является установление общих (нерелятивистских) соотношений между работой флуктуационного электромагнитного поля, скоростью нагрева движущейся частицы и действующей на нее тангенциальной силой и их вычисление в рамках общего метода расчета [10]. Следуя [10], для вектора поляризации, создаваемой нейтральной частицей при ее движении в вакууме со скоростью V на расстоянии z_0 от плоской границы, ограничивающей полубесконечную среду с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon(\omega)$, имеем (предполагая, что z_0 значительно больше размера атома и что частица движется в направлении оси x)

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

где $\mathbf{d}(t)$ — флуктуационный дипольный момент частицы. Плотность электрического тока, связанного с $\mathbf{P}(\mathbf{r}, t)$, по определению, равна $\mathbf{j} = \partial\mathbf{P}(\mathbf{r}, t)/\partial t$. В отсутствие излучения из закона сохранения энергии системы „частица–поверхность“ следует

$$-\frac{dW}{dt} = \int \langle \mathbf{jE} \rangle d^3\mathbf{r}, \tag{2}$$

где в левой части (2) мы имеем скорость энергетических потерь флуктуационного электромагнитного поля, а в правой части — усредненную работу поля $\mathbf{E}$ над движущейся частицей, отнесенную к единице времени. Угловые скобки означают полное квантовостатистическое усреднение. С учетом (1), (2) получим

$$\int \langle \mathbf{jE} \rangle d^3\mathbf{r} = V \left\langle \frac{\partial}{\partial x}(\mathbf{dE}) \right\rangle + \langle \dot{\mathbf{d}}\mathbf{E} \rangle. \tag{3}$$

Причем нужно специально оговорить, что сначала в (3) следует выполнить дифференцирование $\partial/\partial x$, а затем подставить декартовы координаты частицы в момент времени t: $\mathbf{r} = (Vt, 0, z_0)$. Далее, после некоторой трансформации первого слагаемого в правой части (3) и учитывая, что в нерелятивистском пределе $\mathrm{rot}\mathbf{E} = 0$, приходим к тождеству

$$\frac{1}{V}\int\langle\mathbf{jE}\rangle d^3\mathbf{r}\equiv\langle(\mathbf{d}\nabla)E_x\rangle+\frac{1}{V}\langle\mathbf{dE}\rangle. \tag{4}$$

В этом тождестве первое слагаемое определяет тангенциальную компоненту „дипольной" силы, действующей на частицу, а второе связано с ее нагревом, причем интеграл диссипации в левой части (4) берется по объему частицы. При движении нейтрального атома, рассматриваемого как система связанных зарядов, скорость нагрева можно трактовать как разновидность лэмбовского сдвига уровней за счет флуктуационного электромагнитного поля. Как следует из (4), равенство мощности тангенциальной силы и скорости диссипации энергии флуктуационного поля строго выполняется только для частицы с постоянным дипольынм моментом. К сожалению, ранее на это обстоятельство не обращалось должного внимания [5,10–13].

Вычисление тангенциальной дипольной силы, действующей на частицу, проведем методом, развитым в [10], с той лишь разницей, что теперь будем исходить из выражения для дипольной силы представляя его в виде суммы двух частей, обусловленных спонтанными и индуцированными компонентами дипольного момента и электрического поля частицы и поверхности:

$$F_x=\langle(\mathbf{d}\nabla)E_x\rangle=\langle(\mathbf{d}^{sp}\nabla)E_x^{in}\rangle+\langle(\mathbf{d}^{in}\nabla)E_x^{sp}\rangle. \tag{5}$$

В локальном приближении для диэлектрического отклика поверхности результирующая формула при не равных друг другу температурах частицы (T_1) и поверхности (T_2) имеет вид

$$F_x=\langle(\mathbf{d}\nabla)E_x\rangle=-\frac{2\hbar}{\pi^2}\iiint d\omega dk_x dk_y k_x k\exp(-2kz_0)$$
$$\times\left\{\begin{matrix}\mathrm{cth}\left(\frac{\omega\hbar}{2k_BT_1}\right)\alpha''(\omega)[\Delta''(\omega+k_xV)-\Delta''(\omega-k_xV)]+\\ \mathrm{cth}\left(\frac{\omega\hbar}{2k_BT_2}\right)\Delta''(\omega)[\alpha''(\omega+k_xV)-\alpha''(\omega-k_xV)]\end{matrix}\right\}, \tag{6}$$

где $k=\sqrt{k_x^2+k_y^2}$, $\Delta(\omega)=\frac{\varepsilon(\omega)-1}{\varepsilon(\omega)+1}$; $\alpha(\omega)$ — поляризуемость частицы, двойным штрихом обозначены мнимые компоненты соответствующих функций, интегрирование выполняется по положительным частотам и проекциям волновых векторов. При $T_1=T_2=T$ в линейном приближении по скорости (6) сводится к виду

$$F_x = \langle (\mathbf{d}\nabla) E_x \rangle = \frac{3\hbar V}{4\pi z_0^5} \int_0^\infty d\omega \alpha''(\omega) \Delta''(\omega) \frac{d}{d\omega} \operatorname{cth}\left(\frac{\omega\hbar}{2k_B T}\right), \qquad (7)$$

совпадающему с [8,14] (с заменой $\operatorname{cth}(x/2)$ на $(\exp(x) - 1)^{-1}$). Однако методы вывода формулы (7), использованные авторами [8,14], нам представляются недостаточно корректными. Так, в [8] применялась нестационарная теория возмущений с заменой матричного элемента гамильтониана возмущения ($\widehat{V} = -\widehat{\mathbf{d}}\widehat{\mathbf{E}}$) матричным элементом оператора дипольной силы $((\widehat{\mathbf{d}}\nabla)\widehat{E}_x)$ без физически ясного обоснования. Перссон [14] (см. также раннюю работу [3]) при выводе (7) использовал формулу Кубо для тензора коэффициента трения

$$\eta_{ij} = (k_B T)^{-1} \mathrm{Re} \int_0^\infty dt \langle \widehat{\mathbf{F}}_i(t) \widehat{\mathbf{F}}_j(0) \rangle, \qquad (8)$$

где $\widehat{\mathbf{F}}_i = (\widehat{\mathbf{d}}\nabla)\widehat{E}_i$ — оператор случайной силы, а входящий в интеграл коррелятор расщеплялся следующим образом (см. также [3,8]):

$$\langle d_k(t) \nabla_k E_i(\mathbf{r}_0, t) d_l(0) \nabla_l E_j(\mathbf{r}_0, 0) \rangle$$
$$\approx \langle d_k(t) d_l(0) \rangle \langle \nabla_k E_i(\mathbf{r}_0, t) \nabla_l E_j(\mathbf{r}_0, 0) \rangle. \qquad (9)$$

Приближение (9), как нетрудно видеть, полностью игнорирует корреляцию между флуктуирующим дипольным моментом частицы и электрическим полем поверхности. Между тем именно ее наличие обусловливает консервативное ван-дер-ваальсово взаимодействие частицы с поверхностью ($U = -1/2\langle \mathbf{dE} \rangle \neq 0$!). Таким образом, приведенный нами вывод является, фактически, первым конструктивным выводом формулы (7), свободным от каких-либо дополнительных ограничений, а формула (6) является наиболее общей нерелятивистской формулой для тангенциальной силы при произвольных температурах частицы и поверхности.

Вычисление второго слагаемого (5) выполняется аналогично. Конечная формула имеет вид

$$\langle \dot{\mathbf{d}}\mathbf{E} \rangle = \langle \dot{\mathbf{d}}^{sp}\mathbf{E}^{in} \rangle + \langle \dot{\mathbf{d}}^{in}\mathbf{E}^{sp} \rangle = -\frac{2\hbar}{\pi^2} \iiint d\omega dk_x dk_y k \exp(-2kz_0)$$

$$\times \left\{ \begin{matrix} \mathrm{cth}\left(\frac{\omega\hbar}{2k_B T_1}\right) \alpha''(\omega) [\omega\Delta''(\omega + k_x V) + \omega\Delta''(\omega - k_x V)] - \\ \mathrm{cth}\left(\frac{\omega\hbar}{2k_B T_2}\right) \Delta''(\omega) [(\omega + k_x V)\alpha''(\omega + k_x V) + (\omega - k_x V)\alpha''(\omega - k_x V)] \end{matrix} \right\}. \tag{10}$$

При $T_1 = T_2 = 0$, как нетрудно показать, (6), (7) и (10) дают нулевой результат в линейном порядке по скорости. Чтобы найти коэффициент трения в этом случае, авторы [3,6] применяли теорию возмущений более высокого порядка и получили зависимость $\eta \sim z_0^{-10}$. По нашему мнению, в данной ситуации необходимо провести более детальное вычисление тангенциальных сил с учетом флуктуирующих мультиполей более высокого порядка, которые не учитываются теорией [3,6] и должны иметь зависимости $\eta \sim z_0^{-n} (n < 10)$. С другой стороны, следует учесть влияние пространственной дисперсии и эффектов поверхностной структуры, приводящих к тензорному характеру диэлектрической функции. Как показано в [15], учет пространственной дисперсии сводится к формальной замене локальной функции $\Delta(\omega)$ на $\Delta(\omega, \mathbf{k})$.

При $V = 0$ формула (10) дает скорость обмена теплом, $\dot{Q}$ между частицей и поверхностью. Так, для материалов с высокими проводимостями (σ_1 и σ_2) при условии $k_B T/\hbar \ll 2\pi \max(\sigma_1, \sigma_2)$ для сферической частицы радиусом R из (10) следует ($\dot{Q} < 0$ отвечает охлаждению частицы и передаче тепла поверхности):

$$\dot{Q} = -\frac{\pi}{80} \frac{k_B^4}{\hbar^3} \frac{R^3}{z_0^3} \frac{(T_1^4 - T_2^4)}{\sigma_1 \sigma_2}. \tag{11}$$

Формула (11) согласуется с результатами [11,13] с точностью до численного множителя порядка единицы.

Список литературы

[1] *Teodorovich E.V.* // Proc. Roy. Soc. 1978. V. A362. P. 71.

[2] *Mahanty J.* // J. Phys. B: Atom. Molec. Phys. 1980. V. 13. P. 4391.

[3] *Schaich W.L., Harris J.* // Phys. F.: Metal. Phys. 1981. V. 11. P. 65.

[4] *Annett J.A., Echenique P.M.* // Phys. Rev. 1986. V. B34. P. 6583; Phys. Rev. 1987. V. B36. P. 8986.
[5] *Полевой В.Г.* // ЖЭТФ. 1990. Т. 98. В. 6. С. 1990.
[6] *Persson B.N.J., Volokitin A.I.* // J. Chem. Phys. 1995. V. 103. P. 8679.
[7] *Pendry J.B.* // J. Phys. C: Solid State Phys. 1997. V. 9. P. 10301.
[8] *Tomassone M.S., Widom A.* // Phys. Rev. 1997. V. B56. P. 493.
[9] *Volokitin A.I., Persson B.N.J.* // Phys. Low-Dim. Struct. 1998. V. 7. N 8. P. 1; J. Phys. C: Condens. Matter. 1999. V. 11. P. 34.
[10] *Dedkov G.V., Kyasov A.A.* // Phys. Lett. 1999. V. A259. P. 38; Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. В. 12. С. 11; Surf. Sci. 2000. V. 463. N 1. P. 11; ФТТ. 2001. Т. 43. В. 1. С. 176.
[11] *Pendry J.B.* // J. Phys. Condens. Matter. 1999. V. 1. P. 6621.
[12] *Dorofeyev I., Fuchs H., Wenning G., Gotsmann B.* // Phys. Rev. 2001. V. B64. P. 35403.
[13] *Volokitin A.I., Persson B.N.J.* // Phys. Rev. 2001. V. B63. P. 205–404; J. Phys.: Condens. Matter. 2001. V. 14. P. 859.
[14] *Persson B.N.J.* // Private communication. 2000.
[15] *Дедков Г.В., Кясов А.А.* // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. В. 8. С. 68.