

01

Тепловое излучение наночастиц в вакууме и вблизи нагретой поверхности

© Г.В. Дедков, А.А. Кясов

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

Поступило в Редакцию 22 сентября 2006 г.

Впервые получено наиболее общее выражение для скорости радиационного теплового нагрева (охлаждения) электрически нейтральной наночастицы, находящейся в вакууме вблизи плоской поверхности, отделяющей однородную поляризующуюся среду от вакуума. Показано, что наличие магнитной поляризуемости у проводящей частицы кардинально влияет на скорость ее теплообмена с металлической поверхностью. Численная величина скорости радиационного охлаждения на несколько порядков величины превышает мощность теплового излучения абсолютно черной частицы того же размера. Это соотношение наблюдается вплоть до микронных размеров частиц и расстояний до поверхности в несколько сотен микрон.

PACS: 65.80.+n

Интенсивное развитие нанотехнологии стимулирует изучение взаимодействия наночастиц (нанозондов) с другими телами [1–3]. Так, в [4,5] изучался радиационный теплообмен наночастиц с вакуумным фоном, в [6–9] — с поверхностью диэлектрической среды, а в [10,11] — взаимосвязь теплообмена с диссипацией механической энергии при скользящем („вакуумном“) трении нанозонда с гладкой поверхностью твердого тела. Все эти процессы являются следствием флуктуационно-электромагнитного взаимодействия (ФЭВ), обусловленного квантовыми и тепловыми флуктуациями поляризации и намагниченности контактирующих тел, причем специфика ФЭВ связана с диэлектрическими (магнитными) характеристиками материалов. В частности, как справедливо отметили авторы [5], для хорошо проводящей наночастицы в сечении взаимодействия с внешним электромагнитным излучением превалирует не электрическая, а магнитная составляющая наведенного дипольного момента.

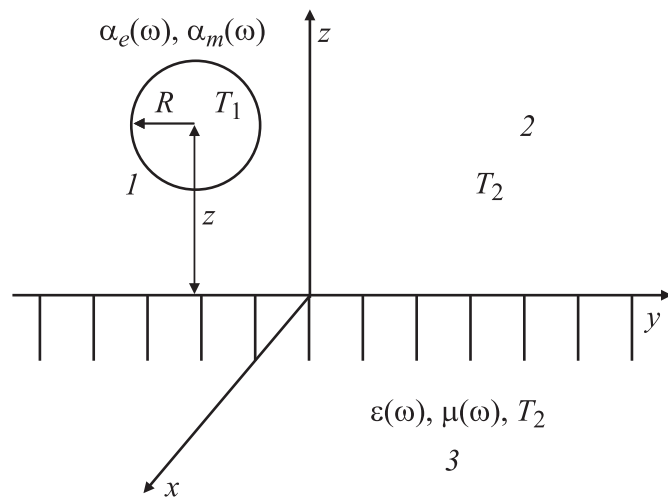


Рис. 1. Используемая система координат и схема расположения частицы над поверхностью: 1 — частица; 2 — вакуум; 3 — поверхность.

Если частица обладает известными электрической и магнитной поляризуемостью $\alpha_e(\omega)$, $\alpha_m(\omega)$, где ω — частота внешнего поля, то расчет скорости ее радиационного теплообмена с другими телами можно сделать в полном соответствии с теорией, развитой в наших работах [9,12,13], в которых у движущейся частицы учитывалось наличие флуктуационного электрического дипольного момента (в собственной системе отсчета), а магнитный момент в неподвижной системе отсчета поверхности появлялся в результате релятивистских преобразований.

Целью данной работы является получение наиболее общего выражения для скорости нагрева (охлаждения) покоящейся наночастицы, помещенной в равновесный газ фотонов (вакуумный фон) вблизи поверхности полубесконечной однородной поляризующейся среды (рис. 1). Предполагается, что частица имеет температуру T_1 , а вакуумное излучение и среда — температуру T_2 . Здесь и в дальнейшем термин „поверхность“ понимается в смысле полубесконечной однородной среды, ограниченной гладкой поверхностью, отделяющей ее от вакуума.

В рамках теории [9,12,13] скорость нагрева (охлаждения) \dot{Q} частицы определяется выражением

$$\dot{Q} = \langle \dot{\mathbf{d}}\mathbf{E} + \dot{\mathbf{m}}\mathbf{B} \rangle, \quad (1)$$

где \mathbf{d} и \mathbf{m} — флуктуационные электрический и магнитный дипольные моменты частицы, а \mathbf{E} и \mathbf{B} — компоненты флуктуационного электромагнитного поля, включающие спонтанные и индуцированные составляющие, обусловленные электромагнитными флуктуациями частицы, полубесконечного континуума и вакуумного фона (рис. 1). Угловые скобки обозначают квантово-статистическое усреднение, а точки над \mathbf{d} и \mathbf{m} — дифференцирование по времени.

Метод вычисления всех указанных величин подробно изложен в [9,12,13]. В результате расчета получим

$$\dot{Q} = \dot{Q}^{(1)} + \dot{Q}^{(2)} + \dot{Q}^{(3)}, \quad (2)$$

$$\dot{Q}^{(1)} = -\frac{4\hbar}{\pi} \int_0^\infty d\omega \omega \left(\frac{\omega}{c}\right)^3 [\alpha_e''(\omega) + \alpha_m''(\omega)] [\Pi(\omega, T_1) - \Pi(\omega, T_2)], \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \dot{Q}^{(2)} = & -\frac{2\hbar}{\pi} \int_0^\infty d\omega \omega \left(\frac{\omega}{c}\right)^3 [\Pi(\omega, T_1) - \Pi(\omega, T_2)] \\ & \times \int_0^\infty du \exp\left(-\frac{2\omega z}{c}u\right) [f_1''(u, \omega)\alpha_e''(\omega) + f_2''(u, \omega)\alpha_m''(\omega)], \quad (4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \dot{Q}^{(3)} = & -\frac{2\hbar}{\pi} \int_0^\infty d\omega \omega \left(\frac{\omega}{c}\right)^3 [\Pi(\omega, T_1) - \Pi(\omega, T_2)] \\ & \times \int_0^1 du \left\{ \operatorname{Re} \left[\exp\left(\frac{2i\omega z}{c}u\right) f_3(u, \omega) \right] \alpha_e''(\omega) \right. \\ & \left. + \operatorname{Re} \left[\exp\left(\frac{2i\omega z}{c}u\right) f_4(u, \omega) \right] \alpha_m''(\omega) \right\}, \quad (5) \end{aligned}$$

$$f_1(u, \omega) = (2u^2 + 1)\Delta_e(u, \omega) + \Delta_m(u, \omega), \quad (6)$$

$$f_2(u, \omega) = (2u^2 + 1)\Delta_m(u, \omega) + \Delta_e(u, \omega), \quad (7)$$

$$f_3(\omega, u) = (1 - 2u^2)\tilde{\Delta}_e(\omega, u) + \tilde{\Delta}_m(\omega, u), \quad (8)$$

$$f_4(\omega, u) = (1 - 2u^2)\tilde{\Delta}_m(\omega, u) + \tilde{\Delta}_e(\omega, u), \quad (9)$$

$$\Delta_e(u, \omega) = \frac{\varepsilon(\omega)u - \sqrt{u^2 - \varepsilon(\omega)\mu(\omega) + 1}}{\varepsilon(\omega)u + \sqrt{u^2 - \varepsilon(\omega)\mu(\omega) + 1}}, \quad (10)$$

$$\Delta_m(u, \omega) = \frac{\mu(\omega)u - \sqrt{u^2 - \varepsilon(\omega)\mu(\omega) + 1}}{\mu(\omega)u + \sqrt{u^2 - \varepsilon(\omega)\mu(\omega) + 1}}, \quad (11)$$

$$\Pi(\omega, T) = \left[\exp\left(\frac{\hbar\omega}{kT}\right) - 1 \right]^{-1}. \quad (12)$$

Причем функции $\tilde{\Delta}_e(u, \omega)$, $\tilde{\Delta}_m(u, \omega)$ определяются формулами (10), (11) с заменой $\varepsilon(\omega) \rightarrow -\varepsilon(\omega)$ и $+1 \rightarrow -1$ под знаком квадратного корня. Кроме того, \hbar, k, c — постоянные Планка, Больцмана и скорость света в вакууме, z — расстояние между центром сферической частицы и поверхностью, $\varepsilon(\omega)$ и $\mu(\omega)$ — диэлектрическая и магнитная проницаемость поверхности (см. рис. 1). Отмеченные двумя штрихами функции обозначают мнимые компоненты. Далее будем считать поверхность немагнитной, полагая $\mu(\omega) = 1$.

Слагаемые $\dot{Q}^{(1)}$, $\dot{Q}^{(2)}$ и $\dot{Q}^{(3)}$ в (2) представляют соответственно вклады в скорость теплообмена, обусловленные взаимодействием частицы с равновесным вакуумным излучением, с ближними и волновыми модами поверхности. Формулы (2)–(5) охватывают все частные случаи, рассматривавшиеся в работах [4–9], и учитывают все возможные составляющие теплообмена в статической ситуации, соответствующей рис. 1. При общем анализе формулы (2) следует обратить внимание на полную перестановочную симметрию к замене „электрических“ величин (с индексом „ e “) на „магнитные“ (с индексом „ m “).

В качестве численного примера рассмотрим скорость охлаждения металлической наночастицы, помещенной в вакуум вблизи металлической поверхности. Диэлектрическую функцию поверхности и частицы для простоты будем считать одинаковой и возьмем в виде $\varepsilon(\omega) = 1 + 4\pi\sigma i/\omega$, где σ — статическая проводимость. Для функций $\alpha_e''(\omega)$ и $\alpha_m''(\omega)$ воспользуемся классическими выражениями [14]

$$\alpha_e''(\omega) = R^3 \text{Im} \left(\frac{\varepsilon(\omega) - 1}{\varepsilon(\omega) + 2} \right), \quad (13)$$

$$\alpha_m''(\omega) = -\frac{3R^3}{x^2} \left[1 - \frac{x}{2} \frac{(\sinh x + \sin x)}{(\cosh x - \cos x)} \right] \equiv -3R^3 \varphi_m(x),$$

$$x = 2R\sqrt{2\pi\sigma\omega}/c. \quad (14)$$

Температуру частицы примем равной T , а температуру поверхности и вакуумного фона — равной нулю.

Вследствие „обрезающего“ характера функции (12), фигурирующей в частотных интегралах (3)–(5), основной вклад в них связан с областью частот $\omega < \omega_W = kT/\hbar$. Поэтому с учетом определения (13) $\alpha_e'' \approx 3R^3\omega/4\pi\sigma < 3R^3\omega_W/4\pi\sigma \ll 3R^3$, так как для нормальных металлов $\omega_W/\sigma \ll 1$. Например, для меди при комнатной температуре $\sigma = 5.2 \cdot 10^{17} \text{ s}^{-1}$ и $\omega_W/\sigma = 7.5 \cdot 10^{-5}$. В то же время функция $\varphi_m(x)$ в (14) достигает плавного максимума 0.059 при $x = 4.8$. Отсюда следует, что вклад электрического дипольного момента в скорость теплообмена у проводящей частицы всегда значительно меньше, чем вклад магнитного момента. В интегралах (4), (5) это различие еще более усиливается с учетом вида функций $f_i(u, \omega)$.

На рис. 2, 3 приведены результаты расчета скорости охлаждения наночастиц меди с радиусами 3 и 50 nm в зависимости от расстояния до поверхности меди и температуры (с учетом температурного изменения удельного сопротивления [15]). Приведенные данные нормированы на величину скорости охлаждения, соответствующей закону Стефана–Больцмана для абсолютно черной наночастицы:

$$\dot{Q}_{BV} = -\frac{\pi^3}{15} \left(\frac{R\omega_W}{c} \right)^2 \hbar\omega_W^2. \quad (15)$$

Как вытекает из результатов расчета, нагретая металлическая наночастица является интенсивным источником теплового излучения, мощность которого на 2–6 порядков величины превосходит мощность излучения гипотетического черного тела того же размера.

Без учета магнитной поляризуемости частицы в пределе отсутствия запаздывания и при тех же условиях из (3)–(5) вытекает известный результат [6,13]:

$$\dot{Q}_e = -\frac{\pi}{40} \left(\frac{R}{z} \right)^3 \left(\frac{\omega_W}{\sigma} \right)^2 \hbar\omega_W^2. \quad (16)$$

Из сравнения формул (15) и (16) следует, что для наночастиц меди $\dot{Q}_e/\dot{Q}_{BV} < 0.01$ даже при $R = z$. Таким образом, именно наличие

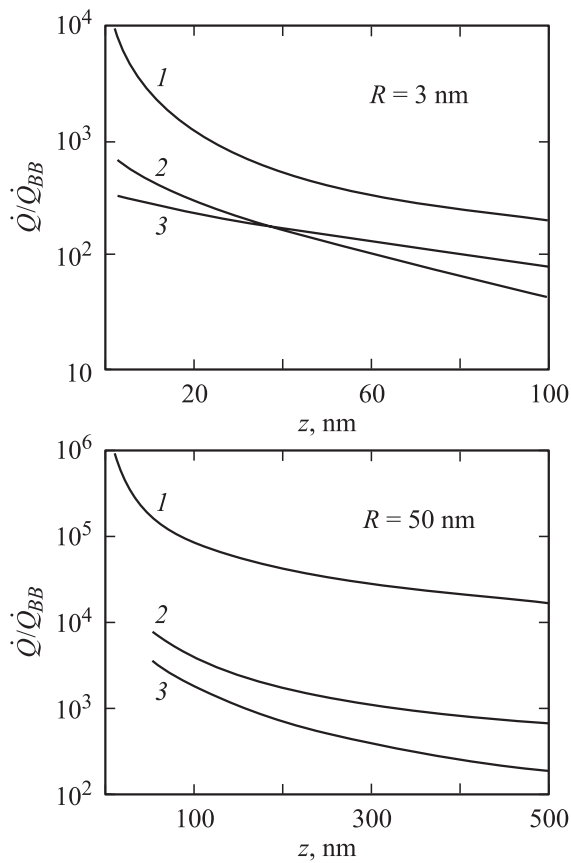


Рис. 2. Зависимость отношения скорости радиационного охлаждения наночастиц меди вблизи поверхности меди к скорости охлаждения по закону Стефана–Больцмана (для частиц того же радиуса) в зависимости от расстояния до поверхности при различной температуре и величине радиуса частиц. Кривые 1, 2, 3 соответствуют температурам частиц 77, 300 и 900 К соответственно. Температура вакуумного фона и поверхности принята равной 0 К.

флуктуационного магнитного момента у металлической наночастицы создает доминирующий вклад в скорость ее теплообмена с окружающими телами. Из формулы (16) вытекает также, что для резистивных

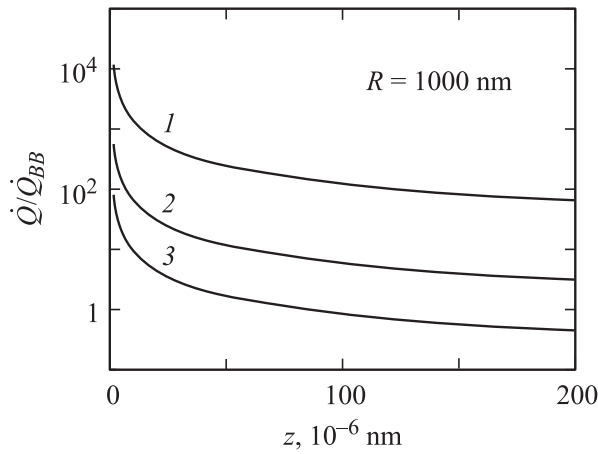


Рис. 3. То же, что на рис. 2, для частицы меди с радиусом $R = 1 \mu\text{m}$.

наноматериалов (типа аморфного углерода) величина \dot{Q}_e может стать оптимально высокой при $\sigma = \omega_W$ [6]. Однако при сравнении соответствующей мощности теплового излучения с мощностью излучения металлической частицы (такого же размера) выясняется, что применение металлических наночастиц в качестве тепловых излучателей более эффективно, если их радиус превышает $\sim 10 \text{ nm}$. При этом мощность их излучения медленнее убывает с расстоянием $\dot{Q} \propto 1/z$ в отличие от $\dot{Q}_e \propto 1/z^3$ для резистивных частиц. Использование же резистивных материалов выгоднее лишь в случае мелких наночастиц ($R < 10 \text{ nm}$) и на небольших расстояниях от поверхности.

Анализ вклада вакуумного фона (формула (3)) показывает, что $\dot{Q}^{(1)} < \dot{Q}_{BB}$ даже для частиц с радиусом в несколько микрон. Это согласуется с расчетами авторов [5]. Заметим, что формула для скорости теплового излучения наночастицы в вакуум, полученная в (5), полностью совпадает с (3) при $T_2 = 0$ и пренебрежении вкладом электрической поляризуемости, что допустимо для металлической частицы. Слагаемые же $\dot{Q}^{(2)}$ и $\dot{Q}^{(3)}$ в этом случае отсутствуют, так как поверхности нет (формально в (4), (5) можно считать, что $z \rightarrow \infty$). Вклад радиационных мод поверхности $\dot{Q}^{(3)}$ в микронной области расстояний и размеров частиц имеет пространственную осцилляцию, но он всегда (по модулю)

меньше, чем $\dot{Q}^{(2)}$. В итоге в сумме (2) всегда доминирует член $\dot{Q}^{(2)}$, причем вплоть до расстояний несколько сотен микрон от поверхности тепловое излучение частиц существенно преобладает над излучением черного тела (см. рис. 3).

Список литературы

- [1] Гусев А.В. // УФН. 1998. Т. 168. № 1. С. 55.
- [2] *Нанотехнология* в ближайшем десятилетии / Под ред. М.К. Роко, Р.С. Уильямса и П. Аливисатоса. М.: Мир, 2002. 293 с.
- [3] Неволлин В.К. Зондовые нанотехнологии в электронике. М.: Техносфера, 2005. 152 с.
- [4] Dedkov G.V., Kyasov A.A. // Phys. Lett. 2005. V. A339. P. 212.
- [5] Мартыненко Ю.В., Огнев Л.И. // ЖТФ. 2005. Т. 75. В. 11. С. 130.
- [6] Pendry J.B. // J. Phys.: Cond. Matter. 1999. V. 11. P. 6621.
- [7] Mulet J.P., Joulain K., Carminati R. et al. // Appl. Phys. Lett. 2001. V. 78. P. 2931.
- [8] Дедков Г.В., Кясов А.А. // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. В. 23. С. 50.
- [9] Дедков Г.В., Кясов А.А. // ФГТ. 2003. Т. 45. В. 10. С. 1729.
- [10] Дедков Г.В., Дедкова Е.Г. // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. В. 6. С. 52.
- [11] Дедков Г.В., Кясов А.А., Дедкова Е.Г. // Микро- и наносистемная техника. 2005. № 6. С. 2.
- [12] Kyasov A.A., Dedkov G.V. // Nuclear Instr. Meth. 2002. V. B95. P. 247.
- [13] Dedkov G.V., Kyasov A.A. // Phys. Low-Dim. Struct. 2003. V. 1/2. P. 1.
- [14] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.
- [15] *Физические величины*: Справочник / Под ред. И.С. Григорьева и Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1981. 1232 с.