

01;11

Об эффекте теплообмена между пробной наночастицей и поверхностью через ближнепольные моды флуктуационного электромагнитного поля

© Г.В. Дедков, А.А. Кясов

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

Поступило в Редакцию 27 июня 2002 г.

В релятивистском приближении рассмотрен эффект теплообмена между пробной наночастицей (зондом сканирующего микроскопа) и поверхностью твердого тела в диапазоне расстояний от нуля до нескольких микрон. Показано, что роль эффекта запаздывания возрастает с увеличением проводимости материалов и расстояния между телами, однако величина теплового потока всегда меньше, чем дает нерелятивистское приближение. Максимальный нагрев ожидается для резистивных материалов.

В последнее время проблема флуктуационно-диссипативного взаимодействия наночастиц с поверхностью привлекла внимание нескольких групп авторов [1–12]. Она имеет два важных аспекта, первый из которых касается вычисления нормальной и тангенциальной сил, действующей на движущуюся частицу [1–8], а второй — расчета потока тепла между ней и поверхностью через ближнепольные моды электромагнитного поля [7,9–12]. В частности, несколькими авторами обращалось внимание на то, что локальный нагрев поверхности зондом сканирующего зондового микроскопа (СЗМ) может оказаться весьма перспективным для модификации поверхности [10,11].

В недавней работе [11] были получены выражения для потока тепла между плоскими поверхностями, разделенными щелью шириной d , и между наночастицей и плоской поверхностью в случае, когда относительное движение отсутствует. Из результатов численных расчетов вытекает довольно неожиданный (с физической точки зрения) вывод о том, что в суммарном тепловом потоке превалирует вклад магнитной составляющей нерадикационных мод флуктуационного электромагнит-

ного поля, появляющийся при учете эффекта запаздывания даже на малых расстояниях между телами: $d \approx 1$ nm для плоских поверхностей и $d \approx 10$ nm для наночастицы и плоской поверхности (обе с металлическими проводимостями). Совсем недавно [8] аналогичный вывод был сделан в отношении тангенциальной диссипативной силы, действующей на тело, движущееся вблизи поверхности. В частности, утверждается, что вклад магнитной компоненты поля в силу трения превышает вклад электрической, который вычисляется без учета запаздывания в нерелятивистском пределе.

В настоящей работе, основываясь на недавних результатах, полученных нами в рамках последовательной релятивистской теории [13,14], мы показываем, что выводы [11] ошибочны в силу следующих причин: 1) вклад магнитной компоненты флуктуационного поля всегда меньше, чем вклад электрической; 2) в интервале расстояний между телами от нуля до нескольких микрон корректный учет эффекта запаздывания приводит к общему уменьшению величины теплового потока по сравнению с нерелятивистским расчетом.

В рассматриваемой задаче роль эффекта запаздывания определяется безразмерным параметром $\xi = 4\pi\sigma z_0/c$, где σ — проводимость материала поверхности, z_0 — расстояние частицы от поверхности, c — скорость света. Для плохих проводников ($\sigma \ll 10^{17} \text{ s}^{-1}$) имеем $\xi \ll 1$, причем область применимости нерелятивистского приближения расширяется обратно пропорционально величине σ . В итоге оно оказывается оправданным для большинства практически важных случаев, встречающихся в практике СЗМ. Это согласуется с нашими более ранними выводами [5], а также с результатами [10].

Для нормальных металлов ($\sigma \approx 10^{17} \text{ s}^{-1}$) $\xi \gg 1$ уже при $z_0 > 1$ nm, поэтому учет запаздывания принципиально необходим. Однако в этом случае, как будет показано, общий тепловой поток \dot{Q} , обусловленный как нерadiационными, так и радиационными модами электромагнитного поля, оказывается значительно меньше, чем в случае контакта плохих проводников, хотя и может превышать поток излучения абсолютно черного тела.

В отличие от работ [10,11], в которых тепловой поток рассчитывался для статического зонда, в [13,14] были получены общие релятивистские формулы для определения \dot{Q} между движущимся зондом и поверхностью. Ограничиваясь случаем покоящегося зонда ($V = 0$) и немагнитной поверхности, проанализируем влияние эффекта запаздывания „в чистом

виде“. В этом случае формула для теплового потока принимает вид

$$\begin{aligned} \dot{Q} = & -\frac{2\hbar}{\pi} \int_0^{\infty} d\omega \omega \left[\frac{1}{\exp(\hbar\omega/k_B T_1) - 1} - \frac{1}{\exp(\hbar\omega/k_B T_2) - 1} \right] \\ & \times \int_{k>\omega/c} dk k^3 \frac{\exp(-2q_0 z_0)}{q_0} \left\{ 2\alpha''(\omega) \Delta_e''(\omega) \right. \\ & \left. + \left(\frac{\omega}{kc} \right)^2 \alpha''(\omega) [\Delta_m''(\omega) - \Delta_e''(\omega)] \right\} + \dot{Q}_{rad}, \end{aligned} \quad (1)$$

$$q_0 = (k^2 - \omega^2/c^2)^{1/2}, \quad q = (k^2 - \varepsilon(\omega)\omega^2/c^2)^{1/2}, \quad (2)$$

$$\Delta_e(\omega) = \left(\frac{\varepsilon(\omega)q_0 - q}{\varepsilon(\omega)q_0 + q} \right), \quad \Delta_m(\omega) = \left(\frac{q_0 - q}{q_0 + q} \right), \quad (3)$$

где z_0 — расстояние частицы от поверхности, $\alpha(\omega)$ — ее поляризуемость, $\varepsilon(\omega)$ — диэлектрическая функция поверхности, T_1 и T_2 — температуры частицы и поверхности, \dot{Q}_{rad} учитывает вклад радиационных мод ($k < \omega/c$), который выражается точно таким же интегралом, как и вклад нерадиационных (первое слагаемое (1)), с заменой

$$\exp(-2q_0 z_0)/q_0 \rightarrow -\sin(2\sqrt{\omega^2/c^2 - k^2} z_0)/\sqrt{\omega^2/c^2 - k^2}.$$

В дальнейшем будем считать зонд „горячим“, а поверхность „холодной“, полагая $T_1 = T$, а $T_2 = 0$, а также для простоты ограничимся случаем одинаковых материалов зонда и поверхности.

Отметим, что в подынтегральном выражении (1) слагаемые, пропорциональные $\Delta_e''(\omega)$, связаны с вкладом электрической компоненты электромагнитного поля, а $\Delta_m''(\omega)$ — магнитной (волны с P - и S -поляризацией в обозначениях авторов [10,11]). Вклад эффекта запаздывания определяется вторым слагаемым в фигурных скобках подынтегрального выражения.

Записывая диэлектрическую функцию в виде $\varepsilon(\omega) = 1 + 4\pi\sigma i/\omega$ и вводя новую переменную $t = kc/\omega$, разобьем внутренний интеграл в (1) на интервалы $0 \leq t \leq 1$, $1 \leq t \leq \sqrt{4\pi\sigma/\omega + 1}$ и $t \geq \sqrt{4\pi\sigma/\omega + 1}$. В каждом из них мнимые компоненты функций $\Delta_e(\omega)$ и $\Delta_m(\omega)$ выража-

ются однозначным образом при надлежащем выборе знака квадратного корня:

$$1) 0 \leq t \leq 1$$

$$\Delta_e'' \approx \sqrt{\frac{2}{a}}(1 + 3t^2/4), \quad \Delta_m'' \approx \sqrt{\frac{2}{a}}(1 + t^2/4), \quad (4)$$

$$2) 1 \leq t \leq \sqrt{a+1}$$

$$\Delta_e'' \approx \frac{u}{2b} \frac{(4ab^2 + au^2 + 4b^2 - u^2)}{(u+b+u^2/4b)^2 + (au-b+u^2/4b)^2}, \quad (5)$$

$$\Delta_m'' \approx \frac{u}{2b} \frac{(4b^2 - u^2)}{(u+b+u^2/4b)^2 + (b-u^2/4b)^2}, \quad (6)$$

$$3) t \geq \sqrt{a+1}$$

$$\Delta_e'' \approx \frac{2a}{4+a^2} + \frac{a(3a^2+4)}{(4+a^2)^2} \frac{1}{t^2}, \quad \Delta_m'' \approx \frac{a}{4t^2}, \quad (7)$$

где $u = \sqrt{t^2 - 1}$, $a = 4\pi\sigma/\omega$, $b = \sqrt{a/2}$.

Для малой металлической частицы радиусом R поляризуемость $\alpha(\omega)$ равна

$$\alpha(\omega) = R^3 \frac{\varepsilon(\omega) - 1}{\varepsilon(\omega) + 2}, \quad (8)$$

тогда с учетом (3), (4) и при условии $\eta = \frac{2z_0 k_B T}{c\hbar} \ll 1$ для радиационного вклада в \dot{Q} получим (знак „минус“ соответствует охлаждению зонда)

$$\dot{Q}_{rad} \approx -36 \frac{\hbar R^3 z_0}{\sigma^{3/2} c^4} \left(\frac{k_B T}{\hbar} \right)^{15/2}. \quad (9)$$

Причем $\eta = 1$ при $z_0 = 4000$ nm, если $\sigma \approx 10^{17} \text{ s}^{-1}$ и $T = 300$ K. Представляет интерес сравнение получаемых значений \dot{Q} с нерелятивистским приближением. Так, переходя в (1) к пределу $c \rightarrow \infty$ и проводя интегрирование с учетом того, что при типичных температурах для нормальных металлов $k_B T/\hbar \ll 2\pi\sigma$, получим формулу, полученную в работах [10,11]

$$\dot{Q}_{nr} = -\frac{3\pi}{40} \frac{\hbar R^3}{z_0^3 \sigma^2} \left(\frac{k_B T}{\hbar} \right)^4. \quad (10)$$

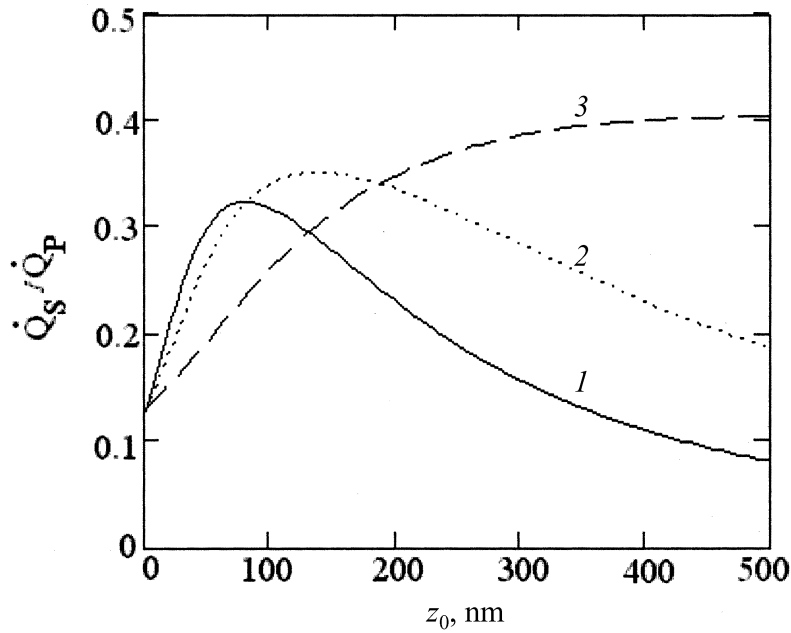


Рис. 1. Отношение вкладов в тепловой поток от магнитной (\dot{Q}_S) и электрической (\dot{Q}_P) компонент флуктуационного электромагнитного поля при различных значениях параметра $p = 2\pi\sigma\hbar/k_B T$: 1 — $p = 0.8 \cdot 10^4$, 2 — $p = 1.59 \cdot 10^4$, 3 — $p = 7.95 \cdot 10^4$.

Из (9), (10) следует, что при указанных выше значениях параметров $\dot{Q}_{rad}/\dot{Q}_{nr} = 1.5 \cdot 10^{-12} \left(\frac{z_0}{c}\right)^4 \left(\frac{k_B T}{\hbar}\right)^{7/2} \sigma^{1/2} = 1$ при $z_0 \approx 800$ nm. При меньших расстояниях $\dot{Q}_{rad} \ll \dot{Q}_{nr}$. С другой стороны, интересно сопоставить (10) с излучением абсолютно черного тела. Если принять, что площадь холодной поверхности, эффективно нагреваемой зондом, приблизительно равна R^2 , то в соответствии с законом Стефана

$$\dot{Q}_{BB} \approx -\frac{\pi^2 \hbar R^2}{60 c^2} \left(\frac{k_B T}{\hbar}\right)^4. \quad (11)$$

Для нормальных металлов получим $\dot{Q}_{nr}/\dot{Q}_{BB} \approx 13R/z_0^3$, если R и z_0 выражены в nm. Тогда при $R \approx z_0 \approx 1$ $\dot{Q}_{nr} > \dot{Q}_{BB}$, хотя соответствующее

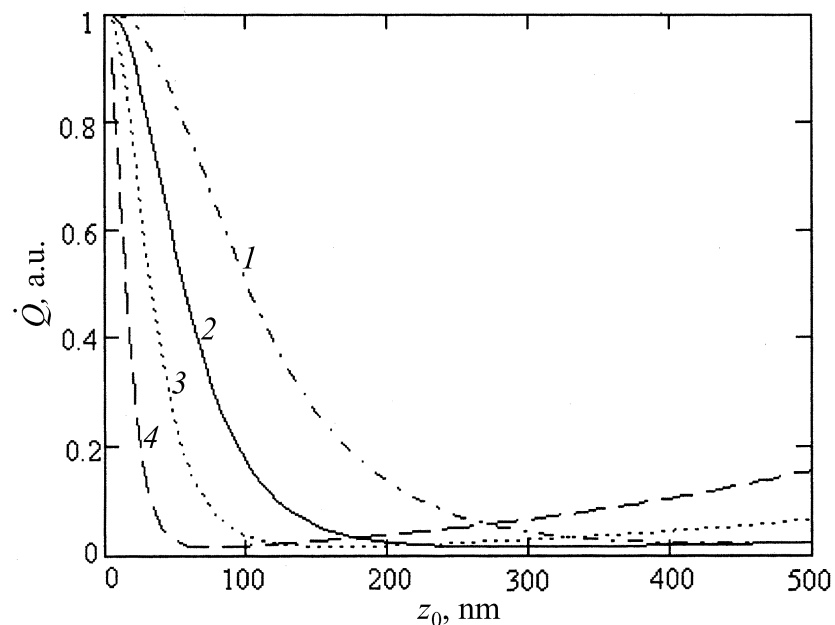


Рис. 2. Отношение теплового потока от зонда к поверхности, вычисленного с учетом эффекта запаздывания, к потоку в нерелятивистском приближении (10). 1 — $\sigma = 10^{16} \text{ s}^{-1}$; $T = 300 \text{ K}$; 2 — $\sigma = 10^{17} \text{ s}^{-1}$; $T = 100 \text{ K}$; 3 — $\sigma = 10^{17} \text{ s}^{-1}$; $T = 300 \text{ K}$; 4 — $\sigma = 5 \cdot 10^{17} \text{ s}^{-1}$; $T = 300 \text{ K}$.

превышение не слишком велико. Однако уменьшение проводимости на порядок влечет за собой уже 100-кратное возрастание величины \dot{Q}_{nr} .

Теперь перейдем к точной оценке вклада нерадикационных мод в соответствии с (1)–(8). На рис. 1 приведены результаты численного расчета отношения вкладов в тепловой поток магнитной (S) и электрической (P) компонент поля. С увеличением расстояния z_0 относительный вклад S -волны возрастает, но тем не менее он никогда не превышает 1. На рис. 2 показана суммарная величина теплового потока с учетом радиационных и нерадикационных мод по отношению к \dot{Q}_{nr} . Можно видеть, что эффект запаздывания приводит к резкому убыванию \dot{Q} уже на расстояниях в несколько десятков нм, однако с уменьшением

проводимости (или с понижением температуры) область применимости нерелятивистского приближения существенно расширяется.

На расстояниях в несколько микрон релятивистские эффекты приводят к локальному возрастанию \dot{Q} до величин одного порядка с \dot{Q}_{nr} из-за линейно растущего радиационного вклада \dot{Q}_{rad} . В этой области расстояний формула (9) теряет силу, но в соответствии с (1) (см. по тексту) быстро осциллирующий множитель $\sin(2\sqrt{\omega^2/c^2 - k^2} z_0)$ под знаком интеграла приводит к обрезанию величины \dot{Q} . В итоге формула (10) может использоваться для оценки верхней границы теплового потока при расстояниях зонда от поверхности от нуля до нескольких микрон.

С точки зрения оптимального выбора контактирующих материалов для получения максимального нагрева поверхности предпочтительнее использовать резистивные материалы с проводимостью порядка $\sigma \approx k_B T / 2\pi\hbar$, и в этом мы согласны с авторами [10,11], однако в последнем случае характер температурной зависимости (и зависимости от σ) \dot{Q} кардинально изменяется [7,12]: так при $2\pi\sigma < k_B T / \hbar$ и $c \rightarrow \infty$ из (1) получим (ср. с (10))

$$\dot{Q} = -\frac{4}{5} k_B T \frac{R^3}{z_0^3} \sigma. \quad (12)$$

Расчет потока тепла от движущегося зонда требует отдельного рассмотрения, но даже в нерелятивистском приближении появляются новые интересные особенности, как например возможность резонансного теплообмена или нагрева „горячего“ зонда (подробнее см. в [12]). Кроме того, формула (8) для поляризуемости сферической металлической частицы нуждается в корректировке из-за неучтенного вклада экранирования электронного газа (см., в частности, [15]).

Список литературы

- [1] *Pendry J.B.* // J. Phys. C: Solid State Phys. 1997. V. 9. P. 10 301.
- [2] *Tomassone M.S., Widom A.* // Phys. Rev. 1997. V. B56. P. 493.
- [3] *Persson B.N.J., Zhang Zh.* // Phys. Rev. 1998. V. B57. P. 7327.
- [4] *Volokitin A.I., Persson B.N.J.* // J. Phys. C: Condensed Matter. 1999. V. 1. P. 345.
- [5] *Dedkov G.V., Kyasov A.A.* // Phys. Lett. 1999. V. A259. P. 38.
- [6] *Dorofeyev I.A., Fuchs H., Jersch J.* // Phys. Rev. 2001. V. B64. P. 35 403.

- [7] Дедков Г.В., Кясов А.А. // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. В. 8. С. 79.
- [8] Volokitin A.I., Persson B.N.J. // Phys. Rev. 2002. V. B65. P. 115 419.
- [9] Dorofeyev I.A. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1998. V. 31. P. 600.
- [10] Pendry J.B. // J. Phys.: Condens. Matter. 1999. V. 11. P. 6621.
- [11] Volokitin A.I., Persson B.N.J. // Phys. Rev. 2001. V. B63. P. 205 404.
- [12] Дедков Г.В., Кясов А.А. // ФТТ. 2002. Т. 44. В. 10. С. 1729.
- [13] Kyasov A.A. // Proc. of the Int. Workshop Scanning Probe Microscopy-2002. Nizhny Novgorod, March 3–6, 2002.
- [14] Kyasov A.A., Dedkov G.V. // Nucl. Instr. and Methods. 2002 (in press).
- [15] Smirnov M.B., Krainov V.P. // Laser Phys. 1999. V. 9. P. 943.