Письма в ЖЭТФ, том 109, вып. 11, с. 783 – 788

Эффект электрического поля в передаче тепла между металлами в экстремальном ближнем поле

А. И. Волокитин[1)]

Самарский государственный технический университет, 443100 Самара, Россия

Поступила в редакцию 23 апреля 2019 г.
После переработки 24 апреля 2019 г.
Принята к публикации 24 апреля 2019 г.

Приводятся расчеты радиационной передачи тепла между металлами в экстремальном ближнем поле при наличии между ними разности потенциалов. За счет связи между электрическим полем излучения и смещениями поверхностей, на нанометровых расстояниях радиационный тепловой поток между двумя пластинами из золота, связанный с p-поляризованными электромагнитными волнами, возрастает на много порядков при изменении разности потенциалов в диапозоне от 0 до 10 В. Радиационный механизм передачи тепла сравнивается с фононным механизмом, связанным с электростатическим взаимодействием и с взаимодействием Ван-дер-Ваальса. При субнанометровых расстояниях и малой разности потенциалов доминирует фононный механизм, определяемый взаимодействием Ван-дер-Ваальса. Однако с расстоянием фононный вклад убывает быстрее радиационного вклада, поэтому на нанометровых расстояниях доминирует радиационный вклад. Полученные результаты могут использоваться для управления тепловыми потоками на наноуровне с помощью разности потенциалов.

DOI: 10.1134/S0370274X19110110

Радиационный теплообмен на наноуровне имеет фундаментальное значение [1–6] и обещает найти широкое применение в разнообразных технологиях, начиная от термофотоэлектрических преобразователей энергии [7–12], неинвазивной тепловой визуализации [13] и заканчивая термомагнитной записью информации [14] и нанолитографией [2]. В настоящее время в связи с разработкой новых технологий, связанных с наноразмерным тепловым управлением, с накоплением и конвертацией энергии, и обработкой информации, активно изучается проблема контроля над передачей тепла [15–17]. На основе разработанной Рытовым флуктуационной электродинамики [18–20] теоретически было предсказано [1–5] и экспериментально подтверждено [21, 22], что радиационный тепловой поток между двумя телами с разными температурами в области ближнего поля (когда расстояние между телами $d < \lambda_T = c\hbar/k_BT$, при комнатной температуре $\lambda_T \sim 10$ мкм) может быть на много порядков больше предела, который устанавливается законом Планка для излучения черного тела. С развитием новой экспериментальной техники за последнее десятилетие супер-планковскую передачу тепла удалось наблюдать для вакуумных зазоров между телами в интервале от сотен нанометров до нескольких ангстремов [23–25]. В целом, результаты этих измерений находятся в хорошем согласии с предсказаниями флуктуационной электродинамики для широкого набора материалов и геометрий.

Несмотря на большой прогресс, достигнутый за последнее десятилетие в понимании радиационной передачи тепла на наноуровне, остаются значительные нерешенные проблемы в понимании теплообмена между телами в экстремальном ближнем поле (размер щели < 10 нм). Передача тепла между поверхностями в непосредственном контакте на много порядков выше радиационного теплообмена, и она описывается тепловой проводимостью в терминах фононного механизма переноса тепла. Поэтому в экстремальном ближнем поле возникла необходимость описания перехода от радиационного механизма передачи тепла к фононному механизму, что стимулировало активные исследования фононного механизма в этой области [26–35].

В настоящем Письме приводятся расчеты радиационной передачи тепла между металлами в экстремальном ближнем поле при наличии разности потенциалов между ними. Разность потенциалов индуцирует на поверхности металлов поверхностную плотность заряда, в результате чего возникает связь между смещениями поверхностей и электрическим полем излучения. В результате этой связи тепловые флуктуации смещений поверхностей дают дополнительный вклад в флуктуирующее электромагнитное поле

[1)]e-mail: alevolokitin@yandex.ru

и, как следствие, в радиационную передачу тепла. Радиационный механизм передачи тепла сравнивается с фононным механизмом, связанным с электростатическим взаимодействием между поверхностями и с взаимодействием Ван-дер-Ваальса. Недавно фононный механизм передачи тепла рассматривался в работах [27, 28] путем вычисления коэффициента туннелирования фононов при рассеянии акустических волн на поверхности. В настоящей работе приводится альтернативный, более компактный метод расчета передачи тепла при фононном механизме, основанный на использовании флуктуационно-диссипативной теоремы и механической восприимчивости поверхности, для которой в приближении упругого континуума имеется аналитическая формула.

Рассмотрим две одинаковые металлические пластины, которые отделены друг от друга вакуумной щелью с толщиной d. Пластина 1 имеет поверхность, совпадающую с плоскостью xy, и расположена при $z < 0$, а параллельная ей пластина 2 расположена при $z > d$. Между поверхностями приложена разность потенциалов V, которая индуцирует поверхностную плотность заряда

$$\sigma_0 = \frac{V}{4\pi d}. \qquad (1)$$

Передача тепла между пластинами может осуществляться посредством радиационного механизма, связанного с флуктуирующим электромагнитным полем, создаваемым тепловыми флуктуациями плотности заряда и тока внутри тел. В случае заряженной поверхности тепловые флуктуации смещений поверхности также будут давать вклад в флуктуирующее электромагнитное поле и радиационную передачу тепла. Вклад в поток тепла между двумя поверхностями, разделенными выкуумным промежутком d, за счет неоднородных (безизлучательных) электромагнитных волн при $d \ll c\hbar/k_BT$ определяется формулой [4–6]

$$J^{\rm rad} = \frac{1}{\pi^2}\int_0^\infty d\omega\,[\Pi_1(\omega) - \Pi_2(\omega)] \times \times \int_0^\infty qdqe^{-2qd} \times \times \left[\frac{({\rm Im}R_p)^2}{\mid 1 - e^{-2qd}R_p^2\mid^2} + \frac{{\rm Im}R_s)^2}{\mid 1 - e^{-2qd}R_s^2\mid^2}\right], \qquad (2)$$

где

$$\Pi_i(\omega) = \frac{\hbar\omega}{e^{\hbar\omega/k_BT_i} - 1},$$

R_p и R_s – амплитуды отражения для p- и s-поляризованных электромагнитных волн. В случае заряженных поверхностей амплитуды отражения для них уже не будут определяться формулами Френеля, так как взаимодействие заряженной поверхности с электрическим полем электромагнитной волны создает механическое напряжение, которое будет приводить к поверхностной поляризации за счет смещения поверхности. В электростатическом пределе напряженность электрического поля электромагнитной волны с p-поляризацией имеет вид

$$\mathbf{E}(\mathbf{q},\omega,z) = Ie^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{x} - i\omega t} \times \times \begin{cases} \mathbf{n}^- e^{qz} + R_p e^{-qz}\mathbf{n}^+, & z > 0, \\ T\mathbf{n}^- e^{qz}, & z < 0, \end{cases} \qquad (3)$$

где $\mathbf{x} = (x, y)$, $\mathbf{q}$ – волновой вектор в плоскости (x, y), $\mathbf{n}^\pm = (\mp i\hat{q}, \hat{z})$. Амплитуду отражения для заряженной поверхности будем определять из граничных условий. Граничное условие для нормальной компоненты напряженности электрического поля можно получить, интегрируя уравнение $\nabla\cdot\mathbf{D} = 0$, что дает

$$E_z^+ - \varepsilon(\omega)E_z^- = -iq\int_{-0}^{+0} dz(E_q + 4\pi P_q), \qquad (4)$$

где $E_z^\pm = E_z(z = \pm 0)$, $\varepsilon(\omega)$ – диэлектрическая функция среды. Параллельная поверхности компонента напряженности электрического поля E_q не может иметь сингулярности на поверхности, поэтому первый интеграл в правой части уравнения (4) обращается в нуль. Если на поверхности нет пленки с конечной поляризуемостью, то обращается в нуль и второй интеграл. Поэтому при отсутствии на поверхности слоя с конечной поляризуемостью граничное условие на поверхности при $d = 0$ для нормальной компоненты напряженности электрического поля для p-поляризованной электромагнитной волны имеет такой же вид, что и для нейтральной поверхности:

$$E_z^+ = \varepsilon(\omega)E_z^-. \qquad (5)$$

В случае заряженной поверхности нормальная к поверхности компонента электрического поля E_z будет приводить к нормальной компоненте поверхностной поляризации за счет смещения поверхности вдоль оси $\hat{z}$

$$p_z = \sigma_0 u e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{x} - i\omega t} = \sigma_0^2 M E_z^+ e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{x} - i\omega t}, \qquad (6)$$

где M-механическая восприимчивость, которая определяет смещение поверхности

$$u(\mathbf{x}) = ue^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{x} - i\omega t} \qquad (7)$$

под действием приложенного к ней механического напряжения

$$\sigma(\mathbf{x}) = \sigma_0 E_z^+ e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{x} - i\omega t}. \qquad (8)$$

Для получения граничного условия для параллельной поверхности компоненты напряженности электрического поля вычислим циркуляцию вектора $\mathbf{E}$ по контуру прямоугольника, две стороны которого параллельны поверхности и расположены при $z = \pm 0$, а две другие стороны перпендикулярны поверхности. Параллельная поверхности компонента индукции магнитного поля непрерывна на поверхности, поэтому магнитный поток через поверхность прямоугольника будет равен нулю. Тогда из закона Фарадея следует

$$E_q^+ - E_q^- = iq\int_{-0}^{+0} dz E_z(z) = = -iq\int_{-0}^{+0} dz z\frac{dE_z}{dz} = -4\pi iqp_z = -4\pi iq\sigma_0^2 ME_z. \quad (9)$$

Из уравнений (5) и (9) находим амплитуду отражения для заряженной поверхности для p-поляризованных электромагнитных волн

$$R_p = \frac{\varepsilon - 1 + 4\pi q\sigma_0^2 M\varepsilon}{\varepsilon + 1 - 4\pi q\sigma_0^2 M\varepsilon}. \quad (10)$$

Для s-поляризованных волн можно пренебречь взаимодействием электромагнитной волны со смещениями поверхности, поэтому амплитуда отражения для них описывается формулой Френеля, которая в области ближнего поля ($d \ll \lambda_T = c\hbar/k_B T$) может быть записана в виде

$$R_s = \frac{\sqrt{(\omega/c)^2 - q^2} - \sqrt{\varepsilon(\omega/c)^2 - q^2}}{\sqrt{(\omega/c)^2 - q^2} - \sqrt{\varepsilon(\omega/c)^2 - q^2}} \approx \approx \frac{iq - \sqrt{\varepsilon(\omega/c)^2 - q^2}}{iq + \sqrt{\varepsilon(\omega/c)^2 - q^2}}. \quad (11)$$

Для изолированной поверхности в модели упругого континиума механическая восприимчивость поверхности имеет вид [36]

$$M_0 = \frac{i}{\rho c_t^2}\left(\frac{\omega}{c_t}\right)^2 \frac{p_l(q,\omega)}{S(q,\omega)}, \quad (12)$$

где

$$S(q,\omega) = \left[\left(\frac{\omega}{c_t}\right)^2 - 2q^2\right]^2 + 4q^2 p_t p_l,$$

$$p_t = \left[\left(\frac{\omega}{c_t}\right)^2 - q^2 + i0\right]^{1/2}, \; p_l = \left[\left(\frac{\omega}{c_l}\right)^2 - q^2 + i0\right]^{1/2},$$

где ρ, c_l, и c_t – плотность среды, скорости продольных и поперечных акустических волн, соответственно. Однако в случае близко расположенных поверхностей для нахождения M необходимо учитывать взаимодействие между ними, возникающее при их смещении. Взаимодействие близко расположенных заряженных поверхностей будем определять в электростатическом пределе, следуя подходу из работы [27]. Будем считать, что поверхность 1 при $z = 0$ находится при нулевом потенциале, а поверхность 2 при $z = d$ имеет потенциал, равный V. В отсутствии смещения поверхностей потенциал в вакуумной щели имеет вид

$$\phi_0(z) = \frac{V}{d}z. \quad (13)$$

Смещение поверхности 1

$$u_1(\mathbf{x}) = u_1 e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{x}} \quad (14)$$

будет приводить к изменению электростатического поля в вакуумном промежутке при $0 < z < d$, которое может быть описано потенциалом

$$\phi(\mathbf{x}, z) = \phi_0(z) + \left(\nu_- e^{-qz} + \nu_+ e^{qz}\right) e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{x}}. \quad (15)$$

В электростатическом пределе потенциал поверхности металла должен оставаться неизменным при смещении поверхности. Откуда следует граничное условие на поверхности 1

$$E_0 u_1 + \nu_- + \nu_+ = 0, \quad (16)$$

где $E_0 = V/d$. На поверхности 2 граничное условие имеет вид

$$\nu_- e^{-qd} + \nu_+ e^{qd} = 0. \quad (17)$$

Из уравнений (16) и (17) получаем

$$\nu_+ = \frac{E_0 u_1 e^{-qd}}{e^{qd} - e^{-qd}}, \quad (18)$$

$$\nu_- = -\frac{E_0 u_1 e^{qd}}{e^{qd} - e^{-qd}}. \quad (19)$$

Нормальная компонента напряженности электрического поля при $0 < z < d$ имеет вид

$$E_z = -E_0 - \frac{qE_0\left(e^{q(z-d)} + e^{q(d-z)}\right)}{e^{qd} - e^{-qd}} u_1 e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{x}}. \quad (20)$$

Используя тензор напряжений Максвелла, можно найти механические напряжения, которые действуют на поверхность 1

$$\tilde{\sigma}_{11} = \frac{|E_z(z=0)|^2}{8\pi} \approx \frac{E_0^2}{8\pi}\left[1 + \frac{2q\left(e^{qd} + e^{-qd}\right)}{e^{qd} - e^{-qd}} u_1 e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{x}}\right], \quad (21)$$

и поверхность 2

$$\tilde{\sigma}_{21} = -\frac{|E_z(z=d)|^2}{8\pi} \approx -\frac{E_0^2}{8\pi}\left[1 + \frac{4q}{e^{qd} - e^{-qd}} u_1 e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{x}}\right] \quad (22)$$

при смещения поверхности 1. Из уравнений (21) и (22) следует, что смещение поверхности 1 создает добавочные напряжения $\sigma_{11} = au_1$ и $\sigma_{21} = -bu_1$, где

$$a = \frac{E_0^2}{4\pi}\frac{q\left(e^{qd} + e^{-qd}\right)}{e^{qd} - e^{-qd}}, \tag{23}$$

$$b = \frac{E_0^2}{2\pi}\frac{q}{e^{qd} - e^{-qd}}. \tag{24}$$

Из (23)–(31) следует, что $a \approx b$ при $qd \ll 1$. В этом случае становится справедливой "модель пружинок", которая рассматривалась в работах [26, 29, 32]. Однако количественно "модель пружинок" справедлива только для нереалистически малых расстояний [27]. При смещении поверхности 2 граничное условие на поверхности 1 имеет вид

$$\nu_- + \nu_+ = 0, \tag{25}$$

а на поверхности 2 граничное условие имеет вид

$$\nu_- e^{-qd} + \nu_+ e^{qd} + E_0 u_2 = 0. \tag{26}$$

В результате напряженность электрического поля, возникающего при смещении поверхности 2, имеет вид

$$E_z = -E_0 + \frac{qE_0(e^{qz} + e^{-qd})}{e^{qd} - e^{-qd}} u_2 e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{x}}. \tag{27}$$

Используя (27) в тензоре напряжений Максвелла, получаем напряжения, которые действуют на поверхности 1 $\sigma_{12} = -bu_2$ и поверхность 2 $\sigma_{22} = au_2$ за счет смещения поверхности 2. При совместном смещении поверхностей напряжения, которые действуют на поверхности 1 и 2, определяются уравнениями

$$\sigma_1 = au_1 - bu_2, \tag{28}$$

$$\sigma_2 = au_2 - bu_1. \tag{29}$$

Для взаимодействия Ван-дер-Ваальса механические напряжения, которые действуют на поверхности в результате их смещения, также определяются уравнениями (28) и (29), в которых [27, 28]

$$a = \frac{H}{2\pi d^4}, \tag{30}$$

$$b = \frac{H}{4\pi}\frac{q^2 K_2(qd)}{d^2}, \tag{31}$$

где H – постоянная Хамакера, $K_2(x)$ – модифицированная функция Бесселя второго рода и второго порядка. Если на поверхность 1 действует напряжение $\sigma_1^{\rm ext}$, то это приведет к смещениям поверхностей согласно уравнениям

$$u_1 = M_0(\sigma_1^{\rm ext} + au_1 - bu_2), \tag{32}$$

$$u_2 = M_0(au_2 - bu_1), \tag{33}$$

где M_0 определяет смещение изолированной поверхности под действием приложенного к ней напряжения. Из уравнений (32) и (33) следует, что $u_1 = M\sigma_1^{\rm ext}$, где

$$M = \frac{(1 - aM_0)M_0}{(1 - aM_0)^2 - b^2 M_0^2} \tag{34}$$

определяет смещение поверхности под действием приложенного к ней механического напряжения с учетом ее взаимодействия с другой такой же поверхностью.

Рассмотрим теперь другой механизм передачи тепла, связанный с взаимодействием между флуктуирующими смещениями поверхностей. Ранее такой механизм рассматривался в "модели пружинок", в которой предполагается, что взаимодействие между поверхностями определяется локальным расстоянием между ними [26]. Согласно флуктуационной электродинамики [6] смещение поверхности $u_i = u_i^f + u_i^{\rm ind}$, где u_i^f – флуктуирующее смещение за счет тепловых и квантовых флуктуаций внутри тел и $u_i^{\rm ind}$ – индуцированное смещение, которое возникает за счет взаимодействия между поверхностями. Таким образом, смещения поверхностей определяются уравнениями

$$u_1 = u_1^f + M_0(au_1 - bu_2), \tag{35}$$

$$u_2 = u_2^f + M_0(au_2 - bu_1). \tag{36}$$

Согласно флуктуационно-диссипативной теореме, спектральная плотность флуктуаций смещений поверхности определяется формулой [37]

$$\langle |u_i^f|^2 \rangle = \hbar {\rm Im} M_0(\omega, q) \coth\frac{\hbar\omega}{2k_B T_i}. \tag{37}$$

Из (35) и (36) получаем

$$u_1 = \frac{(1 - aM_0)u_1^f - bM_0 u_2^f}{(1 - aM_0)^2 - b^2 M_0^2}, \tag{38}$$

u_2 получается из u_1 в результате перестановки индексов ($1 \leftrightarrow 2$). Напряжение, которое действует на поверхность 2 за счет флуктуаций смещения поверхности 1, определяется формулой

$$\sigma_{21}^f = -\frac{bu_1^f}{(1 - aM_0)^2 - b^2 M_0^2}. \tag{39}$$

Напряжение σ_{12}^f, которое действует на поверхность 1 за счет счет флуктуаций смещения поверхности 2 получается из σ_{21}^f путем замены ($1 \to 2$). Передача тепла от среды 1 к среде 2 при взаимодействии между флуктуирующими смещениями поверхностей определяется формулой [37]

$$J^{ph} = \langle \dot{u}_2^{\rm ind}\sigma_{21}^f\rangle - \langle \dot{u}_1^{\rm ind}\sigma_{12}^f\rangle =$$
$$= 2\int_0^\infty \frac{d\omega}{2\pi}\int\frac{d^2q}{(2\pi)^2}\omega{\rm Im}M_0\left[\langle|\sigma_{12}|^2\rangle - \langle|\sigma_{21}|^2\rangle\right] =$$
$$= \frac{1}{2\pi^2}\int_0^\infty d\omega\left[\Pi_1(\omega)-\Pi_2(\omega)\right]\times$$
$$\times\int_0^\infty dqq\frac{b^2({\rm Im}M_0)^2}{|\,(1-aM_0)^2-b^2M_0^2\,|^2}. \qquad (40)$$

Рисунок 1 показывает зависимость потока тепла между двумя пластинами из золота от расстояния между ними для различных механизмов при температуре одной пластины $T = 300$ K, а другой при $T = 0$ K. Расчеты выполнены с параметрами $c_l = 3240\,{\rm мс}^{-1}$, $c_t = 1200\,{\rm мс}^{-1}$, $\rho = 1.9280\cdot 10^4\,{\rm кгм}^{-3}$, $H = 34.7\cdot 10^{-20}$ Дж [27, 28] и диэлектрической функцией для золота [38]

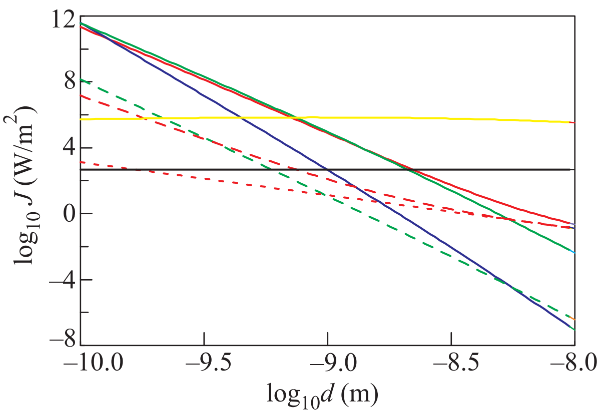

Рис. 1. (Цветной онлайн) Зависимость потока тепла между двумя пластинами из золота от расстояния между ними для различных механизмов. Температура одной пластины $T = 300$ K, а другой $T = 0$ K. Красная сплошная, штриховая и пунктирная линии для вкладов от p-поляризованных электромагнитных волн при радиационном механизме передачи тепла в ближнем поле при разности потенциалов $V = 10$ В, $V = 1$ В и 0 В, соответственно. Желтая линия для того же механизма, но для вклада от s-поляризованных волн. Зеленая сплошная и пунктирная линии для фононного механизма при электростатическом взаимодействии между поверхностями при $V = 10$ В и $V = 1$ В, соответственно. Синия линия для фононного механизма при взаимодействии Ван-дер-Ваальса между поверхностями. Черная линия для радиационной передачи тепла посредством излучения черного тела

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\nu}, \qquad (41)$$

где $\omega_p = 1.71\cdot 10^{16}\,{\rm c}^{-1}$, $\nu = 4.05\cdot 10^{13}\,{\rm c}^{-1}$. Вклад от s-волн в экстремальном ближнем поле, как было установлено ранее [4], практически не зависит от расстояния d, так как из формулы (11) следует [27], что ${\rm Im}R_s$ отлична от нуля при

$$q < \frac{\omega}{c}\sqrt{|\varepsilon(\omega)|} \sim \frac{\omega_p}{c}\left(\frac{k_BT}{\hbar\nu}\right)^{1/2}. \qquad (42)$$

Поэтому при

$$d < \frac{c}{\omega_p}\left(\frac{\hbar\nu}{k_BT}\right)^{1/2} \qquad (43)$$

вклад от s-волн будет практически не зависеть от расстояния. При комнатной температуре критическое расстояние $\sim 2\cdot 10^{-8}$ м. Разность потенциалов приводит к связи электрического поля электромагнитной волны со смещениями поверхностей. За счет этой связи сильно возрастает поглощение p-волн, связанное с возбуждением акустических колебаний, и, как следствие, возрастает вклад p-волн в передачу тепла. С увеличением разности потенциалов вклад p-волн в передачу тепла в экстремальном ближнем поле возрастает на много порядков и он становится больше, чем вклад от s-волн. При субнанометровых расстояниях и малой разности потенциалов в передаче тепла доминирует вклад, связанный туннелированием фононов за счет взаимодействия Ван-дер-Ваальса между поверхностями. Однако с расстоянием фононный вклад убывают значительно быстрее, поэтому при расстояниях $d > 1$ нм доминирует радиационный вклад.

Заключение. Выполнен расчет радиационной передачи тепла между двумя пластинами из золота в экстремальном ближнем поле при наличии между пластинами разности потенциалов. Показано, что с увеличением разности потенциалов радиационный вклад в передачу тепла от p-поляризованных электромагнитных волн при субнанометровых расстояниях возрастает на много порядков за счет связи электромагнитных волн с акустическими волнами в металле, которая возникает при индуцировании поверхностной плотности заряда. Радиационный механизм передачи тепла сравнивался с фононным механизмом при электростатическом взаимодействии и взаимодействии Ван-дер-Ваальса между поверхностями. Показано, что при субнанометровых расстояниях и разности потенциалов $V < 1$ В доминирует фононный механизм, связанный с взаимодействием Ван-дер-Ваальса. Однако с расстоянием фононный вклад убывает быстрее, поэтому при расстояниях $d > 1$нм доминирует радиационный вклад. Полученные результаты могут использоваться для управления тепловыми потоками на наноуровне с помощью разности потенциалов.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта # 19-02-00453.

1. D. Polder and M. van Hove, Phys. Rev. B **4**, 3303 (1971).
2. J. B. Pendry, J. Phys.: Condens. Matter **11**, 6621 (1999).
3. K. Joulain, J. P. Mulet, F. Marquier, R. Carminati, and J.-J. Greffet, Surf. Sci. Rep. **57**, 59 (2005).
4. A. I. Volokitin and B. N. J. Persson, Phys. Rev. B **63**, 205404 (2001).
5. A. I. Volokitin and B. N. J. Persson, Rev. Mod. Phys. **79**, 1291 (2007).
6. A. I. Volokitin and B. N. J. Persson, *Electromagnetic Fluctuations at the Nanoscale. Theory and Applications*, Springer, Heidelberg (2017).
7. Y. Guo, S. Molesky, H. Hu, C. L. Cortes, and Z. Jacob, Appl. Phys. Lett. **105**, 073903 (2014).
8. M. Laroche, R. Carminati, and J.-J. Greffet, J. Appl. Phys. **100**, 063704 (2006).
9. R. Messina and P. Ben-Abdallah, Sci. Rep. **3**, 1383 (2013).
10. A. Narayanaswamy and G. Chen, Appl. Phys. Lett. **82**, 3544 (2003).
11. W. A. Challener, C. Peng, A. V. Itagi, D. Karns, W. Peng, Y. Peng, X. Yang, X. Zhu, N. J. Gokemeijer, Y.-T. Hsia, G. Ju, R. E. Rottmayer, M. A. Seigler, and E. C. Gage, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **109**, 305 (2008).
12. V. B. Svetovoy and G. Palasantzas, Phys. Rev. Appl. **2**, 034006 (2014).
13. Y. De Wilde, F. Formanek, R. Carminati, B. Gralak, P.-A. Lemoine, K. Joulain, J. P. Mulet, Y. Chen, and J.-J. Greffet, Nature **444**, 740 (2006).
14. W. A. Challener, C. Peng, A. V. Itagi, D. Karns, W. Peng, Y. Peng, X. Yang, X. Zhu, N. J. Gokemeijer, Y.-T. Hsia, G. Ju, R. E. Rottmayer, M. A. Seigler, and E. C. Gage, Nature Photonics **3**, 220 (2009).
15. P. Ben-Abdallah and S.-A. Biehs, Phys. Rev. Lett. **112**, 044301 (2014).
16. P. Ben-Abdallah and S.-A. Biehs, Appl. Phys. Lett. **103**, 191907 (2013).
17. K. Joulain, Y. Ezzahri, J. Drevillon, and P. Ben-Abdallah, Appl. Phys. Lett. **106**, 133505 (2015).
18. С. М. Рытов, *Теория электрических флуктуаций и теплового излучения*, Издательство АН СССР, М. (1953).
19. М. Л. Левин, С. М. Рытов, *Теория равновесных тепловых флуктуаций в электродинамике*, Наука, М. (1967).
20. S. M. Rytov, Y. A. Kravtsov, and V. I. Tatarskii, *Principles of Statistical Radiophysics*, Springer, Berlin (1987).
21. S. Shen, A. Narayanaswamy, and G. Chen, Nano Lett. **9**, 2909 (2009).
22. E. Rousseau, A. Siria, G. Jourdan, S. Volz, F. Comin, J. Chevrier, and J.-J. Greffet, Nat. Photonics **3**, 514 (2009).
23. B. Song, A. Fiorino, E. Meyhofer, and P. Reddy, AIP Adv. **5**, 053503 (2015).
24. L. Cui, W. Jeong, V. Fernández-Hurtado, J. Feist, F. J. García-Vidal, J. C. Cuevas, E. Meyhofer, and P. Reddy, Nat. Commun. **8**, 1 (2017).
25. K. Kim, B. Song, V. Fernández-Hurtado, W. Lee, W. Jeong, L. Cui, D. Thompson, J. Feist, M. T. Homer Reid, F. J. Garcia-Vidal, J. C. Cuevas, E. Meyhofer, and P. Reddy, Nature **528**, 387 (2015).
26. B. N. J. Persson, A. I. Volokitin, and H. Ueba, J. Phys. Condens. Matter **23**, 045009 (2011).
27. J. B. Pendry, K. Sasihithlu, and R. V. Craste, Phys. Rev. B **94**, 075414 (2016).
28. K. Sasihithlu, J. B. Pendry, and R. V. Craster, Z. Naturforsch. A **72**(2),181 (2017).
29. Y. Ezzahri and K. Joulain, Phys. Rev. B **90**, 115433 (2014).
30. D. P. Sellan, E. S. Landry, K. Sasihithlu, A. Narayanaswamy, A. J. H. McGaughey, and C. H. Amon, Phys. Rev. B **85**, 024118 (2012).
31. V. Chiloyan, J. Garg, K. Esfarjani, and G. Chen, Nat. Commun. **6**, 6755 (2015).
32. B. V. Budaev and D. B. Bogy, Appl. Phys. Lett. **99**, 053109 (2011).
33. Z.-Y. Ong, Y. Cai, and G. Zhang, Phys. Rev. B **94**, 165427 (2016).
34. I. Altfeder, A. A. Voevodin, and A. K. Roy, Phys. Rev. Lett. **105**, 166101 (2010).
35. M. Prunnila and J. Meltaus, Phys. Rev. Lett. **105**, 125501 (2010).
36. B. N. J. Persson, J. Chem. Phys. **115**, 3840 (2001).
37. L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Statistical Physics (Volume 5 of A Course of Theoretical Physics)*, Pergamon Press, Oxford (1980).
38. P.-O. Chapuis, S. Volz, C. Henkel, K. Joulain, and J.-J. Greffet, Phys. Rev. **77**, 035431 (2008).