Письма в ЖЭТФ, том 116, вып. 6, с. 394 – 398

Аномальный радиационный нагрев металлической наночастицы при движении вблизи металлической пластины[1)]

Г. В. Дедков[2)]

Кабардино-Балкарский государственный университет, 360004 Нальчик, Россия

Поступила в редакцию 8 августа 2022 г.
После переработки 19 августа 2022 г.
Принята к публикации 21 августа 2022 г.

Представлены результаты расчета скорости радиационного нагрева (охлаждения) металлической наночастицы, движущейся вблизи поверхности металлической пластины в случае низких температур обоих тел (порядка 1–10 K). При описании диэлектрических свойств материалов частицы и пластины использовано приближение Друде с зависящей и не зависящей от температуры частотой релаксации электронов. Показано, что движение нагретой частицы может приводить к ее дальнейшему нагреву в определенном интервале разности температур.

DOI: 10.31857/S1234567822180100, EDN: kgjild

Радиационный поток тепла через вакуумный промежуток между телами с разной температурой является одним из проявлений флуктуационных электромагнитных полей, существующих в веществе и в вакууме [1–3]. При ширине промежутка $d \leq \lambda_W$ (λ_W – виновская длина волны теплового излучения) теплообмен осуществляется нерадиационными (ближними) модами электромагнитного поля $k > \omega/c$ (где k, ω – волновое число и частота волны, c – скорость света в вакууме). При этом поток тепла на несколько порядков выше аналогичной величины, предсказываемой классическим законом Стефана Больцмана для излучения абсолютно черного тела. Возможна также когерентность теплового излучения в зоне ближнего поля [4, 5]. В связи с этим теоретическое и экспериментальное исследование радиационного теплообмена (РТ) модами ближнего поля вызывает большой интерес, начиная с основополагающих работ [6, 7]. Подробные обзоры последнего времени представлены в [8–12].

Насколько известно, динамические эффекты РТ в ближнем поле до сих пор не рассматривались, хотя общие выражения для скорости РТ в различных конфигурациях, вообще говоря, содержат динамические факторы, зависящие от относительной скорости движения тел [9, 13, 14], которые могут, при определенных условиях, существенно изменить скорость и направление РТ. При этом оказывается, что более нагретое тело, движущееся в ближнем поле другого тела, может дополнительно нагреваться в определенном интервале температур, скоростей V и расстояний d. Здесь нет нарушения второго начала термодинамики, поскольку система, включающая тела и флуктуационное электромагнитное поле, является неравновесной.

Целью работы является анализ скорости РТ нагрева (охлаждения) малой металлической частицы при нерелятивистском движении со скоростью V вблизи металлической поверхности (толстой пластины). Выбор материалов (металлов) обусловлен тем, что аномальное направление РТ более заметно проявляется при достаточно низких температурах и небольших скоростях движения. Нормальные немагнитные металлы обладают значительной температурной зависимостью диэлектрических свойств в низкочастотной области спектра, отвечающей за РТ в силу возрастания плотности электромагнитных мод. В отличие от этого, в диэлектрических материалах типа SiO_2 или SiC поглощение электромагнитного излучения "привязано" к пикам мнимой части диэлектрической проницаемости, находящимся в инфракрасном диапазоне спектра. Поэтому для реализации аномального РТ между диэлектрическими телами необходимы значительно более высокие скорости движения V и жесткие ограничения на соотношения между различными параметрами, что делает экспериментальное наблюдение аномального РТ труднореализуемым.

Конфигурация системы показана на рис. 1. Магнитные проницаемости μ материалов частицы и пластины примем равными единице, а диэлектрические

[1)]См. дополнительный материал к данной статье на сайте нашего журнала www.jetpletters.ac.ru

[2)]e-mail: gv_dedkov@mail.ru

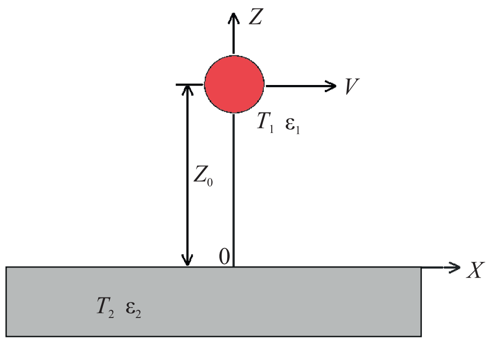


Рис. 1. (Цветной онлайн) Конфигурация системы

проницаемости ε будем считать зависящими от частоты ω.

Общее релятивистское выражение для скорости нагрева малой частицы в ее собственной системе отсчета было получено в [14] и в более компактной форме определяется формулами (6) и (147) в [13]. В пределе $V \ll c$ с учетом эффекта запаздывания соответствующее выражение имеет вид (см. дополнительный материал)

$$\frac{dQ}{dt} = -\frac{\hbar}{\pi^2}\int\limits_0^\infty d\omega \int d^2k k^2 \omega^+ \alpha_m''(\omega^+)\Delta_m''(\omega)\frac{e^{-2q_0 z_0}}{q_0} \times$$
$$\times \left[\coth\left(\frac{\hbar\omega^+}{2T_1}\right) - \coth\left(\frac{\hbar\omega}{2T_2}\right)\right](m \to e), \quad (1)$$

где α_m'' и Δ_m'' – мнимые части магнитной поляризуемости частицы и коэффициента отражения электромагнитных волн с S-поляризацией от пластины, определяемые соотношениями

$$\alpha_m = \frac{2\pi R^3}{15}\left(\frac{\omega R}{c}\right)^2 (\varepsilon(\omega) - 1), \quad \Delta_m = \frac{q_0 - q}{q_0 + q}. \quad (2)$$

Кроме того, $q_0 = \sqrt{k^2 - \omega^2/c^2}$, $q = \sqrt{k^2 - \varepsilon(\omega)\omega^2/c^2}$, $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$ – двумерный волновой вектор в плоскости пластины, $\omega^+ = \omega + k_x V$, R – радиус частицы, z_0 – расстояние центра частицы от поверхности (рис. 1). Заметим также, что выражение (2) для магнитной поляризуемости справедливо при условии $R \ll \delta$ (где δ – глубина скин-слоя). Оно хорошо выполняется для наночастиц с радиусом $1 \div 5$ нм [15]. Наличие множителя ω^+ ("сдвинутой частоты") под знаком интеграла в формуле (1) является принципиально важным и неоднократно подчеркивалось ранее (см. дополнительный материал, [13] и ссылки). Слагаемое ($m \to \to e$), имеющее такой же вид, как и первое, обусловлено электромагнитными модами P-поляризации, но при флуктуационно-электромагнитном взаимодействии металлических тел его вклад на несколько порядков величины меньше вклада S-мод [9, 13, 15], поэтому в рассматриваемом случае его можно не учитывать.

Эффект аномального нагрева частицы можно непосредственно заметить при анализе формулы (1). Пусть T_1, $T_2 \to 0$, но $T_1 > T_2$, тогда (1) принимает более простой вид

$$\frac{dQ}{dt} \cong \frac{4\hbar}{\pi^2}\int\limits_0^\infty dk_x \int\limits_0^\infty dk_y k e^{-2kz_0} \times$$
$$\times \int\limits_0^{k_x V} d\omega \Delta_m''(\omega)(\omega - k_x V)\alpha_m''(\omega - k_x V). \quad (3)$$

Очевидно, что $dQ/dt > 0$, поскольку $\alpha_m''(\omega)$ является нечетной функцией частоты. При переходе от (1) к (3) используется условие $V/c \ll 1$ и приближение $q_0 \approx k$ без упрощения исходного выражения (2) для $\Delta_m''(\omega)$. При этом тепловой фактор $\left[\coth\left(\frac{\hbar\omega^+}{2T_1}\right) - \coth\left(\frac{\hbar\omega}{2T_2}\right)\right]$ обращается в -2 при $\omega^+ < 0$ и равен нулю в остальных случаях. Этот результат, очевидно, имеет место и в квантовом пределе $T_1 = T_2 = 0$. Более общий случай аномального нагрева частицы, описываемый формулой (1), очевидно, обусловлен фотонами с проекциями волновых векторов $k_x < 0$, поскольку $\omega^+ = \omega + k_x V < 0$ при $\omega < |k_x|V$. В частности, заметим, что тангенциальная сила диссипативного взаимодействия частицы с пластиной (и сила квантового трения) получаются из (1) заменой множителя ω^+ на $-k_x$ под знаком интеграла [13].

Для проведения конкретных численных расчетов по формуле (1) воспользуемся формулой Друде для диэлектрической проницаемости металла

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu)}, \quad (4)$$

где ω_p – частота плазмы, а ν – параметр затухания. Примем также, что ν зависит от температуры T по закону Блоха–Грюнайзена [16]

$$\nu(T) = 0.0212(T/\theta)^5 \int\limits_0^{\theta/T} x^5\, \mathrm{sh}(x/2)^{-2} dx \text{ (эВ)}, \quad (5)$$

при этом параметры $\theta = 175$ К и $\omega_p = 9.03$ эВ (для золота) будем считать не зависящими от температуры, а коэффициенты ν – зависящими от локальных температур T_1 и T_2 частицы и пластины. Далее эти ($\nu_i = \nu_i(T_i)$) и другие величины, относящиеся к частице и пластине, обозначим индексами $i = 1, 2$.

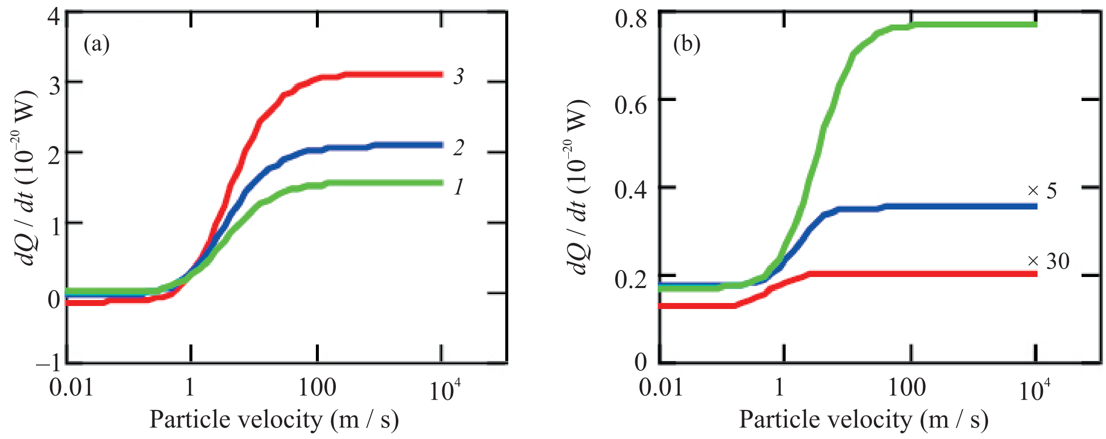


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость скорости нагрева частицы ($R = 3$ нм, $z_0 = 10$ нм) от скорости движения. (a) – Кривые *1*–*3* соответствуют температурам: $T_1 = 4.2$, $T_2 = 1.5$ К (*1*); $T_1 = 4.2$, $T_2 = 2$ К (*2*); $T_1 = 4.2$, $T_2 = 3$ К (*3*). (b) – Верхняя кривая – $T_1 = 1.5$, $T_2 = 4.2$ К; средняя – $T_1 = 2$, $T_2 = 4.2$ К; нижняя – $T_1 = 3$, $T_2 = 4.2$ К. Значения dQ/dt для двух нижних кривых увеличены в 5 и 30 раз

Для дальнейшего введем переменные $\omega = \nu_1 t$, $k = (\omega_p c)\sqrt{y^2 + \beta_1^2 t^2}$ и параметры $\beta_1 = \nu_1/\omega_p$, $\alpha_i = \hbar\nu_i/T_i$ $(i = 1, 2)$, $\gamma = \nu_1/\nu_2$, $\lambda = \omega_p z_0/c$, $w = T_1/T_2$. Кроме того, перейдем к полярным координатам (k, ϕ) в плоскости волновых векторов (k_x, k_y), обозначая $\omega^+ = \nu_1 t_+ = \nu_1 t + \eta y \cos\phi$ и $\eta = \omega_p V/c$. Тогда формула (1) примет вид

$$\frac{dQ}{dt} = -\frac{2}{15\pi}(\hbar\nu_1^2)\left(\frac{\omega_p R}{c}\right)^5 \times$$

$$\times \int_0^\infty dt \int_0^\infty dy (y^2 + \beta_1^2 t^2) e^{-2\lambda y} \Delta''(y, \gamma t) f(y, t), \quad (6)$$

$$f(y, t) = \int_0^\pi d\phi \frac{t_+^2}{(1 + t_+^2)} \left[\coth\frac{\alpha_1 t_+}{2} - \coth\frac{\alpha_1 w t}{2}\right], \quad (7)$$

$$\Delta_m''(y, t) = \mathrm{Im}\left[\frac{y - \sqrt{y^2 + t/(t + i)}}{y + \sqrt{y^2 + t/(t + i)}}\right]. \quad (8)$$

Результаты численного расчета скорости нагрева dQ/dt наночастицы золота с радиусом $R = 3$ нм в приближении Друде–Блоха–Грюнайзена представлены на рис. 2–4. Эффект аномального нагрева демонстрирует рис. 2a, соответствующий случаю, когда температура частицы выше температуры поверхности. Можно видеть, что при небольших скоростях частицы ($V < 1$ м/с) скорость нагрева dQ/dt еще отрицательна (частица охлаждается), но затем (при $V \sim 10$ м/с) величина dQ/dt значительно возрастает, изменяя знак, и выходит на плато. При этом более сильный нагрев соответствует меньшей разности температур частицы и поверхности. Это вполне понятно, поскольку эффект нагрева, обусловленный фотонами с проекциями волнового вектора $k_x < 0$, частично компенсируется "нормальным" потоком тепла от частицы к пластине. Рисунок 2b демонстрирует случай "нормального" направления теплового потока, когда пластина имеет более высокую температуру. Увеличение скорости частицы также вызывает рост dQ/dt, но значительно слабее, чем в случае рис. 2a. При этом величина скорости нагрева возрастает с увеличением разности температур (что тоже понятно).

На рисунке 3 приведена зависимость dQ/dt от температуры частицы T_1 и скорости V при фиксиро-

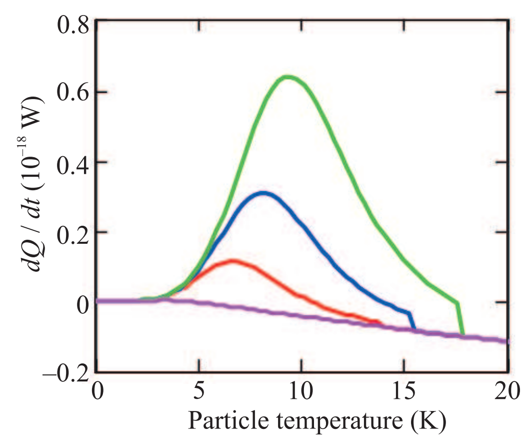


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость скорости нагрева частицы от ее температуры ($R = 3$ нм, $z_0 = 10$ нм) при фиксированной температуре пластины (4.2 К). Порядок кривых снизу вверх соответствует значениям скорости частицы $V = 0$, 20, 50, 100 м/с

ванной температуре $T_2 = 4.2\,$К пластины. Как видно из приведенных кривых, аномальный нагрев наблюдается при не слишком большой разности температур частицы и пластины, максимальная величина которой (в максимуме зависимостей dQ/dt) возрастает с увеличением скорости, но при дальнейшем увеличении разности температур происходит возврат к "нормальным" значениям dQ/dt (нижняя кривая, соответствующая $V = 0$), когда частица снова охлаждается. При увеличении скорости движения этот возврат происходит при большей разности температур.

Зависимости dQ/dt от расстояния z_0 показаны на рис. 4. За исключением кривой *2* ($V = 1\,$м/с, $T_1 = 4.2$, $T_2 = 2\,$К), все остальные имеют довольно близкие наклоны степенных зависимостей $dQ/dt \propto z_0^{-s}$ с показателем степени $s \approx 1.7 \div 1.9$. Кривая *2* имеет больший наклон с $s \approx 2.95$. Кривые *3*, *4* и две нижние непронумерованные кривые на рис. 4 соответствуют случаю нормального направления теплообмена, а кривые *1*, *2* – случаю аномального, но для кривой *2* скорость частицы на порядок меньше. Эти особенности объясняются сложным перекрестным влиянием параметров T_1, T_2, V и z_0 на величину интегралов в формуле (6).

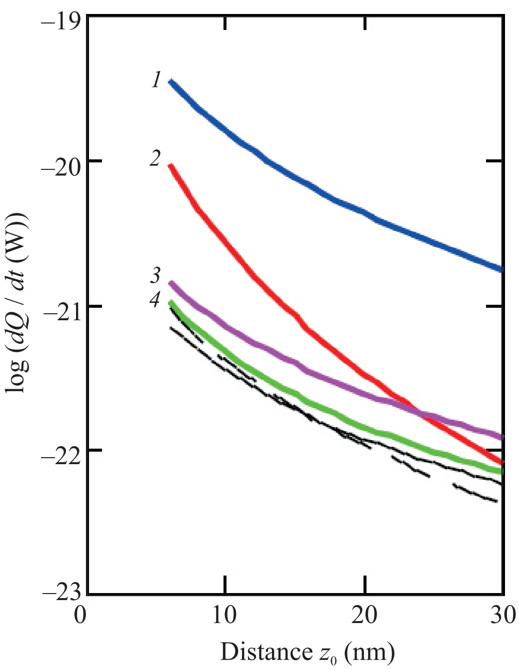
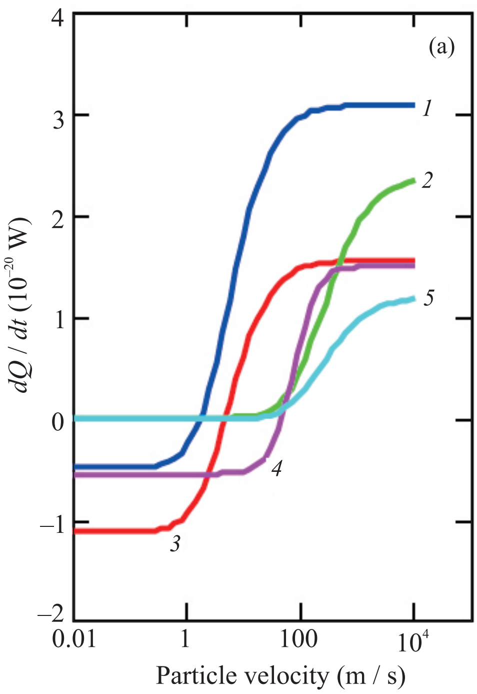


Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимость скорости нагрева частицы ($R = 3\,$нм) от расстояния z_0 до поверхности пластины. Кривые *1* и *3* соответствуют скорости $V = 10\,$м/с, кривые *2* и *4* – $V = 1\,$м/с, черные сплошная и штриховая кривые – $V = 0$. Температурные конфигурации: $T_1 = 4.2$, $T_2 = 2\,$К (кривые *1* и *2*); $T_1 = 2$, $T_2 = 4.2\,$К (кривые *3* и *4*); сплошная черная кривая ($\log(|dQ/dt|)$: $T_1 = 4.2$, $T_2 = 2\,$К; штриховая черная кривая: $T_1 = 2$, $T_2 = 4.2\,$К. Основание логарифма на оси ординат равно 10

Представляет также интерес исследовать наличие или отсутствие аномального нагрева частицы в случае не зависящей от температуры частоты столкновений в (4), т.е. без учета зависимости (5). Результаты таких расчетов показаны на рис. 5, причем кривые *2* и *5* на рис. 5a построены с дополнительным коэффициентом 0.01. В этом случае $\gamma = \nu_1/\nu_2 = 76.3$, т.е. частота релаксации электронов пластины и ее удельное сопротивление ($\rho = 4\pi\nu/\omega_p^2$) значительно меньше, чем у частицы. Можно отметить близкий вид зависимостей *1*, *3* на рис. 2a и зависимостей *3*, *1* на рис. 5a, соответствующих одинаковым температурам частицы и пластины, за исключением области малых скоростей $V < 1\,$м/с, когда играет роль различие параметров $\gamma = \nu_1/\nu_2$. Характер температурных зависимостей dQ/dt на рис. 3 и рис. 5b отличается более заметно. Линейный вид кривых на рис. 5b продолжается вплоть до высоких температур частицы. В частности, кривая *5*, соответствующая $V = 0$ и $T_2 = 4.2\,$К, выходит на значение $-1.24 \cdot 10^{-18}\,$Вт при $T_1 = 300\,$К. Отсутствие максимумов на кривых рис. 5b обусловлено отсутствием температурной зависимости множителя ν_1^2 в формуле (6). В случае рис. 3 именно уменьшение этого множителя при низких температурах приводит к формированию максимумов dQ/dt. В области максимума оно компенсируется возрастанием плотности низкочастотных электромагнитных мод. Этим обусловлен также рост тангенциальной диссипативной силы, как было показано в [17] в случае трения металлических пластин.

Таким образом, рис. 2–5 подтверждают ключевую роль частотного фактора $\omega^+ = \omega + k_xV$ (где $0 < \omega < \infty$, $-\infty < k_x < \infty$) при формировании аномального нагрева движущейся частицы. Численные значения dQ/dt определяются видом зависимости диэлектрической проницаемости от частоты и других параметров. В приближении Друде–Блоха–Грюнайзена абсолютные значения скорости радиационного нагрева движущейся наночастицы золота оказываются одного порядка или на один-два порядка величины выше соответствующих значений для покоящейся частицы.

Заключение. Направление теплового потока между движущейся металлической наночастицей и поверхностью металлической пластины зависит от величины скорости частицы и может изменять знак. При этом более нагретая частица продолжает



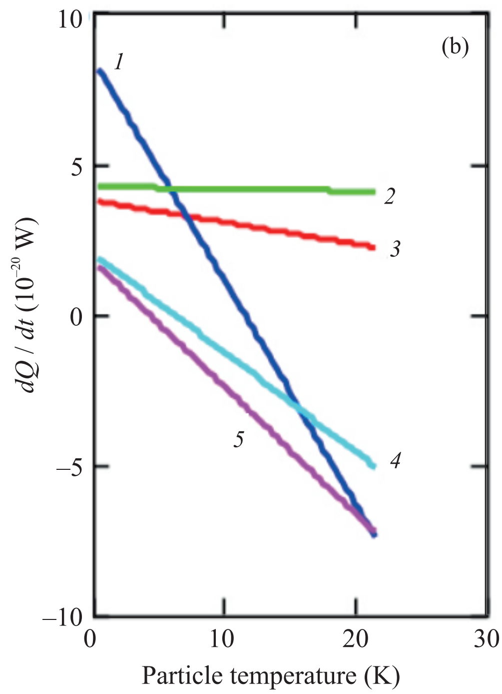


Рис. 5. (Цветной онлайн) Скорость нагрева частицы ($R = 3$ нм, $z_0 = 10$ нм) как функция скорости движения (a) и температуры (b) при отсутствии температурной зависимости частоты релаксации в формуле Друде. В случае (a) кривые *1–5* соответствуют конфигурациям: $T_1 = 4.2$, $T_2 = 3$ K, $\nu_1 = \nu_2 = 1.28 \cdot 10^8\,\text{c}^{-1}$ (*1*); $T_1 = 4.2$, $T_2 = 3$ K, $\nu_1 = 9.77 \cdot 10^9$, $\nu_2 = 1.28 \cdot 10^8\,\text{c}^{-1}$ (*2*); $T_1 = 4.2$, $T_2 = 1.5$ K, $\nu_1 = \nu_2 = 1.28 \cdot 10^8\,\text{c}^{-1}$ (*3*); $T_1 = 4.2$, $T_2 = 3$ K, $\nu_1 = 1.28 \cdot 10^8$, $\nu_2 = 9.77 \cdot 10^9\,\text{c}^{-1}$ (*4*); $T_1 = 4.2$, $T_2 = 1.5$ K, $\nu_1 = 9.77 \cdot 10^9$, $\nu_2 = 1.28 \cdot 10^8\,\text{c}^{-1}$ (5). Кривые *2* и *5* построены с коэффициентом 1/100. В случае (b) кривые *1–5* соответствуют: $\nu_1 = 9.77 \cdot 10^9$, $\nu_2 = 1.28 \cdot 10^8\,\text{c}^{-1}$, $V = 20$ м/с (*1*); $\nu_1 = \nu_2 = 1.28 \cdot 10^8\,\text{c}^{-1}$, $V = 100$ м/с (*2*); $\nu_1 = \nu_2 = 1.28 \cdot 10^8\,\text{c}^{-1}$, $V = 20$ м/с (*3*); $\nu_1 = 1.28 \cdot 10^8$, $\nu_2 = 9.77 \cdot 10^9\,\text{c}^{-1}$, $V = 50$ м/с (*4*); $\nu_1 = \nu_2 = 1.28 \cdot 10^8\,\text{c}^{-1}$, $V = 0$ м/с (*5*). В случае (b) температура пластины $T_2 = 4.2$ K. Значения $\nu_{1,2} = 1.28 \cdot 10^8$ и $9.77 \cdot 10^9\,\text{c}^{-1}$ соответствуют формуле (*5*) при температурах 4.2 и 10 K

нагреваться от холодной поверхности. Величина скорости аномального нагрева зависит от соотношения между температурами тел, скоростью движения и расстоянием.

1. С. М. Рытов, *Теория электромагнитных флуктуаций и теплового излучения*, АН СССР, М. (1953).
2. М. Л. Левин, С. М. Рытов, *Теория равновесных тепловых флуктуаций в электродинамике*, Наука, М. (1967).
3. Е. А. Виноградов, И. А. Дорофеев, *Термостимулированные электромагнитные поля твердых тел*, Физматлит, М.(2010).
4. D. Maystre and R. Petit, Opt. Commun. **17**, 196 (1976).
5. J.-J. Greffet, R. Carminati, K. Joulain, J.-P. Mulet, S. Mainguy, and Y. Chen, Nature **416**, 61 (2002).
6. D. Polder and M. van Hove, Rev. B **4**, 3303 (1971).
7. М. Л. Левин, В. Г. Полевой, С. М. Рытов, ЖЭТФ **79**(6), 2087 (1980) [M. L. Levin, V. G. Polevoi, and S. M. Rytov, Sov. Phys. JETP **52**, 1053 (1980)].
8. K. Joulain, J.-P. Mulet, F. Marquier, R. Carminati, and J.-J. Greffet, Surf. Sci. Rep. **57**, 59 (2005).
9. A. I. Volokitin and B. N. J. Persson, Rev. Mod. Phys. **79**, 1291 (2007).
10. K. Park and Zh. Zhang, Front. Heat Mass Transf. (FHMT) **4**, 013001 (2013).
11. G. Bimonte, T. Emig, M. Kardar, and M. Kruger, Ann. Rev. Condens. Matter Phys. **8**, 119 (2016).
12. J.-J. Greffet, C. R. Physique **18**, 24 (2017).
13. Г. В. Дедков, А. А. Кясов, УФН **187**(6), 599 (2017) [G. V. Dedkov and A. A. Kyasov, Phys.-Usp. **60**, 559 (2017)].
14. G. V. Dedkov and A. A. Kyasov, J. Phys. Condens. Matter **20**, 354006 (2008).
15. P.-O. Chapuis, M. Laroche, S. Volz, and J.-J. Greffet, J. Appl. Phys. **92**(20), 201906 (2008).
16. *Handbook of Physics*, ed. by E. U. Condon and H. Odishaw, McGrow Hill, N.Y. (1967).
17. Г. В. Дедков, Письма в ЖЭТФ **114**(11), 779 (2021) [G. V. Dedkov, JETP Lett. **114**(11), 713 (2021)].