

01

О тепловом вакуумном излучении наночастиц и их ансамблей

© Г.В. Дедков, А.А. Кясов

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

Поступило в Редакцию 16 июня 2014 г.

В рамках флуктуационной электродинамики анализируется тепловое излучение отдельных сферических наночастиц и их ансамблей. Численные расчеты проведены для сферических частиц золота и графита с учетом реальных материальных свойств и поляризуемостей. Показано, что мощность излучения отдельных частиц графита в вакуум максимальна и достигает 95% от мощности излучения абсолютно черного тела с температурой 3000 К и радиусом 200 нм, причем наличие соседних частиц уменьшает величину теплоотдачи одной частицы на 3–40%. Для частиц золота выход теплового излучения не превышает 8% от излучения черного тела и имеет осциллирующую зависимость от расстояния с максимальной амплитудой 0.8% от постоянной составляющей.

Максимальная мощность теплового излучения (W) в вакуум для макроскопического тела с площадью излучающей поверхности S и температурой T лимитируется законом Стефана–Больцмана $W_{SB} = (\pi^2 k_B^4 / 60 \hbar^3 c^2) S T^4$, причем $L \gg \lambda_m = 2900 \mu\text{m} \cdot \text{K} / T$ [1], (где $L \sim S^{1/2}$ — характерный размер тела, а λ_m — виновская длина волны). Для реальных тел „коэффициент черноты“ W/W_{SB} , как правило, в несколько раз или значительно меньше единицы [2]. В случае наночастиц с радиусом $r \leq 1 \mu\text{m}$ и температурой $T \sim 10^3$ К выполняется условие $r < \lambda$, при котором применение закона Стефана–Больцмана ведет к грубым ошибкам. Оценка мощности теплового излучения для таких частиц, основанная на применении закона Кирхгофа и величине сечения поглощения равновесного электромагнитного излучения дипольными частицами [3], проводилась в [4]. Было установлено, что для проводящих частиц графита и меди $W \sim r^3 T^5$, причем $W/W_{SB} \ll 1$ при $r < 100$ нм и $W/W_{SB} \rightarrow 1$ для графита при $r > 1 \mu\text{m}$ и $T > 10^3$ К. Целью нашей работы является численный анализ величины W/W_{SB} в диапазоне радиусов частиц от 100 до 1000 нм и температурах $\sim 10^3$ К на примере частиц графита и золота, учитывающий, в отличие от [4], их реальные

диэлектрические характеристики [5] и возможный кооперативный эффект (в случае ансамбля наночастиц). Кроме того, мы пользуемся более точными расчетами магнитной и электрической поляризуемостей в рамках теории Ми [6]. В результате мы приходим к выводу, что величина W/W_{SB} для наночастиц графита достигает экстремального значения 95% при радиусе 150–200 nm и температуре около 3000 К. При уменьшении радиуса величина W/W_{SB} резко уменьшается, что согласуется с [4], а при увеличении радиуса наблюдается плавное уменьшение, в отличие от „плато“ в [4]. Для наночастиц золота при температурах, близких к температуре плавления, и аналогичных значениях радиуса величина W/W_{SB} не превышает 8%. Заметим, что экспериментально наблюдавшееся увеличение скорости теплоотдачи малой сферической частицы вблизи плоской поверхности [6] по сравнению с законом Стефана–Больцмана не имеет прямого отношения к рассматриваемой ситуации, поскольку в условиях [6] оба тела имели разную температуру, а соответствующие результаты объясняются вакуумным туннелированием нерadiационных электромагнитных мод через вакуумный промежуток.

Для упрощения анализа будем рассматривать две одинаковые частицы с радиусом r и температурой T_1 , находящиеся на расстоянии $R > 2r$ в равновесном фотонном газе с температурой T_2 . Недавно в рамках флуктуационной электродинамики мы решили более общую задачу с учетом вращения одной из частиц и различия их температуры [7,8]. Необходимая для дальнейшего формула вытекает из формулы (30) в [7] после замены $T_3 \rightarrow T_2$, $T_2 \rightarrow T_1$. Скорость теплоотдачи (нагрева) любой из частиц имеет вид

$$\begin{aligned} \dot{Q} = & -\frac{2\hbar}{\pi c^3} \int_0^\infty d\omega \omega^4 \text{Im}\alpha_1(\omega) \left[\coth \frac{\hbar\omega}{2k_B T_1} - \coth \frac{\hbar\omega}{2k_B T_2} \right] - \frac{2\hbar}{\pi} \int_0^\infty d\omega \omega \left(\frac{\omega^2}{\hbar c^2} \right)^2 \\ & \times \left\{ \text{Im}\alpha_1(\omega) \text{Im}D_{ik}(\omega, \mathbf{R}) \text{Re}[\alpha_2(\omega) D_{ik}(\omega, \mathbf{R})] \left[\coth \frac{\hbar\omega}{2k_B T_1} - \coth \frac{\hbar\omega}{2k_B T_2} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} D_{ik}(\omega, \mathbf{R}) = & \left(-\frac{\hbar c^2}{\omega^2} \right) \exp(i\omega R/c) \\ & \times \left[\left(\frac{\omega^2}{c^2 R} + \frac{i\omega}{c R^2} - \frac{1}{R^3} \right) (\delta_{ik} - n_i n_k) + 2 \left(\frac{1}{R^3} - \frac{i\omega}{c R^2} \right) n_i n_k \right], \end{aligned} \quad (2)$$

где $D_{ik}(\omega, \mathbf{R})$ — компоненты запаздывающей гриновской функции фотонов в вакууме ($\mathbf{n} = \mathbf{R}/R$, $i, k = x, y, z$), $\alpha_{1,2}$ — поляризуемости

частиц (электрические или магнитные, или их сумма). Если температуры частиц различны, то в правой части (1) добавляется еще одно слагаемое, описывающее прямой теплообмен между частицами. Формула (1) соответствует релятивистскому дипольному приближению флуктуационной электродинамики без учета многократного рассеяния электромагнитного поля между частицами, причем во втором слагаемом, описывающем влияние кооперативного эффекта двух частиц на их излучение в вакуум, не учтены также перекрестные члены дипольно-магнитной поляризации частиц. Они могут быть заметны при расчете прямого теплообмена между частицами с различными материальными свойствами (частицы SiC и Au в [9]), а эффекты многократного рассеяния, как показано в [9], несущественны даже для частиц микронного размера. Отметим также, что расчет в [4] основывался на первом интегральном слагаемом (1) без вклада диэлектрической поляризации. Это относительно хорошо оправдано для хороших металлов (золото, медь), но для частиц графита обе поляризации (диэлектрическая и магнитная) являются значительными.

После подстановки (2) в (1) второе слагаемое приводится к более простому виду

$$\begin{aligned} \dot{Q}^{(2)} = & -\frac{2\hbar}{\pi} \int_0^{\infty} d\omega \omega \alpha_1''(\omega) [\alpha_2'(\omega) f_1(\omega R/c) - \alpha_2''(\omega) f_2(\omega R/c)] \\ & \times \left[\coth \frac{\hbar\omega}{2k_B T_1} - \coth \frac{\hbar\omega}{2k_B T_2} \right], \end{aligned} \quad (3)$$

$$f_1(x) = 2(x^3 - 3x) \cos(2x) + (x^4 - 5x^2 + 3) \sin(2x), \quad (4)$$

$$f_2(x) = 2x^4 - 4x^2 + 6 - 2(x^4 - 5x^3 + 3) \cos(x)^2 + 2(x^3 - 3x) \sin(2x), \quad (5)$$

где одним и двумя штрихами обозначены вещественные и мнимые компоненты. Таким образом, \dot{Q} определяется суммой первого интегрального слагаемого (1), описывающего прямой теплообмен с вакуумом, и $\dot{Q}^{(2)}$ (теплообмен с вакуумом, опосредованный наличием второй частицы), причем величина $\dot{Q}^{(2)}$ зависит от расстояния между частицами (от плотности наночастиц в ансамбле).

Для проведения расчетов мы использовали численные данные для графита [5] с нормальной модификацией, когда вектор электрического

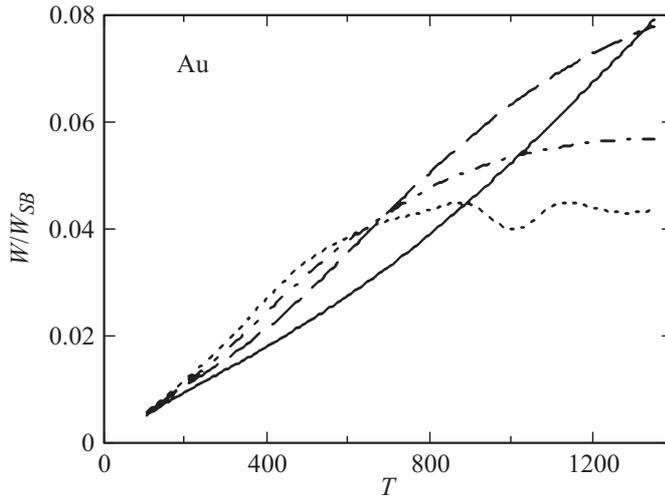


Рис. 1. Нормированная зависимость „коэффициента черноты“ от температуры для сферических частиц золота при $R/r = 4$. Сплошная, штриховая, штрих-пунктирная и пунктирная линии соответствуют радиусам 250, 500, 750 и 1000 nm.

поля перпендикулярен базисной оси c , с помощью которых вычислялась диэлектрическая проницаемость $\varepsilon(\omega)$ в диапазоне 0.01–10 eV. Данные для твердого золота [5] аппроксимировались диэлектрической функцией Друде с параметрами $\omega_p = 9$ eV, $\gamma = 0.053$ eV (при $T = 300$ K) и учитывали температурное изменение ($\gamma = 0.214$ eV при $T = 1200$ K). Для графита температурное влияние на величину $\varepsilon(\omega)$ не учитывалось. Коэффициенты мультипольных разложений, соответствующих магнитной и электрической поляризации (M , E) сферических частиц в теории Ми, вычислялись по формулам [10]

$$t_n^M = \frac{-j_n(r_0)r_1j_n'(r_1) + r_0j_n^i(r_0)j_n(r_1)}{h_n^{(+)}(r_0)r_1j_n'(r_1) - r_0[h_n^{(+)}(r_0)]'j_n(r_1)}, \quad (6)$$

$$t_n^E = \frac{-j_n(r_0)[r_1j_n(r_1)]' + \varepsilon(\omega)[r_0j_n(r_0)]'j_n(r_1)}{h_n^{(+)}(r_0)[r_1j_n(r_1)]' - \varepsilon(\omega)[r_0h_n^{(+)}(r_0)]'j_n(r_1)}, \quad (7)$$

где $r_0 = \omega R/c$, $r_1 = r_0\sqrt{\varepsilon(\omega)}$, $\text{Im}r_1 > 0$, $j_n(x)$ и $h_n^{(+)}(x)$ — сферические функции Ханкеля [11], а штрихованные величины обозначают

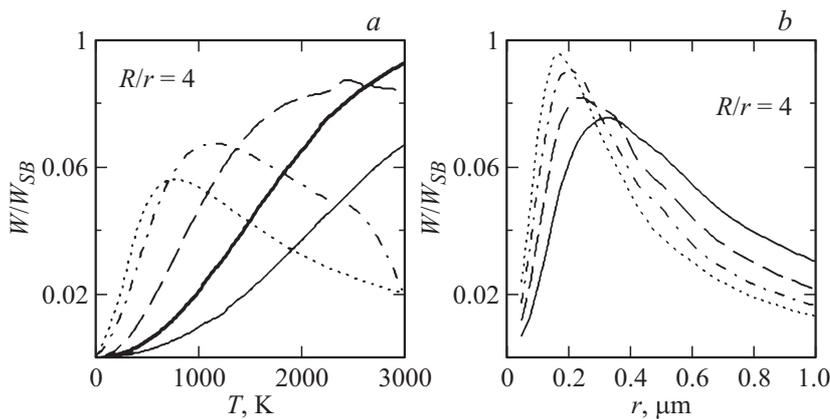


Рис. 2. Нормированные зависимости „коэффициента черноты“ от температуры (а) и радиуса (b) частиц графита. Во всех случаях $R/r = 4$. На фрагменте а сплошная тонкая, сплошная жирная, штриховая, штрихпунктирная и пунктирная линии соответствуют радиусам частиц 100, 150, 250, 500 и 750 nm. На фрагменте b сплошная, штриховая, штрихпунктирная и пунктирная линии соответствуют температурам 1500, 2000, 2500 и 3000 К.

дифференцирование по соответствующему аргументу. Величины дипольных поляризуемостей получаются из (6), (7) при $n = 1$ с помощью соотношения $\alpha_n^{(q)} = (3c^3/2\omega^3)t_n^{(q)}$ ($q = E, M$), причем вводится фактор истинного поглощения $\beta = \text{Im}\alpha - (2\omega^3/3c^3)|\alpha|^2$, который используется в формулах (1), (3) вместо $\text{Im}\alpha$.

Результаты расчета зависимостей „коэффициента черноты“ W/W_{SB} от температуры T , радиуса r частиц золота и графита приведены на рис. 1, 2. На рис. 3 показаны зависимости $(W(R/r) - W(\infty))/W(\infty)$ от отношения R/r для частиц графита и золота с радиусом 200 nm при различной температуре. Рис. 3 иллюстрирует кооперативное влияние соседней частицы. Этим объясняются также локальные нелинейности на графиках рис. 1, 2. Во всех расчетах температура вакуумного фона принималась равной нулю. В случае графита (сплошная линия на рис. 3) наличие соседней частицы может уменьшать теплоотдачу на 3.4% при минимальном расстоянии между частицами, т.е. тепловое электромагнитное излучение в вакуум частично экранируется соседней частицей. При увеличении расстояния тепловое экранирование асимптотически убывает до нуля. Аналогичное уменьшение кооперативного эффекта с

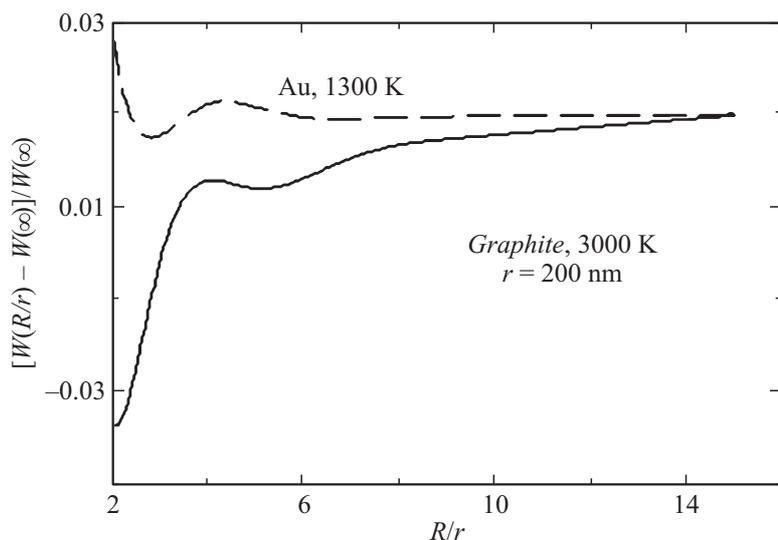


Рис. 3. Зависимость от расстояния между частицами переменной составляющей „коэффициента черноты“ в случае частиц золота (пунктирная линия) и графита (сплошная линия) с радиусом 200 nm и температурой 1300 и 3000 K соответственно.

расстоянием хорошо известно из расчетов оптической прозрачности облака микрокапель воды при $R/r > 3$ [12]. В ансамбле наночастиц радиационно-тепловое экранирование возрастает пропорционально числу соседей (без учета корреляций более высокого порядка) и может составлять 40%. Для металлических частиц аналогичный эффект выражен слабее, причем имеются пространственные осцилляции величины W/W_{SB} , а при физическом контакте сферических частиц (штриховая линия на рис. 3) наличие соседней частицы, напротив, увеличивает вакуумную теплоотдачу. Из рис. 2, *b* следует, что зависимость W/W_{SB} от радиуса частицы графита имеет хорошо выраженный максимум при $r = 150\text{--}200$ nm с резким убыванием при уменьшении радиуса и более плавным — при увеличении радиуса. Аналогичное уменьшение величины W/W_{SB} имеет место и для частиц золота. Это заметно на рис. 1, показывающем температурную зависимость W/W_{SB} для частиц разного радиуса. Для частиц обоих типов имеются также максимумы на зависимостях W/W_{SB} от температуры, причем их положение смещается

в сторону более низких температур при увеличении радиуса частиц. В силу закона Кирхгофа, в такой же пропорции будет изменяться и поглощательная способность наночастиц. Формула (3) очевидным образом согласуется с законом Кирхгофа вследствие наличия разности гиперболических котангенсов. Для ансамбля частиц с общим числом N суммарная мощность их теплового излучения в вакуум возрастает пропорционально N , в то время как мощность излучения абсолютно черного тела с массой, равной массе N частиц, возрастает как $N^{2/3}$. Учитывая полученные выше результаты, можно ожидать, что мощность теплового излучения ансамбля сферических наночастиц при $N \gg 1$ должна быть значительно выше мощности излучения сплошного макроскопического тела с радиусом, равным радиусу ансамбля, причем общая масса ансамбля может быть и существенно меньше массы макроскопического тела. В заключение заметим, что учет мультипольных членов поляризации должен привести к дополнительному увеличению мощности теплового излучения одной частицы. Эти результаты следует учитывать при конструировании радиационно-тепловых систем, состоящих из ансамблей наночастиц.

Список литературы

- [1] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. Ч. 1. М.: Физматлит, 2001. С. 613.
- [2] Emissivity of specific materials, <http://www.colcparmer.com/techinfo>
- [3] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. С. 620.
- [4] Мартыненко Ю.В., Огнев Л.И. // ЖТФ 2005. Т. 75. В. 11. С. 130–132.
- [5] Optical Constants of Solids II. Palik E.D. Elsevier Science (USA). 1998.
- [6] Shen S., Narayanaswamy A., Chen G. // Nano Lett. 2009. V. 9. P. 2909–2913.
- [7] Kyasov A.A., Dedkov G.V. // arXiv: 1210.6957; Dedkov G.V., Kyasov A.A. Physica. B. 2014. V. 433. P. 67–71.
- [8] Dedkov G.V., Kyasov A.A. // Handbook of Functional Nanomaterials / Ed. by M. Aliofkhazraei (Nova Science Publishers, N.Y., 2014). V. 1. P. 177–199.
- [9] Manjavacas A., Garcia de Abajo F. // Phys. Rev. B. 2012. V. 86. P. 075466(1–22).
- [10] Garcia de Abajo F.J. // Phys Rev. B. 1999. V. B60. P. 6086–6102.
- [11] Мессиа А. Квантовая механика. М.: Наука, 1978. С. 478.
- [12] Ван де Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами. М.: Изд-во иностр. лит., 1961. С. 536.