

Тепловое излучение протяженных частиц с субволновыми поперечными размерами

А. Н. Свиридов, Л. Д. Сагинов

В работе предложена новая методика расчетов интегральных и спектральных коэффициентов излучения протяженных субволновых частиц (ПСЧ), к которым относятся микро- и наноцилиндры, а также параллелепипеды. Проведено сопоставление результатов расчетов по предложенной методике с расчетными и экспериментальными данными, найденными в литературе. Показано, что при уменьшении только поперечных размеров ПСЧ (от величин много больших λ_{\max} , до величин много меньших λ_{\max}) из спектра излучения, который первоначально описывался законом Планка и содержал моды, как с поляризацией, направленной вдоль оси, так и с поляризацией, направленной перпендикулярно оси, будут постепенно исключаться моды с длинами волн, превышающими λ_{cutoff} (λ_{cutoff} – длина волны отсечки), имеющие поляризацию перпендикулярную продольной оси ПСЧ, в то время как моды с длинами волн, поляризованные вдоль оси ПСЧ, будут всегда присутствовать в спектре излучения ПСЧ. Когда поперечные размеры ПСЧ станут много меньше λ_{\max} , то из спектра излучения этого ПСЧ исчезнут все моды с поляризацией, перпендикулярной оси, и останутся только моды с продольной поляризацией. Это является принципиальным отличием от СЧ, рассмотренных ранее в работах [16, 17], в которых предложены методы расчета таких СЧ, как диски, сферы, кубики. Все предложенные методики расчетов используют формализм разложения потоков излучения на спектрально-пространственные моды.

Ключевые слова: черное тело, закон Планка, закон Стефана-Больцмана, закон смещения Вина, поляризация, плотность потока излучения, коэффициент излучения, пространственная мода, энергия моды.

DOI: 10.51368/1996-0948-2021-3-17-25

Введение

Под субволновыми частицами (СЧ) будем понимать любые объекты, размеры которых соизмеримы или меньше $\lambda_{\max}^1 = B/T$.

¹ λ_{\max} – длина волны, соответствующая максимальной интенсивности излучения черного (серого) тела, нагретого до температуры T ; B – постоянная формулы смещения Вина.

Свиридов Анатолий Николаевич, научный консультант, к.ф.-м.н.

E-mail: sviridto1y@yandex.ru

Сагинов Леонид Дмитриевич, в.н.с., к.ф.-м.н.

E-mail: lsaginov@yandex.ru

Федеральный научный агроинженерный центр ВИМ.
Россия, 109428, Москва, 1-й Институтский проезд, 5.

Статья поступила в редакцию 02 июня 2021 г.

© Свиридов А. Н., Сагинов Л. Д., 2021

К подобным объектам будем относить также тела, излучающие через диафрагмы, размеры которых соизмеримы или меньше λ_{\max} .

Под протяженными частицами с субволновыми поперечными размерами (далее протяженные субволновые частицы – ПСЧ) будем понимать любые объекты, у которых длина волны в разы или в десятки и более раз больше поперечных размеров, причем поперечные размеры этих частиц сопоставимы или меньше λ_{\max} .

К настоящему времени опубликовано значительное число работ, посвященных количественному описанию процессов теплового излучения субволновых частиц [1–17]. В этих и других работах было показано, что тепловое излучение СЧ нельзя рассчитывать с помощью классических законов Планка и Стефана–Больцмана. Такие СЧ нельзя считать

черными или серыми излучателями. Их излучательные и поглощательные способности, а также спектральный состав излучения зависят не только от материала и температуры частиц, но и от их размеров и формы.

Научный и технический интерес к процессам воздействия светового излучения на СЧ и процессам излучения самих СЧ, нагретых внешним излучением или, при его отсутствии, нагретым иным путем (например, за счет теплового контакта с массивными телами, при протекании в СЧ тока, при столкновениях с молекулами, атомами, ионами, электронами) связан с быстрым развитием нанотехнологий, наноматериалов, наноустройств, с развитием технологий получения нанопорошков для использования в металлургии, микроэлектронике, медицине и коллоидной химии, с исследованиями процессов в пылевой плазме, процессов взрывов и горения при наличии в газообразной среде микро- и наночастиц, с исследованиями физики атмосферы [1–15].

Наиболее сложными и трудоемкими являются количественные описания процессов взаимодействия внешнего излучения с СЧ, т. к. в них проявляются одновременно такие явления, как возбуждение и вторичное излучение (рассеяние) и обусловленные ими преломление, поглощение и дифракция [1–14].

В случаях, когда воздействие внешнего светового излучения на СЧ не является главным фактором их нагрева, этим воздействием можно пренебречь при расчетах собственного теплового излучения СЧ. Тогда задача расчета теплового излучения подобных нагретых СЧ существенно упрощается, если полагать, что основными факторами, определяющими характеристики излучения таких СЧ, являются материал частиц, их температура, форма и размеры, а при расчетах зависимостей показателей излучения от размеров частиц можно считать, что размеры частиц существенно превышают Λ – средние длины свободного пробега носителей энергии в материалах этих частиц. В этих случаях все свойства материала таких СЧ будут оставаться идентичными свойствам таких же материалов в массивных телах.

В [16, 17] были предложены новые оригинальные методики расчетов спектральных плотностей потоков излучений и коэффициентов излучений СЧ, имеющих формы дисков,

шариков, кубиков или цилиндров (у которых длина равна диаметру), т. е. частиц, у которых все измерения одинаковы и сопоставимы или меньше λ_{\max} . Для всех перечисленных видов частиц были определены λ_{cutoff} , т. е. длины волн отсечки, зависящие от размера СЧ и от ξ – коэффициентов формы частиц. При расчетах зависимостей коэффициентов излучения этих частиц от их размеров предполагалось одновременное и одинаковое изменение всех размеров СЧ. Поэтому при уменьшении размеров частиц из спектра излучения, который первоначально описывался законом Планка (первоначально считалось, что размеры частиц много больше λ_{\max}), постепенно исключаются моды² обеих поляризаций с длинами волн, превышающими λ_{cutoff} , что приводит, соответственно, к уменьшению интегрального излучения, уменьшению коэффициентов излучения и смещению спектра излучения в синюю область.

В настоящей работе описывается новая методика расчета спектральных плотностей энергий излучений и коэффициентов излучений ПСЧ: микро- и наноцилиндров (или микро- и нанопроволочек).

Протяженные субволновые частицы

Микро- и нанопроволочки являются перспективными материалами для многих новых приложений в микроэлектронике (например, различные плазмонные устройства, оптические антенные устройства [20], сенсоры различного назначения) благодаря своим уникальным электрическим, оптическим, тепловым и механическим свойствам. Большое соотношение поверхности нанопроволоки к объёму позволяет создавать чрезвычайно чувствительные сенсоры обнаружения заряженных частиц и молекул при низких концентрациях в химических и биологических системах [21]. Помимо электрических свойств, нанопроволоки обладают уникальными оптическими свойствами. Поток оптически закоди-

² Под пространственной модой (типом колебаний) понимают волну с заданными частотой ν , направлением распространения k и поляризацией ρ_e , где ρ_e – единичный вектор поляризации; e – индекс, принимающий только два значения: $e = 1, 2$ [18, 19].

рованной информации можно регулировать для структур нанопроводов с нанометровой точностью на расстояниях многих микрон [21, 22].

Методика расчетов

Проведем расчеты зависимостей коэффициентов излучения ПСЧ, представляющих собой цилиндры длиной L , от их поперечных размеров D и температуры T . Для этого воспользуемся формализмом разложения потоков излучения на пространственные моды. Такой подход позволяет естественным образом учитывать дифракционные эффекты.

Каждая половина поверхности подобной частицы излучает пучок с площадью поперечного сечения $S_{csa} = D \times L$ в телесном угле $\Omega = \pi^2 / 2$. Для каждой длины волны λ этого пучка справедливо следующее соотношение [18]:

$$M = \Omega \times S_{csa} / \lambda^2 \quad (1)$$

где M – число пространственных мод с длиной волны λ , т. е. полное число монохроматических лучей с длиной волны λ , содержащихся в этом пучке.

Выполнение равенства (1) является необходимым условием распространения любой пространственной моды с длиной волны λ этого пучка в свободном пространстве. При $M < 1$ в пучке будут отсутствовать лучи (моды) с длиной волны λ .

Этому условию будет соответствовать длина волны отсечки $\lambda_{\text{cutoff}} = \xi \times D$. λ_{cutoff} – это максимальная длина волны, которую может излучить ПСЧ диаметром D в свободное пространство, а ξ – коэффициент формы цилиндра [17]. $\xi = \sqrt{\Omega}$.

Предполагается, что при уменьшении только поперечных размеров ПСЧ от величин много больших λ_{max} , до величин много меньших λ_{max} , из спектра излучения, который первоначально описывался законом Планка и содержал моды, как с поляризацией, направленной вдоль оси, так и с поляризацией, направленной поперек оси, будут постепенно исключаться моды (лучи) с длинами волн,

превышающими λ_{cutoff} ³, имеющие поляризацию, перпендикулярную продольной оси ПСЧ, в то время как моды, поляризованные вдоль оси ПСЧ, будут всегда присутствовать в спектре излучения ПСЧ. Когда поперечные размеры ПСЧ станут много меньше λ_{max} , то из спектра излучения этого ПСЧ исчезнут все моды с поперечной поляризацией и останутся только моды с продольной поляризацией. Это является принципиальным отличием от СЧ, рассмотренных ранее в [16, 17].

Следует отметить, что предложенную методику нельзя использовать, если поперечный размер ПСЧ станет меньше глубины скин-слоя, т. к. в этом случае излучаемая мощность будет пропорциональна объему ПСЧ, а не его площади поверхности. (Например, при частотах 10^{13} – 10^{14} Гц и температуре 273 К глубина скин-слоя в серебре составляет приблизительно 3×10^{-8} м, в алюминии – 4×10^{-8} м, в меди – 2×10^{-8} м, в вольфраме – 6×10^{-8} м [23]).

Приведем основные соотношения, применяемые в дальнейших расчетах, в которых используются следующие обозначения (размерность в СИ):

h, k, σ, c – соответственно, постоянные Планка, Больцмана, Стефана–Больцмана и скорость света; λ, ν, T – соответственно, длина волны, частота излучения и температура.

$\Phi_{bb}(T)$ – мощность излучения черного тела на единицу площади излучающей поверхности в интервале частот от 0 до ∞ :

$$\Phi_{bb}(T) = \sigma T^4 \quad (2)$$

$P_0(\nu, T)$ – энергия одной пространственной моды с длиной волны λ , излучаемой черным телом с температурой T [18, 19]:

$$P_0(\lambda, T) = \frac{h \frac{c}{\lambda}}{\exp\left(h \frac{c}{\lambda}\right) - 1} \quad (3)$$

$\Theta(\lambda, T, D)$ – суммарная энергия мод с продольной и поперечной поляризацией, из-

³ λ_{cutoff} ПСЧ зависит только от поперечных размеров и ξ – коэффициентов формы. Продольные размеры не влияют на λ_{cutoff} ПСЧ.

лучаемая половиной поверхности ПСЧ на длине волны λ , может быть рассчитана путем произведения числа мод $M(\lambda, D)$, излучаемых половиной поверхности ПСЧ в телесном угле $\Omega = \pi^2/2$ (в виде пучка с площадью поперечного сечения $S_{csa} = D \times L$) на энергию каждой моды $P_o(\lambda, T)$.

$$\Theta(\lambda, D, T) = \varepsilon_i(\lambda, T) \times 2 \times P_o(\lambda, T) \times M(\lambda, D), \quad (4)$$

$$\text{где } M(\lambda, D) = \begin{cases} \frac{DL\Omega}{\lambda^2} \text{ if } \frac{D\sqrt{\Omega}}{\lambda} \geq 1 \\ \frac{1}{2} \times \frac{DL\Omega}{\lambda^2} \text{ if } \frac{D\sqrt{\Omega}}{\lambda} < 1 \end{cases} \quad (5)$$

$\varepsilon_i(\lambda, T)$ – коэффициент излучения (в пределах полусферы) вещества массивного тела при температуре T (из справочника [24]); множитель 2 в формуле (4) учитывает две возможные поляризации мод.

$$\Theta(\lambda, D, T) = \Theta_A(\lambda, D, T) + \Theta_p(\lambda, D, T) \quad (6)$$

где $\Theta_p(\lambda, D, T)$, $\Theta_A(\lambda, D, T)$ – соответственно суммарные энергии мод с продольной и поперечной поляризацией, излучаемые половиной поверхности ПСЧ на длине волны λ .

$$\Theta_p(\lambda, D, T) = \begin{cases} 0,5 \times \Theta(\lambda, D, T) \text{ if } D > \frac{\lambda}{\sqrt{\Omega}} \\ \Theta(\lambda, D, T) \text{ if } D \leq \frac{\lambda}{\sqrt{\Omega}} \end{cases} \quad (7)$$

$$\Theta_A(\lambda, D, T) = \begin{cases} 0,5 \times \Theta(\lambda, D, T) \text{ if } D > \frac{\lambda}{\sqrt{\Omega}} \\ 0 \text{ if } D \leq \frac{\lambda}{\sqrt{\Omega}} \end{cases} \quad (8)$$

Пусть:

$\Xi(\lambda, D, T)$ – спектральная плотность потока излучения мод с продольной и поперечной поляризацией, излучаемая половиной поверхности цилиндра на длине волны λ , деленная на мощность, излучаемую гипотетическим черным телом с размерами, совпадающими с этим цилиндром;

$\Xi_p(\lambda, D, T)$ – спектральная плотность потока излучения мод с продольной поляризацией, излучаемая половиной поверхности цилиндра на длине волны λ , деленная на мощность, излучаемую гипотетическим черным телом с размерами, совпадающими с этим цилиндром;

$\Xi_A(\lambda, D, T)$ – спектральная плотность потока излучения мод с поперечной поляризацией, излучаемая половиной поверхности цилиндра на длине волны λ деленная на мощность, излучаемую гипотетическим черным телом с размерами, совпадающими с этим цилиндром;

Тогда:

$$\begin{aligned} \Xi(\lambda, D, T) &= \frac{\Theta(\lambda, D, T)}{\tau \times \frac{\pi DL}{2} \times \Phi_{bb}(T)}; \\ \Xi_p(\lambda, D, T) &= \frac{\Theta_p(\lambda, D, T)}{\tau \times \frac{\pi DL}{2} \times \Phi_{bb}(T)}; \\ \Xi_A(\lambda, D, T) &= \frac{\Theta_A(\lambda, D, T)}{\tau \times \frac{\pi DL}{2} \times \Phi_{bb}(T)} \end{aligned} \quad (9)$$

где $\frac{\pi DL}{2} = S$ – половина площади поверхности цилиндра, излучающей в телесном угле $\Omega = \pi^2/2$; $\tau = 1$ с.

$\Phi(T, D)$, т. е. интегральную мощность, излучаемую половиной поверхности ПСЧ, рассчитывали по следующему выражению:

$$\Phi(\lambda, D, T) = \varepsilon_i(T) \times \int_{\lambda_2}^{\lambda_1} -\frac{c}{\lambda^2} \times \Theta(\lambda, D, T) d\lambda \quad (10)$$

где $\lambda_1 = 3 \times 10^{-4}$ м, $\lambda_2 = 1 \times 10^{-7}$ м.

Пусть:

$\varepsilon(\lambda, D, T)$ – коэффициент излучения ПСЧ, имеющей форму цилиндра, учитывающий излучение мод с продольной и поперечной поляризацией;

$\varepsilon_p(\lambda, D, T)$ – коэффициент излучения ПСЧ, имеющей форму цилиндра, учитывающий излучение только мод с продольной поляризацией;

$\varepsilon_A \lambda, D, T$ – коэффициент излучения ПСЧ, имеющей форму цилиндра, учитывающий излучение только мод с поперечной поляризацией.

Тогда:

$$\varepsilon(\lambda, D, T) = \frac{\Phi(\lambda, D, T)}{\frac{\pi DL}{2} \times \Phi_{bb}(T)} \quad (11)$$

$$\varepsilon_p \lambda, D, T = \begin{cases} 0,5 \times \varepsilon \lambda, T, D & \text{if } D > \frac{\lambda}{\sqrt{\Omega}} \\ \varepsilon \lambda, T, D & \text{if } D \leq \frac{\lambda}{\sqrt{\Omega}} \end{cases} \quad (12)$$

$$\varepsilon_A \lambda, D, T = \begin{cases} 0,5 \times \varepsilon \lambda, T, D & \text{if } D > \frac{\lambda}{\sqrt{\Omega}} \\ 0 & \text{if } D \leq \frac{\lambda}{\sqrt{\Omega}} \end{cases} \quad (13)$$

Для того, чтобы рассчитать коэффициенты излучения ПСЧ, имеющих форму: параллелепипеда, достаточно подставить в формулу (1) соответствующие этим частицам значения S_{csa} и Ω и определить λ_{cutoff} , а в формулу (7) – соответствующие этим частицам значения S .

Результаты и их обсуждение

К настоящему времени опубликовано всего несколько работ, в которых исследовалось тепловое излучение цилиндрических ПСЧ [10–15].

В [11] сообщается о разработке модели расчетов характеристик излучения различных СЧ, в основе которой лежит метод машинного обучения с использованием искусственных нейронных сетей. Модель «обучалась» на наборе сведений о твердых частицах, который содержал данные о спектральных излучательных способностях для 15900 частиц различной формы (сферы, параллелепипеды, треугольные призмы, цилиндры), с различными размерами и соотношениями сторон, изготовленных из различных материалов (например: SiO_2 , SiN , Au).

В [12] разрабатываются методы для вычислений теплового излучения произвольных объектов (основанные на учете их рассеи-

вающих свойств), в которых используется теория неравновесных электромагнитных флуктуаций множества объектов и массивов. В этой работе приведены результаты расчетов зависимостей коэффициентов излучения и спектральных плотностей излучений микро- и наноцилиндров из различных материалов от длины волны и диаметров, деленных на интегральные излучения аналогичных цилиндров, рассчитанные по закону Стефана–Больцмана в предположении, что они излучают как черные тела.

В [15] представлены результаты прямых измерений интенсивности спектрального излучения микроцилиндров из стекла от длин волн и интенсивности интегральных излучений при различных диаметрах.

Для сопоставления методик и результатов в настоящей работе мы провели (по предлагаемой нами методике) расчеты зависимостей $\varepsilon \lambda, D, T$, $\varepsilon_p \lambda, D, T$, $\varepsilon_A \lambda, D, T$ и $\Xi \lambda, T, D$, $\Xi_p \lambda, T, D$, $\Xi_A \lambda, T, D$ от длины волны λ и диаметров для тех же материалов и исходных данных, что и в работах [10, 11, 15].

Ниже приводятся результаты расчетов (см. рис. 1).

В работе [10] на фиг. 2 приведены зависимости от диаметра коэффициентов излучения цилиндра из SiO_2 , рассчитанные при таких же исходных данных: $T = 300 \text{ K}$, $\lambda = 9,5 \times 10^{-6} \text{ м}$.

Из сравнения графиков следует, что на участке изменений D от 10^{-4} м до $4 \times 10^{-6} \text{ м}$ зависимости, рассчитанные в работе [10], мало отличаются от зависимостей, приведенных нами на рис. 1. Однако, на участке изменений D от $4 \times 10^{-6} \text{ м}$ до 10^{-6} м наблюдаются существенные отличия. На рис. 1 видно, что при $D < 4 \times 10^{-6} \text{ м}$, цилиндр перестает излучать моды с поперечной поляризацией (вследствие чего $\varepsilon_A \lambda, D, T$ становится равным 0), но продолжает излучать моды с продольной поляризацией (вследствие чего $\varepsilon \lambda, D, T$ уменьшается в два раза и перестает зависеть от D). Отметим, что $\varepsilon_p \lambda, D, T$ – вообще не зависит от D . В работе [10] на фиг. 2 все зависимости монотонно уменьшаются при уменьшении D .

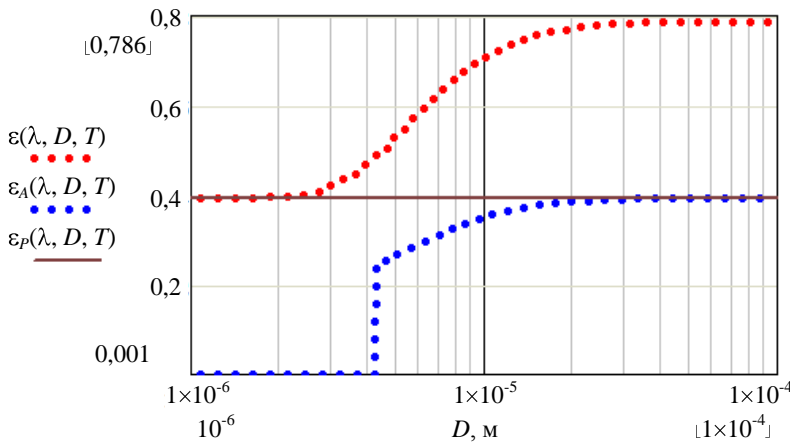


Рис. 1. Зависимости от D коэффициентов излучения цилиндра из SiO_2 , рассчитанные при следующих исходных данных: $T = 300 \text{ K}$, $\lambda = 9,5 \times 10^{-6} \text{ м}$, $\epsilon_i = 0,77$.

В работе [10] на фиг. 7а и 7б приведены зависимости от λ спектральных плотностей излучения цилиндра из вольфрама, деленные на интегральное излучение аналогичного цилиндра, рассчитанное по закону Стефана–Больцмана в предположении, что этот цилиндр излучает как черное тело. Расчёт проводился при следующих исходных данных: $D = 10 \times 10^{-6} \text{ м}$, $T = 298 \text{ K}$, $T_1 = 2400 \text{ K}$.

Из сравнения этих графиков с нашими графиками (см. рис. 2) следует, что на участке изменений λ от 10^{-7} м до $2,5 \times 10^{-5} \text{ м}$ зависимости, рассчитанные в [10], отличаются только масштабом от зависимостей, приведенных

нами на рис. 2. Однако на участке изменений λ от $2,5 \times 10^{-5} \text{ м}$ до $3 \times 10^{-4} \text{ м}$ наблюдаются существенные отличия. На рис. 2 видно, что при $\lambda > 2,5 \times 10^{-5} \text{ м}$ цилиндр перестает излучать моды с поперечной поляризацией (вследствие чего $\Xi_A \lambda, T, D$ становится равным 0), но продолжает излучать только моды с продольной поляризацией (вследствие чего $\Xi \lambda, T, D$ становится равной $\Xi_P \lambda, T, D$). В [10] на фиг. 7а и 7б все зависимости монотонно уменьшаются при увеличении λ на участке изменений λ от $2,5 \times 10^{-5} \text{ м}$ до $3 \times 10^{-4} \text{ м}$.

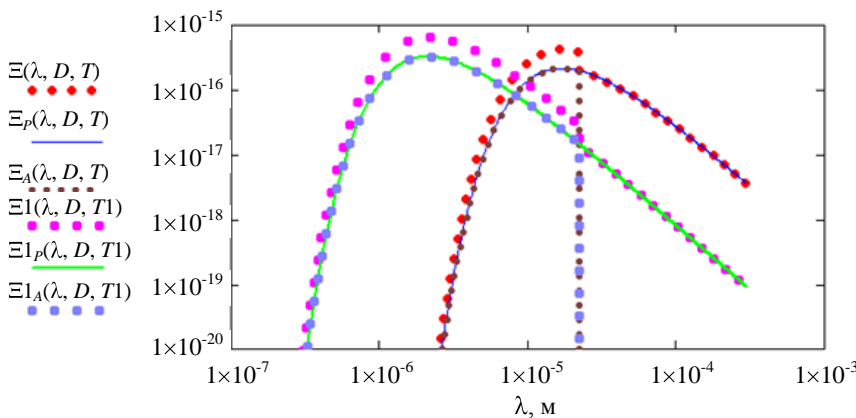


Рис. 2. Зависимости $\Xi(\lambda, T, D)$, $\Xi_P(\lambda, T, D)$, $\Xi_A(\lambda, T, D)$ и $\Xi_I(\lambda, T_1, D)$, $\Xi_{IP}(\lambda, T_1, D)$, $\Xi_{IA}(\lambda, T_1, D)$ от λ , рассчитанные для цилиндра из вольфрама при следующих исходных данных: $D = 10 \times 10^{-6} \text{ м}$, $T = 298 \text{ K}$, $T_1 = 2400 \text{ K}$, $\epsilon_i = 0,03$, $\epsilon_{i1} = 0,28$.

Следует отметить, что некоторые различия в масштабах на участках с $\lambda < 2,5 \times 10^{-5} \text{ м}$, отчасти, можно отнести за счет возможного несовпадения данных по ϵ_i и ϵ_{i1} .

Однако основные отличия связаны с совершенно разными методами расчетов. Новый метод расчета излучений СЧ, предложенный нами в [16, 17], и новый метод расчета излучений ПСЧ, предложенный в настоящей работе, базируются на теории мод [18], т. е. на представлении о том, что для того, чтобы мода (луч) с длиной волны λ смогла распростра-

няться в свободном пространстве необходимо выполнение следующего соотношения: $\Omega \times S_{\text{cса}} \geq \lambda^2$. В методике (предложенной в [10] и основанной на учете рассеивающих свойств микро- и наночастиц) для вычислений их теплового излучения используется теория неравновесных электромагнитных флуктуаций множества объектов и массивов [25].

В работе [15] на фиг. 5 приведены (полученные путем прямых измерений) зависимости коэффициентов излучения для каждого из четырех цилиндров из стекла (имеющих

диаметры 4 мкм, 5 мкм, 8,5 мкм, 9,5 мкм) от λ . Излучения измерялись в диапазоне длин волн от 6 мкм до 12 мкм. Цилиндры были нагреты до температуры $T = 433$ К. Мы выбрали $\lambda = 9,5 \times 10^{-6}$ м и для этой длины волны по экспериментальным кривым, приведенным в [15] на фиг. 5, определили величины коэффициентов излучения для каждого из четырех цилиндров и, для сравнения, нанесли (в виде черных

квадратов) эти величины на рассчитанный нами график зависимостей, приведенный на рис. 3. Видно, что хорошее совпадение экспериментальных и расчетных данных имеет место для цилиндров с диаметрами 9,5 мкм и 8,5 мкм. Для цилиндров с диаметрами 5 мкм и 4 мкм разница между расчетными и экспериментальными данными достигает соответственно 33 % и 40 %.

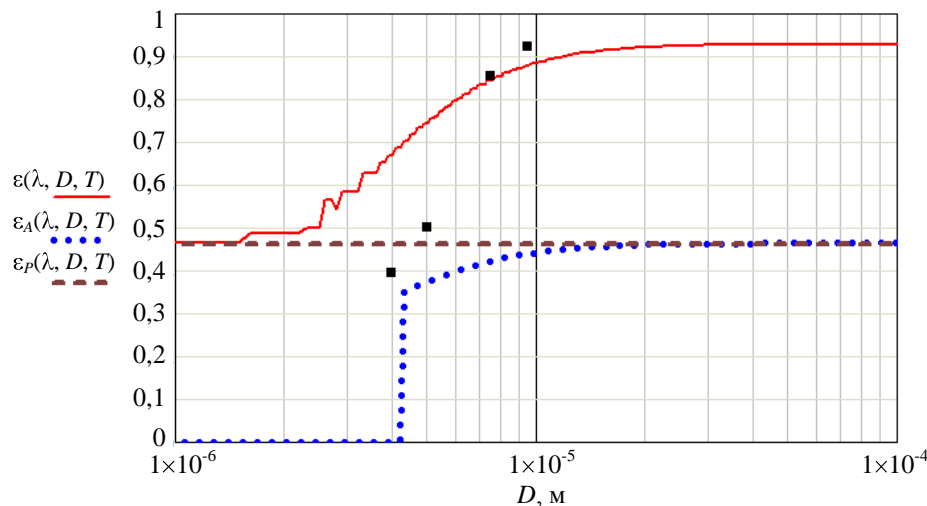


Рис. 3. Зависимости от D коэффициентов излучения цилиндра из стекла, рассчитанные при следующих исходных данных: $T = 433$ К, $\lambda = 9,5 \times 10^{-6}$ м, $\varepsilon_i = 0,93$.

Заключение

В работах [16, 17] и в настоящей работе, которая является их логическим продолжением, впервые предложены и реализованы новые метода расчета спектральных и интегральных потоков излучения, а также коэффициентов излучения двумерных (например: диски, диафрагмы) и трехмерных (например: сферы, кубики) субволновых частиц (СЧ), а также протяженных субволновых частиц (ПСЧ), у которых один из размеров в разы или во много раз больше двух других размеров (например: цилиндры, параллелепипеды).

Эти методы расчета излучений СЧ базируются на теории мод [18], в соответствии с которой выполнение соотношения: $\Omega \times S_{csa} \geq \lambda^2$ является обязательным условием распространения в свободном пространстве моды с длиной волны λ .

Если это соотношение не выполняется, то мода с этой длиной волны λ не может распространяться в свободном пространстве и будет отсутствовать в спектре излучающей частицы.

К несомненным достоинствам предложенных методов следует отнести:

- точную связь между размерами и формой частиц и количеством излучаемых мод на каждой длине волны. Характеристики излучения каждой частицы определяются не только свойствами ее материала, температурой, но и размерами и формой. Нами впервые предложены и вычислены для каждого вида частиц коэффициенты формы ξ ;

- эти методики более наглядны и существенно менее трудоемки, чем известные [1–14]. В первую очередь это относится к предложенному и разработанному в [17] методу расчета коэффициентов излучения СЧ по универсальному графику: $\varepsilon(u)$, где $\varepsilon(u)$ – коэффициент излучения СЧ, $u = \frac{\xi \times D \times T}{B}$, B – постоянная

формулы смещения Вина. С помощью универсального графика $\varepsilon(u)$ можно (вообще не проводя расчетов) быстро определять $\varepsilon(u)$ по заданным параметрам (ξ, D, T) частицы (это – прямая задача) или по заданной величине $\varepsilon(u)$ находить ξ, D, T – параметры частиц, имеющих заданную величину коэффициента излучения (это – обратная задача).

Предложенные методики применимы только для частиц, свойства материалов кото-

рых не отличаются от свойств аналогичных материалов в массивных телах, т. е. когда размеры частиц существенно превышают Λ – средние длины свободного пробега носителей энергии в материале частиц и когда размеры металлических частиц больше глубины скин-слоя.

Точность расчетов целиком определяется точностью наших знаний об интегральных и спектральных коэффициентах излучений массивных тел и их зависимостях от температуры и длины волны.

К недостаткам разработанных методик следует отнести то, что они пригодны для расчетов собственных излучений СЧ и ПСЧ только для случаев, когда внешнее излучение не является основным фактором, поддерживающим температуру частиц.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Mie G.* // *Ann. Phys.* 1908. Vol. 25. P. 377.
2. *Борен К., Хафмен Д.* Поглощение и рассеяние света малыми частицами. – М.: Мир, 1986.
3. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Теоретическая физика. Т. V111. Электродинамика сплошных сред. 4-е изд. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005.
4. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. Издание 2-е исправленное. Перевод с английского. Под ред. Г. П. Мотулевич. – М.: Наука, 1973.
5. *Мартыненко Ю. В., Огнев Л. И.* // *ЖТФ.* 2005. Т. 75. Вып. 11. С. 130.
6. *Домбровский Л. А., Ивенских Н. Н.* // *Теплофизика высоких температур.* 1973. Т. 11. № 4. С. 818.
7. *Домбровский Л. А.* // *Теплофизика высоких температур.* 1999. Т. 37. № 2. С. 284.
8. *Волокитин А. И., Дж. Перссон Б. Н.* // *УФН.* 2007. Т. 177. № 9. С. 921.
9. *Цытович В. Н.* // *УФН.* 1997. Т. 167. № 1. С. 57.

10. *Golyk Vladyslav A., Krüger Matthias, Kardar Mehran* // *Physical review E.* 2012. Vol. 85. P. 046603-1.
11. *Elzouka1 Mahmoud, Yang Charles, Albert Adrian, Lubner Sean, Prasher Ravi* // *Cell Reports Physical Science.* 2020. Vol. 1. No. 12. P. 100259. <https://doi.org/10.1016/j.xcrp.2020.100259>.
12. *Joulain Karl* // HAL Id: hal-01860367. <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-01860367>.
13. *Cuevas Juan Carlos* // *NATURE COMMUNICATIONS.* 2019. Vol. 1. 10:3342. <https://doi.org/10.1038/s41467-019-11287-6>.
14. *Karl Joulain, Younes Ezzahri, Remi Carminati* // *arXiv:1509.05927v2 [physics.class-ph]*.
15. *Kallel Houssem, Doumouro Joris, Krachmalnicoff Valentina, De Wilde Yannick, Joulain Karl* // *arXiv:1905.10195v3 [physics.app-ph]* 2019. 20 Aug. P. 1–25.
16. *Свиридов А. Н., Сагинов Л. Д.* // *Прикладная физика.* 2021. № 1. С. 57.
17. *Свиридов А. Н., Сагинов Л. Д.* // *Прикладная физика.* 2021. № 2. С. 12.
18. *Гальярди Р. М., Карп Ш.* Оптическая связь. – М.: Связь, 1978.
19. *Фридрихов С. А., Мовнин С. М.* Физические основы электротехники. – М.: Высшая школа, 1982. С. 148, 608.
20. *Boriskina Svetlana V., Weinstein Lee A., Tong Jonathan K., Hsu Wei-Chun, Gang Chen* // *ACS Photonics.* 2016. Vol. 3. No. 8. P. 11. <http://hdl.handle.net/1721.1/109528>
21. *Lee K., Kim I., Kim S., Jeong D., Kim J., Rhim H., Ahn J., Park S., Choi H.* // *Nanoscale Res. Lett.* 2014. Vol. 9. P. 56. <https://doi.org/10.1186/1556-276X-9-56>.
22. *Laffont L., Lonjon A., Dantras E., Demont P., Lacabanne C.* // *Mater. Lett.* 2011. Vol. 65. No. 23. P. 3411.
23. *Князев Б. А., Кузьмин А. В.* // *Вестник НГУ. Сер. Физика.* 2007. Т. 2. № 1. С. 108.
24. *Бабичев А. П., Бабушкина Н. А. и др.* Физические величины: Справочник. – М.: Энергоатомиздат, 1991.
25. *Bimonte G., Emig T., Krüger M., Kardar M.* // *Phys. Rev. A.* 2011. Vol. 4. P. 042503-1.

PACS: 44.40.+a, 42.68Ay, 42.72.g

Thermal radiation of extended particles with subwavelength transverse dimensions

A. N. Sviridov and L. D. Saginov

FSAC VIM

5, 1st Institutsky proezd, Moscow, 109428, Russia

E-mail: sviridto@yandex.ru

Received June 02, 2021

The paper proposes a new method for calculating the integral and spectral radiation coefficients of extended subwavelength particles (ESPs), which include micro and nanocylinders and parallelepipeds. Comparison of the results of calculations by the proposed method with the calculated and experimental data found in the literature is carried out. It is shown that with

decrease in only the transverse dimensions of the ESP (from values much larger than λ_{max} to values much smaller than λ_{max}) from the radiation spectrum, which was originally described by Planck's law and contained modes with both polarization directed along the axis and with polarization directed perpendicular to the axis, modes with wavelengths exceeding λ_{cutoff} (λ_{cutoff} is the cutoff wavelength) and having polarization perpendicular to the longitudinal axis of the ESP will be gradually eliminated, while modes with wavelengths polarized along the ESP axis will always be present in the radiation spectrum of the ESP. When the transverse dimensions of the ESP become much less than λ_{max} , then all modes with polarization perpendicular to the axis will disappear from the emission spectrum of this ESP, and only modes with longitudinal polarization will remain. This is a fundamental difference from the SPs considered earlier in [16, 17], where methods for calculating SPs as disks, spheres, cubes were proposed. All the proposed calculation methods use the formalism of the decomposition of radiation fluxes into spectral-spatial modes.

Keywords: blackbody, Planck's law, Stefan-Boltzmann's law, Wien's displacement law, polarization, radiation flux density, emissivity, spatial mode, mode energy.

DOI: 10.51368/1996-0948-2021-3-17-25

REFERENCES

1. G. Mie, *Ann. Phys.* **25**, 377 (1908).
2. Craig F. Bohren, Donald R. Huffman, *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*. (Wiley & Sons, New York, 1983).
3. L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Theoretical physics V. 8 Electrodynamics of continuous media* (FIZMATLIT, Moscow, 2005) [in Russian].
4. Max Bourn and Emil Wolf, *Principles of optics*. (Pergamon Press, London, 1965).
5. Yu. V. Martynenko and L. I. Ognev, *Tech. Phys.* **75** (11), 130 (2005).
6. L. A. Dombrovsky and N. N. Ivenskikh, *Teplofizika vy`sokix temperatur* **11** (4), 818 (1973).
7. L. A. Dombrovsky, *Teplofizika vy`sokix temperature* **37** (2), 284 (1999).
8. A. I. Volokitin and J. B. N. Persson, *UFN* **177** (9), 921 (2007).
9. V. N. Tsytovich, *UFN* **167** (1), 57 (1997).
10. Vladyslav A. Golyk, Matthias Krüger, and Mehran Kardar, *Phys. Rev. E* **85**, 046603 (2012); doi: 10.1103/PhysRevE.85.046603
11. Mahmoud Elzouka, Charles Yang, Adrian Albert, Sean Lubner, and Ravi S. Prasher, *Cell Reports Physical Science* **1** (12), 100259 (2020); <https://doi.org/10.1016/j.xcrp.2020.100259>.
12. Karl Joulain, HAL Id: hal-01860367. <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-01860367>.
13. Juan Carlos Cuevas, *NATURE COMMUNICATIONS* **10**, 3342 (2019); <https://doi.org/10.1038/s41467-019-11287-6>.
14. Karl Joulain, Younes Ezzahri, and Remi Carminati, arXiv:1509.05927v2 [physics.class-ph].
15. Housseem Kallel, Joris Doumouro, Valentina Krachmalnicoff, Yannick De Wilde, Karl Joulain. arXiv:1905.10195v3 [physics.app-ph] 20 Aug 2019, p. 1–25.
16. A. N. Sviridov and L. D. Saginov, *Applied Physics*, No. 1, 57 (2021) [in Russian].
17. A. N. Sviridov L. D. Saginov, *Applied Physics*, No. 2, 12 (2021) [in Russian].
18. Robert. M. Gagliardi and Sherman Karp, *Optical communications*. (Wiley & Sons, New York, 1976; Svyaz, Moscow, 1978).
19. S. A. Fridrikhov and S. M. Movnin, *Physical bases of electrical engineering*. (Higher school, Moscow, 1982) [in Russian].
20. Svetlana V. Boriskina, Lee A. Weinstein, Jonathan K. Tong, Wei-Chun Hsu, and Gang Chen, *ACS Photonics* **3** (8), 11 (2016); <http://hdl.handle.net/1721.1/109528>
21. K. Lee, I. Kim, S. Kim, D. Jeong, J. Kim, H. Rhim, J. Ahn, S. Park, and H. Choi, *Nanoscale Res. Lett.* **9**, 56 (2014); <https://doi.org/10.1186/1556-276X-9-56>.
22. L. Laffont, A. Lonjon, E. Dantras, P. Demont, and C. Lacabanne, *Mater. Lett.* **65** (23), 3411 (2011).
23. B. A. Knyazev and A. V. Kuzmin, *Vestnik NGU Seriya Fizika* **2** (1), 108 (2007).
24. A. P. Babichev, N. A. Babushkina, et al., *Fizicheskie velichiny: Spravochnik* (Energoatomizdat, Moscow, 1991) [in Russian].
25. G. Bimonte, T. Emig, M. Krüger, and M. Kardar, *Phys. Rev. A* **84**, 042503 (2011);

doi: 10.1103/PhysRevA.84.042503