

01;05;12

## Теплопроводность композитной среды с дисперсным графеновым наполнителем

© М.Е. Компан,<sup>1</sup> Ф.М. Компан,<sup>2</sup> П.В. Гладких,<sup>1</sup> Е.И. Теруков,<sup>1</sup> В.Г. Рупышев,<sup>3</sup> Ю.В. Четаев<sup>3</sup><sup>1</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия<sup>2</sup> Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,  
194223 Санкт-Петербург, Россия<sup>3</sup> ООО „Управляющая компания ПЕНОПЛЭКС Холдинг“,  
191014 Санкт-Петербург, Россия  
e-mail: kompan@mail.ioffe.ru

(Поступило в Редакцию 24 августа 2010 г.)

Рассмотрена возможность уменьшения эффективного коэффициента теплопередачи изолирующих материалов за счет введения малых количеств графеноподобных кластеров. Показано, что эффект блокирования теплового излучения введенными кластерами при их малой концентрации значительно превышает эффект увеличения теплопроводности.

### Введение

Решение большинства современных проблем требует увеличения энергозатрат, в то же время разведанные запасы энергоносителей истощаются и становятся все менее доступными. Возможный выход из данного противоречия — совершенствование существующих технологий для экономии энергии. Одним из направлений реализации этой идеи является улучшение систем теплоизоляции, используемых в различных областях человеческой деятельности. В том числе в настоящее время для теплоизоляции начинают использовать высокотехнологические подходы в изделиях для массового потребителя, например в жилищном строительстве. Так, применяются вакуумные изолирующие панели (Vacuum Isolating Panels [1]), что повторяет техническое решение сосудов для хранения криогенных жидкостей.

Тем не менее улучшенные теплоизолирующие свойства можно получить существенно менее затратным способом. Большинство существующих теплоизоляционных материалов обеспечивает низкий теплоперенос за счет вспенивания основного материала (или другого эквивалентного приема). Естественным пределом для такого способа улучшения теплоизолирующих свойств является теплопроводность воздуха (при стандартных условиях  $0.025 \text{ W/mK}$  [2]). Однако вспененные материалы содержат мало твердой фазы и поэтому достаточно прозрачны в области теплового ИК излучения. Это, в свою очередь, выявляет еще один лимитирующий фактор — перенос тепла излучением, который при комнатных температурах соответствует эффективному коэффициенту переноса (определение далее)  $0.01\text{--}0.005 \text{ W/mK}$  [3]. Поэтому во многих случаях перенос тепла ИК излучением также лимитирует уровень теплоизоляции. Введение специально подобранного наполнителя может позволить уменьшить длину пробега фотонов теплового ИК излучения,

тем самым уменьшить эффективную теплопроводность такого изолятора.

Подобные технические решения уже реализуются [4]. Как правило, в качестве наполнителей для этой цели используются сажи, обладающие сильным поглощением в широкой спектральной области ИК излучения; используются и наполнители с малым поглощением, обладающие рассеивающей способностью за счет большого коэффициента преломления, или комбинации различных наполнителей.

В настоящей работе рассмотрена возможность улучшения теплоизолирующих свойств среды за счет введения специального дисперсного графенового наполнителя. Получение такого наполнителя — графеновых чешуек (кластеров) толщиной в несколько углеродных слоев было описано нами в [5].

Возможность улучшения теплоизолирующих свойств материала за счет введения углеродных частиц в матрицу теплоизолирующего материала может представляться парадоксальной. Углеродные материалы обладают достаточно высокой теплопроводностью, поэтому их добавка к теплоизолятору способна увеличить теплопроводность. Например, теплопроводность графита (вдоль углеродных слоев) до  $\sim 2000 \text{ W/mK}^{-1}$  [6], что много больше, чем, например, теплопроводность пенопласта  $0.04 \text{ W/mK}$  [6]. Пока нет прямых измерений теплопроводности графенов. Тем не менее косвенным образом на основании экспериментальных данных теплопроводность однослойных графенов оценена в работе [7] и составила  $3080\text{--}5300 \text{ W/mK}$ . В работе [8] теплопроводность графенов рассчитывалась методом молекулярной динамики. Величина, полученная расчетом для полосок графена длиной  $2 \mu\text{m}$ , составила  $2400\text{--}3000 \text{ W/mK}$ , что согласуется с данными в [7]. (Заметим, что величина теплопроводности образцов графена зависит не только от направления распространения тепла относительно кристаллографических осей, но и от величины че-

шуйки, что является следствием квантового характера транспорта в графене). Поэтому, поскольку тепло- и электропроводность наполнителя выше соответствующих величин у пластиков, перенос в пластиках можно увеличивать за счет введения углеродного наполнителя, например, [9]. Однако, как показано в работе [4], введением углеродного наполнителя можно и уменьшить теплопроводность. Такой эффект можно наблюдать при малых концентрациях добавок, когда их концентрация ниже порога протекания.

Данная работа посвящена оценке возможности получения более эффективных теплоизолирующих материалов за счет внедрения в существующий теплоизолирующий материал специального наполнителя — графеноподобных чешуек с малым количеством углеродных слоев.

## Влияние наполнителя на теплоперенос

Основным параметром, характеризующим эффективность теплоизоляционных свойств материалов, является величина плотности теплового потока  $q$  ( $W/m^2$ ), проходящего через слой изолятора при фиксированной разности температур на слое теплоизолятора.

В теории теплопроводности [10] принято использовать величину коэффициента теплопередачи  $k$ , определяемого согласно уравнению

$$q_{\text{cond}} = k(T_1 - T_2), \quad (1)$$

где  $q_{\text{cond}}$  — удельный ( $W/cm^2$ ) тепловой поток между параллельными поверхностями, характеризующимися постоянными значениями температуры  $T_1$  и  $T_2$ .

В случае, когда необходим учет нескольких механизмов теплопереноса, вводят величину так называемого приведенного коэффициента теплопередачи  $k'$ , который принимается равным

$$k' = (q_{\text{cond}} + q_{\text{rad}} + q_{\text{conv}})/(T_1 - T_2), \quad (2)$$

где  $q_{\text{cond}}$ ,  $q_{\text{rad}}$ ,  $q_{\text{conv}}$  — удельные тепловые потоки, переносимые по различным механизмам — теплопроводности, излучению и конвекции соответственно. Конвективный теплоперенос присутствует при передаче тепла по газосодержащему теплоизолятору, но в контексте данной работы его отдельный вклад не рассматривается, введение малых количеств наполнителя на его величину не влияет, и далее этот член будет опускаться. Величина  $k'$  определяется не только свойствами материала, но и зависит от толщины слоя теплоизолятора. Более эффективный теплоизолятор должен обладать меньшим значением коэффициента  $k'$ . В данной работе будет показано, что введение наполнителя может привести к уменьшению приведенного (суммарного по двум первым механизмам) коэффициента теплопередачи.

Сформулируем ограничения, которые будут использоваться в данной работе.

1. Как указывалось выше, вклад конвективного теплопереноса не будет учитываться в явном виде.

2. Рассмотрение проводится в применении к теплоизолирующим материалам. Поскольку такие материалы используются в виде слоев, толщина которых много меньше латеральных размеров, рассмотрение будет проводиться в одномерном приближении. Также скорости изменения температуры в большинстве реальных случаев применения теплоизоляторов невелики по сравнению со скоростью распространения тепла в материалах. Это дает основание использовать уравнения для стационарного теплопереноса.

3. Добавки углеродного материала в высоких концентрациях приводят к эффекту, противоположному желаемому. Очевидно, что искомый эффект может реализоваться только при введении малых концентраций наполнителя. Характерным критерием малости здесь может служить концентрация, при которой достигается порог перколяции. Данная величина должна зависеть от размеров и формы частиц наполнителя.

В работе [11] порог перколяции был определен для объекта, подобного тому, что рассматривается в данной работе — также для дисперсного наполнителя из графеноподобных кластеров в полимерной матрице. Концентрация, соответствующая порогу протекания, составила 0.1 vol.% наполнителя. Для численных оценок в данной работе будет использована величина 0.01% объемного содержания наполнителя к основному материалу.

Рассмотрим влияние введения наполнителя на теплопередачу излучением в теплоизолирующей среде.

Плотность потока тепла излучением между двумя параллельными поверхностями определяется законом Стефана–Больцмана

$$q_{\text{rad}} = \sigma r(T_1^4 - T_2^4), \quad (3)$$

где  $\sigma$  — константа Стефана–Больцмана,  $r$  — приведенная степень черноты. В нашем случае это множитель порядка единицы, не существенный для дальнейших результатов. С учетом малости разности температур по отношению к абсолютной температуре (1) можно представить в виде

$$q_{\text{rad}} \cong 2\sigma(T_1 - T_2)T^3 = 2\sigma T^3 \Delta T. \quad (4)$$

Введение дисперсного наполнителя приводит к поглощению и рассеянию проходящего излучения, что обеспечивает уменьшение потока радиационного тепла, приходящего к границе с меньшей температурой. Ослабление потока излучения при прохождении через среду в случае совместного действия поглощения и рассеяния описывается законом Бугера–Ламберта

$$q_{\text{rad}}(x) = q_{\text{rad}}(0) \exp(-\chi x), \quad (5)$$

где  $q_{\text{rad}}(x)$  — плотность потока излучения в слое на расстоянии  $(x)$  от более нагретой поверхности,  $q_{\text{rad}}(0)$  — плотность потока излучения на более нагретой поверхности,  $\chi$  — коэффициент экстинкции среды. Отсюда уменьшение интенсивности радиационного потока

тепла  $\Delta q_{\text{rad}}$  при прохождении через рассеивающий слой толщиной  $L$  составит

$$\Delta q_{\text{rad}} \cong 2\sigma(T_1 - T_2)T^3(1 - \exp(-\chi L)). \quad (6)$$

В приближении малых концентраций (6) упрощается до

$$\Delta q_{\text{rad}} \cong 2\sigma(T_1 - T_2)T^3\chi L = 2\sigma T^3\chi L\Delta T. \quad (7)$$

В данном случае поглощение и рассеяние физически неразличимы. Это обусловлено тем, что нами рассматривается тепловое излучение, близкое к равновесному. При поглощении такого излучения частицей наполнителя ее температура повысится и частица переизлучит избыток энергии в том же спектральном диапазоне теплового ИК. Внешне, за исключением кинетики, не существенной при рассмотрении стационарных процессов, процесс оказывается идентичен рассеянию.

Для получения численных оценок необходимо вначале оценить величину коэффициента экстинкции среды с введенными частицами наполнителя. Строгое решение задачи об эффективности ослабления излучения коллоидами (частицами с размерами, сравнимыми или меньшими длины волны) существует только для частиц сферической формы. Теория была развита в работах [12,13], соответствующие формулы приведены в различных учебниках и монографиях, например [14]. Важный качественный вывод из теории состоит в том, что наиболее эффективно рассеивается то излучение, у которого длина волны порядка размера частицы. Из теории следует, что для очень широкого класса объектов с размерами порядка длины волны рассеиваемого излучения эффективность рассеяния (определено далее) примерно равняется 2 [14].

Коэффициент экстинкции среды ( $\chi$ ) связан с концентрацией частиц ( $n$ ) и коэффициентом экстинкции для одной частицы  $C_{\text{ex}}$  простой пропорциональностью

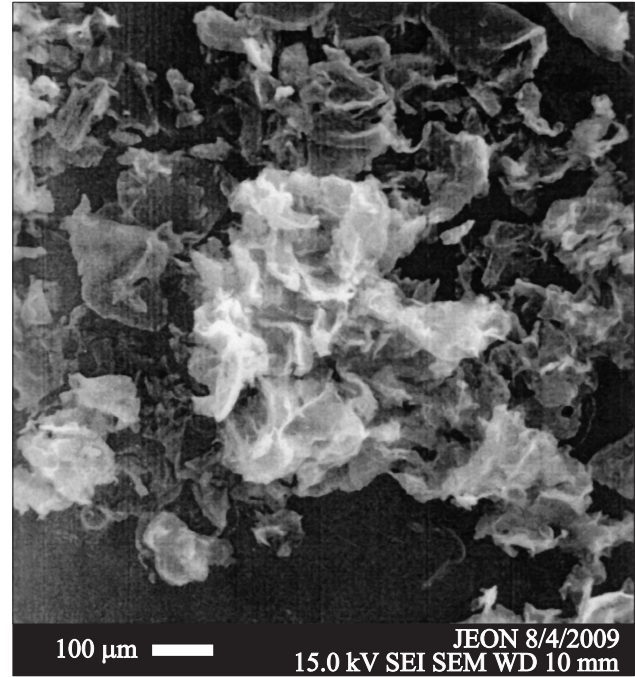
$$\chi = n C_{\text{ext}}. \quad (8)$$

В свою очередь, последнюю величину  $C_{\text{ext}}$  выражают через проекционную площадь частицы  $A$  (площадь, нормальную к потоку излучения) и эффективность экстинкции для данного типа частиц  $Q_{\text{ext}}$

$$C_{\text{ex}} = A Q_{\text{ext}}. \quad (9)$$

Выше указывалось, что  $Q_{\text{ext}}$  составляет в интересующем нас случае величину порядка 2. Аналогичный результат был получен в теоретической работе [15], где было показано, что для углеродных частиц с формой, близкой к сферической, размеры которых соответствуют условию  $(2\pi \cdot n \cdot a)/\lambda > \sim 1$  ( $n$  — коэффициент преломления среды,  $a$  — радиус частицы,  $\lambda$  — длина волны излучения),  $Q_{\text{ext}}$  лежит вблизи  $2 \pm 30\%$ .

Поглощение и рассеяние света дисперсными углеродными материалами неоднократно рассматривалось различными авторами и описано в литературе. Поскольку



Углеродный наполнитель из малослойных графеноподобных чешуек.

в нашем случае рассеивающие центры представляют собой неправильные чешуйки с латеральными размерами от единиц до десятков микрон (см. рисунок) и предполагаемыми толщинами в несколько углеродных слоев, были рассмотрены данные по ослаблению излучения несколькими видами частиц: как графитовыми фрагментами, так и графеном и его агрегатами.

Поглощение света в гранулах графита и аморфного углерода с размерами в единицы микрон исследовалось в работе [16]. Результаты измерений приведены для излучения с длиной волны  $20 \mu\text{m}$  относительно массового содержания углерода. Показано, что удельный (на единицу средней плотности введенных кластеров) коэффициент экстинкции среды  $\chi_{\text{sp}}$  лежит в интервале  $\chi_{\text{sp}} = 2-5 \cdot 10^2 \text{ cm}^2/\text{gr}$ .

Такая величина коэффициента соответствует, например, ослаблению потока излучения в  $e^2$  раз слоем толщиной в  $1-2 \text{ cm}$  и с объемной концентрацией кластеров  $0.1\%$ . Длина волны, для которой приведены данные в [16], близка к максимуму интенсивности теплового излучения при температурах вблизи комнатной, поэтому указанную величину коэффициента  $\chi_{\text{sp}}$  допустимо использовать при оценке рассеяния полного потока теплового излучения.

Простую оценку экстинкции для взвеси графеновых кластеров можно получить, пользуясь формулами (8)–(9) и известными структурными характеристиками графена. Удельная площадь графена с учетом двух поверхностей составляет  $2630 \text{ m}^2/\text{gr}$ . Учтем то, что кластеры в нашем случае в среднем содержат пять углеродных слоев; что в поглощении/рассеянии работает

одна поверхность, обращенная к источнику излучения, и то, что в совокупности случайно ориентированных кластеров нормально по отношению к выбранному направлению ориентировано  $1/3$  кластеров. Тогда удельная проекционная площадь взвеси должна составить  $A/m = 2630/(5 \cdot 3 \cdot 2) \text{ (m}^2/\text{gr)} = 87 \text{ (m}^2/\text{gr)}$ . Учтем, что рассматриваемые кластеры проводящие и их предполагаемые латеральные размеры  $10\text{--}20 \mu\text{m}$ , т.е. порядка длины волны в максимуме интенсивности теплового излучения. Это дает основание использовать для эффективности экстинкции величину  $Q_{\text{ext}} = 2$ . Отсюда находим удельный (specific) коэффициент экстинкции и ослабления потока излучения такой взвесью:

$$\chi_{\text{sp}} = A/m Q_{\text{ext}}, \quad \chi_{\text{sp}} = 1.5 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/\text{gr}, \quad (10)$$

$$I(1)/I(0) = \exp(-(A/m)\rho\beta Q_{\text{ext}}l) = \exp(-\chi_{\text{sp}}\rho\beta l). \quad (11)$$

Исходя из объемной концентрации кластеров на порядок ниже порога перколяции ( $\beta = 10^{-4}$ ), получаем оценку, что ослабление потока в  $e^2$  раз должно обеспечиваться слоем такой взвеси около  $60 \mu\text{m}$ .

Сопоставим величину, оцененную из структурных данных, с данными эксперимента. Прямых данных по экстинкции взвеси графеновых кластеров нам не известно, однако можно получить оценку из данных по поглощению графенов. Оптические свойства графена и его агрегатов исследовались в нескольких работах. Так, например, в [17] оценено пропускание 4–5-слойных агрегатов графенов, что близко к нашему случаю. Авторы получили величину пропускания  $\alpha \approx 90\%$ . Эта величина хорошо согласуется с величиной 98% пропускания для однослойного графена, найденной в работе [18]. (Дополнительно отметим, что вследствие квантового характера транспорта в графене величина поглощения практически не зависит от длины волны в диапазоне видимого/ближнего ИК излучения [19]). Указанная величина поглощения была определена по пропусканию сплошного слоя. Во взвеси та же масса диспергирована в виде кластеров (графеновых чешуек). В этом случае для нахождения экстинкции должен быть дополнительно использован множитель порядка 2 и дополнительно взят коэффициент  $1/3$  из-за произвольной ориентации кластеров. Дальнейший расчет приводит к величине  $\chi_{\text{sp}} \sim 1.5 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/\text{gr}$ .

Следует отметить совпадение величины, полученной в последней оценке, и той, которая получена на основе структурных данных. Это свидетельствует о правильности подхода, данная работа предполагает лишь получить корректные оценки. В силу неправильности форм кластеров и разброса их размеров строгие расчеты в данном случае были бы превышением возможной точности модели. Также может показаться странным, что относительно свойств графена использованы только структурные данные. Однако это не ошибка, поскольку формулы теории Mie [12,13] выведены для кластеров металлов с высокой проводимостью. Величина  $\chi_{\text{sp}}$  для

кластеров графита [16] отличается от результатов оценок для графенов на три порядка. Большое отличие в этом случае также ожидаемо, поскольку проводящий материал в виде тонких слоев должен экранировать излучение существенно лучше, чем в виде объемных кластеров. В целом на основании серии оценок показано, что наиболее корректной величиной удельного коэффициента экстинкции для графеновых кластеров рассматриваемого вида является  $5\text{--}15 \cdot 10^5 \text{ cm}^2/\text{gr}$ . При этом закон ослабления излучения должен записываться в форме (11).

Формула (7) для величины уменьшения потока излучения с учетом этого преобразуется в

$$\Delta q_{\text{rad}} \cong 2\sigma(T_1 - T_2)T^3\chi L = 2\sigma T^3\chi_{\text{sp}}\rho\beta L\Delta T. \quad (12)$$

## Влияние введения кластеров на перенос тепла теплопроводностью

Задача о влиянии кластеров на проводимость композитной среды не может быть решена строго из-за разброса их размеров и формы, представление о которых дает микрофотография рисунка. Их случайное расположение в материале также не позволяет провести строгие расчеты. Воспользуемся приемом, предложенным в [20,21], линеаризацией линий теплового потока. Как указано в [20,21], удовлетворительные результаты расчета теплопроводности можно получить, предполагая, что линии теплового потока проходят включения в основной материал без изменения своего направления. Такое предположение приводит к приближенной формуле (13)

$$T_1 - T_2 \approx q[(1 - \beta)/\lambda_m + \beta/\lambda_{\text{cl}}]. \quad (13)$$

Для случая, когда теплопроводность немодифицированной среды  $\lambda_m$  много меньше теплопроводности материала кластера  $\lambda_{\text{cl}}$ , и с учетом малости концентрации кластеров  $\beta \gg 1$  формула (13) упрощается до

$$q = \Delta T\lambda_m(1 + \beta). \quad (14)$$

Величина увеличения плотности теплового потока, переносимого по механизму теплопроводности, будет равна

$$\Delta q = \lambda_m\beta\Delta T. \quad (15)$$

Итоговая формула для изменения теплового потока через слой теплоизолятора при введении в него графеноподобных кластеров — рассеивателей — составляется из формул (12) и (15)

$$\begin{aligned} \Delta q &\cong \lambda_m\beta\Delta T - 2\sigma T^3\chi_{\text{sp}}\rho\beta L\Delta T \\ &= (\lambda_m - 2\sigma T^3\chi_{\text{sp}}\rho L)\beta\Delta T, \end{aligned} \quad (16)$$

а изменение приведенного коэффициента теплопередачи составит

$$\Delta k' \cong \lambda_m\beta - 2\sigma T^3\chi_{\text{sp}}\rho\beta L = (\lambda_m - 2\sigma T^3\chi_{\text{sp}}\rho L)\beta. \quad (17)$$

Видно, что разность температур и концентрация  $\beta$ , как и должно быть при используемом линейном приближении, остаются множителями за скобками в выражениях выше. Подставляя в (16) найденные ранее величины, используя вместо  $\lambda_m$  теплопроводность воздуха, находим, что численный коэффициент перед толщиной  $L$  (см) превышает первый член скобки на 4.5 порядка.

Это означает, что изменение эффективного теплопереноса определяется эффектом уменьшения переноса тепла излучением. Величина  $L$  в (17) — толщина слоя — конструкционный параметр, должна выбираться из требований к теплоизолятору. Ранее в работе для примера была дана оценка толщины слоя, обеспечивающего ослабление потока теплового излучения в  $10 \sim e^2$  раза. Для концентрации  $10^{-2}$  vol.% кластеров в основном материале толщина слоя составила  $60 \mu\text{m}$ .

В целом описанный эффект — преимущество использования графеновых кластеров в качестве наполнителя перед другими возникает из простого геометрического соотношения. При уменьшении толщины кластера то же количество материала обеспечивает большую экранирующую площадь. Теплопроводность при этом растет примерно пропорционально количеству введенных кластеров и в первом приближении не зависит от их толщины. Данные соотношения справедливы при малых концентрациях кластеров — их концентрация должна оставаться существенно ниже порога протекания. При этом следует учитывать, что величина порога протекания зависит от типа частиц-кластеров; она мала для частиц указанного типа ( $10^{-3}$  объема [11]). Тем не менее, как показывают наши оценки, даже при весьма малых концентрациях заметный эффект уменьшения теплового потока реализуется при малых концентрациях введенного рассеивателя и малых толщинах теплоизолятора.

## Выводы

В работе показано, что возможно улучшение теплоизолирующих свойств композитного материала за счет введения частиц дисперсного графенового наполнителя. Эффективность именно этого вида наполнителя существенно выше, чем у других применяемых типов наполнителей. Необходимым условием достижения эффекта является малость теплопроводности исходного материала (матрицы) и малая концентрация вводимых графеновых фрагментов — ниже порога протекания.

Авторы выражают свою благодарность Д.А. Саксееву за микротомографии графеновых кластеров.

Работа выполнена при частичной поддержке программы президиума РАН „Квантовая физика конденсированных сред“.

## Список литературы

- [1] Fricke J., Schwab H. and Heinemann U. // Int. J. of Thermophysics. 2007. Vol. 27. N 4. P. 1123–1139.
- [2] Дж. Кей Т. Таблицы физических и химических постоянных. М.: Физматлит, 1962. 248 с.
- [3] Ельяшевич М.А. Атомная и молекулярная спектроскопия. М.: Физматгиз, 1962. 892 с.
- [4] Fricke J., Ebert H.P., Weinlader H., Wiener M., Geisler M., Vidi S. // Proceedings of 30<sup>th</sup> Thermal Conductivity Conference. 2009. Pittsburg, P. 4.
- [5] Компан М.Е., Москалев Е.В., Теруков Е.И., Крылов Д.С., Саксеев Д.А., Гладких П.В., Рупышев В.Г., Четаев Ю.В. // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. Вып. 13. С. 81.
- [6] Кутателадзе С.С., Боришанский В.М. Справочник по теплопроводности. М.: Гос. энерг. изд-во, 1958. 418 с.
- [7] Ghosh S., Nika D.L., Pokatilov E.P., Balandin A.A. // New Journal of Physics. 2009. Vol. 11. P. 095 012.
- [8] Guo Z., Zhang D., Gong X.-G. // Appl. Phys. Lett. 2009. Vol. 95. P. 163 103.
- [9] Савченко Д.В., Ионов С.Г., Авдеев В.В. // Матер. конф. Rusnanotech'08. Международный форум по нанотехнологиям. М., 2008. Т. 1. С. 379.
- [10] Лыков А.В. Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967.
- [11] Stankovich S., Dikin D.A., Domett G.H.B., Kohlhaas K.M., Zimney E.J., Stach E.A., Piner R.D., Nuyen S.B.T., Ruoff R.S. // Nature. 2006. Vol. 442. P. 282–286.
- [12] Mie G. // Ann. d. Physik. 1908. Vol. 25. P. 377.
- [13] Mie G. // Ann. d. Physik. 1908. Vol. 25. P. 429.
- [14] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 716 с.
- [15] Fenn R., Oser H. // Appl. Optics. 1965. Vol. 4. P. 1504–1509.
- [16] Tanabe T., Nakado Y., Kamijo F. // Publ. Astron. Soc. Japan. 1983. Vol. 35. P. 397–404.
- [17] Blake P., Brimicombe P.D., Nair R.R., Booth T.J., Jiang D., Schedlin F., Ponomarenko L.A., Morozov S.V., Gleeson H.F., Hill E.W., Geim A.K., Novoselov K.S. // Nanoletters. 2008. Vol. 8. N 6. P. 1704–1708.
- [18] Peres N.M.R. // Vacuum. 2009. Vol. 83. P. 1248–1252.
- [19] Дульнев Г.Н., Новиков В.В. Процессы переноса в неоднородных средах. Л.: Энергоатомиздат, 1991. 248 с.
- [20] Дульнев Г.Н., Заричняк Ю.П. Теплопроводность смесей и композитных материалов. Л.: Энергия, 1974. 195 с.