

Микро- и нанoeлектроника. Физика конденсированного состояния
Micro- and nanoelectronics. Condensed matter physics

УДК 536.2

<https://doi.org/10.32362/2500-316X-2025-13-2-46-56>

EDN TNQTWK



НАУЧНАЯ СТАТЬЯ

Распределение напряженности температурного поля на поверхности включений графена в матричном композите

И.В. Лавров[@],
В.В. Бардушкин,
В.Б. Яковлев

Институт нанотехнологий микроэлектроники, Российская академия наук, Москва, 119334 Россия

[@] Автор для переписки, e-mail: iglavr@mail.ru

Резюме

Цели. Цель работы – получить аналитическое выражение для распределения напряженности температурного поля на поверхностях анизотропных включений в форме тонких дисков в матричном композите и применить полученные выражения для прогнозирования величины напряженности температурного поля на поверхности графеновых включений со стороны матрицы.

Методы. Включение в форме тонкого кругового диска является частным предельным случаем эллипсоидального включения. Для получения требуемых аналитических выражений используется ранее полученное авторами более общее выражение для оператора концентрации напряженности электрического поля на поверхности эллипсоидального включения, поскольку задачи нахождения электростатического и температурного поля в стационарном случае математически эквивалентны. Данный оператор связывает напряженность поля на поверхности включения со стороны матрицы со средней напряженностью поля в образце композита, выражение для него получено в обобщенном сингулярном приближении.

Результаты. Получены аналитические выражения для оператора концентрации напряженности температурного поля на поверхности включения в форме тонкого диска из многослойного графена в матричном композите с учетом анизотропии включения в зависимости от положения точки на поверхности включения, от объемной доли включений в материале, от ориентации включения. Рассмотрены два вида распределения ориентаций включений: одинаково ориентированные включения и равномерное распределение ориентаций включений. Проведены модельные расчеты величины напряженности температурного поля в точках ребра включения-диска в зависимости от угла между радиус-вектором данной точки и направлением напряженности приложенного поля.

Выводы. Показано, что в случае графеновых многослойных включений в точках на их ребрах величина напряженности поля может на несколько порядков превышать напряженность приложенного поля.

Ключевые слова: композит, матрица, графен, включение, операторы концентрации напряженности температурного поля, обобщенное сингулярное приближение

• Поступила: 17.07.2024 • Доработана: 06.08.2024 • Принята к опубликованию: 28.01.2025

Для цитирования: Лавров И.В., Бардушкин В.В., Яковлев В.Б. Распределение напряженности температурного поля на поверхности включений графена в матричном композите. *Russian Technological Journal*. 2025;13(2):46–56. <https://doi.org/10.32362/2500-316X-2025-13-2-46-56>, <https://elibrary.ru/TNQTWK>

Прозрачность финансовой деятельности: Авторы не имеют финансовой заинтересованности в представленных материалах или методах.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

RESEARCH ARTICLE

Distribution of temperature field strength on the surface of graphene inclusions in a matrix composite

Igor V. Lavrov[@],
Vladimir V. Bardushkin,
Victor B. Yakovlev

Institute of Nanotechnology of Microelectronics, Russian Academy of Sciences, Moscow, 119334 Russia
[@] Corresponding author, e-mail: iglavr@mail.ru

Abstract

Objectives. The study sets out to obtain an analytical expression for the distribution of the temperature field strength on the surfaces of anisotropic graphene inclusions taking the form of thin disks in the matrix composite and to use the obtained expressions to predict the strength of the temperature field on the surface of inclusions from the matrix side.

Methods. An inclusion taking the form of a thin circular disk represents a special limit case of an ellipsoidal inclusion. To obtain the corresponding analytical expressions, the authors use their previously derived more general expression for the operator of the concentration of the electric field strength on the surface of ellipsoidal inclusion. The approach is justified by the mathematical equivalence of problems of finding the electrostatic and temperature field in the stationary case. The operator relates the field strength on the inclusion surface from the matrix side to the average field strength in the composite sample; the corresponding expression is obtained in a generalized singular approximation.

Results. Analytical expressions were obtained for the operator of the concentration of the temperature field strength on the surface of the inclusion taking the form of a thin disk of multilayer graphene in a matrix composite. The expressions take into account inclusion anisotropy, the position of the point on the inclusion surface, the volume fraction of inclusions in the material, and the inclusion orientation. Two types of inclusion orientation distributions were considered: equally oriented inclusions and uniform distribution of inclusion orientations. Model calculations of the value for the temperature field strength at the points of the inclusion disk edge as a function of the angle between the radius vector of this point and the direction of the applied field strength were carried out.

Conclusions. In the case of graphene multilayer inclusions, it is shown that the field strength at points on their edges can exceed the applied field strength by several orders of magnitude.

Keywords: composite, matrix, graphene, inclusion, operators of temperature field strength concentration, generalized singular approximation

• Submitted: 17.07.2024 • Revised: 06.08.2024 • Accepted: 28.01.2025

For citation: Lavrov I.V., Bardushkin V.V., Yakovlev V.B. Distribution of temperature field strength on the surface of graphene inclusions in a matrix composite. *Russian Technological Journal*. 2025;13(2):46–56. <https://doi.org/10.32362/2500-316X-2025-13-2-46-56>, <https://elibrary.ru/TNQTWK>

Financial disclosure: The authors have no financial or proprietary interest in any material or method mentioned.

The authors declare no conflicts of interest.

ВВЕДЕНИЕ

Графен является перспективным материалом, который обладает исключительными электро-, теплофизическими и механическими свойствами [1–4]. Например, значение коэффициента теплопроводности однослойного графена достигает 5000 Вт/(м·К) [4, 5]. В многослойном графене наблюдается меньшее значение коэффициента теплопроводности, что может быть объяснено увеличением рассеяния фононов вследствие взаимодействия слоев между собой [6]. Однако и в многослойном графене величина теплопроводности в плоскости слоя остается достаточно высокой, что можно использовать при создании композитных материалов для улучшения их теплопроводящих свойств, имеющих наряду с их механическими свойствами большое значение при интенсивных внешних воздействиях различного физического характера. Например, в трибокомпозитах в процессе эксплуатации происходит неравномерный нагрев поверхностных и объемных слоев, который влияет на диффузионные и сегрегационные процессы в материале. В результате этого могут существенно изменяться физико-механические свойства трибокомпозитов [7, 8]. Как один из вариантов уменьшения величины градиента температурного поля при эксплуатации можно рассмотреть использование материалов с повышенными теплопроводящими свойствами. Поэтому графен с его очень высокой теплопроводностью вдоль слоев представляется чрезвычайно перспективным материалом для использования его в качестве малых добавок в композиты с целью увеличения их теплопроводящих характеристик без потери высоких механико-прочностных качеств [9].

Следует заметить, что в неоднородных материалах значительная величина градиента температурного поля может возникать на микроуровне, вблизи границ раздела однородных компонентов, существенно отличающихся по теплопроводящим характеристикам. Это может приводить к изменению свойств частиц компонентов неоднородного материала, к ослаблению связи между включениями и матрицей в композите, что в конечном итоге повлечет ухудшение эксплуатационных характеристик материала. В связи с этим актуальной является задача прогнозирования локальных температурных полей на границе между включениями и связующим (матрицей) в матричном композите.

Существует большое количество работ, посвященных теоретическому или экспериментальному исследованию эффективных теплопроводящих характеристик композитов, из последних можно выделить, например, работы [9–12]. Имеются также работы, посвященные прогнозированию распределения локальных температурных полей в композитах, например, [13]. В то же время практически отсутствуют работы, в которых исследуется распределение температурного поля на границах включений и матрицы.

В работе [14] получены базовые соотношения для оценки распределения напряженности электрического поля на границе включения в матричном композите. В силу математической эквивалентности постановок задач в стационарном случае для распределения электростатического потенциала и температурного поля [15] данные результаты могут быть использованы для решения задачи нахождения распределения напряженности температурного поля на границе включений в матричном композите. В настоящей работе рассматривается матричный композит с полимерной матрицей типа ЭД-20 и графеновыми многослойными включениями в виде тонких чешуек, форма которых аппроксимируется тонкими круговыми дисками. Получены аналитические выражения для оператора концентрации напряженности температурного поля и вектора напряженности температурного поля на поверхности графеновых включений со стороны матрицы в зависимости от расположения точки на поверхности включения. Рассмотрены два случая распределения ориентаций включений в композите: 1) одинаково ориентированные включения; 2) равномерное распределение ориентаций включений в пространстве.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. ОПЕРАТОР КОНЦЕНТРАЦИИ НАПРЯЖЕННОСТИ ПОЛЯ НА ПОВЕРХНОСТИ ВКЛЮЧЕНИЯ В МАТРИЧНОМ КОМПОЗИТЕ

Рассмотрим образец объемом V статистически однородного матричного композита с эллипсоидальными включениями одного типа. Матрица (matrix) – изотропная с теплопроводностью k^m , включения (particles) – анизотропные с тензором теплопроводности $\mathbf{k}^p$, объемная доля включений равна f . Предполагается, что форма всех включений одинаковая, а главные оси тензоров теплопроводности совпадают с осями

соответствующих эллипсоидов. Также будем считать, что все включения случайным образом распределены по объему образца, а их ориентации распределены по некоторому вероятностному закону. Предполагается также отсутствие внутренних источников тепла в материале.

Температурное поле в образце в настоящей работе обозначается $T(\mathbf{r}, t)$, где $\mathbf{r}$ – радиус-вектор точки пространства, t – время, как в классических монографиях по теории теплопроводности, например, в [16, 17]. Что касается напряженности температурного поля, то в ряде работ это понятие, обозначающее векторную величину, противоположную градиенту температурного поля, не вводится, т.е. в математических формулировках используется непосредственно градиент температурного поля (в частности, в работах [16–18]). В то же время во многих работах, посвященных теплофизическим свойствам неоднородных сред, для удобства вводится специальное обозначение для вектора напряженности температурного поля: $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = -\nabla T(\mathbf{r}, t)$ (например, в работах [9, 19, 20]).

Пусть к границе S данного образца приложено постоянное во времени однородное температурное поле $T_0(\mathbf{r})$ с напряженностью $\mathbf{H}_0 = \text{const}$ (однородное температурное поле, по аналогии с однородным электростатическим, – это поле с постоянной напряженностью). Тогда в образце установится некоторое стационарное температурное поле $T(\mathbf{r})$ с напряженностью $\mathbf{H}(\mathbf{r})$. Ставится задача найти распределение напряженности температурного поля на границе S_p произвольного включения со стороны матрицы в данном образце композита.

В работе [14] рассмотрена аналогичная задача для нахождения распределения электрического поля на границе включения в композите. Пользуясь полной математической аналогией задач нахождения электростатического и температурного полей в стационарном случае, выражение для напряженности температурного поля в точке $\mathbf{r}$ поверхности S_p эллипсоидального включения со стороны матрицы можно записать в виде:

$$\mathbf{H}^m(\mathbf{r}) = \mathbf{K}^H(\mathbf{r})\langle \mathbf{H} \rangle, \quad \mathbf{r} \in S_p, \quad (1)$$

где $\langle \mathbf{H} \rangle$ – средняя напряженность температурного поля в образце, которая при данных граничных условиях задачи равна напряженности приложенного поля [21]: $\langle \mathbf{H} \rangle = \mathbf{H}_0$; $\mathbf{K}^H(\mathbf{r})$ – полный оператор концентрации напряженности температурного поля на поверхности включения со стороны матрицы.

В свою очередь, $\mathbf{K}^H(\mathbf{r})$ можно представить в следующей форме [14]:

$$\mathbf{K}^H(\mathbf{r}) = \mathbf{K}^{sH}(\mathbf{r})\mathbf{K}^{vH}, \quad \mathbf{r} \in S_p, \quad (2)$$

где $\mathbf{K}^{sH}(\mathbf{r})$ – оператор поверхностной концентрации поля, связывающий напряженность поля в данной точке поверхности включения со стороны матрицы и среднюю напряженность поля в матрице, $\mathbf{K}^{vH}$ – оператор объемной концентрации поля, связывающий среднюю напряженность поля в матрице и среднюю напряженность поля в образце. Данные операторы в обобщенном приближении Максвелла – Гарнетта имеют вид [14]:

$$\mathbf{K}^{sH}(\mathbf{r}) = (\mathbf{I} + \mathbf{A}(\mathbf{r})(\mathbf{k}^p - \mathbf{k}^m \mathbf{I})) \times \\ \times [\mathbf{I} - \mathbf{g}(\mathbf{k}^p - \mathbf{k}^m \mathbf{I})]^{-1}, \quad \mathbf{r} \in S_p, \quad (3)$$

$$\mathbf{K}^{vH} = [(1-f)\mathbf{I} + f\langle (\mathbf{I} - \mathbf{g}(\mathbf{k}^p - \mathbf{k}^m \mathbf{I}))^{-1} \rangle]^{-1}, \quad (4)$$

где $\mathbf{I}$ – единичный тензор 2-го ранга; $\mathbf{A}(\mathbf{r})$ – тензор 2-го ранга, определяющийся выражением

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{\mathbf{n}(\mathbf{r}) \otimes \mathbf{n}(\mathbf{r})}{\mathbf{n}(\mathbf{r}) \cdot (\mathbf{k}^m \mathbf{n}(\mathbf{r}))}, \quad \mathbf{r} \in S_p,$$

$\mathbf{n}(\mathbf{r})$ – внешняя единичная нормаль к поверхности S_p в точке $\mathbf{r}$; $\mathbf{k}^m$ – тензор теплопроводности матрицы. Поскольку матрица изотропная, т.е. $\mathbf{k}^m = k^m \mathbf{I}$, то последнее выражение можно переписать в более простом виде:

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{1}{k^m} (\mathbf{n}(\mathbf{r}) \otimes \mathbf{n}(\mathbf{r})). \quad (5)$$

Усреднение в (4) проводится по всем включениям, погруженным в матрицу. Также в выражениях (3), (4) используется тензор 2-го ранга $\mathbf{g}$, связанный с данным включением и применяющийся в обобщенном сингулярном приближении [22]. Компоненты тензора $\mathbf{g}$ в системе координат, связанной с осями эллипсоидального включения, вычисляются по формуле [23]:

$$g_{ij} = -\frac{1}{4\pi} \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} \frac{n_i n_j}{n_\alpha k_{\alpha\beta}^m n_\beta} \sin \vartheta d\vartheta d\varphi, \quad i, j = 1, 2, 3, \quad (6)$$

где компоненты нормали n_i ($i = 1, 2, 3$) к поверхности включения выражаются через сферические углы ϑ, φ ; α, β – номера компонент у векторных и тензорных величин. Поскольку в случае изотропной матрицы $k_{\alpha\beta}^m = k^m \delta_{\alpha\beta}$ ($\delta_{\alpha\beta}$ – символ Кронекера), выражение (6) можно переписать в виде:

$$g_{ij} = -\frac{1}{4\pi k^m} \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} n_i n_j \sin \vartheta d\vartheta d\varphi, \quad i, j = 1, 2, 3. \quad (7)$$

ЧАСТНЫЙ СЛУЧАЙ АНИЗОТРОПНЫХ ВКЛЮЧЕНИЙ В ФОРМЕ ТОНКИХ КРУГОВЫХ ДИСКОВ

Пусть включения в матричном композите – анизотропные в форме круговых дисков радиусом a . Рассмотрим конкретное включение, занимающее область V_p с поверхностью S_p . Пусть плоскость данного диска образует угол α с направлением вектора напряженности приложенного поля $\mathbf{H}_0$. Введем систему координат $\xi\eta\zeta$, связанную с данным включением, следующим образом. Начало координат O возьмем в центре диска; если $\alpha > 0$, направим ось ξ вдоль проекции вектора $\mathbf{H}_0$ на плоскость диска, ось ζ – вдоль проекции $\mathbf{H}_0$ на ось вращения диска, ось η – перпендикулярно осям ξ и ζ так, чтобы система координат $\xi\eta\zeta$ была правой. Если $\alpha = 0$, т.е. вектор $\mathbf{H}_0$ лежит в плоскости диска, направим ось ξ вдоль $\mathbf{H}_0$, ось η направим в плоскости диска перпендикулярно оси ξ , а ось ζ направим перпендикулярно плоскости диска, чтобы система $\xi\eta\zeta$ была правой. Рассмотрим две точки на поверхности S_p данного диска: точку M на боковой поверхности диска и точку Q на верхней грани диска. Пусть радиус-вектор точки M составляет угол θ с осью ξ , тогда для внешней единичной нормали к поверхности S_p в точке M имеем: $\mathbf{n}(M) = (\cos\theta \sin\theta \ 0)^T$. Для нормали в точке Q : $\mathbf{n}(Q) = (0 \ 0 \ 1)^T$. Тогда для тензора $\mathbf{A}(\mathbf{r})$ в этих точках в системе $\xi\eta\zeta$ получим по формуле (5):

$$\mathbf{A}(M) = \frac{1}{k^m} \begin{pmatrix} \cos^2 \theta & \cos \theta \sin \theta & 0 \\ \cos \theta \sin \theta & \sin^2 \theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (8)$$

$$\mathbf{A}(Q) = \frac{1}{k^m} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (9)$$

Для тензора $\mathbf{g}$ включения в форме диска по формуле (7) найдем:

$$\mathbf{g} = -\frac{1}{k^m} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (10)$$

Для включения из многослойного графена тензор теплопроводности в системе $\xi\eta\zeta$ имеет вид:

$$\mathbf{k}^p = \begin{pmatrix} k_{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & k_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & k_{\parallel} \end{pmatrix}, \quad (11)$$

где $k_{\perp}$ и $k_{\parallel}$ – главные компоненты теплопроводности вдоль и поперек слоев графена соответственно.

Для удобства введем тензор 2-го ранга λ , связанный с конкретным включением, по формуле:

$$\lambda = [\mathbf{I} - \mathbf{g}(\mathbf{k}^p - k^m \mathbf{I})]^{-1}. \quad (12)$$

С учетом (10), (11) получим его вид в системе $\xi\eta\zeta$:

$$\lambda' = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & k^m/k_{\parallel} \end{pmatrix}. \quad (13)$$

Тогда выражение для полного оператора концентрации напряженности температурного поля на поверхности включения с учетом формул (2)–(4), (12) примет вид:

$$\mathbf{K}^H(\mathbf{r}) = (\mathbf{I} + \mathbf{A}(\mathbf{r})(\mathbf{k}^p - k^m \mathbf{I})) \lambda \times \\ \times [(1-f)\mathbf{I} + f \langle \lambda \rangle]^{-1}, \quad \mathbf{r} \in S_p, \quad (14)$$

где вид тензора $\mathbf{A}(\mathbf{r})$ зависит от точки на поверхности включения: для точки M на ребре диска он имеет вид (8), для точки Q на грани диска – вид (9). Усреднение в (14) проводится по всем включениям, погруженным в матрицу. Поскольку все включения предполагаются одинаковыми, то данное усреднение проводится по всем ориентациям включений в системе координат $x\eta z$, связанной с текстурой образца композита.

Рассмотрим два случая распределения ориентаций включений в композите: 1) одинаково ориентированные включения; 2) равномерное распределение ориентаций включений. В первом случае композит получится анизотропный, ориентации всех систем $\xi\eta\zeta$, связанных с включениями, одинаковы, поэтому в качестве системы координат $x\eta z$ удобно взять систему с такой же ориентацией. Тогда $\langle \lambda \rangle = \lambda'$, и для $\mathbf{K}^H(\mathbf{r})$ получим:

$$\mathbf{K}^H(\mathbf{r}) = (\mathbf{I} + \mathbf{A}(\mathbf{r})(\mathbf{k}^p - k^m \mathbf{I})) \lambda' \times \\ \times [(1-f)\mathbf{I} + f \lambda']^{-1}, \quad \mathbf{r} \in S_p.$$

Учитывая вид λ' (13), найдем:

$$\mathbf{K}^H(\mathbf{r}) = (\mathbf{I} + \mathbf{A}(\mathbf{r})(\mathbf{k}^p - k^m \mathbf{I})) \times \\ \times \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{k^m}{(1-f)k_{\parallel} + f k^m} \end{pmatrix}. \quad (15)$$

В случае равномерного распределения ориентаций включений [24]

$$\langle \lambda \rangle = \frac{1}{3}(\lambda'_{11} + \lambda'_{22} + \lambda'_{33})\mathbf{I},$$

где $\lambda'_{11}, \lambda'_{22}, \lambda'_{33}$ – главные компоненты тензора λ , т.е. в данном случае с учетом (13) имеем:

$$\langle \lambda \rangle = \frac{1}{3} \left(2 + \frac{k^m}{k_{\parallel}} \right) \mathbf{I},$$

$$[(1-f)\mathbf{I} + f\langle \lambda \rangle]^{-1} = \frac{3k_{\parallel}}{3k_{\parallel} - f(k_{\parallel} - k^m)} \mathbf{I},$$

и для оператора $\mathbf{K}^H(\mathbf{r})$ получим:

$$\begin{aligned} \mathbf{K}^H(\mathbf{r}) = & (\mathbf{I} + \mathbf{A}(\mathbf{r})(\mathbf{k}^p - k^m\mathbf{I}))\lambda' \times \\ & \times \frac{3k_{\parallel}}{3k_{\parallel} - f(k_{\parallel} - k^m)}, \quad \mathbf{r} \in S_p. \end{aligned} \quad (16)$$

В обоих случаях распределения ориентаций включений $\mathbf{K}^H(\mathbf{r})$ будет диагональным.

Рассмотрим частный случай, когда точка M на ребре диска лежит на оси ξ , т.е. при $\theta = 0$. В этом случае

$$\mathbf{A}(M) = \frac{1}{k^m} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (17)$$

Тогда для диагональных компонент оператора $\mathbf{K}^H(\mathbf{r})$ в случае одинаковой ориентации включений из (15) с учетом (11) будем иметь:

$$\begin{aligned} K_{11}^H(M(0)) &= \frac{k_{\perp}}{k^m}, \quad K_{22}^H(M(0)) = 1, \\ K_{33}^H(M(0)) &= \frac{k^m}{(1-f)k_{\parallel} + fk^m}. \end{aligned} \quad (18)$$

В случае равномерного распределения ориентаций включений из (16), (17), (11) получим:

$$\begin{aligned} K_{11}^H(M(0)) &= \frac{3k_{\perp}k_{\parallel}}{k^m(3k_{\parallel} - f(k_{\parallel} - k^m))}, \\ K_{22}^H(M(0)) &= \frac{3k_{\parallel}}{3k_{\parallel} - f(k_{\parallel} - k^m)}, \\ K_{33}^H(M(0)) &= \frac{3k^m}{3k_{\parallel} - f(k_{\parallel} - k^m)}. \end{aligned} \quad (19)$$

Если для графеновых многослойных включений теплопроводность считать приблизительно равной теплопроводности графита высокого качества, то в данном случае имеем следующие значения компонент теплопроводности (Вт/(м·К)): $k_{\perp} = 2000$, $k_{\parallel} = 5.7$ [25], для эпоксидной матрицы вида ЭД-20 $k^m = 0.2$ [26]. Тогда по формуле (18) получим для случая одинаково ориентированных включений $K_{11}^H(M(0)) = 10^4$, т.е. компонента H_1 напряженности температурного поля в точке M границы включения со стороны матрицы в 10^4 раз превышает соответствующую компоненту приложенного поля.

Получим теперь выражения для $\mathbf{K}^H(\mathbf{r})$ в точке Q на грани включения. Подставляя (9) в (15), получим для диагональных компонент оператора $\mathbf{K}^H(Q)$ при одинаково ориентированных включениях:

$$\begin{aligned} K_{11}^H(Q) &= 1, \quad K_{22}^H(Q) = 1, \\ K_{33}^H(Q) &= \frac{k_{\parallel}}{(1-f)k_{\parallel} + fk^m}. \end{aligned} \quad (20)$$

Для случая равномерного распределения ориентаций включений:

$$K_{11}^H(Q) = K_{22}^H(Q) = K_{33}^H(Q) = \frac{3k_{\parallel}}{3k_{\parallel} - f(k_{\parallel} - k^m)}. \quad (21)$$

Как видно из формул (20) и (21), напряженность поля в точке Q на грани включения имеет такой же порядок величины, как и напряженность приложенного поля.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ И ОБСУЖДЕНИЕ

На основе полученных выражений для полного оператора концентрации напряженности температурного поля были проведены модельные расчеты для композита с матрицей вида ЭД-20 и многослойными графеновыми включениями в форме тонкого кругового диска. Вычислялись отношения компонент и модуля напряженности температурного поля в точке M на ребре включения-диска к модулю напряженности приложенного поля в зависимости от угла θ между радиус-вектором данной точки и осью ξ при различных объемных долях включений, при различных величинах угла α между напряженностью приложенного поля и плоскостью включения. Некоторые результаты представлены на рис. 1–3. Во всех случаях распределение ориентаций включений считалось равномерным.

На рис. 1 представлены зависимости отношения H_i/H_0 компонент напряженности температурного

поля в точках M на ребре графенового включения к напряженности приложенного поля от угла между радиус-вектором к точке M и напряженностью $\mathbf{H}_0$ приложенного поля для случая, когда $\mathbf{H}_0$ лежит в плоскости включения. Анализ данных зависимостей показывает, что при фиксированной величине напряженности приложенного поля значения компонент H_1 и H_2 в точках на краю дисков со стороны матрицы существенно зависят от угла θ между радиус-вектором данной точки и вектором напряженности приложенного поля, но в подавляющем большинстве таких точек величина соответствующей компоненты напряженности имеет очень большую величину по сравнению с приложенным полем. В то же время компонента H_3 имеет несущественную, близкую к нулю величину.

На рис. 2. приведены аналогичные зависимости отношения $H(M)/H_0$ абсолютной величины напряженности температурного поля к напряженности приложенного поля, из которых видно, что модуль напряженности поля в точках края диска в диапазонах $\theta \in [0^\circ; 84^\circ]$ и $\theta \in [96^\circ; 180^\circ]$ имеет величину, более чем в 10^3 раз превышающую напряженность приложенного поля. С увеличением объемной доли включений в композите при равномерном распределении их ориентаций абсолютные величины компонент и модуль напряженности поля в точках на краю дисков немного увеличиваются. При этом изменение объемной доли включений никак не сказывается на величинах компонент H_1 и H_2 при одинаковой ориентации включений в композите. Это непосредственно следует из формул (18).

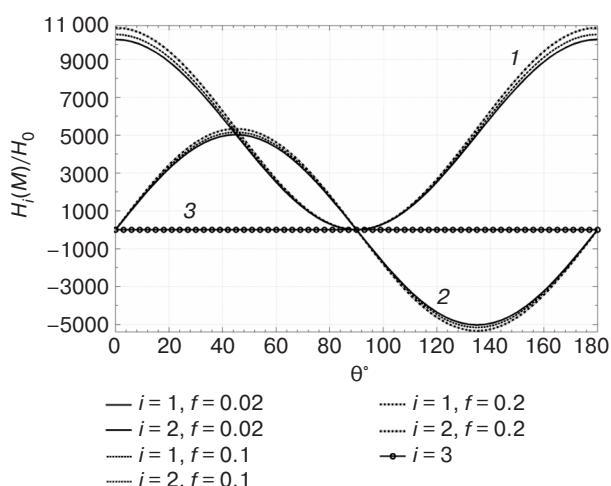


Рис. 1. Зависимости отношения H_i/M_0 от угла между радиус-вектором к точке M и напряженностью $\mathbf{H}_0$ приложенного поля при различных объемных долях включений. Номера компонент указаны вблизи соответствующих кривых

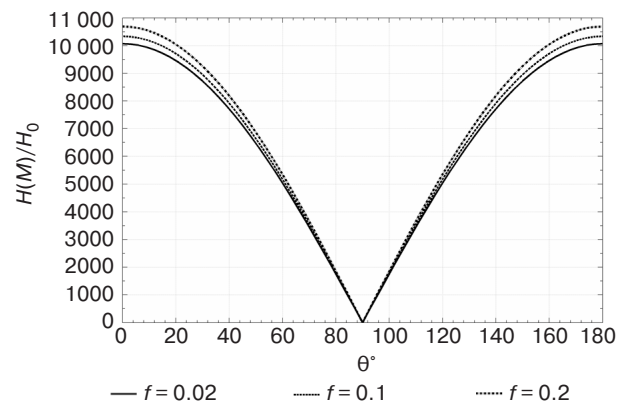


Рис. 2. Зависимости отношения $H(M)/H_0$ от угла между радиус-вектором к точке M и вектором напряженности $\mathbf{H}_0$ приложенного поля при различных объемных долях включений

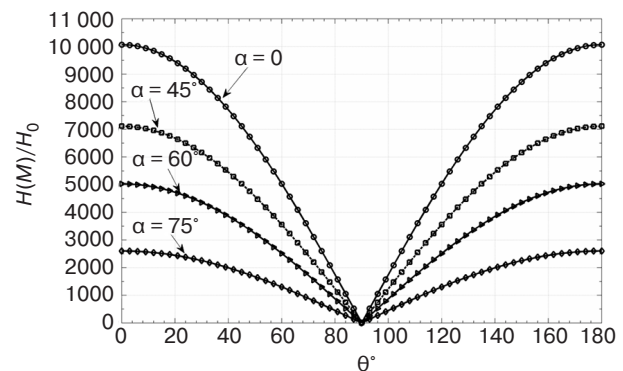


Рис. 3. Зависимости отношения $H(M)/H_0$ от угла θ между радиус-вектором к точке M и проекцией вектора $\mathbf{H}_0$ на плоскость диска при различных величинах угла α между вектором $\mathbf{H}_0$ и плоскостью включений. Объемная доля включений $f = 0.02$

В общем случае плоскости дисков-включений ориентированы различным образом по отношению к направлению вектора $\mathbf{H}_0$ напряженности приложенного поля. На рис. 3 приведены зависимости отношения $H(M)/H_0$ от угла θ между радиус-вектором точки M и проекцией вектора $\mathbf{H}_0$ на плоскость диска при различных величинах угла α между вектором $\mathbf{H}_0$ и плоскостью включений. Данные зависимости показывают, что увеличение угла между плоскостью диска и $\mathbf{H}_0$ приводит к уменьшению величины напряженности поля в точках на ребре диска, но при этом все равно данная величина имеет значения, намного превосходящие H_0 . Так, например, при величине угла $\alpha = 75^\circ$ отношение напряженностей поля на поверхности и приложенного поля превышает 10^3 для точек в диапазонах $\theta \in [0^\circ; 66^\circ]$ и $\theta \in [114^\circ; 180^\circ]$.

Из полученных результатов можно сделать вывод о том, что вследствие значительных величин напряженности температурного поля в областях вблизи краев графеновых дисков физические

характеристики связующего могут претерпевать существенные изменения из-за интенсификации диффузионных и сегрегационных процессов, протекающих в них. При малых объемных долях графеновых включений эти изменения несущественно влияют на макроскопические свойства композиционного материала. Однако при увеличении объемной доли включений доля областей связующего материала, в которых происходят указанные изменения, также увеличивается, что в итоге может приводить к значительному ухудшению эксплуатационных характеристик материала, что согласуется, в частности, с результатами, полученными в [27].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основным результатом настоящей работы являются выражения (15), (16) для операторов концентрации напряженности температурного поля на поверхности анизотропных включений в форме диска в матричном композите, которые позволяют прогнозировать значения данных величин в любой точке поверхности данных включений в зависимости от внешнего приложенного поля, от объемных долей и материальных характеристик компонентов композита, от ориентации

включения по отношению к направлению напряженности приложенного поля. Проведены модельные расчеты для случая графеновых многослойных включений. Показано, что в точках поверхности на ребрах графеновых включений напряженность температурного поля может на несколько порядков превышать напряженность приложенного поля.

Вклад авторов

И.В. Лавров – литературный обзор, вывод расчетных формул, написание компьютерных программ, проведение модельных расчетов, построение графиков, обсуждение результатов.

В.В. Бардушкин – проверка математической корректности вывода расчетных формул, корректура текста статьи, обсуждение результатов.

В.Б. Яковлев – постановка задачи, идея вывода расчетных соотношений, обсуждение результатов.

Authors' contributions

I.V. Lavrov – literature review, deducing the calculation formulas, writing the computer programs, model calculations, plotting, discussion of the results.

V.V. Bardushkin – checking the mathematical correctness of deducing the calculation formulas, proofreading the text of the article, discussion of the results.

V.B. Yakovlev – problem statement, the idea of deducing the calculation formulas, discussion of the results.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Novoselov K.S., Geim A.K., Morozov S.V., Jiang D., Zhang Y., Dubonos S.V., Grigorieva I.V., Firsov A.A. Electric field effect in atomically thin carbon films. *Science*. 2004;306(5696):666–669. <https://doi.org/10.1126/science.1102896>
2. Новоселов К.С. Графен: материалы Флатландии. *Успехи физических наук (УФН)*. 2011;81(12):1299–1311. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0181.201112f.1299>
3. Bunch J.S., Van der Zande A.M., Verbridge S.S., Frank I.W., Tanenbaum D.M., Parpia J.M., Craighead H.G., McEuen P.L. Electromechanical resonators from graphene sheets. *Science*. 2007;315(5811):490–493. <https://doi.org/10.1126/science.1136836>
4. Yan Zh., Nika D.L., Balandin A.A. Thermal properties of graphene and few-layer graphene: applications in electronics. *IET Circuits, Devices & Systems*. 2015;9(1):4–12. <https://doi.org/10.1049/iet-cds.2014.0093>
5. Ткачев С.В., Буслаева Е.Ю., Губин С.П. Графен – новый углеродный наноматериал. *Неорганические материалы*. 2011;47(1):5–14.
6. Елецкий А.В., Искандарова И.М., Книжник А.А., Красиков Д.Н. Графен: методы получения и теплофизические свойства. *Успехи физических наук (УФН)*. 2011;181(3):233–268.
7. Колесников В.И. *Теплофизические процессы в металлополимерных трибосистемах*. М.: Наука; 2003. 279 с. ISBN 5-02-002843-6
8. Колесников В.И., Козаков А.Т., Сидашов А.В., Кравченко В.Н., Сычев А.П. Диффузионные и сегрегационные процессы в металлополимерной трибосистеме. *Трение и износ*. 2006;27(4):361–365.
9. Лавров И.В., Бардушкин В.В., Яковлев В.Б. Прогнозирование эффективной теплопроводности композитов с графеновыми включениями. *Тепловые процессы в технике*. 2023;15(7):299–308.
10. Zarubin V.S., Zimin V.N., Kuvyrkin G.N., Savelyeva I.Y., Novozhilova O.V. Two-sided estimate of effective thermal conductivity coefficients of a textured composite with anisotropic ellipsoidal inclusions. *Z. Angew. Math. Phys. (ZAMP)*. 2023;74(4):139. <https://doi.org/10.1007/s00033-023-02039-0>
11. Bonfoh N., Dinartz F., Sabar H. New exact multi-coated ellipsoidal inclusion model for anisotropic thermal conductivity of composite materials. *Appl. Math. Modell.* 2020;87(12):584–605. <https://doi.org/10.1016/j.apm.2020.06.005>
12. Шалыгина Т.А., Мележик А.В., Ткачев А.Г., Воронина С.Ю., Ворончихин В.Д., Власов А.Ю. Синергический эффект гибридного наполнителя на основе графеновых нанопластин и многостенных нанотрубок для повышения теплопроводности эпоксидного композита. *Письма в ЖТФ*. 2021;47(7):3–6. <https://doi.org/10.21883/PJTF.2021.07.50789.18609>

13. Колесников В.И., Лавров И.В., Бардушкин В.В., Сычев А.П., Яковлев В.Б. Метод оценки распределений локальных температурных полей в многокомпонентных композитах. *Наука Юга России*. 2017;13(2):13–20. <https://doi.org/10.23885/2500-0640-2017-13-2-13-20>
14. Колесников В.И., Яковлев В.Б., Лавров И.В., Сычев А.П., Бардушкин В.В. Распределение электрических полей на поверхности включений в матричном композите. *Доклады Российской академии наук. Физика, технические науки*. 2023;513(1):34–40. <https://doi.org/10.31857/S2686740023060093>, <https://elibrary.ru/htskme>
15. Milton G. *The Theory of Composites*. Cambridge: Cambridge University Press; 2004. 719 p.
16. Лыков А.В. *Теория теплопроводности*. М.: Высшая школа; 1967. 600 с.
17. Карташов Э.М., Кудинов В.А. *Аналитические методы теории теплопроводности и ее приложений*. М.: ЛЕНАНД; 2018. 1072 с. ISBN 978-5-9710-4994-4
18. Карташов Э.М. Новый энергетический эффект в областях нецилиндрического типа с термоизолированной движущейся границей. *Russian Technological Journal*. 2023;11(5):106–117. <https://doi.org/10.32362/2500-316X-2023-11-5-106-117>
19. Benveniste Y., Miloh T. The effective conductivity of composites with imperfect thermal contact at constituent interfaces. *Int. J. Eng. Sci.* 1986;24(9):1537–1552. [https://doi.org/10.1016/0020-7225\(86\)90162-X](https://doi.org/10.1016/0020-7225(86)90162-X)
20. Benveniste Y. On the effective thermal conductivity of multiphase composites. *Z. Angew. Math. Phys. (ZAMP)*. 1986;37:696–713. <https://doi.org/10.1007/BF00947917>
21. Stroud D. Generalized effective-medium approach to the conductivity of an inhomogeneous material. *Phys. Rev. B*. 1975;12(8):3368–3373. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.12.3368>
22. Шермергор Т.Д. *Теория упругости микроненормодных сред*. М.: Наука; 1977. 399 с.
23. Колесников В.И., Яковлев В.Б., Бардушкин В.В., Лавров И.В., Сычев А.П., Яковлева Е.Н. О методе анализа распределений локальных электрических полей в композиционном материале. *Доклады академии наук (ДАН)*. 2016;467(3):275–279. <https://doi.org/10.7868/S0869565216090097>
24. Лавров И.В. Диэлектрическая проницаемость композиционных материалов с текстурой: эллипсоидальные анизотропные кристаллиты. *Экологический вестник научных центров Черноморского экономического сотрудничества*. 2009;1:52–58.
25. Григорьев И.С., Мейлихов Е.З. *Физические величины: справочник*. М.: Энергоатомиздат; 1991. 1232 с.
26. Ли Х., Невилл К. *Справочное руководство по эпоксидным смолам*: пер. с англ. М.: Энергия; 1973. 415 с.
27. Шейнерман А.Г., Красницкий С.А. Моделирование влияния агломерации графена на механические свойства керамических композитов с графеном. *Письма в ЖТФ*. 2021;47(17):37–40. <https://doi.org/10.21883/PJTF.2021.17.51385.18844>

REFERENCES

1. Novoselov K.S., Geim A.K., Morozov S.V., Jiang D., Zhang Y., Dubonos S.V., Grigorieva I.V., Firsov A.A. Electric field effect in atomically thin carbon films. *Science*. 2004;306(5696):666–669. <https://doi.org/10.1126/science.1102896>
2. Novoselov K.S. Graphene: Materials in the Flatland. *Uspekhi Fizicheskikh Nauk*. 2011;181(12):1299–1311 (in Russ.). <https://doi.org/10.3367/UFNr.0181.201112f.1299>
3. Bunch J.S., Van der Zande A.M., Verbridge S.S., Frank I.W., Tanenbaum D.M., Parpia J.M., Craighead H.G., McEuen P.L. Electromechanical resonators from graphene sheets. *Science*. 2007;315(5811):490–493. <https://doi.org/10.1126/science.1136836>
4. Yan Zh., Nika D.L., Balandin A.A. Thermal properties of graphene and few-layer graphene: applications in electronics. *IET Circuits, Devices & Systems*. 2015;9(1):4–12. <https://doi.org/10.1049/iet-cds.2014.0093>
5. Tkachev S.V., Buslaeva E.Y., Gubin S.P. Graphene: a novel carbon nanomaterial. *Neorg. Mater.* 2011;47(1):1–10. <https://doi.org/10.1134/S0020168511010134>
[Original Russian Text: Tkachev S.V., Buslaeva E.Y., Gubin S.P. Graphene: a novel carbon nanomaterial. *Neorganicheskie materialy*. 2011;47(1):5–14 (in Russ.).]
6. Eletsii A.V., Iskandarova I.M., Knizhnik A.A., Krasikov D.N. Graphene: fabrication methods and thermophysical properties. *Phys.-Usp.* 2011;54(3):227–258. <https://doi.org/10.3367/UFNe.0181.201103a.0233>
[Original Russian Text: Eletsii A.V., Iskandarova I.M., Knizhnik A.A., Krasikov D.N. Graphene: fabrication methods and thermophysical properties. *Uspekhi Fizicheskikh Nauk*. 2011;181(3):233–268 (in Russ.).]
7. Kolesnikov V.I. *Teplofizicheskie protsessy v metallopolymernykh tribosistemakh (Thermophysical Processes in Metal-Polymeric Tribosystems)*. Moscow: Nauka, 2003. 279 p. (in Russ.). ISBN 5-02-002843-6
8. Kolesnikov V.I., Kozakov A.T., Sidashov A.V., Kravchenko V.N., Sychev A.P. Diffusion and segregation processes in metal-polymer tribosystem. *Trenie i iznos = Friction and Wear*. 2006;27(4):361–365 (in Russ.).
9. Lavrov I.V., Bardushkin V.V., Yakovlev V.B. Prediction of the effective thermal conductivity of composites with graphene inclusions. *Teplovye protsessy v tekhnike = Thermal Processes in Engineering*. 2023;15(7):299–308 (in Russ.).
10. Zarubin V.S., Zimin V.N., Kuvyrkin G.N., Savelyeva I.Y., Novozhilova O.V. Two-sided estimate of effective thermal conductivity coefficients of a textured composite with anisotropic ellipsoidal inclusions. *Z. Angew. Math. Phys. (ZAMP)*. 2023;74(4):139. <https://doi.org/10.1007/s00033-023-02039-0>
11. Bonfoh N., Dinart F., Sabar H. New exact multi-coated ellipsoidal inclusion model for anisotropic thermal conductivity of composite materials. *Appl. Math. Modell.* 2020;87(12):584–605. <https://doi.org/10.1016/j.apm.2020.06.005>

12. Shalygina T.A., Melezhik A.V., Tkachev A.G., et al. The Synergistic Effect of a Hybrid Filler Based on Graphene Nanoplates and Multiwalled Nanotubes for Increasing the Thermal Conductivity of an Epoxy Composite. *Tech. Phys. Lett.* 2021;47(7):364–367. <https://doi.org/10.1134/S1063785021040143>
[Original Russian Text: Shalygina T.A., Melezhik A.V., Tkachev A.G., Voronina S.Yu., Voronchikhin V.D., Vlasov A.Yu. The Synergistic Effect of a Hybrid Filler Based on Graphene Nanoplates and Multiwalled Nanotubes for Increasing the Thermal Conductivity of an Epoxy Composite. *Pis'ma v Zhurnal tekhnicheskoi fiziki.* 2021;47(7):3–5 (in Russ.). <https://doi.org/10.21883/PJTF.2021.07.50789.18609>]
13. Kolesnikov V.I., Lavrov I.V., Bardushkin V.V., Sychev A.P., Yakovlev V.B. A method of the estimation of the local thermal fields' distribution in multicomponent composites. *Nauka Yuga Rossii = Science in the South Russia.* 2017;13(2):13–20 (in Russ.). <https://doi.org/10.23885/2500-0640-2017-13-2-13-20>
14. Kolesnikov V.I., Yakovlev V.B., Lavrov I.V., et al. Distribution of Electric Fields on the Surface of Inclusions in a Matrix Composite. *Dokl. Phys.* 2023;68(11):370–375. <https://doi.org/10.1134/S1028335823110058>
[Original Russian Text: Kolesnikov V.I., Yakovlev V.B., Lavrov I.V., Sychev A.P., Bardushkin V.V. Distribution of Electric Fields on the Surface of Inclusions in a Matrix Composite. *Doklady Rossiiskoi akademii nauk. Fizika, tekhnicheskie nauki.* 2023;513(1):34–40 (in Russ.). <https://doi.org/10.31857/S2686740023060093>]
15. Milton G. *The Theory of Composites*. Cambridge: Cambridge University Press; 2004. 719 p.
16. Lykov A.V. *Teoriya teploprovodnosti (Theory of Thermal Conductivity)*. Moscow: Vysshaya shkola; 1967. 600 p. (in Russ.).
17. Kartashov E.M., Kudinov V.A. *Analiticheskie metody teorii teploprovodnosti i ee prilozhenii (Analytical Methods of the Theory of Thermal Conductance and its Applications)*. Moscow: Lenand; 2018. 1072 p. (in Russ.). ISBN 978-5-9710-4994-4
18. Kartashov E.M. New energy effect in non-cylindrical domains with a thermally insulated moving boundary. *Russian Technological Journal.* 2023;11(5):106–117 (in Russ.). <https://doi.org/10.32362/2500-316X-2023-11-5-106-117>
19. Benveniste Y., Miloh T. The effective conductivity of composites with imperfect thermal contact at constituent interfaces. *Int. J. Eng. Sci.* 1986;24(9):1537–1552. [https://doi.org/10.1016/0020-7225\(86\)90162-X](https://doi.org/10.1016/0020-7225(86)90162-X)
20. Benveniste Y. On the effective thermal conductivity of multiphase composites. *Z. Angew. Math. Phys. (ZAMP).* 1986;37: 696–713. <https://doi.org/10.1007/BF00947917>
21. Stroud D. Generalized effective-medium approach to the conductivity of an inhomogeneous material. *Phys. Rev. B.* 1975;12(8):3368–3373. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.12.3368>
22. Shermergor T.D. *Teoriya uprugosti mikroneodnorodnykh sred (Micromechanics of Inhomogeneous Medium)*. Moscow: Nauka; 1977. 399 p. (in Russ.).
23. Kolesnikov V.I., Yakovlev V.B., Bardushkin V.V., Lavrov I.V., Sychev A.P., Yakovleva E.N. A Method of Analysis of Distributions of Local Electric Fields in Composites. *Dokl. Phys.* 2016;61(3):124–128. <https://doi.org/10.1134/S1028335816030101>
[Original Russian Text: Kolesnikov V.I., Yakovlev V.B., Bardushkin V.V., Lavrov I.V., Sychev A.P., Yakovleva E.N. A Method of Analysis of Distributions of Local Electric Fields in Composites. *Doklady akademii nauk.* 2016;467(3): 275–279 (in Russ.). <https://doi.org/10.7868/S0869565216090097>]
24. Lavrov I.V. Permittivity of composite material with texture: ellipsoidal anisotropic inclusions. *Ekologicheskii vestnik nauchnykh tsentrov Chernomorskogo ekonomicheskogo sotrudnichestva = Ecological Bulletin of Research Centers of the Black Sea Economic Cooperation.* 2009;1:52–58 (in Russ.).
25. Grigor'ev I.S., Meilikhov E.Z. *Fizicheskie velichiny: spravochnik (Physical Quantities: A Handbook)*. Moscow: Energoatomizdat; 1991. 1232 p. (in Russ.).
26. Lee H., Neville K. *Spravochnoe rukovodstvo po epoksidnym smolam (Handbook of Epoxy Resins)*; transl. from Engl. Moscow: Energiya; 1973. 415 p. (in Russ.).
[Lee H., Neville K. *Handbook of Epoxy Resins*. N.-Y.: McGraw-Hill; 1967. 922 p.]
27. Sheinerman A.G., Krasnitskii S.A. Modeling of the Influence of Graphene Agglomeration on the Mechanical Properties of Ceramic Composites with Graphene. *Tech. Phys. Lett.* 2021;47(12):873–876. <https://doi.org/10.1134/S106378502109011X>
[Original Russian Text: Sheinerman A.G., Krasnitskii S.A. Modeling of the Influence of Graphene Agglomeration on the Mechanical Properties of Ceramic Composites with Graphene. *Pis'ma v Zhurnal tekhnicheskoi fiziki.* 2021;47(17):37–40 (in Russ.). <https://doi.org/10.21883/PJTF.2021.17.51385.18844>]

Об авторах

Лавров Игорь Викторович, к.ф.-м.н., доцент, старший научный сотрудник, ФГБУН «Институт нанотехнологий микроэлектроники Российской академии наук» (119334, Россия, Москва, Ленинский пр-т, д. 32А). E-mail: iglavr@mail.ru. Scopus Author ID 35318030100, ResearcherID D-1011-2017, SPIN-код РИНЦ 2322-7217, <https://orcid.org/0000-0002-1467-5100>

Бардушкин Владимир Валентинович, д.ф.-м.н., доцент, главный научный сотрудник, ФГБУН «Институт нанотехнологий микроэлектроники Российской академии наук» (119334, Россия, Москва, Ленинский пр-т, д. 32А). E-mail: bardushkin@mail.ru. Scopus Author ID 55620242900, ResearcherID D-1010-2017, SPIN-код РИНЦ 4294-9040, <https://orcid.org/0000-0002-8805-5764>

Яковлев Виктор Борисович, д.ф.-м.н., профессор, главный научный сотрудник и ученый секретарь, ФГБУН «Институт нанотехнологий микроэлектроники Российской академии наук» (119334, Россия, Москва, Ленинский пр-т, д. 32А). E-mail: yakvb@mail.ru. Scopus Author ID 7201907574, ResearcherID E-7995-2017, SPIN-код РИНЦ 4318-0749, <https://orcid.org/0000-0001-8515-3951>

About the authors

Igor V. Lavrov, Cand. Sci. (Phys.-Math.), Assistant Professor, Senior Researcher, Institute of Nanotechnology of Microelectronics, Russian Academy of Sciences (32A, Leninskii pr., Moscow, 119334 Russia). E-mail: iglavr@mail.ru. Scopus Author ID 35318030100, ResearcherID D-1011-2017, RSCI SPIN-code 2322-7217, <https://orcid.org/0000-0002-1467-5100>

Vladimir V. Bardushkin, Dr. Sci. (Phys.-Math.), Assistant Professor, Chief Researcher, Institute of Nanotechnology of Microelectronics, Russian Academy of Sciences (32A, Leninskii pr., Moscow, 119334 Russia). E-mail: bardushkin@mail.ru. Scopus Author ID 55620242900, ResearcherID D-1010-2017, RSCI SPIN-code 4294-9040, <https://orcid.org/0000-0002-8805-5764>

Victor B. Yakovlev, Dr. Sci. (Phys.-Math.), Professor, Chief Researcher, Scientific Secretary, Institute of Nanotechnology of Microelectronics, Russian Academy of Sciences (32A, Leninskii pr., Moscow, 119334 Russia). E-mail: yakvb@mail.ru. Scopus Author ID 7201907574, ResearcherID E-7995-2017, RSCI SPIN code 4318-0749, <https://orcid.org/0000-0001-8515-3951>