

пленарных докладов IX Междунар. науч.-техн. конф. — М., ОАО ЦНИИ "ТЕХНОМАШ", 2003, 11—13 сентября. 2003. С. 321—335.

35. Гуман А. К. Особенности талой воды// Сб. Структура и роль воды в живом организме. — Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1986. С. 179.

36. Самойлов О. Я. Структура водных растворов и гидротация ионов. — М.: Изд-во АН СССР, 1957.

37. Айзеберг Д., Кауцман В. Структура и свойства воды (пер. с англ.). — Л.: Гидрометиздат, 1975.

38. Зацепина Г. Н. Свойства и структура воды. — М.: Изд-во Моск. ун-та, 1971.

39. Стафеев В. И. Электрические заряды биологических систем// Сб. Молекулярная биология, химия и физика гетерогенных систем: Матер. 7-й Междунар. науч. конф. Москва-Плес, 7—13 сентября 2003. — М. — Плес, 2003. С. 21—23.

40. Бабаев А. С., Богданов А. Н., Стафеев В. И. Электрогравитационный эффект при кристаллизации растворов// Электрохимия. 1976. Т. 12. С. 1168.

41. Бабаев А. С., Тешаев Б. Т., Стафеев В. И. Электрофизические свойства некоторых жидкокристаллических веществ// Журнал физической химии. 1978. Т. LI. Вып. 6. С. 1412—1415.

42. Бабаев А. С., Богданов А. Н., Стафеев В. И. Электропроводность и вязкость эфиров холестерина// Электрохимия. 1977. Т. 13. Вып. 8. С. 1235—1239.

43. Блинов Л. М. Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. — М.: Наука, 1978.

44. Адамчик А. Жидкие кристаллы. — М.: Сов. радио, 1979.

45. Белянин А. Ф., Самойлович М. И. Наноструктурированные алмазные и алмазоподобные углеродные пленки в электронике// Нанотехнологии и фотонные кристаллы: Монографич. сб. на основе пленарных докладов II Российского межрегионального симпозиума, Россия, Калуга, 15—17 марта 2004 г. С. 6—37. — Калуга—М.: МВТУ им. Н. Э. Баумана, 2004.

46. Самойлович М. И., Белянин А. Ф., Гурьянов А. В., Клещева С. М., Житковский В. Д., Цветков М. Ю. Формирование упорядоченных упаковок наносфер SiO_2 и применение структур на их основе в функциональной электронике// Там же.

47. Бреслер С. Е. Введение в молекулярную биологию. — М.: Наука. 1966.

48. Биофизика/ Под ред. Б. Н. Турусова и О. Р. Колье. — М.: Высш. шк., 1968.

49. Биги В. Н., Савин А. В. Физические проблемы действия слабых магнитных полей на биологические системы// УФН. 2003. Т. 173. № 3. С. 265—300.

50. Фортвов В. Е., Нефедов А. П., Торчинский В. М., Молотков В. И., Храпак А. Г., Петров О. Ф., Вольхин К. Ф. Кристаллизация пылевой плазмы в положительном столбе тлеющего разряда// Письма в ЖЭТФ, 1996. Т. 64. Вып. 1—2. С. 86—91.

Статья поступила в редакцию 19 апреля 2004 г.

Elementary structural units of condensed phase and connected with their electrical charge phenomenon

V. I. Stafeev

ORION Research and Production Association, Moscow, Russia

The fazon concept has been developed. The germs sizes of such materials as water, diamond, fullerene, metals, and others have been calculated. The occurrence of dielectric liquid conductivity and viscosity potential difference at phase transformation has been explained for water and others. The influence of dielectric charge in some biological and other objects has been analyzed.

УДК 678.067:536.21

Теплопроводность гетерогенных материалов Часть II. Метод расчета теплопроводности гетерогенных материалов с взаимопроникающими компонентами*

С. Г. Жиров, А. А. Коптелов, Ю. М. Милехин

Федеральный центр двойных технологий "Союз", г. Дзержинский, Московская обл., Россия

Рассмотрен метод расчета теплопроводности двухфазных гетерогенных материалов, в которых частицы наполнителя кубической формы случайным образом распределены в объеме матрицы.

Предлагаемый в настоящей работе метод расчета эффективной теплопроводности неоднородных материалов базируется на вероятностных принципах анализа их структуры. Такой подход позволяет не только прогнозировать средние величины теплопроводности бинарных или многокомпонентных композиций, но и определять границы, в которых их измеренные значения будут реализованы с заданной степенью досто-

верности. Полученные формулы применимы в широком диапазоне изменения соотношений объемов и теплопроводностей отдельных компонентов, а также характерных размеров исследуемых образцов.

Рассмотрим бинарную систему с постоянными значениями теплопроводности компонентов λ_1 (матрица) и λ_2 (наполнитель). Расчетные формулы для теплопроводности λ композиционных систем обычно получают, разделяя материал адиабатическими либо изотермическими поверхностями [1]. Получаемые при этом относи-

* Часть I данной статьи опубликована в журнале "Прикладная физика" № 3 за 2005 г.

тельные значения эффективной теплопроводности композиции обозначим, соответственно, γ' и γ'' ($\gamma', \gamma'' = \lambda_{\text{eff}}/\lambda_1$). Расчетные значения для γ' и γ'' удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными, если наполнитель в матрице преимущественно ориентирован вдоль или поперек направления распространения тепла. Для систем с хаотическим расположением частиц наполнителя представляется более оправданным искать эффективную теплопроводность в виде линейной комбинации γ' и γ'' :

$$\gamma_{\text{eff}} \equiv \frac{\lambda_{\text{eff}}}{\lambda_1} = A\gamma' + B\gamma'', \quad (1)$$

где A и B — числа, удовлетворяющие соотношению $A + B = 1$.

Коэффициенты A и B характеризуют искривление изотерм около частиц наполнителя. При выводе расчетных формул обычно предполагают, что линии тока (теплового потока) параллельны. Однако, в частности, при $\lambda_2/\lambda_1 \equiv \nu \rightarrow \infty$ практически все линии тока проходят через наполнитель. В этом случае отношение числа линий тока через рассматриваемое сечение к общему числу линий, проходящих через плоскость, перпендикулярную направлению теплового потока при той же его плотности, равно объемной степени наполнения P . В случае же $\nu = 0$ это отношение равно $1 - P$. При $0 < \nu < \infty$ искривление линий тока определяется не только степенью наполнения, но также теплофизическими характеристиками материалов наполнителя и матрицы, характером теплообмена на их границах и т. д. Учет этих факторов привел бы к неоправданному усложнению рассматриваемой задачи. Поэтому далее примем допущение, что при всех $\nu > 1$ в формуле (1) $B = P$, $A = 1 - P$, а при всех $\nu < 1$ $B = 1 - P$, $A = P$. При этом мы, конечно, в определенной мере сужаем границы применимости полученных ниже формул.

Для нахождения эффективной теплопроводности композиции достаточно рассчитать эффективную теплопроводность одного элемента неоднородности. Пусть, как в [2], δ — непрерывная длина фазы матрицы; β — длина фазы наполнителя; $z = \delta + \beta$ — длина элемента неоднородности. Наполнитель состоит из кубиков с размером ребра α , грани которых взаимно параллельны; тепловой поток направлен перпендикулярно одной из граней. Выделяя элемент неоднородности адиабатическими плоскостями, запишем соотношение для эффективной теплопроводности λ элемента неоднородности:

$$\frac{\delta + \beta}{\lambda} = \frac{\delta}{\lambda_1} + \frac{\beta}{\lambda_2},$$

откуда, введя обозначение $\lambda/\lambda_1 \equiv \gamma$, получим

$$\gamma = \frac{\delta + \beta}{\delta + \frac{\beta}{\nu}}. \quad (2)$$

Для нахождения плотности распределения случайной функции γ воспользуемся ранее полученной в [2] формулой для плотности совместного распределения:

$$f(\beta, \delta) = \frac{\ln P \ln(1 - P)}{\alpha P} \frac{1}{\beta} P^{\beta/\alpha} (1 - P)^{\delta/\beta}.$$

Функция распределения относительной теплопроводности γ при этом определится соотношением

$$F(\gamma) = \int_0^{\infty} \int_a^b f(\beta, \delta) d\delta d\beta.$$

Здесь пределы интегрирования a и b , определяемые из соотношения (2), в зависимости от ν принимают различные значения: при $\nu < 1$ $a = 0$, $b = \frac{\beta}{\nu} \frac{\gamma - \nu}{1 - \gamma}$; при $\nu > 1$ $a = \frac{\beta}{\nu} \frac{\nu - \gamma}{\gamma - 1}$, $b = +\infty$. Интегрируя, получаем:

$$F(\gamma) = 1 - (1 - P)^{\frac{1}{\nu} \frac{\gamma - \nu}{1 - \gamma}} \quad (\nu < 1); \quad (3)$$

$$F(\gamma) = (1 - P)^{\frac{1}{\nu} \frac{\gamma - \nu}{1 - \gamma}} \quad (\nu > 1). \quad (4)$$

Дифференцирование (3) и (4) приводит к выражениям плотности распределения $f(\gamma)$, отличающимся лишь множителями: $1 - \nu$ при $\nu < 1$ и $\nu - 1$ при $\nu > 1$. Объединяя эти выражения в одно, получим следующую плотность распределения γ :

$$f_1(\gamma) = -\frac{|\nu - 1|}{\nu} \frac{\ln(1 - P)}{(1 - \gamma)^2} (1 - P)^{\frac{1}{\nu} \frac{\gamma - \nu}{1 - \gamma}}. \quad (5)$$

Средние значения относительной теплопроводности γ' определяются соотношениями:

$$\gamma' = m_{\gamma} = \int_1^{\nu} \gamma f(\gamma) d\gamma \quad (\nu > 1); \quad (6)$$

$$\gamma' = m_{\gamma} = \int_{\nu}^1 \gamma f(\gamma) d\gamma \quad (\nu < 1). \quad (7)$$

Интегрируя (6) и (7), получим формулу для γ' , справедливую для любых ν :

$$\gamma' = 1 - \frac{1 - \nu}{\nu} ((1 - P)^{\frac{1}{\nu}} \ln(1 - P) Ei \left[\frac{\ln(1 - P)}{\nu} \right]), \quad (8)$$

где $Ei(x) = \int_{-\infty}^x \frac{e^t}{t} dt$ — интегральная показательная функция.

Для нахождения γ'' рассечем материал плоскостью, перпендикулярной тепловому потоку, и

выделим в этой плоскости площадку S , в n раз большую площади сечения одной частицы наполнителя ($S = n\alpha^2$). Вероятность того, что в сечение S попадет ровно m частиц наполнителя, равна:

$$F_m = C_n^m P^m (1 - P)^{n-m}.$$

Вероятность того, что вся площадь S будет занята наполнителем ($m = n$) равна P^n . Рассуждая далее точно так же, как мы это делали в работе [2] при получении выражения для плотности распределения длин непрерывной фазы наполнителя, получим аналогичное по структуре выражение для плотности распределения площадей S_2 , занятых фазой наполнителя:

$$f(S_2) = -\frac{\ln P}{\alpha^2} P^{S_2/\alpha^2}. \quad (9)$$

Таким же образом находим плотность распределения площадей S_1 , занятых материалом матрицы:

$$f(S_1) = -\frac{\ln(1-P)}{\alpha^2} (1-P)^{S_1/\alpha^2}. \quad (10)$$

Выделив в материале слой толщиной Δx , расположенный между двумя изотермическими плоскостями, получим следующее выражение для определения эффективной теплопроводности λ :

$$\lambda \frac{\Delta T}{\Delta x} S = \lambda_1 \frac{\Delta T}{\Delta x} S_1 + \lambda_2 \frac{\Delta T}{\Delta x} S_2,$$

где ΔT — перепад температур в выделенном слое.

Далее, вводя обозначение $q = \frac{S_2}{S_1}$ и учитывая,

что $S_1 + S_2 = S$, получим следующее выражение для относительной теплопроводности элемента неоднородности при разделении материала изотермическими плоскостями:

$$\gamma = 1 - (1 - \nu) \frac{q}{1 + q} = \varphi(q), \quad (11)$$

откуда

$$q = \frac{\gamma - 1}{\nu - \gamma} = \psi(\gamma). \quad (12)$$

Найдем сначала функцию распределения $F(q)$:

$$F(q) = \int_0^\infty f(S_1) \left[\int_0^{qS_1} f(S_2) dS_2 \right] dS_1. \quad (13)$$

Подставляя в (13) выражения (9) и (10), получим:

$$F(q) = 1 - \frac{\ln(1-P)}{\ln(1-P) + q \ln P}. \quad (14)$$

Дифференцируя (14), находим плотность распределения $f(q)$:

$$f(q) = \frac{\ln(1-P) \ln P}{[\ln(1-P) + q \ln P]^2}.$$

В соответствии с [3] $f(\gamma) = \varphi[\psi(\gamma)] |\psi'(\gamma)|$. С учетом (11) и (12) находим плотность распределения:

$$f_2(\gamma) = \frac{|\nu - 1| \Phi(P)}{\{\nu - \Phi(P) + \gamma [\Phi(P) - 1]\}^2}, \quad (15)$$

где $\Phi(P) = \frac{\ln P}{\ln(1-P)}$.

Средние значения относительной теплопроводности γ'' определяются по формулам, аналогичным (6) и (7). Интегрируя, получаем:

$$\gamma'' = \frac{\nu - \Phi(P)}{1 - \Phi(P)} + \frac{(\nu - 1) \Phi(P)}{[1 - \Phi(P)]^2} \ln \Phi(P). \quad (16)$$

С учетом соотношений (8) и (16), а также ранее сделанных допущений о коэффициентах A и B в формуле (1) можно записать окончательное выражение для среднего значения относительной теплопроводности неоднородного материала; в частности, при $\nu > 1$:

$$\gamma_{\text{eff}} = (1 - P) \left\{ 1 - \frac{1 - \nu}{\nu} ((1 - P)^{-\frac{1}{\nu}} \ln(1 - P) \text{Ei} \left[\frac{\ln(1 - P)}{\nu} \right]) \right\} + P \left\{ \frac{\nu - \Phi(P)}{1 - \Phi(P)} + \frac{(\nu - 1) \Phi(P)}{[1 - \Phi(P)]^2} \ln \Phi(P) \right\}. \quad (17)$$

При сделанных допущениях эффективная теплопроводность не зависит от размера частиц наполнителя. Зависимость γ_{eff} от P при различных ν приведена на рис. 1.

Более простые приближенные выражения для γ_{eff} можно получить из следующих соображений. Поскольку очевидно, что

$$\lim_{z \rightarrow \infty} \frac{\beta}{z} = \lim_{S \rightarrow \infty} \frac{S_2}{S} = P,$$

из формул (2) и (11) непосредственно следует:

$$\gamma = \frac{1}{1 - \left(1 - \frac{1}{\nu}\right) P},$$

$$\gamma'' = 1 - (1 - \nu) P.$$

При этом для $\nu > 1$

$$\gamma_{\text{eff}} = \frac{1 - P}{1 - \left(1 - \frac{1}{\nu}\right) P} + P [1 - (1 - \nu) P]. \quad (18)$$

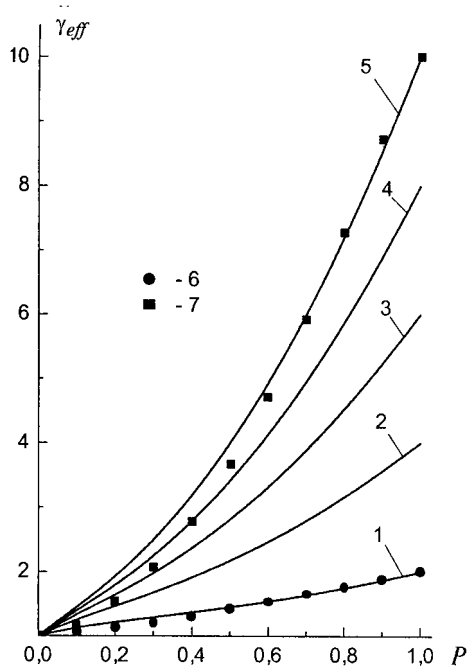


Рис. 1. Зависимость относительной эффективной теплопроводности от объемной степени наполнения, рассчитанная по формулам (17) [кривые 1–5] и (18) [6, 7] при соотношениях теплопроводностей наполнителя и матрицы $\nu = 2$ [1, 6], 4 [2], 6 [3], 8 [4] и 10 [5, 7]

Выражение (18) совпадает по форме с известной формулой, полученной в работе [4] из других исходных соображений. Сравнение результатов расчета по формулам (17) и (18) приведено на рис. 1. Несмотря на то что обе эти формулы для γ_{eff} дают относительно близкие результаты, преимущества продемонстрированного выше недетерминистского подхода очевидны, поскольку он, в частности, дает возможность, исходя из полученных плотностей распределения, оценить параметры, характеризующие возможный разброс значений эффективной теплопроводности. В качестве иллюстрации на рис. 2 приведена зависимость дисперсии D_γ относительной теплопроводности γ_{eff} от степени наполнения P при различных $\nu > 1$, рассчитанная по формуле:

$$D_\gamma = (1 - P)^2 D_1 + P^2 D_2, \quad (19)$$

где D_1 и D_2 — дисперсии случайных величин γ' и γ'' , плотности распределения которых определяются формулами (5) и (15).

Исходя из известных D_γ можно приближенно оценить число опытов (N) по определению γ_{eff} , необходимое для того, чтобы разброс этой характеристики относительно ее среднеарифметического значения не превысил заданной величины. На рис. 3 приведена зависимость N от P для различных значений ν , рассчитанная исходя из ограничения $\sigma_\gamma/\gamma_{eff} < 0,1$ (где $\sigma_\gamma = \sqrt{D_\gamma}$).

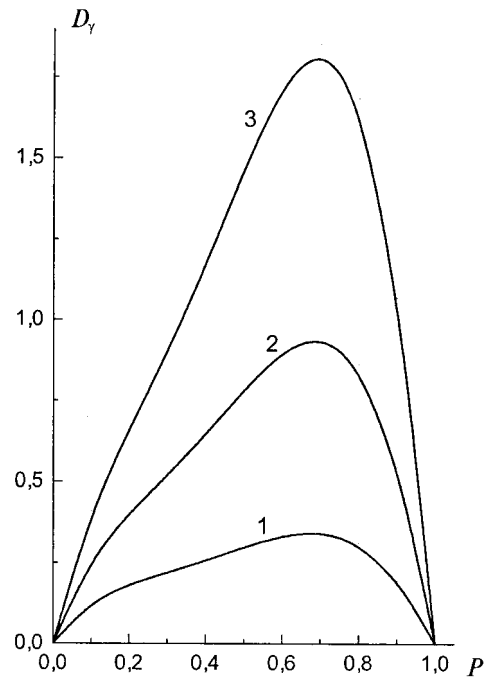


Рис. 2. Зависимость дисперсии относительной эффективной теплопроводности от степени наполнения, рассчитанная по формуле (19): 1 — $\nu = 4$; 2 — $\nu = 6$; 3 — $\nu = 8$

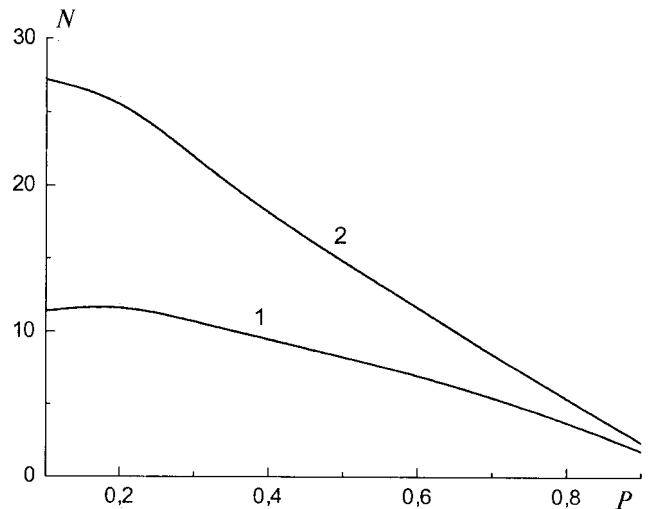


Рис. 3. Зависимость количества опытов, необходимого для получения средних значений теплопроводности с коэффициентом вариации, не превышающим 0,1, от степени наполнения: 1 — $\nu = 5$; 2 — $\nu = 10$

Значительный интерес для практических приложений представляет оценка разбросов значений теплопроводности образцов, размеры которых сопоставимы с размерами частиц наполнителя. Обобщая использованное в работе [2] биномиальное распределение на случай произвольного параметра $n = L/\alpha$ (где L — толщина образца в направлении теплового потока), получим следующее выражение для плотности распределения относительной теплопроводности с

использованием схемы деления материала адиабатическими плоскостями:

$$\varphi(\gamma) = \frac{\nu \Gamma(n+1) P^{Cn} (1-P)^{n(1-C)}}{\gamma^2 (\nu-1) \Gamma(Cn+1) \Gamma(n-Cn+1)}, \quad (20)$$

$$\text{где } C = \frac{\nu(\gamma-1)}{\gamma(\nu-1)}.$$

Зависимости $\varphi(\gamma)$ при различных n для случая $P = 0,3$ и $\nu = 5$ приведены на рис. 4. Зная $\varphi(\gamma)$, нетрудно рассчитать вероятности получения значений теплопроводности, лежащих внутри определенных границ. На рис. 5 приведена зависимость от параметра k вероятности V получения значений относительной теплопроводности, отличающейся от математического ожидания (γ_0) на величину не более $\pm k\gamma_0$:

$$V = \int_{\gamma_0(1-k)}^{\gamma_0(1+k)} \varphi(\gamma) d\gamma. \quad (21)$$

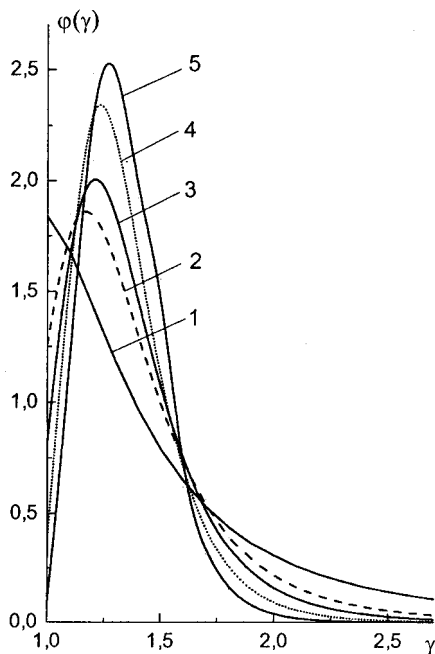


Рис. 4. Плотность распределения относительной теплопроводности, рассчитанная по формуле (20), при значениях отношения толщины образца к размеру частиц наполнителя $n = 2$ [1], 5 [2], 7 [3], 10 [4] и 15 [5]

Расчет по формуле (21) проведен для $P = 0,7$ и различных n и ν . Величина V , как и следовало

ожидать, существенно убывает с ростом физической неоднородности материала (ν) и уменьшением толщины материала (L).

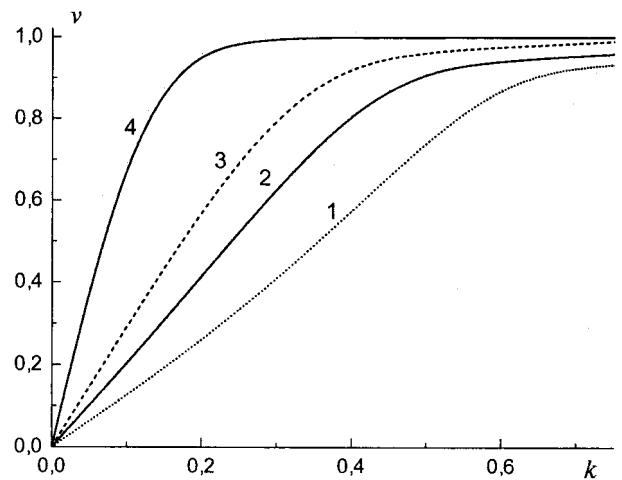


Рис. 5. Вероятность получения значений относительной теплопроводности, отличающейся от математического ожидания (γ_0) на величину не более $\pm k\gamma_0$ при $P = 0,7$ и различных значениях n и ν :
1 — $n = 5,75$, $\nu = 10$; 2 — $n = 23$, $\nu = 100$;
3 — $n = 23$, $\nu = 10$; 4 — $n = 230$, $\nu = 10$

Заключение

Полученные в настоящей работе зависимости позволяют находить пределы, в которых может варьировать теплопроводность двухфазных гетерогенных материалов в зависимости от толщины образцов, степени наполнения и теплопроводностей компонентов.

Обобщение полученных зависимостей на многофазные структуры и сравнение расчетных значений эффективной теплопроводности с экспериментальными данными будут рассмотрены авторами в последующих публикациях.

Литература

1. Дульнев Г. Н., Заричняк Ю. П. Теплопроводность смесей и композиционных материалов. — Л.: Энергия, 1974.
2. Милехин Ю. М., Жиров С. Г., Коптелов А. А. // Прикладная физика. 2005. № 3. С. 41.
3. Вентцель Е. С. Теория вероятностей. — М.: Наука, 1969.
4. Кришер О. Научные основы теории сушки. — М.: Мир, 1961.

Статья поступила в редакцию 20 апреля 2004 г.

Thermal conductivity of heterogeneous materials Part II. A computational method of thermal conductivity for heterogeneous materials with interpenetrative components

S. G. Zhiron, A. A. Koptelov, Yu. M. Milekhin

Federal Center for Dual-use Technologies "Soyuz", Dzerzhinsky, Moscow region, Russia

A computational method of thermal conduction of two-phase heterogeneous materials, in which the cubiform particles of a filling compound are distributed by casual fashion in volume of a matrix, has been surveyed in the article.

УДК 538.971

Метод изучения кинетики взаимодействия стекол с водными растворами

А. Х. Керэфов, А. О. Ашхотов, Н. В. Калинина

Кабардино-Балкарский государственный университет им. Х. М. Бербекова, г. Нальчик, Россия

Предложен метод для изучения кинетики растворения при непрерывном или периодическом взвешивании. Получены кривые кинетики травления стекла Х-230 для растворов азотной кислоты разной концентрации (0,2н—3н), имеющие линейный ход.

Микроканальные пластины (МКП) — важнейший элемент электронно-оптических преобразователей и приборов ночного видения, выполняющий функцию усиления электронных изображений. При изготовлении МКП используются такие конструкционные стекла, как стекло обрамления МО-34, матрицы 6Ва4 и растворимой жилы Х-230. В технологии производства МКП чрезвычайно важным является создание качественного эмитерно-эмиссионного слоя, которое невозможно без эффективного вытравливания жилы растворимого стекла из каналов матрицы. В свою очередь, для оптимизации этого процесса требуются исследования взаимодействия травящих растворов со стеклом.

Для изучения процессов взаимодействия водных кислотных и щелочных растворов со стеклами экспериментаторами чаще других используются интерферометрический метод, основанный на измерении толщины стравленного слоя [1], фотокolorиметрический и спектральный методы, предполагающие измерение концентраций стеклообразующих элементов, перешедших в раствор за время взаимодействия образца с раствором [2, 3]. В этих методах используется дорогостоящее оборудование, которое требует от экспериментатора специальной подготовки. Исследователями также используется весовой метод, основанный на измерении уходящей массы образца в процессе взаимодействия с растворами [4]. Этот метод является разрушающим, так как предполагает измельчение образца для получения максимальной поверхности взаимодействия

с раствором [5]. По утверждению авторов [6], это дает большую погрешность, так как величина площади поверхности порошка определяется расчетным способом, полагая, что зерна более или менее однородны по размерам и форме (например, шар).

Ниже предлагается метод изучения кинетики взаимодействия, который прост в реализации, лишен недостатков рассмотренных выше методов и заключается в непрерывном или периодическом измерении уходящей в водный раствор стеклянной массы. Здесь возможны три варианта: первый предполагает взвешивание образца, когда емкость с раствором располагается на независимой подставке (рис. 1); второй — взвешивание стакана с раствором, в который погружен образец, закрепленный на независимой опоре (рис. 2), и, наконец, третий — дифференциальный, заключающийся в прямом измерении уходящей массы, когда стакан с раствором устанавливается на одной чаше, а образец фиксируется на опоре, размещенной на второй чаше весов (рис. 3).

Во всех трех вариантах в состоянии равновесия сила натяжения нити T равна разности между силой тяжести образца $m_c g$ и архимедовой силы F_a

$$T = m_c g - F_a = \rho_c V g - \rho_w V g,$$

где m_c — начальная масса образца;
 g — ускорение свободного падения;
 ρ_c — плотность образца;
 ρ_w — плотность жидкости;
 V — начальный объем образца.