

05; 12
© 1992 г.ТРЕХМЕРНАЯ МОДЕЛЬ ЭЛЕМЕНТА ПАМЯТИ НА ОСНОВЕ VO_2

И. Л. Максимов, Т. М. Муравьева, М. Я. Эйнгорин

Проведен теоретический анализ трехмерной модели элемента памяти и отображения информации. В рамках предложенной модели, учитывающей эффект перераспределения тепла в подложку, найден порог возникновения шнура тока, рассчитана ВАХ прибора, дана оценка его энергетических и динамических параметров. Обсуждена возможность применимости рассмотренной модели для описания новой структуры элемента памяти и отображения информации.

1. Введение

Исследование структур на основе VO_2 представляет заметный интерес ввиду широких возможностей их применения в микро- и оптоэлектронике [1–5]. Как известно, использование переключающих элементов (ПЭ), выполненных на базе VO_2 , основано на физических особенностях фазового перехода металл-полупроводник (ФПМП), имеющего ярко выраженный пороговый характер по температуре [6–8]. Поскольку при ФП резко (на несколько порядков) меняются диссипативные характеристики материала, то для определения условий перехода, а также его динамики необходим анализ тепловой модели системы. Предложенные в литературе математические модели подобного вида качественно неплохо описывают характеристики ПЭ, в частности, позволяют определить условия шнурования тока, динамические (времена срабатывания) и энергетические (потребляемая мощность) параметры, описать вольт-амперную характеристику (ВАХ) прибора [9–13]. Однако ряд идеализаций, использованных в вышеупомянутых работах, не позволяет достаточно точно описать реальные характеристики рассматриваемых структур. Одним из существенных недостатков большинства предлагаемых моделей ПЭ является пренебрежение теплофизическими характеристиками подложки, играющей важную роль в процессе установления теплового баланса в системе.

В настоящей работе проведен теоретический анализ трехмерной модели элемента памяти и отображения информации. В рамках предложенной модели, учитывающей эффект перераспределения тепла в подложку, найден порог возникновения шнура тока, рассчитана ВАХ прибора, дана оценка его временных характеристик.

1. Модель элемента

Переключатель будем считать состоящим из активного элемента тонкой круглой пленки VO_2 с радиусом a , размещенной на толстой изолирующей подложке (пассивный элемент) (рис. 1). Будем полагать, что разность потенциалов между верхней и нижней плоскостями пленки VO_2 постоянна, а распределение тока в пленке однородно. Данная конфигурация сопровождается стационарной джоулевой диссипацией в слое VO_2 с последующим перераспределением тепла в подложку. Указанные условия позволяют сформулировать следующую математическую задачу: описать распределение температуры в полупространстве $z \geq 0$

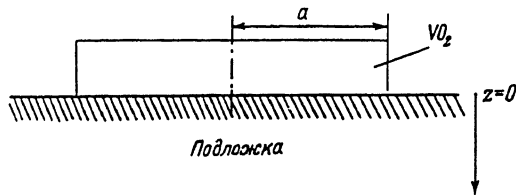


Рис. 1. Модель элемента.

(т. е. в пленке и подложке) в условиях стационарного подвода тепла через круг $z = 0$, $x^2 + y^2 \leq a^2$. Для простоты будем считать верхнюю и боковые поверхности пленки, а также поверхность подложки теплоизолированными. Предлагаемый подход является более общим по сравнению с анализом упрощенных структур, проведенным в работах [9—14], поскольку позволяет

учесть отвод тепла в подложку. Теплоотвод в подложку учитывался в работе [15] при изучении зависимости переключающего напряжения от ширины элемента. В данной работе тепловое влияние подложки исследовано более детально.

Температура в точке с цилиндрическими координатами (r, θ, z, t) определяется следующим выражением [16]:

$$T(r, \theta, z, t) = \frac{1}{2k(\pi\alpha)^{1/2}} \int_0^a \int_0^t \exp\left(-\frac{r^2 + r'^2 - 2rr'\cos\theta}{4\alpha(t-t')}\right) r' dr' \times \\ \times \frac{q(t')}{(t-t')^{3/2}} dt' + T_0, \quad (1)$$

где k — коэффициент теплопроводности вещества, α — коэффициент температуропроводности, $q(t)$ — мощность источника тепла, T_0 — температура окружающей среды.

Физически очевидно, что максимум температуры расположен в центре пленки ($r = 0$, $z = 0$), поэтому, интересуясь условиями ФП и дальнейшим расширением шнура, необходимо определить значение температуры в центре слоя VO_2 . Вычисляя интеграл (1) с учетом того, что мощность источника $q(t) = \text{const} = q$, нетрудно получить

$$T(0, 0, 0; t) = \frac{2q}{k} \left(\frac{\alpha t}{\pi}\right)^{1/2} \left\{ 1 - (\pi)^{1/2} \Psi \left[\frac{a}{2(\alpha t)^{1/2}} \right] \right\} \quad (2)$$

при

$$(\pi)^{1/2} \Psi \left[\frac{a}{2(\alpha t)^{1/2}} \right] = \exp\left(-\frac{a^2}{4\alpha t}\right) - \frac{a(\pi)^{1/2}}{2(\alpha t)^{1/2}} \left\{ 1 - \Phi \left[\frac{a}{2(\alpha t)^{1/2}} \right] \right\},$$

где $\Phi(z)$ — функция ошибок

$$\Phi(z) = \frac{2}{(\pi)^{1/2}} \int_0^z \exp\{-x^2\} dx.$$

В стационарном режиме ($t \rightarrow \infty$) имеем

$$T_m(0, 0, 0) = \frac{q}{k} a + T_0. \quad (3)$$

В условиях рассматриваемой задачи величина q принимает следующий вид:

$$q = \frac{\sigma_{\Pi} V^2}{h},$$

где σ_n — удельная электропроводность полупроводниковой фазы, h — толщина пленки VO_2 , V — напряжение между электродами, что позволяет найти максимальное значение температуры в центре пленки

$$T_m(0,0,0) = \frac{\sigma_n a V^2}{kh} + T_0. \quad (4)$$

Переход металл—полупроводник реализуется, если $T_m \geq T_n$, где T_n — температура ФП. Следовательно, критическое напряжение, при котором возникает шнур тока, записывается следующим образом:

$$V_m = \left[\frac{(T_n - T_0)kh}{\sigma_n a} \right]^{1/2}.$$

Используя интегральные соотношения [16], нетрудно оценить как среднюю температуру T_{cp} области $0 < r < a$

$$T_{cp} = \frac{2q}{k} \int_0^{\infty} J_1^2(\lambda a) \frac{d\lambda}{\lambda^2} = \frac{8qa}{3\pi k},$$

так и значение температуры на границе круга ($r = a$)

$$T(a,0) = \frac{qa}{k} \int_0^{\infty} J_0(\lambda a) J_1(\lambda a) \frac{d\lambda}{\lambda}. \quad (5)$$

Здесь J_0, J_1 — функции Бесселя нулевого и первого порядков соответственно. После вычисления (5) получаем, что

$$T(a,0) = 2 \frac{qa}{\pi k} + T_0. \quad (6)$$

Сравнивая (3) и (6), легко проследить качественный ход температуры пленки по мере удаления от центра (рис. 2). С ростом напряжения ($V > V_m$) шнур расширяется. Его ширина l может быть найдена из уравнения теплового баланса, записанного с учетом неоднородного характера диссипации в пленке при наличии двух фаз,

$$\frac{V^2}{hk} \{ \sigma_n a + (\sigma_m - \sigma_n) l \} f(l) = T_n - T_0, \quad (7)$$

где σ_m — удельная электропроводность металлической фазы, l — радиус шнура тока.

В (7) введена функция $f(l)$, учитывающая зависимость температуры пленки VO_2 от радиуса шнура; очевидно, что $d[f(l)]/dl < 0$ (рис. 2). В наиболее простом случае будем аппроксимировать $f(l) = 1 - (\gamma l)/a$, где параметр γ характеризует степень неоднородности температуры в пленке. В частности, для адиабатических условий на поверхности слоя VO_2 $\gamma = (\pi - 2)/\pi$ (см. (6)). Используя выражение для сопротивления пленки VO_2

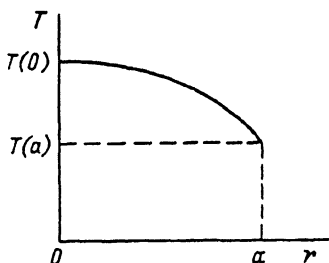


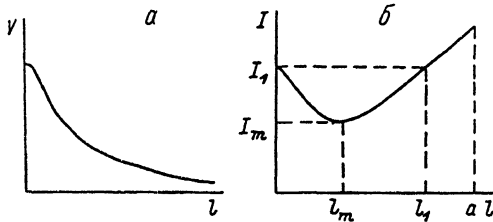
Рис. 2. Радиальная зависимость температуры пленки.
 $T(0)$ — максимальное значение температуры в центре пленки,
 $T(a)$ — температура на границе круга ($r = a$).

$$R = \frac{h}{\pi a^2 \sigma_{\text{п}} [1 + (\beta - 1) (l/a)^2]}$$

где $\beta = \sigma_{\text{м}}/\sigma_{\text{п}}$, с помощью (7) находим величины напряжения и тока в пленке в зависимости от радиуса шнура l

$$V = \left[\frac{kh(T_{\text{п}} - T_0)}{f(l)\sigma_{\text{п}} a \{1 + (\beta - 1)l/a\}} \right]^{1/2}, \quad (8)$$

$$I = \left[\frac{\sigma_{\text{п}} ka(T_{\text{п}} - T_0)}{f(l)h \{1 + (\beta - 1)l/a\}} \right]^{1/2} \pi a [1 + (\beta - 1) (l/a)^2]. \quad (9)$$



Качественная зависимость тока и напряжения от радиуса шнура представлена на рис. 3, а, б соответственно. При помощи (8), (9) нетрудно определить вид ВАХ элемента (рис. 4, кривая 1). Отметим ее более резкий

Рис. 3. Зависимость напряжения $U(a)$ и тока I (б) в пленке YO_2 от радиуса шнура l .

характер по сравнению с ВАХ, найденной в работе [14] (кривая 2 на рис. 4). Физически это объясняется менее эффективной теплопередачей в подложку по сравнению с процессом теплоотдачи с поверхности образца, рассмотренного в модели Уелдена. Из рис. 3, а видно, что наиболее характерные примеры зависимости I от l суть минимальный ток I_m и ток восстановления I_1 , достигаемые при соответствующих значениях ширины шнура $l = l_m$ и $l = l_1$ (рис. 3, а). Ниже мы определим значения параметров I_m, V_m, l_m и I_1, V_1, l_1 для двух предельных случаев $\gamma \rightarrow 0$ и $\gamma \approx 1$.

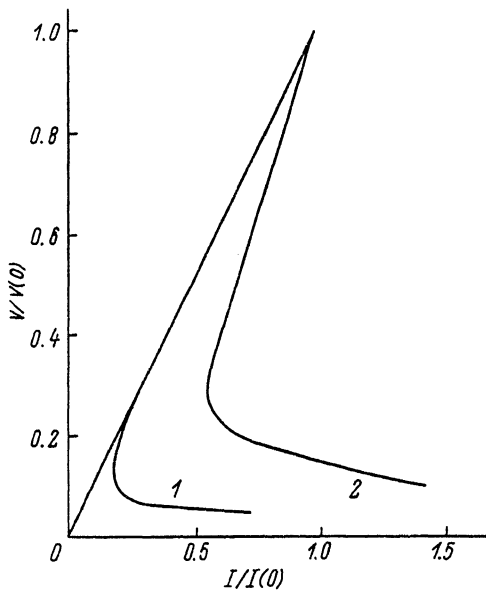


Рис. 4. ВАХ структуры.

1 — по выражениям (8) и (9) настоящей работы, 2 — по данным работы [14].

2. Квазиоднородный профиль температуры ($\gamma \rightarrow 0$)

Используя (9), находим радиус шнура

$$l_m = a \frac{(1 + 3\beta)^{1/2} - 2}{3(\beta - 1)},$$

которому соответствует минимальный ток I_m

$$I_m = \left[\frac{a^{5/2} \left\{ \frac{\sigma_{\pi} + \frac{((1+3\beta)^{1/2} - 2)^2}{9(\beta-1)}}{\sigma_{\pi} \left(1 + \frac{(1+3\beta)^{1/2} - 2}{3} \right)} \right\} (T_{\pi} - T_0)^{1/2}}{\sigma_{\pi} \left(1 + \frac{(1+3\beta)^{1/2} - 2}{3} \right)} \right]^{1/2},$$

а соответствующее значение напряжения

$$V_m = \left[\frac{k(T_{\pi} - T_0)}{\sigma_{\pi} \left(1 + \frac{(1+3\beta)^{1/2} - 2}{3} \right)} \right]^{1/2}.$$

Заметим, что $V_m/V(0) \sim 1/\beta^{1/4} \leq 1$. Появление шнура сопровождается уменьшением полного тока I , который восстанавливается при ширине шнура $l = l_1$,

$$I(l=0) = I(l=l_1). \quad (10)$$

Из (9) следует кубическое уравнение относительно l_1

$$(\beta - 1) \left(\frac{l_1}{a} \right)^3 + 2 \frac{l_1}{a} - 1 = 0, \quad (11)$$

откуда

$$I_1 = a \left\{ \left[\frac{1}{2(\beta-1)} + Q \right]^{1/3} + \left[\frac{1}{2(\beta-1) - Q} \right]^{1/3} \right\}, \quad (12)$$

где

$$Q = \left[\left(\frac{2}{3(\beta-1)} \right)^3 + \left(\frac{1}{2(\beta-1)} \right)^2 \right]^{1/2}.$$

Учитывая наличие параметра $\beta \gg 1$, можно упростить (12)

$$l_1 = \frac{a}{\beta^{1/3}} \left[1 - \frac{2}{3\beta^{1/3}} \right],$$

а искомые значения тока и напряжения

$$I_1(l_1) \approx \left[\frac{k\sigma_{\pi} a (T_{\pi} - T_0)}{h(1 + \beta^{2/3})} \right]^{1/2} \cdot \pi a [1 + \beta^{1/3}]; \quad V_1(l_1) \approx \left[\frac{kh(T_{\pi} - T_0)}{\sigma_{\pi} a (1 + \beta^{2/3})} \right]^{1/2}.$$

Отметим, что $V_1(l_1)/V(0) \sim 1/\beta^{1/3} \ll 1$.

3. Неоднородные распределения температуры в пленке ($\gamma \approx 1$)

Найдем значения l_1, l_m и соответствующие значения токов и напряжений в случае неоднородного распределения температуры. Уравнение для ширины шнура l_1 , соответствующего току восстановления, имеет вид

$$(\beta - 1) \left(\frac{l_1}{a} \right)^3 + \frac{l_1}{a} (2 + \gamma) + \frac{\gamma}{\beta - 1} = 0,$$

что в приближении $\beta \gg 1$ дает

$$l'_1 = a \left\{ \frac{1}{\beta^{1/3}} - \frac{2 + \gamma}{3\beta} \right\},$$

а напряжение для тока восстановления выглядит следующим образом:

$$V(l'_1) = \left[\frac{kh(T_{\text{п}} - T_0)}{\sigma_{\text{п}} a \left\{ 1 - \gamma \left(\frac{1}{\beta^{1/3}} - \frac{2 + \gamma}{3\beta} \right) \right\} \left\{ 1 + \beta^{2/3} - \frac{2 + \gamma}{3} \right\}} \right]^{1/2}.$$

Уравнение для l'_m запишется в виде

$$l'_m{}^3 + l'_m{}^2 3a \left[\frac{1}{\gamma a} + \frac{1}{\beta - 1} \right] + l'_m \frac{a^2}{\beta - 1} + \frac{a^3}{2(\beta - 1)} \left[\frac{1}{\beta - 1} - \frac{1}{\gamma a} \right] = 0. \quad (13)$$

Приближенное решение уравнения (13) есть

$$l'_m = a \left\{ \frac{1}{(6\beta)^{1/2}} - \frac{7\gamma}{36\beta} \right\}.$$

Тогда выражения для напряжения и тока имеют вид

$$I(l'_m) = \left[\frac{k\alpha\sigma_{\text{п}}(T_{\text{п}} - T_0)}{h(1 - \gamma Q_1)(1 + Q_2)} \right] \cdot \pi a [1 + \beta Q_1^2],$$

где

$$Q_1 = \frac{1}{(6\beta)^{1/2}} - \frac{7\gamma}{36\beta}, \quad Q_2 = \left(\frac{\beta}{6} \right)^{1/2} - \frac{7\gamma}{36\beta},$$

$$V(l'_m) = \left[\frac{kh(T_{\text{п}} - T_0)}{\sigma_{\text{п}} a (1 - \gamma Q_1)(1 + Q_2)} \right]^{1/2}.$$

Обсуждение. Заключение

Таким образом, нами рассмотрено влияние теплового импеданса подложки на физические характеристики структуры, выполненной на основе VO₂. В частности, это сказывается на более резкой форме ВАХ по сравнению с рассмотренной в работе [14], что обусловлено менее эффективной теплопередачей в подложке. Заметим, что данный вывод справедлив в пренебрежении теплоотдачей с поверхности элемента. Учет конвективного теплообмена с окружающей средой привел бы, очевидно, к более плавному виду ВАХ. Количественный расчет такой ситуации довольно сложен и требует отдельного рассмотрения. Здесь мы ограничимся приведением некоторых энергетических и динамических параметров ПЭ, модель которого рассмотрена в разделе 1. Так, минимальная мощность переключения $P_m = V(0) \cdot I(0) = \pi a k (T_{\text{п}} - T_0)$, где $V(0)$ и $I(0)$ оценивались по формулам (8) и (9) соответственно при $k = 1 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot ^\circ\text{С})$, $a = 10^{-6} \text{ м}$, $(T_{\text{п}} - T_0) = 40 \text{ }^\circ\text{С}$, составляет $\approx 0.1 \text{ мВт}$. Времена включения и выключения элемента ($t_{\text{он}}$ и $t_{\text{оф}}$) могут быть оценены из условия энергетического баланса [14]

$$t_{\text{он}} \approx \frac{0.5\pi a^2 h \rho c (T_{\text{п}} - T_0)}{P_i}; \quad t_{\text{оф}} \approx \frac{l^2 h}{\alpha a} \left[\frac{T(0) - T_{\text{п}}}{2(T_{\text{п}} - T_0)} + \frac{\lambda}{c(T_{\text{п}} - T_0)} \right],$$

где ρ — плотность, c — удельная теплоемкость, P_i — вводимая мощность, α — коэффициент температуропроводности материала, $T(0)$ — температура вдоль оси, λ — удельная теплота ФП.

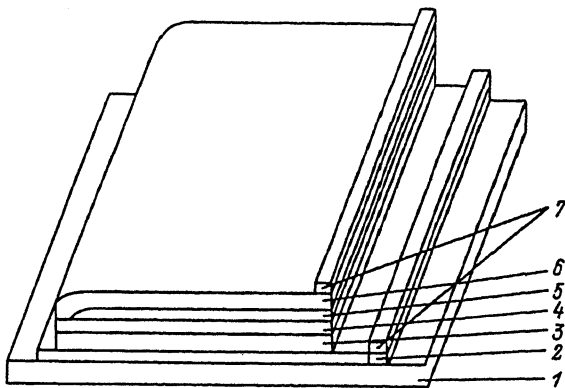


Рис. 5. Конструкция элемента памяти и отображения информации на VO_2 .

1 — подложка, 2 — пленка SnO_2 , 3 — пленка VO_2 , 4 — зеркало (Al), 5 — изолятор, 6 — резистор, 7 — металлические контакты.

Подставляя типичные значения параметров материала $\rho = 4.4 \text{ Г/см}^3$, $c = 0.75 \text{ Дж/г} \cdot ^\circ\text{C}$, $\lambda \approx 40 \text{ Дж/г}$, $\alpha = 3 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2/\text{с}$, размеров элемента $h \approx l \approx 1 \text{ мкм}$, вводимой мощности $P_i = 1 \text{ мВт}$ ($(T(0) - T_{\text{п}}) \approx 100 \text{ }^\circ\text{C}$), значения k , a , ($T_{\text{п}} - T_0$ даны выше), получаем $t_{\text{оп}} \approx 0.21 \text{ мкс}$, $t_{\text{от}} \approx 0.8 \text{ мкс}$.

Известные в литературе математические модели описывают в основном ПЭ, не обладающие памятью; в том числе обсуждаются структуры, обеспечивающие отображение информации. Так, в работе [17] представлен расчет теплофизической модели индикатора на основе VO_2 . Однако авторам неизвестны результаты количественного анализа моделей термоэлементов для отображения информации с памятью.

Рассмотренная нами модель, на наш взгляд, является неплохим приближением для описания элементов памяти и отображения информации. Структура одного из подобных устройств могла бы быть следующей (рис. 5). На подложку из стекла наносится прозрачный полупроводниковый слой SnO_2 с низким удельным сопротивлением $\rho = 10^{-4} + 10^{-6} \text{ (Ом} \cdot \text{м)}$. На слой SnO_2 напыляются последовательно пленка VO_2 , металлическое зеркало, например, из алюминия, слой изолятора и нагреватель. Нагреватель и зеркало имеют последовательное соединение, что обеспечивает равномерное температурное поле по поверхности VO_2 благодаря хорошей теплопроводности Al. В данном случае эффект памяти обеспечивается, во-первых, конструкцией элемента (нагреватель выполняет также и функцию добавочного сопротивления, соединенного последовательно с пленкой VO_2), а во-вторых, изменением проводимости слоя VO_2 при ФП. Отображение информации происходит благодаря способности диоксида ванадия изменять свои оптические свойства при переходе из одного состояния в другое и благодаря возможности наблюдать это изменение за счет прозрачности слоя SnO_2 и подложки, а также отображения от зеркального слоя.

Для непосредственного сопоставления данной конструкции с расчетной моделью следует пренебречь сопротивлением слоя SnO_2 , а также тепловым импедансом бислоя резистор—изолятор. Окончательно условием применимости рассмотренной нами модели для описания элемента является малость продольных и поперечных размеров сэндвича (рис. 5) по сравнению с соответствующими размерами подложки.

Таким образом, нами предложен самосогласованный подход к описанию теплофизических процессов, происходящих в ПЭ с учетом теплового влияния подложки. Заметим, что используемый нами подход позволяет решить задачу о

тепловом взаимодействии между отдельными элементами ансамбля ПЭ. Анализ данной проблемы будет представлен в отдельном сообщении.

Список литературы

- [1] *Богдан Н. И., Ковальчук Н. Я., Хоменко В. И.* // Диэлектрики и полупроводники. Киев, 1989. Вып. 16. С. 81—88.
- [2] *Шаповаленко В. В., Фрайман Б. С.* // Электронная техника. 1975. Сер. 6. Вып. 12. С. 118—120.
- [3] *Бугаев А. А., Захарченя Б. П., Чудновский Ф. А.* // Фазовый переход металл—полупроводник и его применение. Л.: Наука, 1979. 153 с.
- [4] *Захарченя Б. П., Мешиковский Н. К., Териуков Е. И., Чудновский Ф. А.* // Письма в ЖТФ. 1975. Т. 1. Вып. 1. С. 8—11.
- [5] *Захарченя Б. П., Малиненко В. П., Стефанович Г. Б.* и др. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. Вып. 2. С. 108—111.
- [6] *Ланская Т. Г., Меркулов И. А., Чудновский Ф. А.* // ФТТ. 1978. Т. 20. Вып. 2. С. 336—342.
- [7] *Малиненко В. П., Стефанович Г. Б., Чудновский Ф. А.* // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. Вып. 12. С. 754—757.
- [8] *Badkin E. V., Charyev A. A., Drobotenko V. V., Vyshinskaya L. I.* // Sol. St. Commun. 1985. Vol. 65. N 4. С. 241—243.
- [9] *Bergland C. N.* // IEEE Trans. Electron Dev. 1969. Vol. ED-16. N 5. С. 432—437.
- [10] *Duchene J., Terrailon M., Pailly P., Adam G.* // IEEE Trans. Electron. Dev. 1971. Vol. ED-18. P. 1151—1154.
- [11] *Dichene J., Adam G., Augier D.* // Phys. Stat. Sol. 1971. Vol. 8. N 2. P. 459—462.
- [12] *Yu R. J., Fisher P. D.* // Appl. Phys. Lett. 1971. Vol. 19. N 5. P. 158—160.
- [13] *Jackson I. L., Shaw M. P.* // Appl. Phys. Lett. 1974. Vol. 25. N 11. P. 666—668.
- [14] *Walden R. H.* // IEEE Trans. Electron. Dev. 1970. Vol. ED-17. P. 603—612.
- [15] *Демьяненко П. А., Пасынков В. В., Савельев Г. А.* // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. Вып. 21. С. 1323—1326.
- [16] *Лыков А. В.* Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967.
- [17] *Олейник А. С., Григорьева М. Н.* // Процессы теплопроводности и излучения. Саратов, 1983. С. 3—14.

Нижегородский университет

Поступило в Редакцию
13 марта 1991 г.