1990 ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА Том 32, № 2
1990 SOLID STATE PHYSICS Vol. 32, N 2

УДК 539.219

ВЛИЯНИЕ УПРУГИХ ПОЛЕЙ СФЕРИЧЕСКИХ СТОКОВ НА ИХ ДИФФУЗИОННУЮ СКОРОСТЬ РОСТА В АНСАМБЛЕ

В. В. Слезов, П. Н. Остапчук

В рамках модели областей «влияния» рассмотрено влияние упругих полей сферических стоков на их диффузионную скорость роста в ансамбле. Получено аналитическое выражение для плотности потока точечных дефектов на сферический сток, учитывающее их упругое взаимодействие и эффект экранировки диффузионного поля данного макродефекта его окружением.

В работах [1, 2] развит метод вывода диффузионной скорости роста (растворения) макродефекта (МД) в ансамбле, являющийся по сути обобщением идеи самосогласованного поля на частицы конечных размеров. Его основное физическое содержание состоит в учете эффекта экранировки диффузионных потоков точечных дефектов (ТД) на выделенный сток другими МД из числа его окружения. Цель данной работы — включение в общую схему [1, 2] упругого взаимодействия ТД со сферическими стоками, роль которых могут играть вакансионные поры и твердые выделения новой фазы, образующиеся при распаде твердых растворов.

Исходным пунктом при вычислении искомой скорости роста, как известно, является микроскопическое диффузионное уравнение

$$\partial C_m(\mathbf{r},\ t;\ \{\mathbf{R}^s\})/\partial t = -\omega \operatorname{div} \mathbf{j}_m + K - \beta C_i C_v, \tag{1}$$

$$\mathbf{j}_m = -\frac{D_m}{\omega}\nabla C_m - \frac{D_m C_m}{\omega}\nabla V_m,\quad V_m \equiv \frac{E_m}{k_Б T}$$

с заданными начальным и граничными $C_{m/\mathbf{r}=\mathbf{R}^s} = C_m^s$ условиями. Здесь C_m — концентрация ТД m-го типа ($m=i,\ v$; v — вакансии; i — собственные междоузельные атомы (СМА)); $\mathbf{j}_m$ — плотность потока ТД с учетом дрейфового члена, обусловленного упругим взаимодействием между ТД и МД; D_m — коэффициент объемной диффузии ТД; K — скорость объемной генерации ТД; β — коэффициент рекомбинации; ω — объем на атом решетки; C_m^s — равновесная концентрация ТД на поверхности стока; набор $\{\mathbf{R}^s\}$ задает их пространственное расположение; $k_Б$ — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура. Матрица считается однородной и изотропной.

Вычисления будем проводить в стандартном приближении, когда длина диффузионного пробега ТД относительно рекомбинации много больше среднего расстояния между стоками (случай сильно развитой структуры стоков). Для простоты записи опустим индексы i и v всюду, где это не может привести к путанице.

Согласно [2], для нахождения скорости роста выделенного МД в приближении $Q_0^{1/3} \ll 1$ (Q_0 — доля объема кристалла, занимаемая макродефектами) можно использовать огрубленное диффузионное уравнение вида

$$-\omega \operatorname{div} \mathbf{j}(r) + K\Theta(R_0(R) - r) - [d\bar{C}/dt - K(1 - Q_0) + I(r)]\,\Theta(r - R_0(R)) = 0, \tag{2}$$

$$C\,|_{r\to\infty} = \bar{C},\quad C\,|_{r=R} = C_R,\quad \Theta(x) = \begin{cases} 1, & x > 0, \\ 0, & x < 0, \end{cases}$$

C — средняя по объему (или по всевозможным реализациям расположения и размеров всех МД) концентрация ТД; r — расстояние от точки пространства до центра выделенного МД ($r \geqslant R$); R_0 (R) — граница, разделяющая области «влияния» МД и «эффективной» среды. По определению, область «влияния» МД не содержит других стоков, кроме выделенного, и такова, что ТД, рожденные внутри этой области, поглощаются только содержащимся в ней МД. Она имеет конечные размеры, зависящие от размера данного МД и средних характеристик всех стоков в системе. Координата r внутри области «влияния» — это координата микроскопической (в смысле непрерывной среды) точки.

Что касается «эффективной» среды, то это результат усреднения (1) вне области «влияния» выделенного МД, во-первых, по объему, представляющему собой «физическую» точку, содержащую достаточно много МД, а во-вторых, по расположению и размерам всех МД, кроме выделенного. Такое усреднение «размазывает» дискретные стоки, превращая пространство вне области «влияния» МД в «эффективную» среду, обладающую свойствами среды с непрерывно-распределенными стоками (аналог модели «желе» для частиц с кулоновским взаимодействием). Причем свойства эти одинаковы для «эффективных» сред любого МД. Поскольку r в «эффективной» среде — это координата «физической» точки, то уравнение (2) подразумевает сшивку соответствующих потоков и концентраций на границе области «влияния». Наконец, величина I (r) характеризует мощность любой точки «эффективной» среды как стока (источника) для ТД и определяется следующим выражением:

$$I(r) = -4\pi\omega \int\limits_0^\infty R^2 j_R(r) f(R,\ t)\, dR, \tag{3}$$

где j_R (r) — плотность потока ТД на сток в «эффективной» среде выделенного МД; f $(R,\ t)$ — функция распределения МД по размерам, нормированная на их число в единице объема.

Для самосогласованного определения размеров области «влияния» данного МД удобно разделить j (r) на два слагаемых: $j\ (r) = j^{(0)}\ (r) + j^{(1)}\ (r)$ (в силу линейной связи j с C аналогичное разбиение справедливо и для концентрации ТД: $C = C^{(0)} + C^{(1)}$). Физический смысл каждого слагаемого состоит в следующем: $j^{(0)}$ — плотность потока ТД, обусловленного только неоднородностью граничных условий на МД различных размеров, а $j^{(1)}$ — оставшаяся часть полного потока, в данном случае определяемая только источником ТД. Такое разбиение дает возможность определить область «влияния» уравнением

$$(\mathbf{j}^{(1)}\mathbf{n})\big|_{\mathbf{r}=\mathbf{R}_0} = 0$$

($\mathbf{n}$ — нормаль к ее границе), отражающим физическое требование, чтобы ТД радиационного происхождения не выходили за ее пределы. Отсюда в силу однородности «эффективной» среды для выделенного МД следует, что $\mathbf{j}^{(1)} = 0$ в любой точке его «эффективной» среды, в том числе и на ее границе, т. е.

$$(\mathbf{j}^{(1)}\boldsymbol{\tau})\big|_{\mathbf{r}=\mathbf{R}_0} = 0$$

($\boldsymbol{\tau}$ — вектор касательной к границе области «влияния»). Это соотношение дает граничное условие для $C^{(1)}$

$$C^{(1)} \exp\{V(\mathbf{r})\}\big|_{\mathbf{r}=\mathbf{R}_0} = C^* = \mathrm{const}$$

и соответственно для $C^{(0)}$

$$C^{(0)}\big|_{\mathbf{r}\to\infty} = \bar{C} - C^*.$$

Величина C^* определяется очевидным условием самосогласования — объем всех областей «влияния» исчерпывает весь объем кристалла

$$\frac{4\pi}{3}\int_0^\infty R_0^3(R)\,f(R,\ t)\,dR=1. \qquad (4)$$

Таким образом, уравнение (2) представимо в виде

$$-\omega\,\mathrm{div}\,j^{(1)}+K=0,\quad j^{(1)}=-\frac{D}{\omega}\,e^{-V(r)}\,\frac{d}{dr}\left\{C^{(1)}e^{V(r)}\right\},$$

$$C^{(1)}\big|_{r=R}=0,\quad C^{(1)}\big|_{r=R_0}=C^{*}e^{V(R_0)},\quad j^{(1)}\big|_{r\geqslant R_0}=0; \qquad (5)$$

$$-\omega\,\mathrm{div}\,j^{(0)}+[K(1-Q_0)-I(r)-d\bar{C}/dt]\,\theta(r-R_0)=0,$$

$$C^{(0)}\big|_{r=R}=C_R,\quad C^{(0)}\big|_{r\to\infty}=\bar{C}-C^{*},$$

$$j^{(0)}=-\frac{D}{\omega}\,e^{-V(r)}\,\frac{d}{dr}\left\{C^{(0)}e^{V(r)}\right\}. \qquad (6)$$

Решение (5) тривиально

$$C^{(1)}(r)=-\frac{K}{3D}\,e^{-V(r)}\int_R^r r'e^{V(r')}dr'+a_1e^{-V(r)}\int_R^r\frac{1}{r^2}\,e^{V(r)}dr+a_2e^{-V(r)}.$$

Находя из граничных условий константы интегрирования, получаем

$$j_R^{(1)}=\frac{KR}{3\omega}-\frac{D}{R\omega}\,\frac{R^{*}}{R}\left\{C^{*}+\frac{K}{3D}\int_R^{R_0}re^{V(r)}dr\right\},$$

$$C^{*}=\frac{K}{3D}\,\frac{R_0^3}{R^{*}}\left\{1-\frac{R^{*}}{R_0^3}\int_R^{R_0}re^{V(r)}dr\right\},$$

$$R^{*}\equiv\left[\int_R^{R_0}\frac{1}{r^2}\,e^{V(r)}dr\right]^{-1}. \qquad (7)$$

Обратим внимание, что подстановка C^{*} в выражение для $j_R^{(1)}$ дает очевидное соотношение

$$j_R^{(1)}=-\frac{K}{3\omega R^2}\left\{R_0^3(R)-R^3\right\}, \qquad (8)$$

отражающее тот факт, что все ТД, рождаемые внешним источником в области «влияния» МД, им же и поглощаются. Таким образом, искомые величины $j_R^{(1)}$ и $R_0(R)$ выражены через R и C^{*}, которая определяется из (4).

Перейдем теперь к вычислению $j_R^{(0)}$. Для этого, согласно (6), необходимо иметь $I(r)$ в явном виде. Поскольку I является линейным функционалом j_R, то $I[j_R]=I[j_R^{(1)}]+I[j_R^{(0)}(r)]$, где $j_R^{(1)}$ определяется выражением (8) и не зависит от текущей координаты r. Что касается $j_R^{(0)}(r)$, то его вид мы должны постулировать исходя из физических соображений, затем решить диффузионную задачу (6) и результат верифицировать.

Напомним, что $j_R^{(0)}(r)$ — это плотность потока на сток в «эффективной» среде вокруг выделенного МД, обусловленная только неоднородностью граничных условий на стоках. Поэтому $j_R^{(0)}(r)$ с учетом упругого поля можно представить в виде

$$j_R^{(0)}(r)=-\frac{D}{\omega}\,\varphi(R)\left[C^{(0)}(r)e^{V(r)}-C_Re^{V(R)}\right], \qquad (9)$$

где $C^{(0)}(r)$, $V(r)$ — концентрация и упругая энергия ТД в макроскопической точке «эффективной» среды, окружающей выделенный МД. Формально (9) представляет собой первый член разложения $j_R^{(0)}(r)$ по отклонению химического потенциала от его значения на границе МД. Обратим внимание, что доусредняя (9) по всевозможным положениям выделенного МД, мы получаем искомое выражение $j_R^{(0)}$

$$j_R^{(0)} = -\frac{D}{\omega}\varphi(R)\left[(\bar{C}-C^*)-C_R^e\right]. \tag{10}$$

Здесь учтено, что при усреднении

$$\overline{C^{(0)}(r)\exp V(r)} = [C^{(0)}(r)\exp V(r)]\,|_{r=\infty} = \bar{C}-C^*,$$

так как $V(r)|_{r\to\infty}\to 0$ в подавляющем объеме «эффективной» среды, а также, что

$$C_R = C_R^e \exp\{-V(R)\},\quad C_R^e = C^e \exp\{2\gamma\omega/k_Б TR\},$$

γ — межфазное поверхностное натяжение, C^e — равновесная концентрация ТД у плоской границы.

С другой стороны, $j_R^{(0)}$ мы можем найти, решая диффузионную задачу (6) с учетом (9). И, требуя, чтобы полученное решение совпадало с (10), определяем $\varphi(R)$. Для этого представим (9) в тождественном виде

$$j_R^{(0)}(r) = -\frac{D}{\omega}\varphi(R)\left[(\bar{C}-C^*)-C_R^e\right] - \frac{D}{\omega}\varphi(R)\left[C^{(0)}(r)\exp V(r)-(\bar{C}-C^*)\right] =$$

$$= j_R^{(0)} + \delta j_R^{(0)}(r).$$

Подстановка в (6) дает

$$-\omega\,\mathrm{div}\,j^{(0)} - D\frac{C^{(0)}(r)\exp V(r)-(\bar{C}-C^*)}{l^2}\Theta(r-R_0) =$$

$$= \left[\frac{d\bar{C}}{dt} - K(1-Q_0) + I[j_R^{(1)}] + I[j_R^{(0)}]\right]\Theta(r-R_0), \tag{11}$$

$$C^{(0)}|_{r=R} = C_R,\quad C^{(0)}|_{r=\infty} = \bar{C}-C^*,$$

где

$$\frac{1}{l^2} = 4\pi\int\limits_0^\infty R^2\varphi(R)f(R,\ t)\,dR.$$

Выражение, стоящее в правой части (11), при занулении есть не что иное, как уравнение баланса ТД, которое выполняется автоматически, поскольку играет роль источника в безграничной среде $r > R_0$ (последний должен отсутствовать для существования решения, имеющего физический смысл). Следовательно,

$$d\bar{C}/dt = K(1-Q_0) - I[j_R^{(1)}] - I[j_R^{(0)}]. \tag{12}$$

Кстати, подстановка (8), (10) в (12) дает

$$d\bar{C}/dt = 4\pi D\int\limits_0^\infty \left[(\bar{C}-C^*)-C_R^e\right]R^2\varphi(R)f(R,\ t)\,dR,$$

откуда, в частности, следует, что в квазистационарном приближении при однородных граничных условиях на стоках ($C_R^e \equiv C^e$ не зависит от R) $C^* = \bar{C}-C^e$ и, как следствие, $j_R^{(0)}=0$. Этого и следовало ожидать, поскольку j_R^0 обусловлен именно неоднородностью граничных условий.

Поскольку нас, вообще говоря, интересует $j_R^{(0)}$, а не $C^{(0)}(r)$, то результат решения (11) выпишем только для $j_R^{(0)}$

$$j_R^{(0)} = \frac{D}{\omega R}\frac{\bar{C}-C_R^e-C^*}{\left\{\dfrac{R}{R^*} + R\Bigg/\displaystyle\int\limits_{R_0}^\infty \frac{r^2\psi(r)}{l^2}\,dr\right\}}, \tag{13}$$

где $\psi(r)$ определена в области $r \geqslant R_0$ и удовлетворяет уравнению

$$\Delta\psi(r) - e^{V(r)}\frac{\psi(r)}{l^2} - \nabla V(r)\nabla\psi(r) = 0,$$

$$\psi|_{r=R_0} = 1, \quad \psi|_{r\to\infty} = 0.$$

Сравнивая (13) с (10), а также принимая во внимание (11), для l и $\varphi(R)$ соответственно имеем

$$\frac{1}{l^2} = 4\pi\int_0^\infty \frac{f(R, t)\,dR}{\left\{\frac{1}{R^*} + 1\Big/\int_{R_0}^{\infty}\frac{r^2\psi(r)}{l^2}\,dr\right\}},$$

$$\varphi(R) = \left\{\frac{R^2}{R^*} + R^2\Big/\int_{R_0}^{\infty}\frac{r^2\psi(r)}{l^2}\,dr\right\}^{-1}.$$

Отметим также, что при $V(r) \equiv 0$ (13) переходит в полученное ранее выражение [2]

$$j_R^{(0)} = -\frac{D}{\omega R}\,\frac{\bar{C} - C^* - C_R^e}{\{1 - R/(l + R_0)\}},$$

а при $V(r)=0$ для $r \geqslant R_0$ из (13) имеем

$$j_R^{(0)} = -\frac{D}{\omega R}\,\frac{R^*}{R}\,\frac{\bar{C} - C^* - C_R^e}{\{1 - R^*/(l + R_0) + R^*/R_0\}}.$$

Наконец, в общем случае, учитывая малость градиентов, а также $V(r) \ll 1$ в области $r \geqslant R_0$, уравнение для $\psi(r)$ можно решать итерациями.

Таким образом, окончательное выражение для плотности потока ТД на сток принимает вид

$$j_R = -\frac{D}{\omega R}\left[Z(R, R_0)\left\{(\bar{C} - C_R^e) + \frac{K}{3D}\left(\int_R^{R_0} re^{V(r)}dr + R_0^3\Big/\int_{R_0}^{\infty}\frac{r^2\psi(r)}{l^2}\,dr\right)\right\} - \frac{KR^2}{3D}\right], \quad (14)$$

где

$$Z(R, R_0) = \frac{R^*}{R}\left[1 + R^*\Big/\int_{R_0}^{\infty}\frac{r^2\psi(r)}{l^2}\,dr\right]^{-1},$$

а R^* определено в (7). Выражение (14) и есть основной результат данной работы, поскольку искомая скорость роста МД связана с j_R соотношением $dR/dt = -\omega j_R$. Остается сделать лишь несколько замечаний. Во-первых, при $V(r)=0$ (14), естественно, переходит в соответствующее выражение [2]. Во-вторых, при исследовании реальных объектов (пор, выделений новой фазы), как правило, используется приближение малой, а чаще даже нулевой объемной доли МД, что соответствует предельному переходу $R/R_0 \to 0$. Однако осуществлять его непосредственно в (14) нельзя. Для этого сначала необходимо найти $\psi(r)$, вычислить соответствующие интегралы, после чего устремить $R/R_0 \to 0$. Очевидно, что чем больше размер области «влияния» по сравнению с размером заключенного в ней МД, тем с большим основанием можно пренебречь упругим взаимодействием ТД, находящегося в «эффективной» среде, с данным МД. Другими словами, при $R/R_0 \to 0$ $\psi(r) \to \psi_0(r) = (R_0/r)\exp\{(R_0 - r)/l\}$. При этом (14) принимает вид

$$j_R = -\frac{D}{\omega R}\left[\tilde{Z}(R, R_0)\left\{(\bar{C} - C_R^e) + \frac{K}{3D}\left(\int_R^{R_0} re^{V(r)}dr + \frac{R_0^2}{1 + R_0/l}\right)\right\} - \frac{KR^2}{3D}\right], \quad (15)$$

где

$$\tilde{Z}(R, R_0) = \frac{R^*}{R}\left[1 + \frac{R^*}{R_0}\,\frac{1}{1 + R_0/l}\right]^{-1}.$$

Чтобы получить конкретные выражения для j_R в нулевом приближении по R/R_0, а также с учетом первой поправки, вообще говоря, необходим явный вид $V(r)$. Можно, однако, использовать довольно грубую информацию о поведении $V(r)$ вблизи границы стока и на бесконечности. Так,

$$\int_R^{R_0} re^{V(r)}dr = R^2 \int_{R/R_0}^1 \frac{1}{x^3} e^{V(R,\,x)}dx \approx \frac{R_0^2}{2}, \quad x \equiv \frac{R}{r}$$

при условии, что $V(R, R/R_0) \to 0$ при $R/R_0 \to 0$ и $V(R, x)$ конечна при $x \to 1$. Первое условие означает исчезновение упругого взаимодействия на больших расстояниях, второе есть следствие предположения о том, что МД является стоком для ТД. Аналогично

$$R^* = R \Bigg/ \int_{R/R_0}^1 \exp\{V(R,\ x)\}\,dx.$$

Поэтому нулевое приближение по R/R_0 с учетом [1] имеет вид

$$j_R = -\frac{D}{\omega R} Z(R)\,(\bar{C} - C_R^e),$$

$$Z(R) = \left[\int_0^1 \exp\{V(R,\ x)\}\,dx\right]^{-1}.$$

Именно оно использовалось в [3] при построении теории радиационно-индуцированной коалесценции пор, основанной на концепции преференса пор. Что же касается поправок, то без конкретного вида $V(r)$ уже не обойтись.

В заключение обратим внимание, что (15) может быть получено и в рамках модели «эффективной среды» [4].[1] Это обстоятельство говорит о том, что с физической точки зрения оба подхода эквивалентны. Однако с точки зрения математической корректности излагаемый подход предпочтительнее, поскольку в отличие от [4], где $R_0(R)$ является параметром теории, позволяет определить и $R_0(R)$. Действительно, разрешив (7) относительно R_0, найдем $R_0(R, C^*)$. А так как C^* не чувствительна к типу стока, то требование, чтобы объем областей «влияния» всех МД исчерпывал объем кристалла (4), дает уравнение для определения C^*, а значит, и $R_0(R)$.

Определенный интерес может представлять учет поверхностной кинетики. Формально это сводится к изменению в (5), (11) граничных условий на поверхности стоков

$$j^{(1)}\big|_{r=R} = -\frac{\gamma}{\omega} C^{(1)}\big|_{r=R}, \quad j^{(0)}\big|_{r=R} = -\frac{\gamma}{\omega}\left(C^{(0)} - C_R\right)\big|_{r=R},$$

где γ имеет смысл скорости перехода ТД через поверхность стока и согласно [2], представима в виде $\gamma = \alpha D/az\,\{1+(\tau_s\nu)^{-1}\}$. Здесь ν — частота усвоения адсорбированного ТД поверхностью; $0 \leqslant \alpha \leqslant 1$ — коэффициент прилипания; τ_s — время жизни ТД на поверхности в адсорбированном состоянии до излучения его в объем; z — координационное число матрицы. В этом случае решение диффузионных задач (5), (11) имеет вид

---

[1] Для этого в [5] необходимо использовать условие сшивки потоков на границе области «влияния» в виде

$$C^{\mathrm{I}} \frac{dV}{dr}\bigg|_{r=R_0} + \frac{dC^{\mathrm{I}}}{dr}\bigg|_{r=R_0} = \frac{dC^{\mathrm{II}}}{dr}\bigg|_{r=R_0},$$

поскольку в «эффективной» среде авторы пренебрегают дрейфовым членом в потоке. Это же замечание относится и к работе [6].

$$j_R^{(1)} = j_R^{(1)\,\mathrm{diff}} \Big/ \left[1 + \frac{De^{V(R)}}{\gamma R} \frac{R^*}{R}\right], \quad C^* = C^{*\,\mathrm{diff}} + \frac{KR_0^3}{3R^2} \frac{e^{V(R)}}{\gamma} \left(1 - \frac{R^3}{R_0^3}\right),$$

$j_R^{(1)\,\mathrm{diff}}$, $C^{*\,\mathrm{diff}}$, R^* даются соотношениями (7). Обратим внимание, что подстановка C^* в $j_R^{(1)}$ снова приводит к соотношению (8), отражающему тот факт, что все ТД, рождаемые источником в области «влияния» МД, им же и поглощаются. Для $j_R^{(0)}$ соответственно имеем

$$j_R^{(0)} = -\frac{D}{\omega R} \frac{\bar{C} - C^* - C_R^e}{\left\{\frac{R}{R^*}\left(1 + \frac{De^{V(R)}}{R\gamma} \frac{R^*}{R}\right) + R \int\limits_{R_0}^{\infty} \frac{r^2\psi(r)}{l^2}\, dr\right\}},$$

где $\psi(r)$ определяется из уравнения (13), а l из уравнения

$$\frac{1}{l^2} = 4\pi \int\limits_0^{\infty} \frac{Rf(R,\ t)\, dR}{\left\{\frac{R}{R^*} + R \Big/ \int\limits_{R_0}^{\infty} \frac{r^2\psi(r)}{l^2}\, dr\right\}}.$$

Наконец, окончательное выражение для плотности потока ТД на сток имеет вид

$$j_R = -\frac{D}{\omega R} Z(R,\ R_0) \left\{(\bar{C} - C_R^e) + \frac{K}{3D}\left(\int\limits_R^{R_0} re^{V(r)} dr + R_0^3 \Big/ \int\limits_{R_0}^{\infty} \frac{r^2\psi(r)}{l^2}\, dr\right) - \right.$$

$$\left. - \frac{KR^2}{3D} \frac{R}{R^*} \left(1 + R^* \Big/ \int\limits_{R_0}^{\infty} \frac{r^2\psi(r)}{l^2}\, dr\right)\right\},$$

$$Z(R,\ R_0) = \frac{R^*}{R}\left[1 + \frac{De^{V(R)}}{R\gamma} \frac{R^*}{R} + R^* \Big/ \int\limits_{R_0}^{\infty} \frac{r^2\psi(r)}{l^2}\, dr\right]^{-1}.$$

Переход к диффузионно-лимитируемому случаю (7), (12), (13) осуществляется предельным переходом $\gamma \to \infty$, что соответствует $a \to 0$.

Список литературы

[1] Косевич А. М., Саралидзе З. К., Слезов В. В. // ЖЭТФ. 1967. Т. 52. № 4. С. 1073—1080.
[2] Слезов В. В. // Препринт ХФТИ 88-63. Харьков, 1988. 14 с.
[3] Дубинко В. И., Остапчук П. Н., Слезов В. В. // ФММ. 1988. Т. 65. № 1. С. 32—43.
[4] Brailsford A. D., Bullough R. // Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. 1981. V. A302. N 1465. P. 87—137.
[5] Орлов А. Н., Самсонидзе Г. Г., Трушин Ю. В. // ЖТФ. 1986. Т. 56. № 7. С. 1311—1319.
[6] Демин Н. А., Конобеев Ю. В., Толстикова О. В. // ФММ. 1984. Т. 58. № 1. С. 98—105.

Харьковский физико-технический
институт АН УССР
Харьков

Поступило в Редакцию
4 сентября 1989 г.