

04;11

О формировании и структуре токовых ячеек катодного пятна вакуумной дуги

© С.С. Арапов, Н.Б. Волков

Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург
E-mail: nbv@ami.uran.ru

Поступило в Редакцию 18 июля 2002 г.

Предлагается физическая модель структурирования и локализации электрического тока в поверхностном слое катода на начальных стадиях вакуумного разряда. Согласно этой модели, токовые ячейки представляют собой дислокационные ячейки, внутрь каждой из которых вложен кольцевой электронный вихрь с осью, направленной перпендикулярно к поверхности электрода. Показано, что локализация электрического тока в центре вихрей приводит к формированию пространственной структуры горячих точек — зародышей взрывоэмиссионных центров, динамика которых определяет функционирование вакуумного разряда.

Основной проблемой физики вакуумного разряда является вопрос о механизме его инициирования и поддержания [1,2]. Общепринято, что на чистой поверхности „холодного“ катода катодное пятно (КП) возникает в результате электрического взрыва микроострий, разогреваемых эмиссионным током (взрывной электронной эмиссии) [1,2]. Так, в [3] в электронном проекторе непосредственно в процессе эксперимента наблюдались предвзрывное состояние и начальная стадия электрического взрыва автоэмиссионного центра. Установлено, что радиус эмиссионной области в момент времени, предшествующий взрыву, составлял $5\ \mu\text{m}$, а эмиссионная область, по мнению авторов, представляла собой расплав, из которого вследствие электрогидродинамической неустойчивости поверхности [4] растет микровыступ, приводящий за конечное время к

взрывной электронной эмиссии. Согласно [3], время формирования микровыступа t_s составляло $t_s \approx 0.1$ ns.

Если проблем с объяснением формирования первичных взрывоэмиссионных центров (ВЭЦ, эктонов по терминологии [2]) в принципе нет, то с объяснением образования на катоде под плазмой вторичных ВЭЦ возникают трудности. Как правило, для этого привлекаются различные гипотезы ad hoc [2,5]. Число этих гипотез можно существенно уменьшить, если воспользоваться гипотезой Кесаева [6] о том, что КП состоит из токовых ячеек [7]. После недавних экспериментов Ютнера [8] и Фогель [9] можно считать твердо установленным, что КП обладает внутренней структурой. Согласно [8], размер фрагментов КП $\lambda < 5 \mu\text{m}$. В [9] зарегистрировано из области КП рентгеновское излучение с энергией 100 eV и длительностью (0.33–1.4) ns в диапазоне электрических токов 1.2–35 А (дуга горела в парах меди и инициировалась лазерным излучением). Излучение обладало пространственной структурой ярко светящихся (горячих) точек с масштабом $\lambda \approx 3 \mu\text{m}$, причем с увеличением тока число точек увеличивалось, а сам масштаб не изменялся. Оценим плотность электрического тока в горячих точках (ГТ), полагая, что вещество в них — медная плазма с температурой 100 eV, плотностью твердого тела и проводимостью $\sigma \approx 0.6 \cdot 10^6 \Omega \cdot \text{m}^{-1}$ (это значение, согласно [10], является нижней оценкой проводимости такой плазмы). Тогда для $i = 1.2$ А и длительности импульса излучения $\tau = 0.33$ ns получаем значения $j_{\text{min}} = 2.05 \cdot 10^9 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$ и диаметра ГТ $d_{sp} = 0.28 \mu\text{m}$. (Ее объем V_{sp} и масса M_{sp} равны соответственно: $V_{sp} = 1.149 \cdot 10^{-20} \text{ m}^3$ и $M_{sp} = 1.026 \cdot 10^{-16} \text{ kg}$). Нижнюю оценку катодного падения напряжения можно определить как $U_c = j d_{sp} \sigma^{-1}$: при $j = 1.2$ А получаем $U_c = 9.6 \text{ V}$ (для дуг, горящих в парах меди, $U_{c,\text{exp}} = 15 \text{ V}$ [11]). В [6] экспериментально определен предельный ток на ячейку $I_{cm} = 2I_0$ (I_0 — пороговый ток дуги; для Cu и W $I_0 = 1.6$ А [6] и $I_{cm} = 3.2$ А; при $i = 2I_{cm}$ одновременно функционируют две ячейки). В [6] сравнением динамики КП на пленочных и массивных катодах установлено также, что при толщине пленочного катода $h_{sl} \geq 1.5 \mu\text{m}$ размеры кратеров, значения тока и падения напряжения практически совпадают с соответствующими величинами для дуги на массивном катоде. В [12,13] показано, что наносекундные вакуумные дуги существуют и при $i < I_0$: при $i = (0.8 \div 8)$ А напряжение и ток дуги на проволочном катоде диаметром 100 μm вели себя аналогично соответствующим величинам

в [6], где дуга горела миллисекунды. В [13] наблюдался однократный цикл горения дуги длительностью $50 \div 250$ ns на вольфрамовом острейном катоде с радиусом острия менее $0.3 \mu\text{m}$. После погасания дуги радиус оплавленного кончика острия составлял $1 \div 1.5 \mu\text{m}$. В области пороговых токов наблюдаются большие флуктуации катодного падения напряжения, δU : при переходе КП на новое место в дуге с $i = 2$ А, горящей на вольфрамовом катоде, $\delta U = (5 \div 10)$ V. Минимальная плотность тока, определенная авторами [14] по автографам КП, составила $j_{\text{min}} \approx (1 \div 2) \cdot 10^7 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$.

Приведенные выше экспериментальные данные можно непротиворечиво объяснить лишь в рамках моделей, использующих гипотезу о токовых ячейках. К сожалению, в [2,6,7] не обсуждаются вопросы: когда образуются токовые ячейки и какова их структура? Целью предлагаемой работы является обсуждение возможности формирования пространственной структуры токовых ячеек и ГТ, суть зародышей ВЭЦ, на начальной стадии вакуумного разряда (это позволяет снять трудности с образованием вторичных ВЭЦ) и получение их некоторых количественных характеристик (см. также [15]).

Для формирования токовых ячеек на начальной стадии разряда необходимо выполнение в поверхностном слое катода определенных условий. В механическом смысле пластическое течение материалов с большой плотностью дислокаций аналогично течению несжимаемой жидкости с большой сдвиговой вязкостью. Допустим, что в [3] эмиссионная область радиусом $5 \mu\text{m}$ представляла собой поверхностный слой автоэммиттера, насыщенный дислокациями (плотность дислокаций в поверхностных слоях материалов существенно выше, чем в объеме [16]). Согласно современной физике пластичности [17], существует четыре уровня пластической деформации с различными масштабами пространственных структур: 1) микроскопический с $\lambda_m = (1 \div 30)a$ (a — постоянная решетки; 2) мезоскопический, на котором формируются дислокационные субструктуры, с $\lambda_{sub} = (0.1 \div 3) \mu\text{m}$; 3) структурный с $\lambda_{st} = 920 \div 200) \mu\text{m}$; 4) макроскопический с $\lambda_m \geq 10\lambda_{st}$. Используя для оценок скорость звука, являющуюся предельной для скорости дислокаций, получим, что для мезоскопического уровня характерен временной масштаб (для оценок мы использовали изотропную скорость звука в вольфраме $C_{s0} = 4 \cdot 10^3 \text{ ms}^{-1}$ [18]): $t_{sub} \approx (0.025 \div 0.75)$ ns. Длине свободного пробега дислокаций $l_d = (0.1 \div 10) \mu\text{m}$ [17] соответствует временной масштаб $t_\lambda \approx (0.025 \div 2.5)$ ns. Видно, что оценка

времени роста жидкометаллического микровыступа из [3] попадает в диапазон характерных для мезоскопического уровня пластической деформации временных масштабов. Полученная выше оценка диаметра ГТ для экспериментов Фогель [9] $d_{sp} = 0.28 \mu\text{m}$ также попадает в характерный для мезоскопического уровня диапазон пространственных масштабов.

Это позволяет нам высказать гипотезу, что токовые ячейки суть дислокационные ячейки, образующиеся в насыщенном дислокациями поверхностном слое катода на мезоскопическом уровне пластической деформации [17,19,20]. Согласно реакционно-диффузионным моделям кинетики дислокаций, характерный масштаб дислокационных структур $\lambda = (1 \div 10)h$ [19] (h — толщина так называемой пластической зоны; в нашем случае $h = h_{sl} = 1.5 \mu\text{m}$ [6]). В работах одного из нас (ВНБ) [21] показано, что ГТ образуются на оси кольцевых электронных (токовых) вихрей, возникающих в несжимаемом жидкометаллическом проводнике с током в результате конвективной магнитогидродинамической (МГД) неустойчивости с наиболее быстро развивающейся модой, соответствующей длине волны возмущения

$$\lambda = 2.32L, \quad (1)$$

где $L \sim h_{sl}$ — характерный масштаб задачи. Наличие в твердом проводнике дислокаций приводит к изменению его внутренней геометрии [22,23], что, как и в случае жидкометаллического проводника, содержащего гидродинамические вихри, способствует развитию конвективной МГД неустойчивости в твердом проводнике с током и образованию внутри дислокационных ячеек кольцевых электронных вихрей [23].

Учитывая особенности топологии электромагнитного поля формулируем основную идею предлагаемой работы: токовая ячейка представляет собой гексагональную дислокационную ячейку с вложенным внутрь нее кольцевым электронным вихрем, ось которого направлена перпендикулярно поверхности катода, и характерным размером $\lambda = 2.32h_{sl} = 3.48 \mu\text{m}$ для $h_{sl} = 1.5 \mu\text{m}$ (см. рис. 1, показывающий качественную картину структуры токовых ячеек; жирными точками указаны места локализации ГТ).

Для того чтобы в ГТ сформировались условия, необходимые и достаточные для ее взрыва и выноса в разрядный промежуток материала

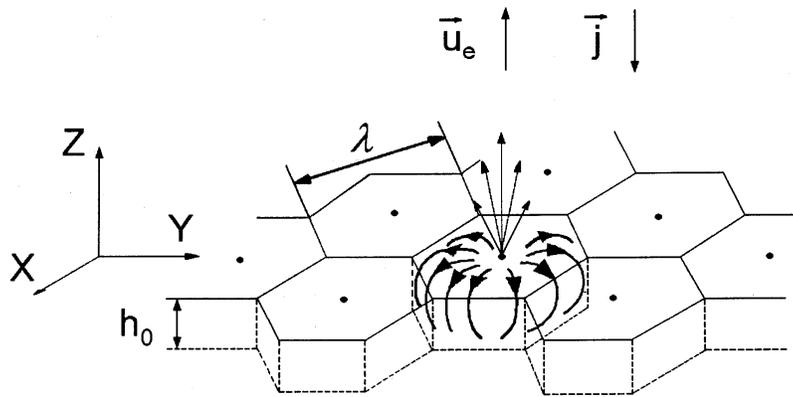


Рис. 1. Пространственная структура дислокационных ячеек и кольцевых электронных вихрей, вложенных внутрь их (жирными точками обозначены места локализации горячих точек — зародышей взрывоэмиссионных центров).

токовой ячейки, необходимо за время, меньшее звукового, ввести в металл энергию, равную энергии сублимации $W_{sub} = j^2 d_{sp} (C_{s0} \sigma)^{-1}$ [15]:

$$Q_* = U_c j_* = W_{sub} C_{s0}, \quad (2)$$

где U_c — падение напряжения на ГТ, служащее нижней оценкой катодного падения напряжения; j_* — плотность тока на оси токовой ячейки (рис. 1); W_{sub} — энергия сублимации; C_{s0} — скорость звука в металле при нормальных условиях. Условие (2) определяет поток мощности Q_* , требуемый для образования за конечное время ГТ в металле: для Cu $Q_* = 2.722 \cdot 10^{14} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$, для W $Q_* = 6.135 \cdot 10^{14} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$. Параметры Q_* , I_{cm} и h_{st} являются основными количественными характеристиками системы токовых ячеек и ГТ — зародышей ВЭЦ (эктона). При известном значении j_* соотношение (2) позволяет получить нижнюю оценку катодного падения напряжения. Так, для полученной выше оценки минимальной плотности тока в экспериментах Фогель [9] $j_{min} = 2.05 \cdot 10^9 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$ получаем $U_c = 13.5 \text{ V}$ (для дуги, горящей в парах меди, $U_{c,exp} = 15 \text{ V}$ [11]).

Выражение (2) позволяет для напряжения горения дуги U_0 получить оценку минимальной плотности тока во ВЭЦ j_{min} . Для медного като-

да $U_a = 20 \text{ V}$ [11] и $j_{\min} = 1.386 \cdot 10^9 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$; для вольфрамового катода $U_a = (25 \div 30) \text{ V}$ [11] и $j_{\min} = (2.045 \div 2.454) \cdot 10^9 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$ (нижнее значение j_{\min} соответствует $U_a = 30 \text{ V}$). Этим значениям j_{\min} и $I_{cm} = 3.2 \text{ A}$ соответствуют значения диаметра ГТ и характерного размера ячейки: для Cu $d_{sp} = 0.542 \mu\text{m}$ и $\lambda = 3.542 \mu\text{m}$; для $Wd_{sp} = (0.407 \div 0.446) \mu\text{m}$ и $\lambda = (3.407 \div 3.446) \mu\text{m}$. Оценке (1) соответствует характерный размер токовой ячейки $\lambda = 3.48 \mu\text{m}$. Приведенные оценки характерных размеров ячеек получены на основе различных соображений, тем не менее они неплохо согласуются между собой. Гибель токовой ячейки определяется выбросом ее материала в разрядный промежуток из-за микровзрыва. Если предположить, что образующийся на месте ячейки кратер имеет форму полусферы, можно оценить минимальную плотность тока, при которой гибнет токовая ячейка: при $i \sim (1 \div 3.2) \text{ A}$ $j_{\min} \sim (0.7 \div 2.26) \cdot 10^7 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$. Эта оценка хорошо коррелирует с экспериментальными оценками j_{\min} , полученными в [14] по автографам КП в области пороговых токов: $j_{\min} = (1 \div 2) \cdot 10^7 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$. В том, что эти значения действительно соответствуют плотности тока, при которой токовая ячейка не может существовать, можно убедиться их подстановкой в (2): $U_c = (3.07 \div 6.135) \cdot 10^3 \text{ V} \gg U_a$.

Согласно [20], гексагональные дислокационные ячейки образуются в результате неравновесного фазового перехода, индуцированного шумом — флуктуациями напряжений и скорости деформации, в статистическом ансамбле дислокаций. При некотором уровне шума, как показано в [20], происходит качественное изменение функции распределения дислокаций. Характерный размер дислокационных ячеек определяется корреляционной длиной ξ дислокационного ансамбля [20]:

$$\lambda \approx 2\xi = (2\pi)^{-1} (\mu b (\alpha S)^{-1})^{1/2} \rho^{-1/4}, \quad (3)$$

где $\alpha = 0.3$ [20]; μ — модуль сдвига; b — модуль вектора Бюргерса (ниже мы аналогично [20] используем значение $b = 2.5 \cdot 10^{-10} \text{ m}$); $S = 2.5 \cdot 10^{-3} \langle \tau^{im} \rangle$ [24,25] — функция отклика, соответствующая взаимопревращению флуктуаций скорости деформации в флуктуации эффективного напряжения; $\langle \tau^{im} \rangle$ — усредненное по времени напряжение, определяющееся динамикой дислокационного ансамбля (его хорошей оценкой, является предел текучести, σ_T); ρ — плотность дислокаций. На рис. 2 приведены кривые характерного размера токовой ячейки от амплитуды тока для двух значений рабочего напряжения вольфрамовой

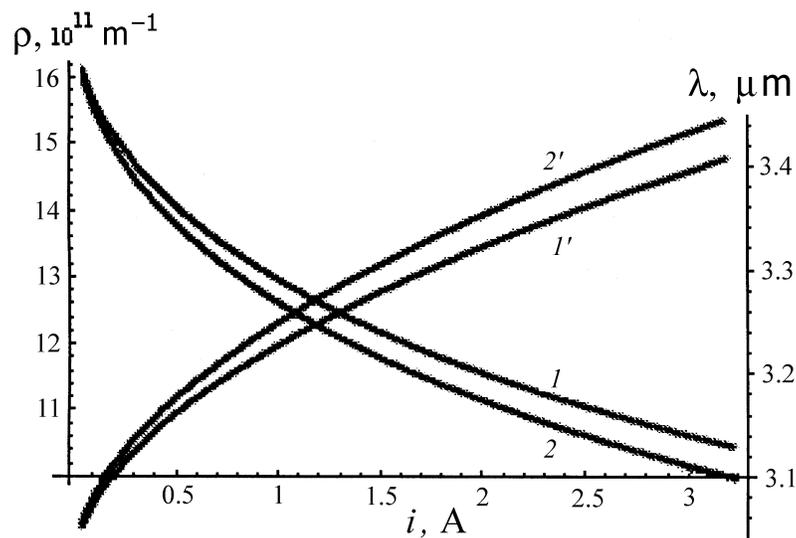


Рис. 2. Характерные длины пространственной структуры ячеек λ (1, 2) и концентрации дислокаций ρ (1', 2') от тока для вольфрамового катода и значения модуля сдвига $\mu = 1.515 \cdot 10^{12}$ Па: 1, 1' — $\rho(i)$, $\lambda(i)$ для рабочего напряжения дуги $U_a = 25$ В; 2, 2' — $\rho(i)$, $\lambda(i)$ для $U_a = 30$ В.

дуги: $U_a = 25$ В (кривая 1') и $U_a = 30$ В (кривая 2') и соответствующей им плотности дислокаций (кривые 1 и 2), рассчитанных по (3) для $\mu = 1.515 \cdot 10^{12}$ Па (среднего значения модуля сдвига W из диапазона $\mu = (8.8 \div 23.5) \cdot 10^{11}$ Па [26]) и $\langle \tau^{int} \rangle = \sigma_T = 1.08 \cdot 10^8$ Па [26]. Видно, что с увеличением тока необходимая для образования ячейки плотность дислокаций существенно уменьшается. Полученные значения плотности дислокаций близки к экспериментально наблюдаемым в поверхностных слоях металлов [16], при этом следует учесть, что энергия образования дислокации вблизи поверхности существенно ниже, чем в объеме, а также, что прохождение электрического тока способствует генерации дислокаций [23].

Обсудим вкратце сценарий функционирования КП. При инициировании вакуумного разряда генерируется необходимое для нормального горения дуги в электрической цепи с заданным источником энергии число токовых ячеек. В области пороговых токов ($i \leq I_{cm}$) вначале

функционирует одна ячейка, а остальные находятся в латентном состоянии. В результате выброса в разрядный промежуток материала токовой ячейки и невозможности удовлетворить критерию (2) ячейка гибнет. В процессе ее гибели возрастает падение напряжения на поверхностном слое катода, включая слой плотной прикатодной плазмы с конденсированной дисперсной фазой. В результате этого ток перераспределяется между гнущейся ячейкой и одной из ближайших к ней. Выбор вторичной ячейки из набора ближайших определяется расположением максимума вектора Пойнтинга на поверхности катода. Следовательно, в процессе уменьшения тока в первичной и увеличения тока во вторичной ячейке одновременно функционируют две ячейки с $I_c < I_{cm}$. После того как погибнет первичная ячейка, снова функционирует одна ячейка, затем она начинает гибнуть и процесс повторяется. Поскольку на месте старых ячеек дуга функционировать не может, симметрия исходной структуры токовых ячеек нарушается и пространственно-временная эволюция ячеек приобретает хаотический характер. В случае больших токов дуги одновременно функционирует много токовых ячеек. При этом вероятность гибели отдельных ячеек и зажигания новых из числа латентных ячеек выше на краю КП. Вследствие этого КП будет медленно двигаться в сторону максимума вектора Пойнтинга.

Таким образом, нами предложена физическая модель структурирования и локализации электрического тока (образования ГТ — зародышей ВЭЦ), не противоречащая совокупности наблюдаемых в экспериментах фактов. Токовые ячейки, представляющие собой гексагональные дислокационные ячейки с вложенными внутрь кольцевыми электронными вихрями, образуются в поверхностном слое катода на начальной стадии вакуумного разряда в результате нелинейного взаимодействия электронов проводимости с ансамблем дислокаций. Структура токовых ячеек и ГТ характеризуются тремя фундаментальными параметрами: толщиной насыщенного дислокациями поверхностного слоя катода $h_{sl} = 1.5 \mu\text{m}$ [6], предельным током ячейки I_{cm} : для Cu и W $I_{cm} = 3.2 \text{ A}$ [6] и необходимым для формирования ВЭЦ потоком мощности Q_* : для Cu $Q_* = 2.722 \cdot 10^{14} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$, для W $Q_* = 6.135 \cdot 10^{14} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$.

Мы считаем своим приятным долгом поблагодарить Г.А. Месяца, Л.М. Баскина, Г.А. Дюжева и Н. Фогель за интерес к работе и стимулирующее, конструктивное обсуждение различных аспектов предложенной выше физической модели.

Данная работа частично финансировалась РФФИ через гранты 97–02–16177 и 00–02–17428.

Список литературы

- [1] *Mesyats G.A., Proskurovsky D.I.* // Pulsed Discharges in Vacuum. Berlin, etc.: Springer, 1989.
- [2] *Месяц Г.А.* // Письма в ЖЭТФ. 1993. Т. 57. С. 88; УФН. 1995. Т. 165. С. 601; Эктонны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. М.: Наука, 2000; Cathode Phenomena in a Vacuum Discharge: The Breakdown, the Spark and the Arc. Moscow: Nauka, 2000.
- [3] *Батраков А.В., Попов С.А., Проскуровский Д.И.* // Письма в ЖЭТФ. 1998. Т. 67. С. 280.
- [4] *Зубарев Н.М.* // ЖЭТФ. 1998. Т. 114. С. 2043. Phys. Rev. E. 2002. V. 65. Article N 055301.
- [5] *Валуев А.А., Норман Г.Е.* // ЖЭТФ. 1999. Т. 116. С. 2176.
- [6] *Кесаев И.Г.* // Катодные процессы вакуумной дуги. М.: Наука, 1968.
- [7] *Harris L.P.* Vacuum Arcs, Theory and Applications / Ed. by J.M. Lafferty. New York, Wiley, 1980.
- [8] *Juttner B.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1999. V. 27. P. 836.
- [9] *Vogel N.* // Письма в ЖЭТФ. 1998. Т. 67. С. 622; Proc. of XVIII Intern. Symp. on Discharge and Insulation into Vacuum (August 17–21, 1998). Eindhoven: Techn. University, 1998. V. 1. P. 202; IEEE Trans. Plasma Sci. 1999. V. 27. P. 864.
- [10] *Volkov N.B., Nemirovsky A.Z.* // J. Phys. D: Appl. Phys., 1991. V. 24. P. 693; *Волков Н.Б.* Нелинейная динамика токнесущих плазмopodobных сред. Дис. на соис. . . . д.ф.-м.н. Екатеринбург: ИЭФ. УрО РАН, 1999.
- [11] *Voxman R.L., Sanders D.M., Martin Ph.J.* (eds) // Handbook of Vacuum Arc Science and technology: Fundamentals and Applications. Park Ridge: Noyes Publications, 1995.
- [12] *Пучкарев В.Ф., Проскуровский Д.И., Мурзакаев А.М.* // ЖТФ. 1987. Т. 57. С. 2324.
- [13] *Пучкарев В.Ф., Проскуровский Д.И., Мурзакаев А.М.* // ЖТФ. 1988. Т. 58. С. 88.
- [14] *Puchkarev V.F., Murzakaev A.M.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1990. V. 23. P. 26.
- [15] *Mourzakaev A.M., Volkov N.B.* // Proc. of XVIII Intern. Symp. on Discharge and Insulation into Vacuum (August 17–21, 1998). Eindhoven: Techn. University, 1998. V. 1. P. 302; *Volkov N.B.* // Proc. of 1st Intern. Congr. on Radiation Physics, High Current Electronics, and Modification of Materials (Tomsk, Russia, 24–29 September, 2000). Tomsk: Institute of High Current Electronics, 2000. V. 2. P. 94.

- [16] *Алехин В.П.* // Физика прочности и пластичности поверхностных слоев материалов. М.: Наука, 1983.
- [17] *Владимиров В.И., Романов А.Е.* // Дискликации в кристаллах. Л.: Наука, 1986.
- [18] *Жарков В.Н., Калинин В.А.* // Уравнения состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах. М.: Наука, 1968.
- [19] *Aifantis E.C.* // Int. J. Engng. Sci. 1995. V. 33. P. 2161.
- [20] *Hähner P.* // Acta Mater. 1996. V. 44. P. 2345.
- [21] *Volkov N.B., Iskoldsky A.M.* // J. Phys. A: Math. and Gen. 1993. V. 26. P. 6635; 6649; 6667; *Волков Н.Б.* // Нелинейная динамика токонесящих плазмоподобных сред. Дис. на соис. . . . д.ф.-м.н. Екатеринбург: ИЭФ УрО РАН, 1999.
- [22] *Fridel J.* Dislocations. Oxford, etc., Pergamon, 1964; *Kadić A., Edelen D.G.B.* // A Gauge Theory of Dislocations and Disclinations. Berlin, etc.: Springer, 1983.
- [23] *Volkov N.B.* // J. Phys. A: Math. and Gen. 1997. V. 30. P. 6391.
- [24] *Basinski S.I., Basinski Z.S.* // Dislocations in Solids. V. 4 / Ed. by F.R.N. Nabarro. P. 261. Amsterdam, North-Holland, 1979.
- [25] *Kocks U.F., Argon A.S., Ashby M.F.* // Thermodynamics and Kinetics of Slip, Progress Materials Science. V. 19. P. 259. Oxford: Pergamon, 1975.
- [26] *Таблицы физических величин* / Под ред. И.Н. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976.