

03

О присоединенной массе жидкости к движущемуся пузырьку, сорванному с поверхности электрода искровым разрядом

© А.М. Орлов, И.О. Явтушенко, М.Ю. Махмуд-Ахунов

Ульяновский государственный университет,
432000 Ульяновск, Россия
e-mail: am-orlov@mail.ru, yavigor@mail.ru

(Поступило в Редакцию 21 мая 2012 г. В окончательной редакции 21 августа 2012 г.)

Исследован механизм отрыва и перемещения газовых пузырьков от поверхности GaAs при искровом разряде в водном электролите. Предложена модель перемещения пузырьков газа в жидкости на основе теории образования водяного тарана, выдавленного газовым включением из уплотненного слоя жидкости волной сжатия, созданной искровым разрядом. Рассмотрено влияние размеров и температуры газового пузырька на геометрические параметры водяного тарана. По спаду давления переднего фронта волны сжатия установлено время жизни водяного тарана.

Введение

При решении различных практических задач часто возникает необходимость анализа поведения газовых включений в жидких средах. Это отрыв пузырьков от раскаленной поверхности [1,2], формирование газовых включений при прохождении мощных электрических импульсов через разделяющие жидкие объемы керамические фильтры [3], особенности динамических процессов, спровоцированных искровым разрядом в пузырьках, локализованных в разделительных диафрагмах [4], спровоцированный электрическим разрядом срыв газовых пузырьков с твердой поверхности [5] и т.д.

В работах, рассматривающих искровой разряд в водных растворах, часто отмечается неожиданное перемещение пузырька в момент искрового разряда без раскрытия физической сущности этого процесса [5,6].

Интенсивный „отстрел“ газовых пузырьков зафиксирован нами и при изучении режимов плазменного разряда на поверхности монокристаллического GaAs, погруженного в воду.

Постановка проблемы

Насмотря на повышенный интерес к рассматриваемой проблеме нами не встречено работ об особенностях перемещения газовых включений, сорванных искровым разрядом с погруженных в жидкость электродов.

При рассмотрении подобных вопросов в отличие от свободно всплывающих пузырьков [7] полагают, что перемещающаяся сфера увлекает с собой некоторую массу жидкости [8], на перемещение которой требуется дополнительная затрата энергии. При этом величина присоединенной массы жидкости находится из согласования эксперимента с уравнением, учитывающим баланс сил, обеспечивающих перемещение сфер. Авторы полагают, что механизм перемещения газовых включений в жидкости, сорванных искровым разрядом, совершенно иной и требует специального рассмотрения.

Предлагаемая нами модель предусматривает в момент искрового разряда резкое повышение давления в сидящем на электроде пузырьке без изменения его объема вследствие релаксации вязкости жидкости ($\Delta t < 1 \mu s$), способствующей возникновению полусферической ударной волны (волны сжатия). Отстреливаемый в следующий момент от электрода пузырек выталкивает перед собой жидкость, играющую роль тарана.

Принцип решения

Если искровой разряд реализуется в объеме пузырька, локализованного на поверхности электрода, то его температура мгновенно вырастает от комнатной до 1000–2000 К с последующим столь же стремительным охлаждением после отрыва от электрода.

Результатом температурного всплеска, с которого и начинается отсчет времени t_0 , является мгновенно выросшее давление со стартового значения

$$P_0 = P_{at} + \rho g x \approx \frac{\nu R T_r}{V_0} \quad \text{до} \quad P = \frac{\nu R T}{V_{t_0}}, \quad (1)$$

определяющее избыточное давление в пузырьке $P(t_0) = P - P_0$:

$$P(t_0) \approx \nu R \left[\frac{T}{V_0} - \frac{T_r}{k^3 V_0} \right] = \frac{\nu R (k^3 T - T_r)}{k^3 V_0}, \quad (2)$$

где R_{at} — атмосферное давление, ρ — плотность жидкого раствора (воды), g — ускорение свободного падения, x — глубина погружения пузырька, ν — число локализованных молей газа в пузырьке, R — универсальная газовая постоянная, T_r — комнатная температура, $V_0 = \frac{4}{3} \pi r_0^3$ и $V(t_0) = k^3 V_0$ — стартовый объем пузырька в момент искрового разряда (радиус r_0) и в начальный момент его перемещения ($r = k r_0$) соответственно (k — безразмерный коэффициент), T и P — температура и давление на финише искрового разряда.

Величина силы

$$F = (P - P_0)S(t_0) = \frac{\nu R(k^3 T - T_r)}{k^3 V_0} S(t_0), \quad (3)$$

действующая на поверхность пузырька $S = 4\pi r_0^2 k^2$, способствует зарождению и распространению в жидкости ударной волны, скорость v_{ud} которой с учетом сжимаемости жидкости для подобных процессов определяется выражением [9,10]

$$v_{ud} = \sqrt{\frac{E_L}{\rho}} / \sqrt{1 + \frac{E_L}{E} \frac{d}{\delta}}. \quad (4)$$

Для абсолютно жесткой ограничивающей емкости ($E \rightarrow \infty$) или при локальном распространении волны в реализуемом в настоящей работе случае

$$u_{ud} = \sqrt{\frac{E_L}{\rho}} = u, \quad (5)$$

где E_L — объемный модуль упругости жидкости плотностью ρ , E — модуль упругости материала, ограничивающего жидкость („трубы“), d — диаметр „трубы“, δ — толщина стенок „трубы“, u — скорость распространения звука в данной упругой среде. Поскольку волна сжатия перемещается в воде со скоростью распространения звука в этой среде ($u \approx 1.5 \text{ km/s}$), то избыточное давление $P(t)$ на фронте распространяющейся ударной волны ослабевает по мере удаления от газового пузырька. Площадь фронта волны сжатия оценивается как

$$S(t) = 2\pi L^2 = 2\pi(r_0 k + ut)^2, \quad (6)$$

где L — радиальное перемещение волны сжатия за время t , отсчитываемого с момента возбуждения искрового разряда t_0 .

Следовательно,

$$P'(t)dt = \left(\frac{F}{S(t)}\right)' dt = -\frac{F}{S^2(t)} d(S(t)), \quad (7)$$

интегрирование которого в пределах

$$\int_{P(t_0)}^{P(t)} dP(t) = -F \int_{S(t_0)}^{S(t)} \frac{d(S(t))}{S^2(t)} \quad (8)$$

дает окончательный результат

$$P(t) = P(t_0) + F \left(\frac{1}{S(t)} - \frac{1}{S(t_0)} \right) = P(t_0) \frac{S(t_0)}{S(t)}. \quad (9)$$

Расшифровка соответствующих значений коэффициентов этого уравнения для сферического пузырька (уравнения (2)–(6)) дает простую зависимость избыточного давления на фронте распространяющейся волны от времени ее существования:

$$P(t) = \frac{3\nu R(k^3 T - T_r)}{2\pi r_0 k (r_0 k + ut)^2}. \quad (10)$$

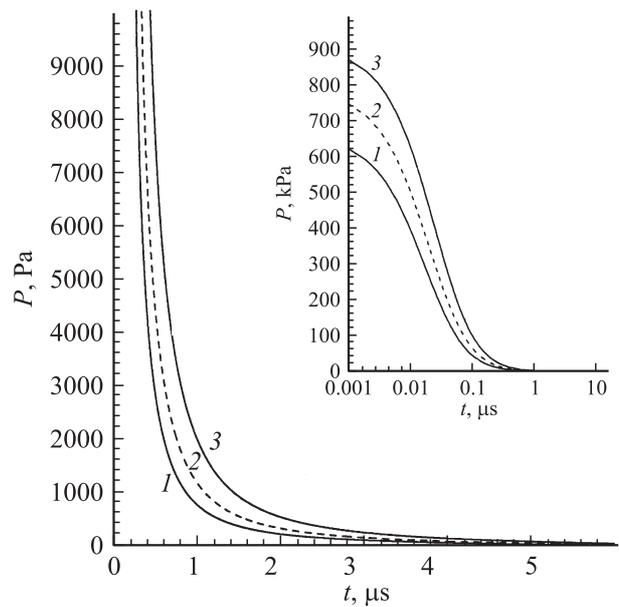


Рис. 1. Изменение избыточного давления во времени на переднем фронте распространяющейся в воде волны сжатия. Исходный радиус прикрепленного к электроду пузырька r_0 и стартовая температура в нем T в результате плазменной вспышки соответственно равны: 1 — $46.9 \mu\text{m}$ и 1100 K , 2 — $47.4 \mu\text{m}$ и 1200 K , 3 — $48.5 \mu\text{m}$ и 1300 K . На вставке представлен конечный участок $P(t)$ вырождающейся волны сжатия, представленной в полулогарифмическом масштабе.

Графическая иллюстрация этой зависимости для различных значений r_0 и T представлена на рис. 1.

Распространяющаяся в воде ударная волна не способствует перемещению жидкости. Однако пузырек, прикрепленный к твердой поверхности, отталкивается при искровом разряде от электрода за счет резко выросшего давления. Отрыв облегчается прекрасной смачиваемостью электрода водой (краевой угол $\Theta = 175^\circ$) [5]. „Отстреливаемый“ пузырек выталкивает перед собой жидкость в виде цилиндра, „вырезанного“ из уплотненного слоя жидкости, созданного волной сжатия.

Вектор скорости такого перемещения перпендикулярен площади электрода, а поперечное сечение выталкиваемой пузырьком жидкости в точности соответствует экваториальной площади прикрепленного к электроду сферического сегмента. При искровом разряде ($t \sim 0.1 \mu\text{s}$) объем пузырька из-за вязкого сопротивления жидкости не успевает отреагировать на резкое изменение давления. Однако с момента отрыва от электрода его объем несколько возрастает ($V(t_0) = k^3 V_0$, где $k > 1$). Численно этот параметр, как и присоединенная масса жидкости, определяется из согласования экспериментальных данных по кинетике перемещения „отстреливаемых“ пузырьков с результатами теоретического расчета, проведенного на основе баланса сил. Что касается высоты выталкиваемого фрагмента жидкости, то она, очевидно, не может превышать значения ut ,

ограниченного временем распространения волны сжатия в пределах значимых значений плотности и давления на ее фронте. Именно этот объем жидкости приобретает стартовый импульс.

Релаксация вязкости ограничена $1 \mu\text{s}$, так что отстрел пузырька, совмещенный с началом образования тарана, происходит за пределами $\Delta t \geq 1 \mu\text{s}$. Следовательно, старт перемещения пузырька радиусом $r \geq r_0$ оказывается тесно связан с водяным тараном повышенной плотности, эффективная протяженность которого определяется минимально значимым избыточным давлением $P(t) \geq 1000 \text{ Pa}$, приближенно оцениваемым по перегибу, отражающему выход кривых рис. 1 на стационарный режим. При таком определении время формирования подобного тарана для приведенных здесь значений T и r_0 не может превышать $\sim 0.4\text{--}0.7 \mu\text{s}$. Последующее распространение звуковой волны характеризуется чрезвычайно низким (приближающимся к нулю), избыточным давлением, которое вряд ли обеспечит слабо уплотненному объему свойства водяного тарана. Тогда, как показывают простые расчеты, эффективная протяженность выталкиваемого ядра жидкости должна быть ограничена значением $l = ut = (0.6\text{--}1.1) \cdot 10^{-3} \text{ m}$, а объем V_L и масса M_L водяного тарана должны определяться как $V_L = ut\pi r_0^2 k^2$ и $M_L = \rho ut\pi r_0^2 k^2$, где ρ — плотность жидкости.

Однако продолжительность жизни водяного тарана с повышенной плотностью должна быть ограничена временем охлаждения перегретого пузырька до температур (в пределе — комнатных), обеспечивающих сброс давления. Численная оценка характера изменения температуры пузырька во времени $T(t)$ может быть проведена по модифицированному уравнению [11], выведенному для сферы в теплопроводящей среде

$$T_i(t) = T_r + (T - T_r) \sum_{n=1}^{\infty} A_n \frac{\sqrt{2} \sin\left(\frac{\mu_n}{\sqrt{2}}\right)}{\mu_n} \times \exp\left(-\mu_n^2 \frac{at}{r_{i-1}^2}\right), \quad (11)$$

где $A_n = (-1)^{n+1} 2$, $\mu_n = \pi n$ ($n = 0, 1, 2, 3, \dots$), a — коэффициент температуропроводности водорода, r_i — радиус пузырька, зависящий от времени и температуры.

Результаты проведенных расчетов представлены на рис. 2. Видно, что время существования перегретых пузырьков с высоким стартовым давлением ограничено $4\text{--}8 \mu\text{s}$, по истечении которых они принимают свой исходный размер¹ r_0 . В результате от поверхности уже сорванного с электрода газового включения в уплотненный объем жидкости со скоростью звука распространяется новая волна, снимающая напряжение в перемещающемся водяном таране.

¹ Размер газовых пузырьков контролировался и по скорости их всплытия после „отстрела“ [5]. Из-за коалесценции он оказался завышенным на $\sim 25\%$ относительно r_0 .

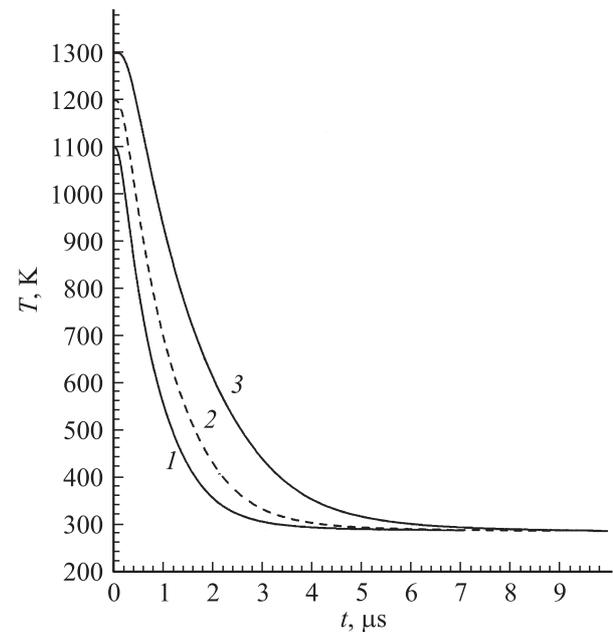


Рис. 2. Изменение температуры в пузырьке во времени после искрового разряда. Параметры соответствующих кривых соответствуют рис. 1.

Снятие напряжения в виде избыточного давления (10) не влияет на ранее приобретенный тараном импульс, в результате чего рассматриваемый фрагмент жидкости и прикрепленный к ней пузырек перемещаются как единое целое, испытывая вязкое сопротивление контактирующих слоев матричного раствора, приводящее к последовательному деформированию и рассеиванию массы перемещающегося ядра жидкости. В итоге пузырек останавливается и начинает всплывать, когда выталкивающая его сила полностью гасит сообщенную искровым разрядом начальную скорость водяного тарана с локализованным в нем газовым включением.

Методика эксперимента

Экспериментальная проверка высказанных выше предположений и параметров водяного тарана проводилась на примере „отстрела“ водородных пузырьков в дистиллированной воде от катодно-поляризуемой поверхности (111) монокристаллического $n\text{-GaAs}$ ($\rho = 0.01 \Omega\text{cm}$) с рабочей площадью $S_{el} = 16 \text{ mm}^2$. Исследуемые образцы в форме прямоугольных параллелепипедов ($4 \times 4 \times 30 \text{ mm}$) вырезались в направлении [111] из выращенных по Чохральскому слитков. Боковая нерабочая поверхность каждого изучаемого объекта экранировалась электротехническим лаком. В опытах использовалась схема с верхним расположением катодно-поляризуемого GaAs, обеспечивающего четкое фиксирование глубины погружения пузырьков. Графитовый противозлектрод (анод, диаметр 6 mm), запрессованный

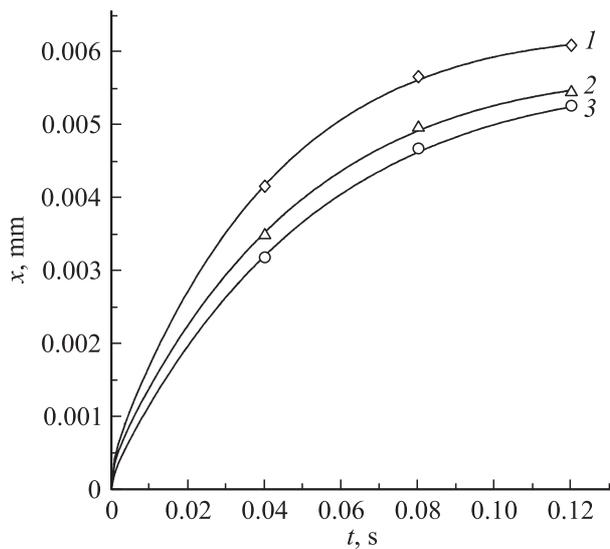


Рис. 3. Кинетика перемещения газовых пузырьков в глубь раствора от электродной поверхности при различных U : 1 — 1250, 2 — 1150, 3 — 1100 V.

в резиновую пробку и выступающей из нее на 30 mm, герметично фиксировался в донном отверстии стеклянной емкости. Источником напряжения являлась батарея конденсаторов (общей емкостью $C = 4\mu F$), заряжаемая до фиксируемого напряжения U высоковольтным зарядным устройством, отключаемым перед разрядом. Все процессы, протекающие на поляризованном электроде и в его окружении, регистрировались 12-Mpixel цифровым зеркальным фотоаппаратом Canon EOS 450D и цифровой видеокамерой Sony HDR-UX1E с покадровой разверткой.

Параметры водяного тарана, выталкиваемого газовым пузырьком при „отстреле“ и циркулирующей под электродом жидкости, определялись по согласованию теории с экспериментальной кинетикой перемещения газовых пузырьков (рис. 3), фиксируемой при помощи цифровой видеокамеры.

Математическая модель

Абсолютная скорость перемещения пузырька с водяным тараном в циркулирующем потоке жидкости определяется действием сил вязкого сопротивления жидкости, выталкивающей силы Архимеда и силы тяжести. Результирующее уравнение для расчета абсолютной скорости газового включения должно учитывать не только присоединенную к пузырьку массу жидкости (таран с приведенным радиусом R_L), но и текущую скорость циркуляционного потока,² появившегося в результате выталкивания жидкости всем коллективом „отстреливаемых“ пузырьков в момент искрового разряда. Именно в циркуляционном потоке и перемещаются пузырьки с

присоединенной расходуемой массой. Учет этих параметров позволяет представить баланс действующих сил в виде очевидных уравнений как на стадии турбулентного режима ($v\rho \gg \eta/R_L$)

$$(m_G + M_L)\dot{v} = V_G\rho_G g - V_G\rho_L g - \pi R_L^2 \rho_L v^2, \quad (12)$$

так и ламинарного, если не выполняется условие турбулентности:

$$(m_G + M_L)\dot{v} = V_G\rho_G g - V_G\rho_L g - 6\pi\eta R_L v. \quad (13)$$

Здесь m_G и M_L — локализованная в пузырьке масса газа и масса перемещаемой вместе с пузырьком присоединенной жидкости, R_L — радиус присоединенной массы жидкости с локализованным в ней пузырьком радиуса r , ρ — плотность, η — динамическая вязкость раствора, g — ускорение свободного падения, $v = (v_{rez} - v_p)$ — скорость движения пузырька в циркуляционном потоке (v_{rez} — результирующая скорость перемещения пузырька относительно электрода, v_p — скорость циркуляционного потока).

Решение (13) позволяет определить кинетику погружения пузырьков не только на этапе турбулентного

$$x_t(t) = \frac{1}{2b_t} \ln \left(\frac{b_t}{4G} (C_1 e^{2\sqrt{b_t} G t} - C_2)^2 \right) - \frac{\sqrt{Gt}}{\sqrt{b_t}} + A_1 e^{-t/B_1} + A_2 e^{-t/B_2} + A_0 t \quad (14)$$

и ламинарного перемещения

$$x_l(t) = C_3 e^{-bt} + b_t t / G + C_4 + A_1 e^{-t/B_1} + A_2 e^{-t/B_2} + A_0 t, \quad (15)$$

но и оценить координаты максимального погружения газовых включений $x(t) = x_t(t) + x_l(t)$, предшествующие их всплытию. При написании (14) и (15) использованы следующие обозначения: C_i , A_i и B_i — постоянные интегрирования, определяемые граничными условиями, учитывающими конечную скорость $v = 0$ при максимальном погружении на глубину $x(t)$ за время t и стартовый режим $x(t) = 0$, параметры $b_t = \pi R_L^2 \rho_L / (m_G + M_L)$, $b_l = 6\pi R_L \eta / (m_G - M_L)$ и $G = (1 - (m_L + M_L) / (m_G + M_L))g$.

Обсуждение результатов

Основные результаты расчетов $x(t) = x_t(t) + x_l(t)$ представлены соответствующими кривыми рис. 3. Хорошая согласованность с экспериментом (точки) наблюдается только при учете циркуляционного потока жидкости, скоростные параметры которого представлены в табл. 1 двумя экспоненциальными составляющими. Сравнивая другой согласованный с экспериментом параметр (присоединенная масса жидкости M_L , или ее радиус R_L), должны отметить, что он полностью

² Эмпирические значения этих скоростей представлены в табл. 1.

Таблица 1. Расчетные данные скорости циркулирующего потока и радиуса присоединенной жидкости с локализованным в ней пузырьком, обеспечивающие согласование теории с экспериментом

U_c, V	Скорость циркулирующего потока, m/s	Изменение радиуса присоединенной массы R_L, m
1100	$V(t) = 0.063 \exp(-t/0.06) + 0.047 \exp(-t/0.053) + 0.0005$	$R_L(t) = 4 \cdot 10^{-5} \exp(-t/0.05) + 4 \cdot 10^{-5}$
1150	$V(t) = 0.0712 \exp(-t/0.054) + 0.0472 \exp(-t/0.05) + 0.0004$	$R_L(t) = 3 \cdot 10^{-5} \exp(-t/0.05) + 4 \cdot 10^{-5}$
1250	$V(t) = 0.105 \exp(-t/0.042) + 0.043 \exp(-t/0.053) + 0.0001$	$R_L(t) = 4 \cdot 10^{-5} \exp(-t/0.05) + 4 \cdot 10^{-5}$

Таблица 2. Экспериментальные (U_c, x), расчетные (r, N, U_b, v_0, T) и согласующие (R_L, k) данные, обеспечивающие полное соответствие теории эксперименту (рис. 2)

U, V	x, mm	$r_0, \mu m$	$v_0, m/s$	T, K	Присоединенная масса		Расчетная масса водяного тарана $M_L, \mu g$	k
					$R_L(0), \mu m$	$M_L, \mu g$		
1100	5.3	46.9	0.3	1100	118.4	6.525	6.898	1.1
1150	5.8	47.4	1.3	1200	132.5	9.300	9.099	1.25
1250	6.1	48.5	2	1300	155.1	15.144	13.72	1.5

Примечание. U — стартовое напряжение конденсатора перед разрядкой, x — глубина погружения пузырьков, v_0 — стартовая скорость пузырька при отстреле, T и k — температура и коэффициент расширения пузырька при искровом разряде, $R_L(0)$ — стартовый радиус пузырька с присоединенной массой жидкости при „отстреле“.

удовлетворяет модели водяного тарана. Действительно, исходя из баланса действующих сил, согласованная с экспериментом присоединенная масса мало чем отличается ($\leq 9\%$, табл. 2) от стартовой массы водяного тарана, вырезанного из уплотненного слоя жидкости „отстреливаемым“ пузырьком.

Но, несмотря на хорошую согласованность экспериментальных и расчетных данных, обращает на себя внимание чрезмерно высокая масса перемещаемой вместе с пузырьком жидкости. Она оказывается в 16–29 раз больше массы вытесненной включением матричного раствора или в $(1.8–3.2) \cdot 10^5$ раз больше массы газового включения. Аналогичные результаты фиксируются и в других работах [11–13], в том числе при отстреле в воду стальных шаров. Вряд ли такой объем может соответствовать присоединенной к пузырьку жидкости. Более правдоподобным представляется увлечение пузырька выталкиваемой при „отстреле“ жидкостью. С увеличением U , а следовательно, и мощности искрового разряда масса перемещаемой с пузырьком жидкости и ее приведенный радиус возрастают.

Заключение

Исследованы механизм формирования и последующий отстрел газовых пузырьков при искровом разряде на поверхности GaAs. В соответствии с предложенной моделью присоединенная масса представляет собой водяной таран ограниченной протяженности, сформированный ударной волной и увлекающий за собой газовый пузырек.

Список литературы

- [1] Еремин В.Я., Еремин А.В., Молчанов К.Д. // Сб. тез. IX Симпоз.: Электротехника 2030 г. Перспективы технологии электроэнергетики. Московская обл., 2007. С. 284–285.
- [2] Stoffel M., Wahl S., Lorenceau E., Höhler R., Mercier B., Angelescu D.E. // Phys. Rev. Lett. 2012. Vol. 108. N 19. P. 198 302.
- [3] Тесленко В.С., Дрожжин А.П., Санкин Г.Н. // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. Вып. 4. С. 24–31.
- [4] Тесленко В.С., Дрожжин А.П., Карташов А.М. // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. Вып. 20. С. 83–88.
- [5] Орлов А.М., Явтушенко И.О., Журавлева А.В. // ЖТФ. 2010. Вып. 2. С. 60–65.
- [6] Суминов И.В., Эпельфельд А.В., Людин В.Б. и др. // Микродуговое окисление (теория, технология, оборудование). М.: Экомет, 2005. 368 с.
- [7] Шамирзаев А.С. Сб. тр. конф. молодых ученых СО РАН, посвященный М.А. Лаврентьеву. Новосибирск, 2001. Секция механики, энергетики и горных наук. С. 1–3.
- [8] Штеренлихт Д.В. Гидравлика. М.: Энергоатомиздат, 1984. 640 с.
- [9] Вильнер Я.М., Ковалев Я.Т., Некрасов Б.Б. Справочное пособие по гидравлике, гидромашинам и гидроприводам. Минск: Вышэйшая школа, 1976. 416 с.
- [10] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.
- [11] Лыков А.В. Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967. 600 с.
- [12] Ерошин В.А. // МЖГ. 1995. № 6. С. 13–18.
- [13] Музыря А.К., Киселев Д.Ю. // Тр. V Забалахинских научных чтений. ВНИИА им. Н.Л. Духова, 1999. Сек. 6. С. 491–497.