## удк 621.762.2:537. 525.5 ОБРАЗОВАНИЕ ПЫЛИ В ТОКАМАКЕ

# Ю.В. Мартыненко (ИЯС РНЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия), М.Ю. Нагель (Московский физико-технический институт (государственный университет), Москва, Россия)

Изучены потоки заряда и энергии на наночастицу в плазме. При температуре наночастицы  $T_{p.}$  когда важна термоэлектронная эмиссия, для нахождения потенциала частицы и её температуры  $T_p$  решена самосогласованно система уравнений баланса потоков энергии и заряда на частицу. Показано, что при степени ионизации плазмы больше критической потенциал частицы становится положительным, а её температура больше температуры ионов и нейтралов. Рассмотрено образование частиц пыли при конденсации пара в периферийных областях токамака с учётом различия температур частицы и пара. Кроме того, поток атомов пара на частицу описывается в баллистическом, а не в диффузионном режиме, поскольку размер частиц много меньше длины пробега атомов пара и буферного газа в периферийной плазме токамака. Показано, что при обычных параметрах периферийной плазмы нет условий для образования пыли путём конденсации.

Ключевые слова: наночастица, уравнения баланса, периферийная плазма токамака, буферный газ.

DUST FORMATION IN TOKAMAK. Yu.V. MARTYNENKO, M.Yu. NAGEL. Charge and energy fluxes onto a nanoparticle under conditions typical of laboratory plasmas are investigated theoretically. Under conditions at which thermionic emission plays an important role, the electric potential and temperature  $T_p$  of a nanoparticle are determined by solving a self-consistent set of equations describing the balance of energy and charge fluxes onto the nanoparticle. It is shown that, when the degree of plasma ionization exceeds the critical level, the potential of the nanoparticle becomes positive and its temperature exceeds the temperature of ions and neutrals. Dust particles formation due to vapor condensation in tokamak periphery plasma was studied. The temperature difference between particles and vapor was taken into account. Vapor atoms flux is described in ballistic but not in diffusion regime, because particles size is much lower than mean free path of vapor atoms and buffer gas atoms. At common parameter of periphery plasma was shown dust particles formation due to vapor condensation is impossible.

Key words: nanoparticle, balance equations, tokamak periphery plasma, buffer gas.

### введение

Создание термоядерного реактора критически связано с проблемой пыли, которая образуется в термоядерных установках вследствие эрозии деталей, граничащих с плазмой. Накопление пыли в объёме реактора приводит к накоплению трития, что представляет проблему для безопасности реактора и его экономичности (1 кг трития стоит ~10 млн долл.) и требует частых процедур извлечения трития. Пыль представляет опасность при инцидентах с прорывом воды в камеру реактора как катализатор для разложения воды и образования взрывоопасного количества водорода. Опасность токсичности и радиоактивности пыли усугубляется её летучестью.

Ключевой вопрос, связанный с пылью в реакторе, — это образование пылевых частиц. Сейчас доказано экспериментально и теоретически, что в токамаках пылевые частицы образуются во время ELM-ов, срывов и дуг как результат корпускулярной эрозии поверхностей, обращённых к плазме [1—3]. В то же время неоднократно высказывались предположения о возможности образования пылевых частиц также в результате конденсации пара продуктов эрозии материалов. Классическая теория показывает, что конденсация происходит при температуре пара ниже некоторой критической, зависящей от давления. Причём для конденсации необходим отвод тепла, выделяемого в результате слипания атомов (молекул) пара от частицы. Практически это реализуется за счёт буферного газа, который, имея ту же температуру, что и пар, отбирает от частицы тепло, выделяющееся при конденсации на частицу атомов пара [4]. Классическая теория полагает, что частица находится в термодинамическом равновесии с паром и имеет ту же температуру, что и пар. Однако в ионизованном паре при определённых режимах, как было показано в [5], температура частицы  $T_p$  больше температуры пара. Это реализуется при достаточно высоких температурах частицы, когда в балансе заряда частицы существенна термоэлектронная эмиссия.

В начале, следуя еще не опубликованной работе [5], будет показано, что при всех реальных степенях ионизации и электронной температуре пристеночной плазмы токамака пылевая наночастица в пристеночной плазме оказывается горячее окружающих нейтралов и ионов. Затем будет развита теория образования пыли при конденсации пара в периферийных областях токамака с учётом различия температур частицы и пара.

Очевидно, что конденсация пара и устойчивое существование наночастиц, которые не могут сбросить энергию тепловым излучением, возможны в плазме, где температура ионов  $T_i$  и нейтрального газа  $T_a$  меньше температуры испарения частицы. Такая плазма в токамаке может существовать за пределами области плазмы, где происходит испарение вещества. Учитывая достаточно хороший обмен энергиями при столкновениях ионов и нейтральных атомов, а также для простоты, положим равными температуру ионов и нейтральных атомов  $T_i = T_a$ . Хотя плазма может состоять из ионов и атомов разных элементов, например, пар испаренного вещества и буферный газ, но для простоты положим, что все ионы и атомы имеют одинаковую массу. Рассматриваем для примера водородную плазму. В то же время электроны, в силу более высокой подвижности и более медленного обмена энергией с ионами и атомами, имеют более высокую температуру  $T_e$ , чем ионы, и могут нагревать наночастицу. Причём если частица нагревается до температуры, при которой начинается термоэлектронная эмиссия, то потенциал частицы, отрицательный в отсутствие термоэлектронной эмиссии, растет и может стать положительным. Это приводит к дополнительному потоку электронов плазмы на частицу и её дополнительному нагреву.

## ПОТЕНЦИАЛ НАНОЧАСТИЦЫ В ПЛАЗМЕ

Для нахождения температуры частицы в плазме надо самосогласованно найти баланс энергии и заряда на частицу. Поскольку критический зародыш конденсированной частицы имеет наноразмеры, то следует учесть некоторые особенности.

Во-первых, если частица размером меньше дебаевского радиуса заряжена, то сечение захвата электронов и ионов для неё отличается от геометрического сечения.

Во-вторых, в достаточно горячей плазме происходит интенсивное испарение частиц, но в отличие от крупных частиц наночастицы не экранируются паром, поскольку их размеры меньше длин пробегов электронов и ионов.

В-третьих, ток термоэлектронной эмиссии с горячей наночастицы не ограничен объемным зарядом электронных потоков около частицы, как это имеет место для макрочастиц. Заряд частицы определяется не только потоками заряженных частиц на неё, но и потоками заряда с частицы [6—11]. Потоки заряда с частицы могут быть вызваны вторичной электронной [10—11] и ионно-электронной эмиссией, фотоэлектронной эмиссией [8—9] и термоэлектронной эмиссией [6—7]. В плазме с электронной температурой несколько электрон-вольт основной вид потоков заряда с частицы — термоэлектронная эмиссия.

Согласно зондовой теории [13] потоки электронов и ионов на наночастицу размером *r* меньше дебаевского радиуса равны

$$I_{e,i} = \pi r^2 q n_{e,i} (8T_{e,i} / \pi m_{e,i}) \kappa(qU, T_{e,i}),$$
(1)

где q — заряд захватываемой частицы (электрона или иона);  $q_p = U_r$  — заряд наночастицы; U — потенциал частицы, который определяется при самосогласованном решении поставленной задачи;  $T_{e,i}$  — температура электрона или иона в плазме;

 $\kappa(qU, T_{e,i}) = \Gamma(2, qU/T_{e,i}) - (qU/T_{e,i})\exp(-qU/T_{e,i})$  при qU > 0;  $\kappa(qU, T_{e,i}) = 1 - (2qU/T_{e,i})$  при qU < 0. (2)

В случае притяжения сечение захвата электрона или иона наночастицей больше геометрического  $\sigma > \pi r^2$ , в случае отталкивания  $\sigma < \pi r^2$ .

Далее полагаем, что электроны и ионы, попадая на поверхность частицы, передают ей заряд и всю энергию.

Если считать заряд частицы установившимся и находить потенциал частицы из условия равенства нулю потока заряда на частицу, то для потенциала получаем уравнение

$$\varsigma_i en_i v_i + j_{ee} - \kappa_e en_e v_e \exp(-eU/T_e) = 0 \text{ при } U < 0; \\ \kappa_i en_i v_i + j_{ee} \exp(-eU/T_p) - \kappa_e en_e v_e = 0 \text{ при } U > 0,$$
(3)

где  $n_e$ ,  $n_i$  — концентрация плазменных электронов и ионов соответственно;  $v_e$ ,  $v_i$  — тепловые скорости электронов и ионов. Величина e > 0 и по абсолютной величине равна заряду электрона. В (3) учтена термоэлектронная эмиссия, плотность тока которой равная (формула Ричардсона)

$$j_{ee} = AT_p^2 \exp(-\varphi/T_p), \qquad (4)$$

где ф — работа выхода материала частицы; *T*<sub>p</sub> — температура частицы; А — постоянная Ричардсона.

Заметим, что потенциал частицы устанавливается за время  $t \approx U/(4\pi e n_e v_e r) < 10^{-7}$  с (r — радиус частицы), малое по сравнению с временем изменения её радиуса за счёт испарения  $t \approx (r/c)\exp(H/T_p) > 10^{-5}$  с.

При малых температурах U < 0 (рис. 1), при увеличении температуры частицы  $T_p$  потенциал растёт вследствие термоэмиссии и при  $n_e v_e = n_i v_i + (AT_p^2/e)\exp(-\phi/T_p)$  становится равным нулю, а затем меняет знак.

#### ПОТОК ТЕПЛА НА ПОВЕРХНОСТЬ ЧАСТИЦЫ

Запишем теперь поток тепла Q на единицу поверхности частицы. Недавно было показано [12], что у частиц с размером меньше ~0,1 мкм тепловое излучение пренебрежимо мало. Поэтому здесь будет рассмотрена наночастица, тепловым излучением которой можно пренебречь. В то же время для частицы будут использованы величины работы выхода и теплоты сублимации такие же, как у мак



Рис. 1. Потенциал графитовой наночастицы как функция её температуры (α — степень ионизации плазмы)

выхода и теплоты сублимации такие же, как у макроскопического тела. Поэтому используемый подход не применим к кластерам, которые являются промежуточным звеном между молекулой и макроскопическим телом и имеют размер меньше нескольких нанометров. Это, как мы увидим, соответствует большому размеру критического зародыша, который как раз и необходим при горячей частице:

$$Q = \kappa_e n_e v_e (2T_e + \varphi) - j_{ee} \varphi - 2(n_a + \kappa_i n_i) v_a (T_p - T_a) + (|U|e + I - \varphi) \kappa_i v_i n_i - HNcexp(-H/T_p)$$
 при  $U < 0$ ;  
 $Q = \kappa_e n_e v_e (2T_e + \varphi - eU) - j_{ee} exp(-eU/T_p)((\varphi/e) + U) - 2(n_a + \kappa_i n_i) v_a (T_p - T_a) + (I - \varphi) \kappa_i v_i n_i HNcexp(-H/T_p)$  при  $U > 0$ , (5)  
где  $n_a$  — число ионов и нейтральных атомов в единице объёма плазмы;  $v_e$ ,  $v_i = v_a$  — тепловые скорости  
электронов, ионов и нейтральных атомов;  $I$  — потенциал ионизации иона (для водорода  $I = 13,5$  эВ);  $H$  —  
энергия сублимации частицы;  $N$  — число атомов в материале частицы,  $c$  — скорость звука в частице.

Первый член (5) описывает нагрев частицы электронами, второй — охлаждение за счёт эмиссии электронов, третий — обмен энергией атомов и ионов газа и частицы при столкновениях с частицей, четвёртый член учитывает ускорение иона при отрицательном потенциале частицы и энергию рекомбинации иона, последний член — охлаждение частицы за счет испарения [16].

Совместное решение уравнений (3) и (5) даёт зависимость потока энергии на частицу Q (а также потенциал частицы) от температуры частицы  $T_p$  (при заданных  $n_e$ ,  $n_i$ ,  $n_a$ ,  $T_e$ ,  $T_a$ ). Зависимость потока энергии на частицу Q от температуры частицы  $T_p$ , полученная при совместном численном решении (3) и (5), показана на рис. 2. Для примера показан случай графитовой частицы, поскольку именно углеродная пыль наблюдается чаще всего в токамаках. В зависимости от параметров плазмы возможны три случая: функция  $Q(T_p)$  имеет 3 корня; 1 корень в области низких температур при U < 0; 1 корень в области высоких температур при U > 0

и переходный случай — 2 корня. Подобная зависимость потока энергии на частицу Q от температуры частицы *T*<sub>р</sub> для крупной частицы получена в [2, 6]. На этом же рисунке указаны температуры частицы, при которых потенциал меняет знак. Наличие корней слева от максимума означает, что частица, образовавшаяся при температуре газа, нагревается до температуры левого корня и далее состояние с этой температурой устойчиво (при увеличении T<sub>p</sub> Q становится отрицательным, при уменьшении Т<sub>р</sub> — положительным). Второй корень (при бо́льших T<sub>p</sub>) слева от максимума  $Q(T_p)$  соответствует неустойчивому состоянию: слева от этого корня Q < 0 и частица охлаждается до температуры, соответствующей первому корню; справа от второго корня Q > 0 и частица нагревается до температуры, соответствующей



Рис. 2. Функция  $Q(T_p)$  при  $T_e = 5$  эВ,  $n_a = 10^{20}$  м<sup>-3</sup> для разных степеней ионизации  $\alpha$ . Штрихами отмечены температуры, при которых потенциал частицы меняет знак



Рис. 3. Значения степени ионизации  $\alpha_{\rm kp}$ , при которых имеется только один высокотемпературный корень  $Q(T_p)$ , что означает возможность устойчивого состояния наночастицы только при положительном потенциале



Рис. 4. Зависимость температуры устойчивого состояния положительно заряженной частицы от степени ионизации и температуры электронов плазмы,  $n_a = 10^{20} \text{ м}^{-3}$ 

высокотемпературному корню функции  $Q(T_p)$ . Если слева от максимума у функции  $Q(T_p)$  корней нет, то частица нагревается до температуры, соответствующей высокотемпературному корню  $Q(T_p)$ . При таких температурах частица охлаждается в основном за счёт испарения. Высокотемпературный корень всегда соответствует положительному потенциалу частицы.

Рассчитаны (рис. 3) степени ионизации плазмы  $\alpha_{\rm кp}$  как функции давления газа, при которых исчезает корень функции  $Q(T_{\rm p})$  слева от максимума и имеется только один корень справа от максимума, что означает возможность устойчивого состояния наночастицы только при положительном потенциале. Для оценки возможности реализации  $\alpha_{\rm kp}$  на том же рисунке приведены степени ионизации  $\alpha_{\rm Caxa}$ , соответствующие равновесию по Саха. При температуре плазмы 5 эВ  $\alpha_{\rm kp} < \alpha_{\rm Caxa}$ , т.е. состояние с положительным зарядом наночастицы реализуется, если плотность пара  $n < 10^{24}$  м<sup>-3</sup>, при  $T_e = 0,5$  эВ  $\alpha_{\rm kp} < \alpha_{\rm Caxa}$ , если плотность пара  $n < 1,5 \cdot 10^{20}$  м<sup>-3</sup>.

При таких параметрах ионизованного пара критические значения α очень малы, что означает наличие положительного потенциала частицы уже в очень слабоионизованном паре.

Значения температуры  $T_p$ , соответствующие высокотемпературному корню  $Q(T_p)$  как функции числа электронов в единице объёма плазмы при разных температурах электронов, представлены на рис. 4. Приведённые значения температуры рассчитывались для температуры  $T_a = 1000$  K, но они мало зависят от температуры газа, если только она меньше температуры частицы, при которой её потенциал становится положительным. При степенях ионизации  $\alpha > 3 \cdot 10^{-4}$  температура частицы слабо зависит от температуры электронов, а определяется в основном степенью ионизации.

## ОБРАЗОВАНИЕ НАНОЧАСТИЦ ПРИ КОНДЕНСАЦИИ ПАРА В ПЕРИФЕРИЙНЫХ ОБЛАСТЯХ ТОКАМАКА

Таким образом, в ионизованном паре температура частицы  $T_{\rm p}$  больше температуры пара.

Поэтому здесь предлагается теория образования наночастиц при конденсации пара в периферийных областях токамака с учетом различия температур частицы и пара. В настоящее время кинетика конденсации наиболее развита для случая образования вакансионных пор при радиационном повреждении материалов [13—16]. Эти работы являются основой теории радиационного распухания. Мы будем следовать методике работы [16], однако внесём следующие изменения, соответствующие отличию конденсации частиц в ионизованном паре:

— поток атомов пара на частицу описывается в баллистическом режиме, а не в диффузионном, как в [16], поскольку размер частиц много меньше длины пробега атомов пара и буферного газа в периферийной плазме токамака;

— температура частицы будет считаться отличной от температуры пара (реально выше температуры пара).

Пусть  $f_n(t)$  — концентрация кластеров из *n* атомов конденсируемого вещества в момент времени *t*, *C* — концентрация атомов пара в пристеночной плазме. Тогда для f(n, t) имеем уравнение

$$df_n/dt = \beta_{n-1}f_{n-1}C - \beta_n f_n C - K_n f_n - K_{n+1}f_{n+1},$$
(6)

где  $\beta_n = 4\pi R^2 Cv = 4\pi \Omega^2 Cv n^{2/3}$  — скорость присоединения атомов к частице; v — средняя тепловая скорость атомов пара;  $\Omega$  — атомный объём;  $R = (\Omega n)^{1/3}$  — радиус частицы;  $K_n = \beta_n(T_p)C_{eq}(T_p)\exp(2\sigma\Omega/T_pR)$  — вероятность испарения атома с частицы при температуре  $T_p$ ;  $\sigma$  — поверхностное натяжение частицы;  $C_{eq}(T_p) = N\exp(-H/T_p)$  — концентрация насыщенного пара при температуре  $T_p$ ; N — число атомов в единице объёма частицы; H — энергия сублимации. Уравнение (6) описывает кинетику флуктуационного роста частиц в результате процессов присоединение—испарение атомов.

Критический размер зародыша  $R_{\rm kp} = (\Omega n_{\rm kp})^{1/3}$  конденсации, меньше которого частицы в основном испаряются, а больше которого растут, определяется из условия  $K(n_{\rm kp}) = \beta(n_{\rm kp})C$  и равен

$$R_{\rm kp} = 2\sigma\Omega/[T_{\rm p}\ln(Cv/C_{\rm eq}(T_{\rm p})v(T_{\rm p}))] = 2\sigma\Omega/[T_{\rm p}\ln(CT^{1/2}/C_{\rm eq}(T_{\rm p})T_{\rm p}^{-1/2})].$$
(7)

Из выражения (7) видно, что определяющей является температура частицы, а вместо обычно используемого (при одинаковых температурах пара и частицы) пересыщения  $S = C/C_{eq}$  — превышения концентрации над концентрацией насыщенного пара для определения размера критического зародыша в случае неравных температур пара и частицы надо использовать эффективное пересыщение

$$S_{9\phi} = Cv/C_{eq}(T_p)v(T_p)) = CT^{1/2}/C_{eq}(T_p)T_p^{-1/2}.$$
(8)

Критический размер зародыша удобно также выразить через температуру частицы, воспользовавшись определением равновесной концентрации  $C_{eq}(T_p) = N \exp(-H/T_p)$ . Тогда

$$R_{\rm kp} = 2\sigma\Omega/[H - T_{\rm p}\ln(v(T_{\rm p})N/vC)]. \tag{9}$$

Отсюда видно, что при малых температурах частицы, когда

$$H \gg T_{\rm p} \ln(v(T_{\rm p})N/vC); R_{\rm kp} = 2\sigma\Omega/H \sim \Omega^{1/3}, \tag{10}$$

т.е. необратимо сливаются даже два одиночных атома. Когда температура частицы растет и при

$$T_{\rm p} \to H/\ln(NT_{\rm p}^{1/2}/CT_a^{1/2}),$$
 (11)

размер критического зародыша стремится к бесконечности. При этом основную роль играет температура частицы  $T_{\rm p}$ , температура пара определяет только скорость атомов пара  $v \sim T_a^{1/2}$ .

Отсюда следует, что при

$$T_{\rm p} = H/\ln(NT_{\rm p}^{1/2}/CT_{a}^{1/2})$$
(12)

образование пыли путем конденсации становится невозможным.

Представляет интерес также время, за которое образуется критический зародыш. Для этого, следуя [16], рассмотрим наиболее интересный случай, когда  $R_{\kappa p} >> 2\sigma \Omega/H$  и интересующие нас частицы состоят из достаточно большого числа атомов, n >> 1. Тогда в уравнении (6) можно перейти к дифференциальной форме, сохранив только члены первого порядка

$$\partial f(n, t) / \partial t = \partial (I(n, t) f(n, t)) / \partial n, \tag{13}$$

где  $I(n, t) = K(n, t) - \beta(n, t)C$ . Из уравнения (13) можно получить зависимость от времени числа атомов в частице максимального размера

$$t = -\int dn/I(n, t). \tag{14}$$

При интегрировании воспользуемся разложением I(n, t) по параметру  $2\sigma\Omega/T_pR$ , что справедливо при больших *n*. Тогда

$$t = 3n^{1/3} / [4\pi \Omega^{2/3} (vC - v_p C_{eq}(T_p))].$$
(15)

Подставляя  $n_{\rm kp} = R_{\rm kp} / \Omega^{1/3}$ , получим время, за которое образуется критический зародыш:

$$T_{\rm kp} = (3/2\pi)(\sigma/T_{\rm p}v_{\rm p}C_{\rm eq}(T_{\rm p}))/(S_{\rm sp} - 1).$$
(16)

47



Рис. 5. Зависимость температуры  $T_{p \text{ макс}}$  от концентрации атомов пара



Юрий Владимирович Мартыненко, начальник лаборатории, старший н.с., доктор ф.-м.н., ветеран атомной энергетики и промышленности, лауреат премии им. И.В. Курчатова



Михаил Юрьевич Нагель, студент

Видно, что время образования критического зародыша  $t_{\rm kp} \to \infty$  при  $S_{3\phi} \to 1$ , что также соответствует условию (12)  $T_{\rm p} \to H/\ln(NT_{\rm p}^{1/2}/CT_{a}^{1/2})$ , поскольку  $T_{\rm p} = H/[\ln(NT_{\rm p}^{1/2}/CT_{a}^{1/2}) + \ln S_{3\phi}]$ .

На рис. 5 приведены значения температуры  $T_{\rm pмакc} = H/\ln(NT_{\rm p}^{1/2}/CT^{1/2})$ , начиная с которых конденсация вообще невозможна, в зависимости от концентрации пара *C*. Расчёт проведён при  $T_a = 1000$  K, однако результат слабо зависит от  $T_a$ . Заметим, что для отвода тепла, выделяемого в результате слипания атомов пара от частицы, необходима концентрация буферного газа в  $H/T_{\rm p} \sim 100$  раз больше, чем концентрация пара [4]. Поскольку концентрация водорода вряд ли превышает  $\sim 10^{14}$  см<sup>-3</sup>, то конденсация пара атомов углерода не может превышать  $\sim 10^{12}$  см<sup>-3</sup>.

При такой концентрации пара  $T_{\text{рмакс}} < 3000 \text{ K}$ , что достигается при степени ионизации  $\alpha \sim 10^{-4}$ , значительно меньшей ионизационного равновесия по Саха.

Таким образом, при обычно реализуемых параметрах периферийной плазмы нет условий для образования пыли путём конденсации. Пыль в периферийной плазме образуется в результате корпускулярной эрозии при выделении большой мощности на поверхности при ELM-ах и срывах.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Мартыненко Ю.В., Московкин П.Г. ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 1999, вып. 2, с. 31—34.
- 2. Васильев В.И., Гусева М.И., Гуреев В.М., Мартыненко Ю.В., Московкин П.Г., Неумоин В.Е., Рылов С.В., Соколов Ю.А., Стативкина О.В., Столярова В.Г., Струнников В.М. ЖТФ, 1996, т. 66, вып. 6, с. 106—123.
- 3. Гусева М.И., Гуреев В.М., Домантовский А.Г., Мартыненко Ю.В., Московкин П.Г., Столярова В.Г., Струнников В.М., Пляшкевич Л.Т. Там же, 2002, т. 72, № 7, с. 48—51.
- 4. Мартыненко Ю.В. ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2006, вып. 2, с. 31—40.
- 5. Мартыненко Ю.В., Нагель М.Ю., Орлов М.Ю. Физика плазмы, 2009,
- 6. Козырев А.В., Шишков А.Н. Письма ЖЭТФ, 2002, т. 28, вып. 12, с. 33—39.
- 7. Смирнов Б.М.— УФН, 2003, т. 173, № 6, с. 609
- 8. Огнев Л.И. Письма ЖЭТФ, 2007, т. 33, вып. 22, с. 64—72.
- 9. Попель С.И., Гиско А.А., Голубь А.П., Лосева Т.В., Бингхем Р. Физика плазмы, 2001, т. 27, № 9, с. 1—10.
- 10. Morozov A.I., Savelev V.V. Plasma Physics Report, 2004, vol. 30, № 4, p. 299—306.
- 11. Samarian A.A., Vaulina O.S., Nefedov A.P., Fortov V.E., James B.W., Petrov O.F. Phys. Rev. E, 2001, vol. 64, p. 056407.
- 12. Мартыненко Ю.В., Огнев Л.И. ЖТФ, 2005, т. 75, вып. 11, с. 130—132.
- 13. Френкель Я.И. Кинетическая теория жидкости. Изд-во АН СССР, 1945.
- 14. Лифшиц И.М., Слезов В.В. ЖЭТФ, 1958, вып. 35, с. 479.
- 15. Михайлова Ю.В., Максимов Л.А. ЖЭТФ, 1970, вып. 59, с. 1368.
- 16. **Рязанов А.И., Максимов Л.А.** ЖЭТФ, 1980, вып. 79, с. 2311—2327.

Статья поступила в редакцию 12 мая 2009 г. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, 2009, вып. 3, с. 43—48.