

# ПРОЦЕССЫ ДИФФУЗИИ ДЛЯ ОГРАНИЧЕННОГО АНСАМБЛЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ПОСТОЯННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

*О. С. Ваулина\**, *Е. А. Лисин\*\**, *Э. А. Саметов*

*Объединенный институт высоких температур Российской академии наук  
125412, Москва, Россия*

*Московский физико-технический институт (государственный университет)  
141700, Долгопрудный, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 11 июля 2017 г.

Представлены результаты аналитического и численного исследований динамики ограниченного ансамбля заряженных частиц, находящегося в постоянном пространственно-однородном магнитном поле. Расчеты выполнялись для частиц с различными массами и зарядами в широком диапазоне параметров исследуемых систем. Показано, что для слабонеидеальных систем поперечный коэффициент диффузии для ансамбля частиц в магнитном поле соответствует формуле Таунсенда. Предложены аналитические оценки для анализа величины эффективного радиуса диффузии ансамбля частиц за счет их теплового движения. Предложенные соотношения были проверены путем численного моделирования задачи.

DOI: 10.7868/S0044451017110281

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Значительный рост интереса к исследованиям динамики заряженных частиц во внешних электромагнитных полях, наблюдаемый в настоящее время, по большей части связан с проблемами эффективности энергетических установок для Управляемого Термоядерного Синтеза (УТС) [1–6], а также с развитием технологий для переработки Отработанного Ядерного Топлива (ОЯТ) [7–14].

Управляемый термоядерный синтез является одним из самых перспективных способов получения энергии. Одной из важных технологических проблем эффективности установок УТС является проблема «первой стенки» (т. е. границы пристеночной плазмы, которая принимает на себя поток нейтронов, протонов, атомов и ионов гелия и трития, а также электромагнитное излучение) и связанное с ней образование большого количества пыли.

Другой из актуальных задач атомной энергетики является переработка ОЯТ, необходимая для перехода к замкнутому топливному циклу с целью более полного вовлечения ресурсов топлива реакторов для его повторного использования. Не менее важным

фактором развития таких технологий являются требования экологии, направленные на сокращение захороняемых радиоактивных отходов, а также объема их перевозок. Перечисленным требованиям отвечает плазменная сепарация ОЯТ [8–14]. Данная технология предполагает преобразование радиоактивного вещества в низкотемпературную плазму с последующим пространственным разделением составляющих его ионов по массам.

Основные трудности касаются вопросов эффективности разделения сепарируемого вещества и связаны с поиском оптимальных условий пространственного разделения ионов ОЯТ по массам. Данные условия включают выбор режима работы установки (давления и типа буферного газа, величины внешнего магнитного поля, рабочих характеристик разряда и т. д.), а также выбор конструкции и расположения источника сепарируемого вещества в рабочей камере. На настоящий момент для поиска таких оптимальных условий предлагаются предварительные экспериментальные исследования эффективности разделения безопасного сепарируемого вещества, моделирующего уран и продукты его деления [13, 14].

Следует отметить, что наличие электромагнитных полей может значительно влиять на процессы массопереноса и энергетического обмена в плазме. Данное влияние необходимо учитывать как в

\* E-mail: olga.vaulina@bk.ru

\*\* E-mail: ealisin@yandex.ru

процессе конструирования эффективных энергетических установок, так и при выборе оптимальных режимов их работы. Кроме того, необходимо учитывать наличие тепловых движений частиц (процессы диффузии) на их регулярное движение в электромагнитном поле.

Численное исследование разделения ионов ОЯТ для одиночных заряженных частиц различной массы  $M_1 = 240$  ат. ед. и  $M_2 = 150$  ат. ед. в постоянном магнитном поле с индукцией  $B \sim 1000$  Гс для  $\nu = 0$  ( $\nu$  — коэффициент трения ионов из-за их столкновений с нейтралами окружающего газа) во внешнем электрическом поле со сложным пространственным профилем было представлено в работах [11, 12]. В данных работах тепловое движение частиц не учитывалось, а угловой разброс за счет возмущения параметров при «вбросе» отдельной частицы составлял около 4–5 градусов.

Тепловое движение заряженных частиц в магнитном поле представляет интерес и в настоящее время [15, 16], однако несмотря на большое количество теоретических и численных работ, посвященных броуновской динамике заряженных частиц в постоянном магнитном поле, на данный момент нет никакой информации о моделировании их диффузии как в случае протяженных систем, так и для ограниченного облака частиц при его «рассеянии» в пространстве.

В настоящей работе представлен анализ влияния теплового движения заряженных частиц на их динамику в пространственно-однородном магнитном поле. Вычисления выполнялись для ионов с атомной массой  $M_1 = 240$  ат. ед. (с зарядовым числом  $Z = 1$ ),  $M_2 = 155$  ат. ед. ( $Z = 1; 2$ ) и  $M_3 = 65$  ат. ед. ( $Z = 1; 3$ ), моделирующих уран и продукты его деления [11–14]. Величина индукции магнитного поля  $B$  изменялась в пределах от 100 Гс до 800 Гс. Коэффициент  $\nu$  варьировался в пределах от  $8000 \text{ с}^{-1}$  до  $80000 \text{ с}^{-1}$ , что соответствовало давлению буферного газа такого, как аргон или гелий, примерно от 1 мТорр и до 10 мТорр [17]. Данный тип газа при таких давлениях может применяться в качестве рабочего для установок по разделению ОЯТ в разрядах отражательного типа [10, 11, 18].

Следует отметить что, в том случае, когда тепловая скорость ионов много больше их регулярной скорости (например, при «разлете» облака заряженных частиц за счет сил межчастичного взаимодействия), частота их столкновений с нейтралами окружающего газа постоянна, а подвижность ионов массой  $M_i$  в буферном газе с нейтралами массой  $M_g \ll M_i$  пропорциональна  $Z\{(M_i + M_g)/M_i M_g\}^{1/2} \approx Z/M_g^{1/2}$ .

## 2. КОЭФФИЦИЕНТ ДИФФУЗИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ПОСТОЯННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Вопрос о характере диффузии заряженных частиц в магнитном поле изучался в работах [19–21]. В теории парных столкновений Таунсенда коэффициент поперечной диффузии (в направлении ортогональном действующему магнитному полю) для частиц одного сорта имеет следующую зависимость [19–21]:

$$D_{\perp} = D_0/(1 + \omega^2 \tau^2). \quad (1)$$

Здесь  $D_0 = T/M\nu$  — коэффициент диффузии без магнитного поля,  $T$  — температура частиц в энергетических единицах,  $\omega = QB/M$  — циклотронная частота для частицы с зарядом  $Q$  и массой  $M$  в магнитном поле с индукцией  $B$ ,  $\tau = 1/\nu$  — среднее время свободного пролета (время торможения). Зависимость  $D_{\perp}$  от  $\omega/\nu$  показана на рис. 1. (Коэффициент продольной диффузии  $D_{\parallel}$  частиц в направлении параллельном действующему магнитному полю равен  $D_{\parallel} = D_0$ .) На рис. 2 показаны реальные значения коэффициента продольной диффузии  $D_{\perp}(\nu)$  для ионов различных зарядов и масс при  $B = 200$  Гс в диапазоне  $\nu$  от  $10^3 \text{ с}^{-1}$  до  $10^5 \text{ с}^{-1}$ , который соответствует давлению буферного газа (такого, как аргон или гелий) около 0.1 мТорр и 10 мТорр.

В существующих теоретических работах поиск коэффициентов продольной и поперечной диффузии заряженных частиц в магнитном поле обычно опирается на вычисление обобщенных тензоров [19, 21]. Рассмотрим простой вывод формул для слабонеидеальных сред с параметром  $\Gamma = Q^2/(l_p T) \ll 1$  на основе определения корреляторов скоростей и смещений частиц [22, 23]; здесь  $l_p = n^{-1/3}$ , а  $n$  — концентрация заряженных частиц.

Уравнения движения заряженных частиц для таких сред в плоскости ортогональной постоянному магнитному полю  $B = B_y$  ( $B_z = B_x \equiv 0$ ) под действием случайной броуновской силы  $F_{bx}$  ( $F_{bz}$ ) можно записать в виде

$$dV_x/dt = -\nu V_x + QBV_z/M + F_{bx}/M, \quad (2)$$

$$dV_z/dt = -\nu V_z - QBV_x/M + F_{bz}/M, \quad (3)$$

где  $V_x = dx/dt$ ,  $V_z = dz/dt$  — скорость частиц на одну степень свободы. Корреляторы броуновской силы подчиняются уравнениям

$$\langle F_{bx} \rangle = \langle F_{bz} \rangle \equiv 0, \quad \langle F_{bx} F_{bz} \rangle = 0,$$

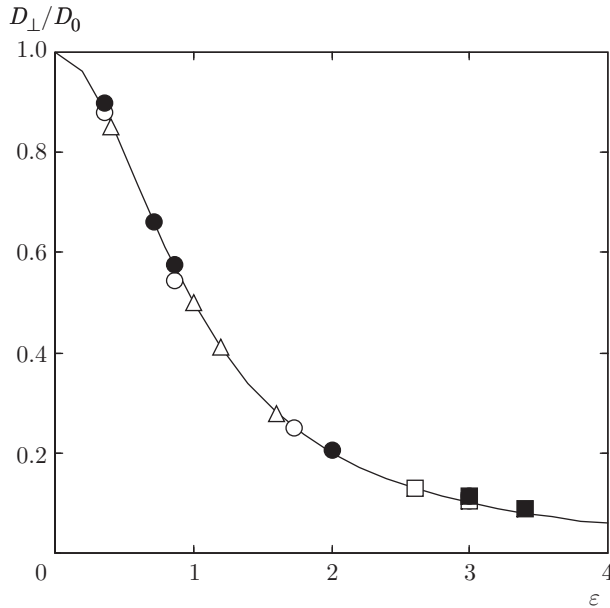


Рис. 1. Зависимость отношения  $D_{\perp}/D_0$  от  $\varepsilon = \omega/\nu$ . Сплошные линии — формула Таунсенда (1); символы — результаты численного моделирования для:  $\circ$  —  $M_3$  ( $Z = 1$ ),  $\square$  —  $M_3$  ( $Z = 2$ ),  $\bullet$  —  $M_2$  ( $Z = 1$ ),  $\blacksquare$  —  $M_2$  ( $Z = 3$ ),  $\triangle$  —  $M_1$  ( $Z = 1$ )

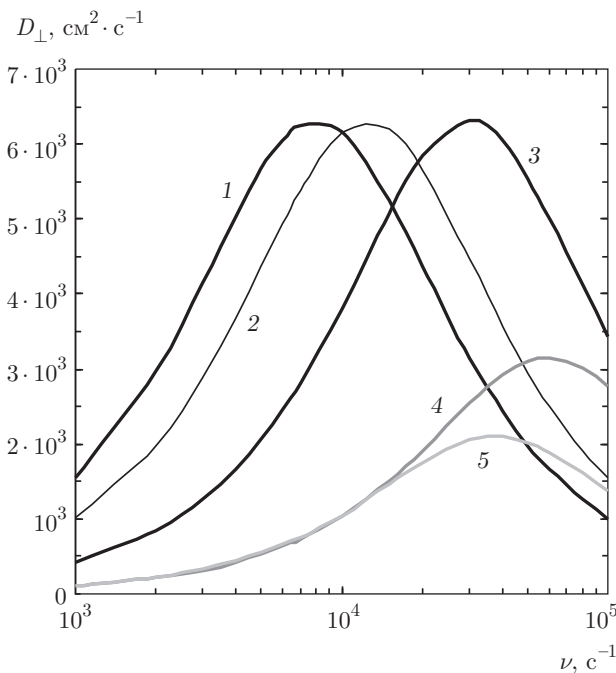


Рис. 2. Зависимость  $D_{\perp}$  от  $\nu$  для  $B = 200$  Гс и ионов со следующими параметрами: 1 —  $M_1$  (+1), 2 —  $M_2$  (+1), 3 —  $M_3$  ( $Z = 1$ ), 4 —  $M_2$  ( $Z = 3$ ), 5 —  $M_3$  ( $Z = 2$ )

$$\langle F_{bx}V_z \rangle = \langle F_{bz}V_x \rangle \equiv 0, \quad \langle F_{bx}z \rangle = \langle F_{bz}x \rangle \equiv 0,$$

$$\langle F_{bxx} \rangle = \langle F_{bzz} \rangle \equiv 0, \quad \langle F_{bxx}V_z \rangle = \langle F_{bzz}V_x \rangle \equiv 0.$$

(Здесь и далее угловые скобки  $\langle \dots \rangle$  обозначают усреднение по времени при  $t \rightarrow \infty$ .)

Вывод формулы Таунсенда в указанном случае может строиться на методе, подробно описанном в работах [22, 23]. Следуя алгоритму упомянутых работ, получаем

$$\nu D_{\perp} = QB \langle xV_z \rangle / M + T / M, \tag{4}$$

$$\nu \langle xV_z \rangle = -QB D_{\perp} / M. \tag{5}$$

Отсюда имеем формулу Таунсенда (1):

$$D_{\perp} = D_0 / (1 + \omega^2 / \nu^2).$$

При выводе использовались соотношения [22, 23]

$$\langle xV_z \rangle \equiv -\langle zV_x \rangle; \quad D_{\perp} = D_x \equiv D_z \equiv \langle zV_z \rangle \equiv \langle xV_x \rangle.$$

В первом приближении влияние теплового движения частиц на их регулярное движение во внешнем электромагнитном поле в плоскости, ортогональной магнитному полю, можно оценить как

$$x(t) = x_0(t) \pm (2D_{\perp}t)^{1/2}, \tag{6}$$

$$z(t) = z_0(t) \pm (2D_{\perp}t)^{1/2},$$

где  $x_0(t)$  и  $z_0(t)$  — регулярные смещения частиц под действием внешних сил (например, сил внешнего электрического поля), а  $x(t)$  и  $z(t)$  — смещения частиц в ансамбле при  $T \neq 0$ .

В заключение данного параграфа приведем оценку эффективного радиуса диффузии ансамбля частиц за счет их теплового движения:

$$R_1 = |x(t) - x_0(t)| = |z(t) - z_0(t)| \equiv (2D_{\perp}t)^{1/2}.$$

Величина радиуса  $R_1$  при  $t = 1$  мс для частиц с различными массами, зарядами и коэффициентами трения при  $B = 600$  Гс представлена в таблице совместно с другими параметрами системы.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

#### 3.1. Параметры численной задачи

Численное исследование диффузии заряженных частиц выполнялось методом молекулярной динамики Ланжевена. Техника моделирования подробно описана в работах [24, 25]. Расчеты выполнялись

**Таблица.** Параметры  $Z/M$ ,  $D_{\perp}$ ,  $D_{\perp}/D_0$ ,  $\varepsilon = \omega/\nu$  и  $R_1 = (2D_{\perp}t)^{1/2}$  для частиц с различными массами и зарядами при  $B = 600$  Гс, разных  $\nu$  и  $t = 1$  мс

	$M_3,$ $Z = 2$	$M_2,$ $Z = 3$	$M_3,$ $Z = 1$	$M_2,$ $Z = 1$	$M_{21},$ $Z = 1$
$Z/M$ , ат. ед.	0.03077	0.0194	0.0154	0.0065	0.0042
$\nu \approx 80000 \text{ с}^{-1}$					
$D_{\perp}$ , $\text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$	786.5	663.3	2091.3	1611.2	1161.5
$D_{\perp}/D_0$	0.447	0.821	0.447	0.821	0.917
$\varepsilon$	1.1	0.47	1.1	0.47	0.30
$R_1$ , см	1.315	1.21	2.145	1.88	1.60
$\nu \approx 8000 \text{ с}^{-1}$					
$D_{\perp}$ , $\text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$	94.359	99.698	375.17	862.2269	1257.8
$D_{\perp}/D_0$	0.008	0.044	0.008	0.044	0.099
$\varepsilon$	11.1	4.66	11.1	4.66	3.0
$R_1$ , см	0.456	0.4686	0.909	1.377	1.663

для ионов с разными массами и зарядовыми числами в широком диапазоне параметров, соответствующих рабочим параметрам существующих установок по разделению ОЯТ. Величина индукции магнитного поля  $B$  изменялась в пределах от 100 Гс до 800 Гс. Коэффициент трения ионов  $\nu$  варьировался в пределах от  $8000 \text{ с}^{-1}$  до  $80000 \text{ с}^{-1}$ , что соответствовало давлению буферного газа такого, как аргон или гелий, примерно от 1 мТорр и до 10 мТорр [17].

Для имитации вброса ОЯТ некоторое количество частиц  $N \sim 500\text{--}1000$ , взаимодействующих с кулоновским потенциалом, размещались случайным (равномерно-распределенным) образом в кубической ячейке соответствующего объема с начальной концентрацией  $n_0$  от  $10^6 \text{ см}^{-3}$  до  $10^{10} \text{ см}^{-3}$ . Шаг интегрирования составлял от  $\Delta t \approx (80 \max[\omega; \omega_p; \nu])^{-1}$  до  $\Delta t \approx (800 \max[\omega; \omega_p; \nu])^{-1}$  в зависимости от начальных условий задачи; здесь  $\omega_p = (Q^2 n_0 / M)^{1/2}$ .

Для моделирования процессов массопереноса заряженных частиц в постоянном и однородном магнитном поле температура ионов полагалась равной комнатной  $T \approx 0.025$  эВ, а также  $T \approx 0.075$  эВ (с учетом возможного разогрева ионов). Для анализа «рассеяния» облака за счет сил межчастичного взаимодействия частиц моделирование также проводилось и для случая  $T = 0$ . Время расчетов  $t_c$  варьировалось примерно от  $10^2/\nu$  до  $10^3/\nu$ .

### 3.2. Численное исследование диффузии заряженных частиц в магнитном поле

В ходе численного моделирования задачи наблюдался разлет тестовых частиц, т.е. «рассеяние» облака. Нормированные парные корреляционные функции  $g_2(l/l_0)$ , полученные в результате численного моделирования при комнатной температуре частиц и  $B = 500$  Гс для начального времени  $t = 0$  и спустя десять времен торможения (при  $t = 10/\nu$ ), показаны на рис. 3 для ионов с массами  $M_1$ ,  $M_2$  и зарядами  $Z = 1$  при начальной концентрации частиц  $n_0 \equiv 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ; здесь  $l_0 = n_0^{-1/3}$ . Легко заметить, что за время  $t = 10/\nu$  концентрация частиц существенно падала (примерно в  $10^6$  раз), а размеры облака заметно росли (примерно в 100 раз). Необходимо отметить, что концентрация  $n$  частиц в диапазоне  $\nu t$  от 0 до  $\nu t \approx 1\text{--}5$  вне зависимости от их начальной концентрации  $n_0 = 10^6\text{--}10^{10} \text{ см}^{-3}$  быстро снижалась до значений  $n \sim 10^3\text{--}10^4 \text{ см}^{-3}$  (тем быстрее, чем выше было отношение  $Z/M$ ).

Вычисления коэффициентов диффузии проводилось по формуле

$$D(t) = \langle (x_j)^2 \rangle / (2t), \quad (7)$$

где усреднение выполнялось по всему ансамблю, состоящему из  $N$  частиц; здесь  $x_j = x_j(t)$  — смещение  $j$ -й частицы за время  $t$  на одну степень свободы. Для систем, находящихся в состоянии статистического

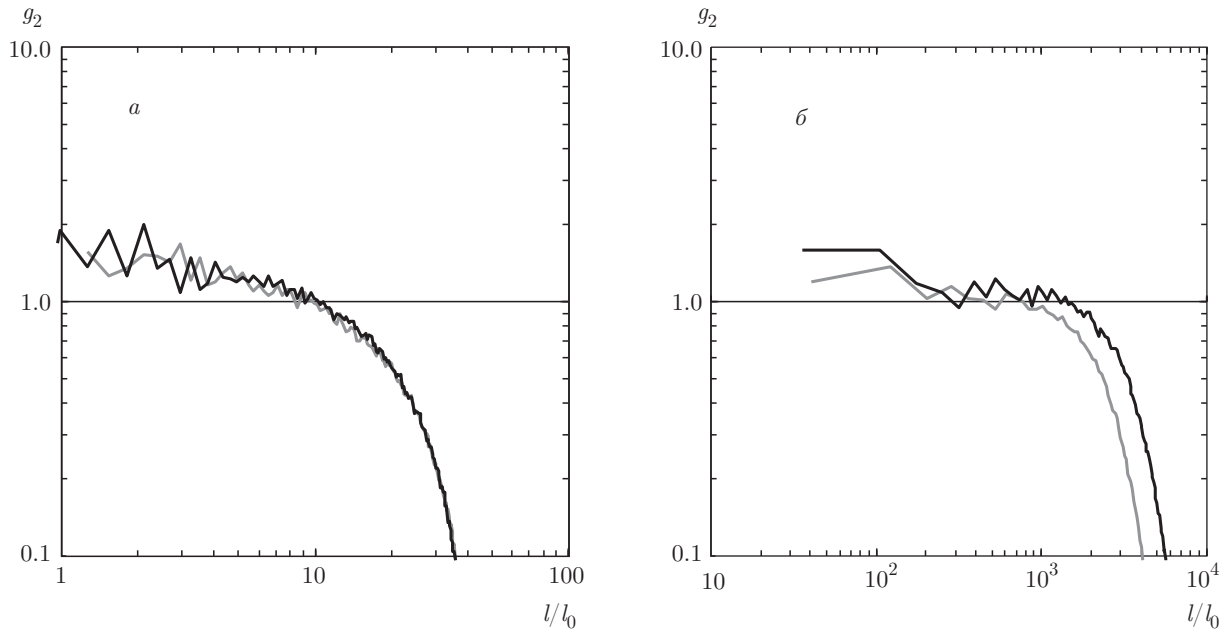


Рис. 3. Нормированные функции  $g_2(l/l_0)$ , полученные в результате численного моделирования при  $T \approx 0.025$  эВ и  $B = 500$  Гс для  $t = 0$  (а) и  $t = 10/\nu$  (б) для  $M_3$  ( $Z = 1$ ) (черная линия) и  $M_2$  ( $Z = 1$ ) (серая линия)

равновесия, как для случая газов, так и для жидкостей и твердых тел, с ростом времени функция  $D(t)$  должна стремиться к своему постоянному значению  $D = \lim_{t \rightarrow \infty} D(t)$ , которое и соответствует стандартному определению коэффициента диффузии частиц.

Зависимости  $D_{\perp}/D_0$  от  $\nu t$ , полученные в результате численного моделирования, при различных  $\varepsilon = \omega/\nu$  для ионов  $M_3$  с зарядовым числом  $Z = 1$  показаны на рис. 4. Результаты расчетов поперечного коэффициента диффузии  $D_{\perp}$  при разных параметрах  $\varepsilon = \omega/\nu$  для частиц с различными массами и зарядовыми числами представлены на рис. 1. Численное исследование показало, что продольный коэффициент диффузии  $D_{\parallel}$  для всех исследуемых случаев был равен  $D_0 = T/M\nu$ . При этом величина коэффициента  $D_{\perp}$  полностью соответствовала соотношению Таунсенда (1), см. рис. 1.

Координаты частиц  $z, x$  при  $T \approx 0.025$  эВ,  $B = 100$  Гс и  $\nu \approx 80000 \text{ с}^{-1}$ , полученные в результате численного моделирования разлета ансамбля из 500 ионов с массой  $M_2$  и зарядовым числом  $Z = 3$ , показаны на рис. 5. Окружность с малым радиусом  $R_1 = |x(t) - x_0(t)| = |z(t) - z_0(t)| \equiv (2D_{\perp}t)^{1/2}$  (диаметром  $D_1 = 2R_1$ ) на данном рисунке иллюстрирует аналитическую оценку характерного размера облака с учетом теплового движения частиц. Численное моделирование показало, что в областях, ограниченных такими окружностями, содержится около

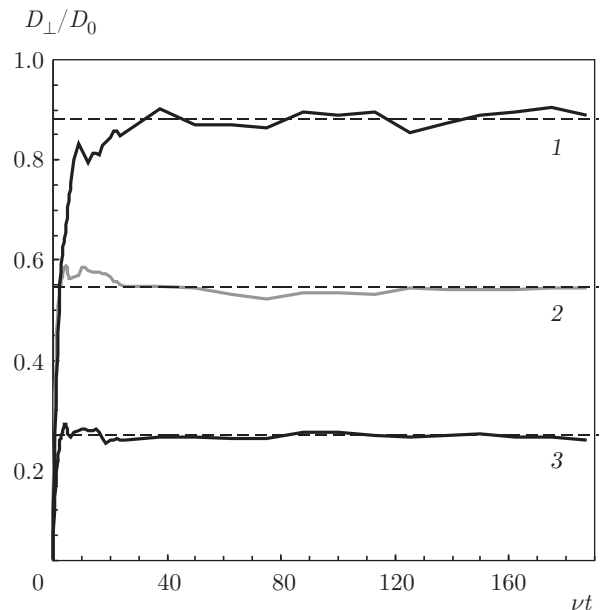


Рис. 4. Зависимости  $D_{\perp}/D_0$  от  $\nu t$ , полученные в результате численного моделирования, для  $M_3$  ( $Z = 1$ ) при различных  $\varepsilon = \omega/\nu$ : 1 — 0.36, 2 — 0.87, 3 — 1.73

60–70 % частиц. Окружности с большим радиусом  $R_2 = 2R_1$  (диаметром  $D_2 = 2R_2$ ) содержат около  $95 \pm 2$  % частиц ансамблей.

Наблюдаемые отклонения от аналитических оценок  $R_1$ , см. (6), могут объясняться как влияни-

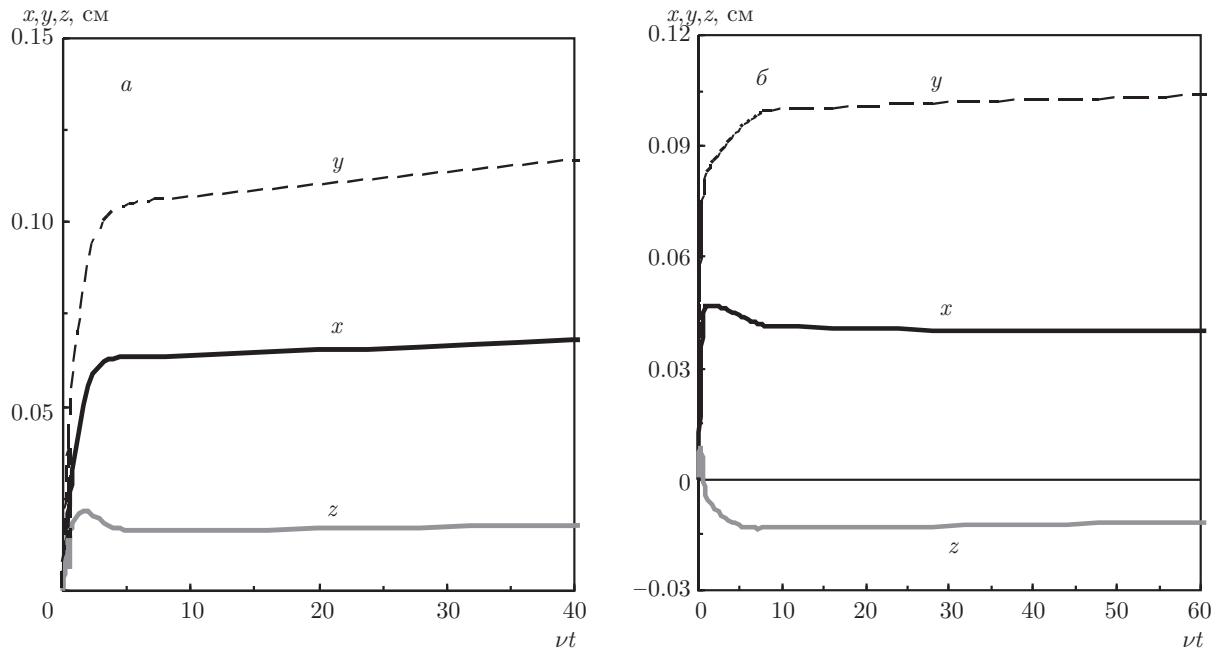


Рис. 7. Зависимости  $x(vt)$ ,  $z(vt)$ ,  $y(vt)$  для одной частицы с массой  $M_2$  и  $Z = 3$  из ансамбля 500 частиц при  $T = 0$ ,  $n_0 = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ,  $\nu \approx 80000 \text{ с}^{-1}$  и  $B = 200 \text{ Гс}$  (а) и  $B = 600 \text{ Гс}$  (б)

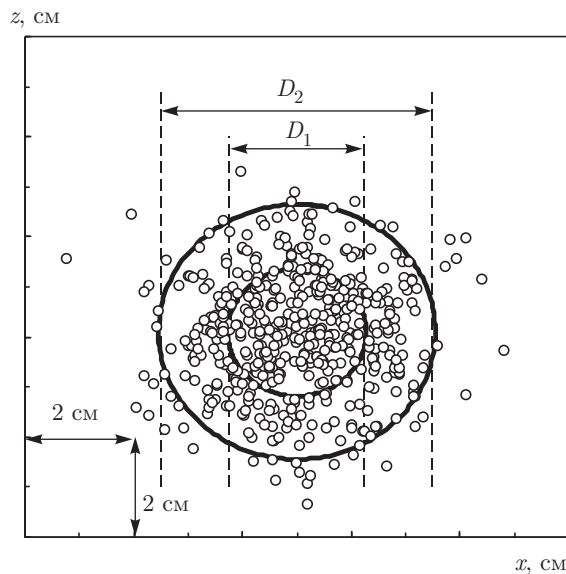


Рис. 5. Координаты  $z, x$  ионов  $M_2$  ( $Z = 3$ ) (символы) при  $B = 100 \text{ Гс}$ ,  $\nu \approx 80000 \text{ с}^{-1}$ ,  $T \approx 0.025 \text{ эВ}$ , полученные в результате численного моделирования разлета ансамбля из 500 частиц за  $vt = 17.5$ . Сплошными линиями показаны окружности с эффективным диаметром  $D_1 \equiv 2R_1 = 2(2D_{\perp}t)^{1/2}$  и  $D_2 \equiv 2R_2 = 4(2D_{\perp}t)^{1/2}$

ем «хвостов» максвелловского распределения тепловых скоростей частиц, так и возмущением параметров системы в момент их «вброса». Проверка

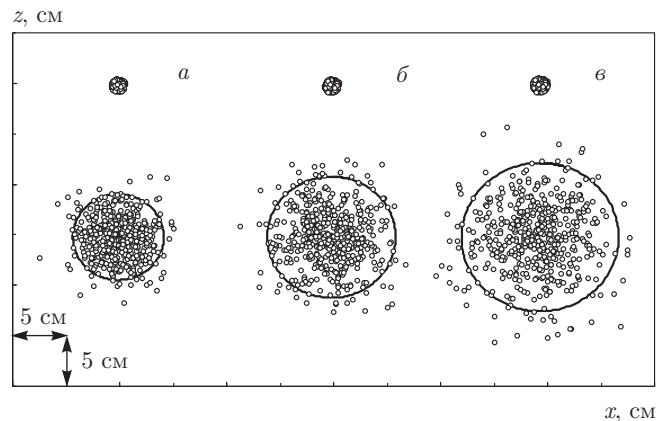
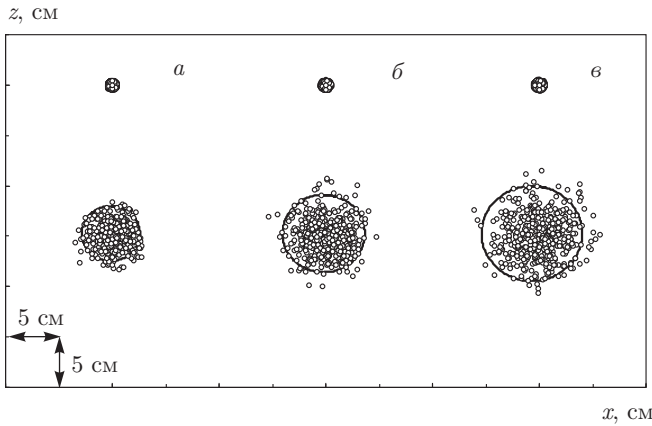


Рис. 6. Координаты  $z, x$  ионов массой  $M_2$  и  $Z = 3$  (символы) при  $B = 200 \text{ Гс}$ ,  $\nu \approx 80000 \text{ с}^{-1}$ , полученные в результате численного моделирования разлета ансамбля из 500 частиц за различные времена  $vt$ : а — 85, б — 170, в — 255. Нижний ряд —  $T \approx 0.025 \text{ эВ}$ ; верхний ряд —  $T = 0$ . Сплошными линиями показаны окружности с эффективным радиусом  $R_2 = 2(2D_{\perp}t)^{1/2}$

последнего предположения проиллюстрирована на рис. 6. Легко заметить, что в условиях численного эксперимента возмущение параметров системы в момент «вброса» частиц не оказывает заметного влияния на динамику «рассеяния» их ансамбля. Можно предположить, что величина эффективного радиуса



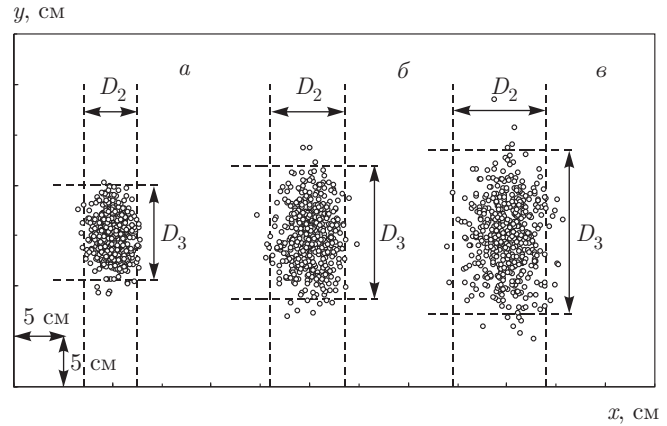
**Рис. 8.** Координаты  $z, x$  ионов массой  $M_2$  и  $Z = 3$  (символы) при  $B = 600$  Гс,  $\nu \approx 80000$  с $^{-1}$ , полученные в результате численного моделирования разлета ансамбля из 500 частиц за различные  $\nu t$ : а — 85, б — 170, в — 255. Нижний ряд —  $T \approx 0.025$  эВ; верхний ряд —  $T = 0$ . Сплошными линиями показаны окружности с эффективным радиусом  $R_2 = 2(2D_{\perp}t)^{1/2}$

$R_2 \approx 2R_1$  (содержащего около 95 % частиц) определяется наиболее вероятной кинетической энергией частиц, пропорциональной  $2T$ , и суммарным смещением частиц порядка  $\{x(t)^2 + z(t)^2\}^{1/2}$ .

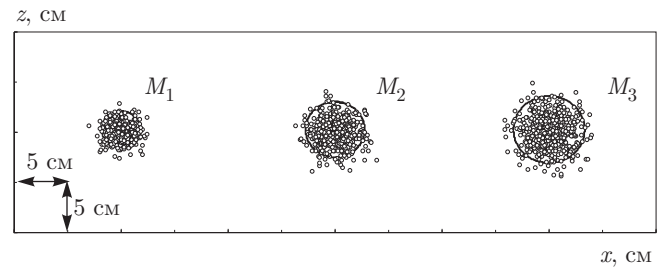
Зависимости координат  $x, z, y$  от  $\nu t$  для одной произвольно выбранной частицы из ансамбля 500 частиц с массой  $M_2$  и  $Z = 3$  при  $T = 0$ ,  $n_0 = 10^{10}$  см $^{-3}$ ,  $\nu \approx 80000$  с $^{-1}$  и различных значениях  $B$  показаны на рис. 7. Легко заметить, что резкое изменение параметров облака (положений частиц) за счет сил межчастичного взаимодействия происходит при  $\nu t \sim 3$ . При  $\nu t > 5$  скорость изменения координат частиц существенно падает и становится близка к постоянной.

Координаты  $z(x)$  и  $y(x)$  ионов с массой  $M_2$  и зарядовым числом  $Z = 3$  для ансамбля из 500 частиц при  $B = 600$  Гс,  $\nu \approx 80000$  с $^{-1}$  и различных  $\nu t$  показаны соответственно на рис. 8 и рис. 9. Следует особо отметить, что штриховыми линиями на рис. 9 показаны значения эффективных диаметров  $D_2 \equiv 2R_2 = 4(2D_{\perp}t)^{1/2}$  и  $D_3 \equiv 2R_3 = 4(2D_0t)^{1/2}$  для областей, содержащих примерно 95 % частиц исследуемого ансамбля.

Координаты  $z(x)$  ионов массами  $M_1, M_2$  и  $M_3$  с  $Z = 1$  в ансамбле из 500 частиц при  $B = 600$  Гс,  $\nu \approx 8000$  с $^{-1}$  в момент времени  $t = 1$  мс представлены на рис. 10. Сплошными линиями на данном рисунке показаны окружности с эффективным радиусом  $R_2 = 2(2D_{\perp}t)^{1/2}$ , содержащие около 95 % частиц. Результаты численного моделирования полностью со-



**Рис. 9.** Координаты  $y, x$  ионов массой  $M_2$  и  $Z = 3$  (символы) при  $B = 600$  Гс,  $\nu \approx 80000$  с $^{-1}$ ,  $T \approx 0.025$  эВ, полученные в результате численного моделирования разлета ансамбля из 500 частиц за различные  $\nu t$ : а — 85, б — 170, в — 255. Штриховыми линиями показаны значения эффективных диаметров  $\tilde{D}_2 \equiv 2R_2 = 4(2D_{\perp}t)^{1/2}$  и  $D_3 \equiv 2R_3 = 4(2D_0t)^{1/2}$



**Рис. 10.** Координаты  $z, x$  ионов массами  $M_1, M_2$  и  $M_3$  с  $Z = 1$  (символы) при  $B = 600$  Гс,  $\nu \approx 8000$  с $^{-1}$ , полученные в результате численного моделирования ансамбля из 500 частиц за  $t = 1$  мс. Сплошными линиями показаны окружности с эффективным радиусом  $R_2 = 2(2D_{\perp}t)^{1/2}$ , см. таблицу

ответствуют аналитическим оценкам, представленным в таблице.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе представлены результаты численного исследования диффузии и динамики «рассеяния» ограниченного облака заряженных частиц, находящегося в постоянном пространственно-однородном магнитном поле. Расчеты выполнялись для ионов, имитирующих ионы урана и продукты его деления, с различными массами и зарядами в широком диапазоне параметров, соот-

ветствующих рабочим условиям в существующих установках по разделению ОЯТ.

Показано, что продольный коэффициент диффузии для всех исследуемых случаев был равен коэффициенту диффузии без магнитного поля. При этом величина поперечного коэффициента диффузии соответствовала соотношению Таунсенда. Следует подчеркнуть, что на данный момент информация о работах по численному моделированию диффузии в ограниченном облаке заряженных частиц отсутствует.

Рассмотрено влияние диффузии частиц на их движение в постоянном пространственно-однородном магнитном поле. Предложены аналитические оценки для анализа величины данного эффекта. Предложенные соотношения были проверены численным моделированием задачи. Было получено, что аналитические оценки соответствуют результатам численного моделирования.

В заключение отметим, что полученные результаты могут использоваться при выборе оптимальных рабочих параметров энергетических установок для эффективного разделения ОЯТ. Кроме того, представленные результаты могут быть полезны для качественного анализа поведения слабонеидеальной пылевой плазмы в пристеночной области установок УТС, а также для анализа поведения заряженных частиц любой массы и заряда в постоянном магнитном поле.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (проект № 14-50-00124).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Е. П. Велихов, С. В. Мирнов, <http://www.webcitation.org/65DecJVqN>.
2. К. Лдуэллин-Смит, [http://elementy.ru/nauchno-populyarnaya\\_biblioteka/430807](http://elementy.ru/nauchno-populyarnaya_biblioteka/430807).
3. И. Семенов, <http://elementy.ru/video/114>.
4. R. F. Post, Rev. Mod. Phys. **28**, 338 (1956).
5. Л. А. Арцимович, *Управляемые термоядерные реакции*, Физматлит, Москва (1961).
6. R. Aymar, P. Barabaschi, and Y. Shimomura, Plasma Phys. Contr. Fusion **44**, 519 (2002).
7. А. В. Тимофеев, Физика плазмы **33**, 971 (2007).
8. В. А. Жильцов, В. М. Кулыгин, Н. Н. Семашко и др., Атомная энергия **101**, 302 (2006).
9. А. И. Морозов, *Введение в плазмодинамику*, Наука, Москва (2008).
10. B. P. Cluggish, F. A. Anderegg, R. L. Freeman, J. Gilleland, T. J. Hilsabeck, R. C. Isler, W. D. Lee, A. A. Litvak, R. L. Miller, T. Ohkawa, S. Putvinski, K. R. Umstadter, and D. L. Winslow, Plasma Phys. **12**, 057101 (2005).
11. Н. А. Ворона, А. В. Гавриков, А. А. Самохин, В. П. Смирнов, Ю. С. Хомяков, Ядерная физика и инжиниринг **5**, 944 (2014).
12. В. П. Смирнов, А. А. Самохин, Н. А. Ворона, А. В. Гавриков, Физика плазмы **39**, 523 (2013).
13. В. Б. Юферов, А. М. Егоров, В. О. Ильичева, С. В. Шарый, К. И. Живанков, Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение **101**, 148 (2013).
14. В. Б. Юферов, А. М. Егоров, С. В. Шарый, О. С. Друй, В. О. Ильичева, М. О. Швец, А. С. Свичкар, Т. И. Ткачева, Вісник НТУ ХП **60**, 102 (2011).
15. L. J. Hou, Z. L. Mišković, A. Piel, and P. K. Shukla, Plasma Phys. **16**, 053705 (2009).
16. J. S. Espinoza Ortiz, F. C. Bauke, and R. E. Lagos, J. Phys.: Conference Series **738**, 012032 (2016).
17. Ю. П. Райзер, *Физика газового разряда*, Наука, Москва (1987).
18. E. V. Hooper, Adv. Electr. Electron Phys. **27**, 295 (1969).
19. J. S. Townsend, Philos. Mag. **25**, 459 (1938).
20. И. А. Васильева, В. Л. Грановский, Радиотехника и электроника **105**, 2051 (1959).
21. Karmeshu, Phys. Fluids **17**, 1828 (1974).
22. О. С. Ваулина, И. И. Лисина, Е. А. Лисин, ЖЭТФ **148**, 819 (2015).
23. О. С. Ваулина, ЖЭТФ **149**, 218 (2016).
24. О. С. Ваулина, О. Ф. Петров, В. Е. Форгов, А. Г. Храпак, С. А. Храпак, *Пылевая плазма (эксперимент и теория)*, Физматлит, Москва (2009).
25. *Complex and Dusty Plasmas*, ed. by V. E. Fortov and G. E. Morfill, CRC Press (2010).