

# Характерное время вытягивания ионов из плазменного сгустка при лазерном разделении изотопов

В.А.Гундиенков, А.Н.Ткачев, С.И.Яковленко

*Рассмотрена задача об экстракции ионов из плоского и цилиндрического плазменных слоев, расположенных соответственно между пластинами и коаксиальными цилиндрами конденсатора, при лазерном разделении изотопов. Используются упрощенные аналитические модели и численные расчеты в рамках одномерной двухжидкостной гидродинамики. Показано, что ионный ток на катод хорошо описывается законом трех вторых, в котором расстоянием между электродами является расстояние от границы плазменного сгустка до катода, а разностью потенциалов служит разность потенциалов между обкладками конденсатора. Результаты расчетов находятся в качественном согласии с результатами экспериментов.*

**Ключевые слова:** лазерное разделение изотопов, плазма, экстракция ионов.

## 1. Введение

Экстракция ионов из плазмы является одним из основных процессов при лазерном разделении изотопов методом AVLIS (Atomic Vapor Laser Isotope Separation). Это процесс особенно важен при выделении весовых количеств редкого изотопа (см. напр., обзоры [1–4]). В данном случае целесообразно говорить о двух этапах экстракции. На первом этапе ионы вытягиваются из плазменного сгустка, на втором – транспортируются на коллектор, который находится в области геометрической тени, где опасность засорения атомами основного изотопа достаточно мала. Моделирование процесса вытягивания ионов из плазмы проводилось в работах [5–9], процесс транспортировки ионов через систему электродов рассмотрен в работах [10, 11].

Отметим, что в ходе селективной ступенчатой ионизации при лазерном разделении изотопов образуется плазма с уникальными параметрами – низкой температурой при высокой степени ионизации, которых сложно достичь другими способами. Эти особенности обсуждались в работах [6–9].

При больших наработках редкого изотопа становятся существенными ограничения токов экстракции, обусловленные объемным зарядом плазменного шнура, и связанный с этим рост характерного времени вытягивания основного количества ионов из плазмы. Для эффективного сбора наработанных ионов это время должно быть меньше времени между импульсами лазерной ионизации пара. Рассмотрению характерных времен вытягивания ионов и посвящена данная работа.

В общем случае задачу экстракции ионов из плазмы следует рассматривать на основе двумерной или даже трехмерной геометрии, что довольно сложно. Однако основные моменты физики процесса можно выявить в рам-

ках одномерных задач – плоской и цилиндрической. Этот подход представляет интерес еще и потому, что позволяет получить некоторые аналитические результаты и сопоставить их с численным решением и экспериментами [12].

## 2. Оценка времени вытягивания ионов по закону трех вторых

**Плоская геометрия.** Рассмотрим плоский плазменный слой в плоском конденсаторе (рис.1,*a*), на обкладки которого подано напряжение  $U$ . Вследствие быстрого переноса заряда электронным током потенциал плазмы устанавливается приблизительно равным потенциалу катода, а дальнейшая экстракция ионов происходит в течение времени, меньшего по сравнению с электронными временами, так что ионный ток компенсируется электронным током на анод и потенциал плазмы поддерживается близким к потенциалу анода. При описании процесса экстракции будем исходить из известного закона трех вторых Чайлда – Ленгмюра [13–15] для плотности тока ионов с единицы поверхности слоя плазмы

$$j_i = a_{pl} \frac{U^{3/2}}{(x_c - x)^2}, \quad a_{pl} \equiv \frac{1}{9\pi} \left( \frac{2e}{m_i} \right)^{1/2} \approx 4.3 \times 10^{-9} \text{ В}^{-3/2} \text{ А.} \quad (1)$$

Здесь  $x_c$  – расстояние от середины плазменного слоя до катода в начальный момент времени;  $x$  – переменная координата ближней к катоду границы плазменного слоя;  $m_i$  – масса иона. Для конкретной оценки взята масса иона гадолиния:  $m_i = Am_p$ ,  $A = 157$ ,  $m_p$  – масса протона.

Время вытягивания ионов определим в предположении, что ионный заряд уходит с ближней к катоду границы неподвижной плазмы и при этом меняется расстояние от границы плазмы до катода  $x_c - x$ , так что согласно закону сохранения числа ионов  $eN_i dx = -j_i(x) dt$  ( $e$  – заряд электрона,  $N_i$  – плотность ионов в плазменном слое). Используя (1), получаем уравнение для координаты границы плазмы  $x(t)$ :

В.А.Гундиенков, А.Н.Ткачев, С.И.Яковленко. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38

Поступила в редакцию 23 декабря 2003 г.

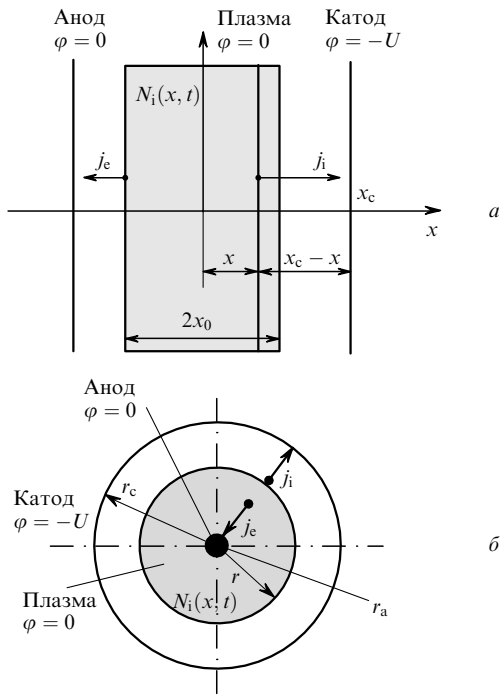


Рис.1. Плазменный слой в плоском (а) и цилиндрическом (б) конденсаторах:

$x$  – расстояние от середины плазменного слоя до переменной границы области, занимаемой плазмой;  $\varphi$  – потенциал в различных точках (в плазме и на левой пластине конденсатора потенциал считается одинаковым);  $2x_0$  – начальная ширина плазменного слоя;  $x_c - x_0$  – начальное расстояние от границы плазменного слоя до пластины конденсатора.

$$\frac{dx}{dt} = -\frac{j_i(x)}{eN_i} = -\frac{a_{pl}U^{3/2}/eN_i}{(x_c - x)^2},$$

интегрируя которое получаем для временных зависимостей расстояния между катодом и границей плазмы  $y(t) = x_c - x(t)$ , плотности тока на коллекторе  $j_i(t)$ , а также для полного времени вытягивания  $\tau_0$  всех ионов из слоя следующие выражения:

$$y(t) = x_c [3t/\tau_c + (y_0/x_c)^3]^{1/3}, \tag{2a}$$

$$j_i(t) = \frac{j_0}{[3t/\tau_c + (y_0/x_c)^3]^{2/3}} \text{ при } 0 < t < \tau_0, \tag{2б}$$

$$\tau_0 = 2 \left[ \frac{x_0}{x_c} + \frac{(x_0/x_c)^3}{3} \right] \tau_c. \tag{2в}$$

Здесь  $x_0$  – начальная полуширина плазменного слоя;  $j_0 = a_{pl}U^{3/2}/x_c^2$  – плотность тока при  $x(t) = 0$ ;

$$\begin{aligned} \tau_c &= \frac{ex_c^3 N_i}{a_{pl}U^{3/2}} = \frac{9\pi}{\sqrt{2}} (m_i e)^{1/2} \frac{x_c^3 N_i}{U^{3/2}} \\ &= 3.69 \times 10^{-11} \frac{x_c^3 N_i}{U^{3/2}} \end{aligned} \tag{3}$$

– характерное время спада плотности тока на коллекторе (в секундах);  $x(t_0) = -x_0$ ;  $U$  измеряется в вольтах. Отметим, что при  $x_0 = x_c$  в начальный момент времени  $t = 0$  плотность тока бесконечна. При  $U \approx 500$  В,  $N_i \approx 10^{10}$  см<sup>-3</sup>,  $x_0 = 0.5$  см,  $x_c = 1$  см имеем  $\tau_c = 33$  мкс,  $\tau_0 = 35.6$  мкс.

**Цилиндрическая геометрия.** Задача о предельном токе в случае цилиндрической геометрии (см. рис.1,б) не имеет аналитического решения. Закон трех вторых остается в силе, но простая зависимость тока от расстояния между электродами отсутствует. Эта задача впервые была решена Ленгмюром и Блоджетт и С.А.Богуславским (подробнее см. [13–15]). Они представили ионный ток, приходящийся на единицу длины цилиндра, в следующем виде:

$$i_i = a_{cyl} \frac{U^{3/2}}{r_a \beta^2(r_c/r_a)}, \tag{4}$$

$$a_{cyl} \equiv \frac{2}{9} \left( \frac{2e}{m_i} \right)^{1/2} = 2\pi a_{pl} \approx 2.7 \times 10^{-8} \text{ В}^{-3/2} \text{ А}.$$

Здесь  $r_c, r_a$  – радиусы катода и анода соответственно;  $\beta^2(x)$  определено в виде дробно-степенного ряда по  $z = \ln x$ ;  $x = r/r_a$ ;  $r$  – расстояние до оси цилиндров.

В настоящее время проще численно решить исходное уравнение, чем суммировать степенной ряд. Действительно, исходя из уравнения Пуассона для потенциала  $\varphi$ , определения тока  $i$  через скорость заряженных частиц  $v_i$  и закона сохранения энергии,

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( r \frac{d\varphi}{dr} \right) = 4\pi e N_i, \quad i = 2\pi r e N_i v_i, \quad m_i v_i^2 / 2 = e\varphi,$$

приходим к уравнению Чайлда:

$$\frac{d^2 u}{dz^2} = \frac{\exp z}{\sqrt{u}}, \quad u(z)|_{z \rightarrow -1} = \frac{du}{dz} \Big|_{z \rightarrow -1} = 0. \tag{5}$$

Здесь  $u = \varphi(a_{cyl}/ir_c)^{3/2}$  – безразмерный потенциал. При этом имеем  $\beta^2(x_d) = u^{3/2}/x_d$  (где  $x_d$  – расстояние между катодом и анодом). Зависимость  $\beta^2(r_c/r_a)$ , построенная на основе численного решения (5), представлена на рис.2.

Время вытягивания ионов определим при тех же предположениях, что и в плоском случае, исходя из закона сохранения заряда

$$\frac{d}{dt} (\pi r^2 N_i) = -i_i, \quad \frac{dr}{dt} = -\frac{i_i}{2\pi r N_i}.$$

Используя для тока закон трех вторых (4), имеем

$$\frac{dr}{dt} = -\frac{1}{\beta^2(r_c/r)(r_c/r)} \frac{U^{3/2}}{9\pi r_c^2 N_i} \left( \frac{2}{m_i e} \right)^{1/2}, \quad r(t)|_{t=0} = r_0.$$

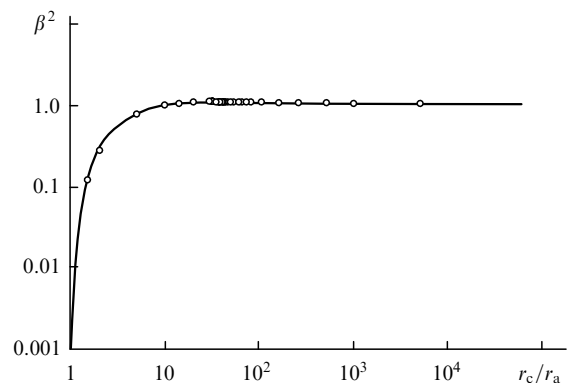


Рис.2. Зависимость поправочного фактора  $\beta^2$  в законе трех вторых от  $r_c/r_a$ . Сплошная кривая получена на основе численного решения уравнения Чайлда (5); кружки – расчет, проведенный на основе ряда Богуславского [13].

Решая это уравнение, получаем

$$t/\tau_c = \int_{r_c/r_0}^{r_c/r} \beta^2(x)x^{-3}dx, \quad (6)$$

$$\tau_c = \frac{9\pi}{\sqrt{2}} (m_i e)^{1/2} \frac{r_c^3 N_i}{U^{3/2}} = 3.7 \times 10^{-11} \frac{r_c^3 N_i}{U^{3/2}}.$$

С точностью до замены  $x_c \leftrightarrow r_c$  величина  $\tau_c$  определяется выражением (3),  $U$  измеряется в вольтах.

Если в начальный момент времени  $t = 0$  плазма касается катода ( $r_0 = r_c$ ), а радиус анода много меньше радиуса катода ( $r \ll r_c$ ), то время ухода всех ионов определяется выражением

$$\tau_{\max} = \tau_c \int_1^{\infty} \beta^2(x)x^{-3}dx \approx 0.095\tau_c. \quad (7)$$

Например, при  $U > 500$  В,  $N_i \approx 10^{10}$  см<sup>-3</sup>,  $r_c = 1$  см имеем  $\tau_c = 33$  мкс,  $\tau_0 = 3.1$  мкс. При тех же параметрах для  $r_c = 10$  см времена в тысячу раз больше:  $\tau_c = 33$  мс,  $\tau_0 = 3.1$  мс.

Рассмотренные модели справедливы тогда, когда движением границы плазмы за счет газодинамического разлета можно пренебречь, так что вытягивание ионов из плазмы происходит быстрее, чем ее разлет. На самом деле, как правило, характерные времена разлета плазменного сгустка и вытягивания ионов имеют один порядок. Это связано с тем, что частота следования импульсов ионизации должна примерно соответствовать времени смены паров в зоне ионизации. Характерное же время разлета плазмы, как правило, примерно равно времени пролета паров через зону ионизации. Поскольку приближение границы плазмы к катоду из-за разлета не затрудняет, а улучшает условия экстракции, можно ожидать, что описанная модель будет давать несколько завышенные времена экстракции ионов по сравнению с экспериментальными.

### 3. Расчеты в рамках одномерной нестационарной модели

#### 3.1. Плоская геометрия

**О плоской модели.** Рассмотрим механизм вытягивания ионов в режиме, когда существен разлет плазмы, в рамках одномерной нестационарной модели двухжидкостной гидродинамики. Математическая постановка задачи и алгоритм решения уравнений этой модели подробно изложены в работах [6–9]. Здесь мы приведем только некоторые данные, необходимые для понимания приводимых ниже результатов расчетов.

Плазма характеризуется электронной и ионной плотностями  $N_e$ ,  $N_i$ , зависящими от времени  $t$  и расстояния  $x$  от центра плоского слоя, гидродинамическими скоростями  $v_e$ ,  $v_i$ , а также электронным давлением  $p_e$ . Эти величины находятся на основе численного решения уравнений двухжидкостной гидродинамики в лагранжевой системе координат. Температура ионов считается равной нулю. Электронное давление связано с электронной температурой  $T_e$  адиабатическим законом Пуассона  $T_e \propto N_e^{\gamma-1}$  ( $\gamma = 3$ ). Электрическое поле характеризуется напряженностью  $E = -\partial\varphi/\partial x$  и потенциалом  $\varphi$ . Эти величины находятся на основе решения уравнения Пуассона.

Задача двухжидкостной гидродинамики рассматривалась в безразмерных величинах. Длины измерялись в дебаевских радиусах:  $l_0 = r_D = [T_{e0}/(4\pi e^2 N_0)]^{1/2}$ , время – в обратных ленгмюровских частотах:  $t_0 = \omega_L^{-1} = [m_e/(4\pi e^2 N_0)]^{1/2}$ , скорости – в единицах характерной начальной тепловой скорости электронов:  $v_0 = (T_{e0}/m_e)^{1/2}$ , потенциал  $\varphi_0$  и напряженность электрического поля  $E_0$  выражались через начальную электронную температуру:  $\varphi_0 = T_{e0}/e$ ,  $E_0 = T_{e0}/el_0$ . Плотность и давление были нормированы на максимальные значения плотности ( $N_0$ ) и давления ( $p_{e0}$ ) электронов в начальный момент времени, при этом  $n_e = N_e/N_0$ ,  $T_0 = p_{e0}/N_0$ .

В приводимых здесь расчетах начальное распределение плотности полагалось однородным на отрезке  $x \in [-x_0, x_0]$ . В начальный момент времени плазма считалась неподвижной и квазинейтральной.

В расчетах использовалось искусственно завышенное значение отношения массы электрона к массе иона  $\mu = m_e/m_i = 10^{-2}$ . Зависимость установившихся средних скоростей ионов и электронов и характерного времени установления средних электронных и ионных потоков от  $\mu$  исследовалась в работах [6–9]. Расчеты показывают, что скорости пропорциональны  $1/\sqrt{\mu}$ , а характерные времена установления среднемассовых скоростей  $\propto \sqrt{\mu}$  (подробнее см. [8]). Эти зависимости использовались нами для пересчета полученных в численных расчетах результатов к  $\mu \approx 3.5 \times 10^{-6}$  (для плазмы гадолиния).

**Результаты расчетов эволюции плазменного слоя.** Результаты одного из вариантов расчета эволюции плазменного слоя представлены на рис.3–5. Были использованы следующие параметры задачи:  $N_e = 10^{10}$  см<sup>-3</sup>,  $T_e = 0.015$  эВ,  $x_0 = 0.5$  см,  $x_c = 1$  см,  $U = 400$  В,  $A = 157$  (гадолиний).

В рамках рассматриваемых параметров поле, создаваемое пластинами конденсатора, является слабым в том смысле, что оно не может полностью разделить заряды плазменного слоя:  $E \ll 8\pi e x_0 N_e \approx 2 \times 10^4$  В/см. Поэтому процесс экстракции ионов носит следующий квазистационарный характер.

Электрическое поле внутри плазменного слоя почти полностью экранировано, при этом плотности электронов и ионов внутри слоя практически совпадают (см. рис.3). За пределами плазменного слоя со стороны катода преобладают ионы, вытягиваемые из плазмы, со стороны анода – электроны. Плотности вытягиваемых электронов и ионов малы по сравнению с плотностью плазмы, и это определяет квазистационарность процесса экстракции ионов и электронов. Вследствие малой массы часть электронов слоя в начальный момент времени перетекает из плазмы на анод. В результате плазменный слой приобретает потенциал, близкий к потенциалу анода, и соответственно в промежутке плазменный слой – анод электрическое поле становится малым по сравнению с полем в промежутке слой – катод (рис.3,б–г). В дальнейшем электронный ток на анод поддерживает потенциал слоя близким к потенциалу анода, поэтому его величина определяется ионным током на катод.

В промежутке между катодом и плазменным слоем имеет место экранировка поля вытягиваемыми ионами. Зависимость электрического поля от координаты  $x$  в промежутке между границей плазмы (координата  $x_b$ ) и катодом хорошо описывается выражением  $E(x) \propto (x - x_b)^{1/3}$ , которое следует из уравнения Чайлда, лежащего в основе закона трех вторых.

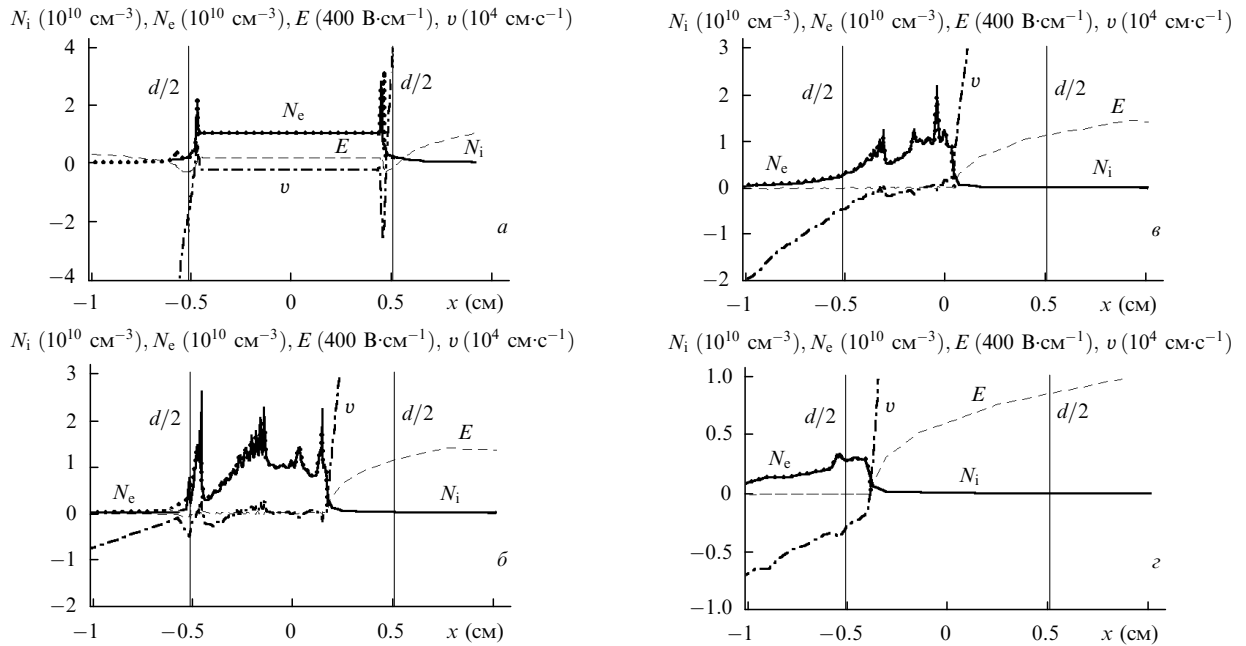


Рис.3. Распределение (плоская геометрия) по координате  $x$  плотности ионов  $N_i$  и электронов  $N_e$ , а также напряженности поля  $E$  и скорости ионов  $v$  в моменты времени  $t\omega_L = 24$  (а), 172 (б), 264 (в), 1007 (г). Разность потенциалов между обкладками конденсатора  $U = 400$  В; отношение масс  $\mu = 10^{-2}$ . Здесь и на рис. 4 вертикальными тонкими линиями показано начальное положение границ плазмы.

Интересным фактом является то, что плазменный слой как целое как бы движется к аноду, что видно из рис.3 и особенно из  $x - t$ -диаграммы (рис.4), демонстрирующей эволюцию границ плазменного слоя. Движение ближней к катоду границы плазменного ступка определяется границей плотности электронов, которая сдвигается по мере экстракции ионов. Ее движение происходит несколько медленнее, чем следует из формулы (2а), поскольку в этом выражении не учитывается гидродинамическое расширение слоя. Отметим, что замедление движения границы должно приводить к уменьшению времени экстракции ионов из слоя по сравнению с тем, которое следует из (2б) (ток из слоя на катод при замедленном движении границы больше, чем учтенный в оценке). Движение ближней к аноду границы плазменного ступка определяется разлетом ионной компоненты. Эта граница разлетается со скоростью  $u_b = 3.3 \times 10^5$  см/с, в 25 раз превышающей тепловую скорость  $v_T = (2T_e/m_i)^{1/2}$

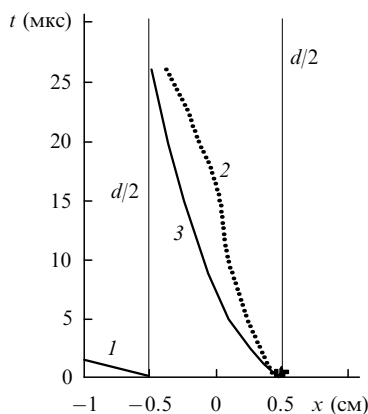


Рис.4. Характеризующая движение границ плазмы  $x - t$ -диаграмма (плоская геометрия): 1 – граница плотности ионов, ближняя к аноду; 2 – граница плотности электронов, ближняя к катоду; 3 – расчет по формуле (2а).

$= 1.4 \times 10^4$  см/с. Такая большая скорость разлета границы обусловлена кулоновским взрывом нескомпенсированного ионного заряда в малом поверхностном слое ступка [5, 8]. Основная масса ионов расширяется к аноду со скоростью порядка тепловой (см. рис.3,б-г).

Ионный ток на катод хорошо соответствует закону трех вторых, в котором положение ближней к катоду границы плазмы  $x(t)$  взято из численного расчета (см. рис.4). Отметим также, что газодинамический разлет слоя приводит к уменьшению доли собранных на катоде ионов по сравнению со случаем неподвижной плазмы (при начальной температуре). Следует, по-видимому, ожидать, что по мере роста начальной температуры электронов плазмы, а также при уменьшении расстояния от анода до слоя доля собранных на катоде ионов будет уменьшаться.

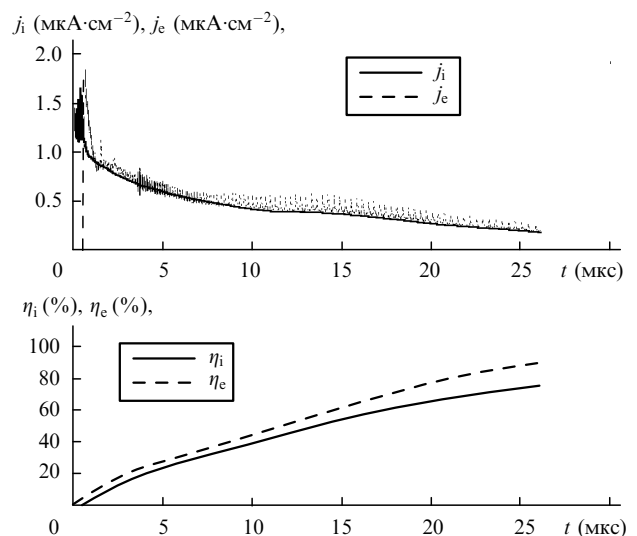


Рис.5. Зависимости от времени плотности токов ионов ( $j_i$ ) и электронов ( $j_e$ ) (а), а также доли полного электронного ( $\eta_e$ ) и ионного ( $\eta_i$ ) зарядов слоя, собранного на коллекторах (б) (плоская геометрия).

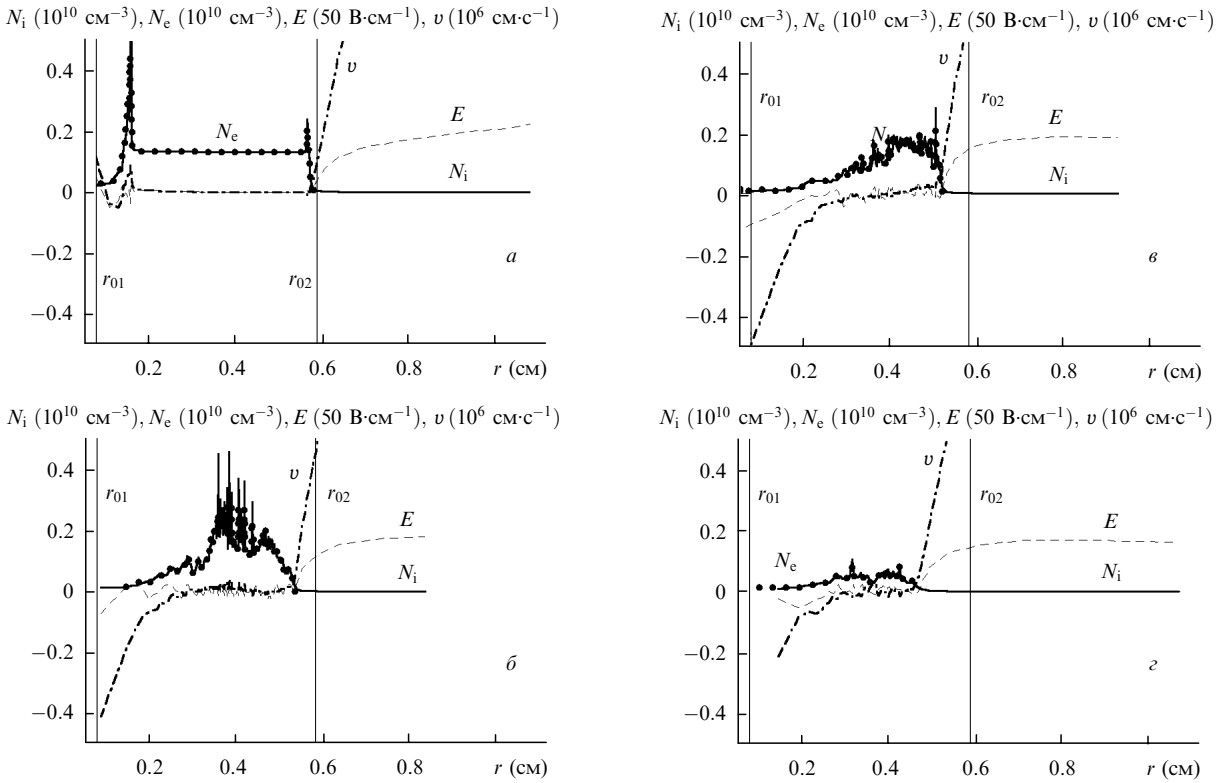


Рис.6. Распределение по координате  $r$  (цилиндрическая геометрия) плотности ионов  $N_i$  и электронов  $N_e$ , а также напряженности поля  $E$  и скорости ионов  $v$  в моменты времени  $t\omega_L = 38$  (а), 445 (б), 727 (в), 1480 (г). Разность потенциалов между обкладками конденсатора  $U = 400$  В; отношение масс  $\mu = 10^{-2}$ ;  $r_{01}, r_{02}$  – соответственно радиусы внутренней и внешней границ плазменного слоя. Распределения даны в интервале между анодом и катодом  $r_a \leq r \leq r_c$ .

**3.2. Цилиндрическая геометрия**

*О цилиндрической модели.* Для выявления влияния геометрии на механизм вытягивания ионов была рассмотрена цилиндрическая модель разлета плазмы, находящейся между коаксиальными цилиндрами (см. рис.1, б). В остальном математическая модель соответствовала описанному выше случаю плоской геометрии, т.е. рассматривалась двухжидкостная нестационарная гидродинамика и использовалась такая же процедура обезразмеривания и пересчета времен экстракции к физическому значению отношения масс электрона и иона.

Вычислительная схема в целом осталась неизменной. Была уточнена лишь схема вычисления электрического поля – вместо линейной интерполяции использовалась билинейная.

Отметим вычислительную специфику цилиндрической геометрии, связанную с использованием масштабирования по отношению масс. В цилиндрическом случае при выборе достаточно малых радиусов анода и умеренных значений  $\mu$  может реализоваться ситуация, в которой ток будет ограничиваться не пространственным зарядом ионов в промежутке плазма – катод, а пространственным зарядом электронов в промежутке плазма – анод. В этом случае, хотя квазистационарная картина стока может и сохраняться, пересчет полученных в расчетах величин к физическим значениям отношения масс по масштабирующим отношениям может давать неверные результаты. Во избежание этого радиус анода следует выбирать достаточно большим, таким, чтобы при данном отношении масс электронный ток (полученный из оценки по закону трех вторых) в зазоре анод – плазма в несколько раз превышал ионный ток в промежутке плазма – катод.

**Результаты расчетов.** Результаты расчета одного из

вариантов эволюции плазменного слоя представлены на рис.6–8. В приводимом расчете начальные плотности ионов и электронов плазмы полагались равными ( $N_e = N_i = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ) на отрезке  $r \in [r_{01}, r_{02}] = [0.075 \text{ см}, 0.575 \text{ см}]$ , плазма в начальный момент времени считалась неподвижной, а остальные параметры задачи были таковы:  $T_e = 0.0145 \text{ эВ}$ ,  $U = 400 \text{ В}$ ,  $A = 157$  (гадолиний).

В целом картина стока заряда из плазмы в цилиндрическом случае повторяет картину для плоского случая. Так же как и в плоском случае, в промежутке между катодом и плазменным слоем имеет место экранировка поля вытягиваемыми ионами. Зависимость электрического поля от координаты в промежутке между границей

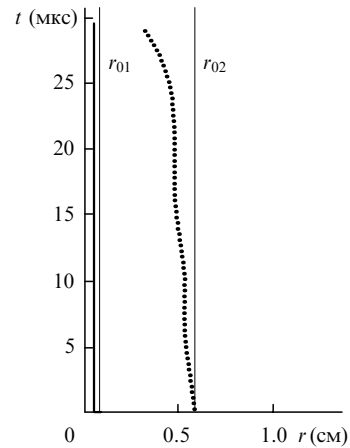


Рис.7. Характеризующая движение границ плазмы  $r - t$ -диаграмма (цилиндрическая геометрия); сплошная жирная линия – граница плотности ионов, ближняя к аноду, пунктирная кривая – граница плотности электронов, ближняя к катоду.

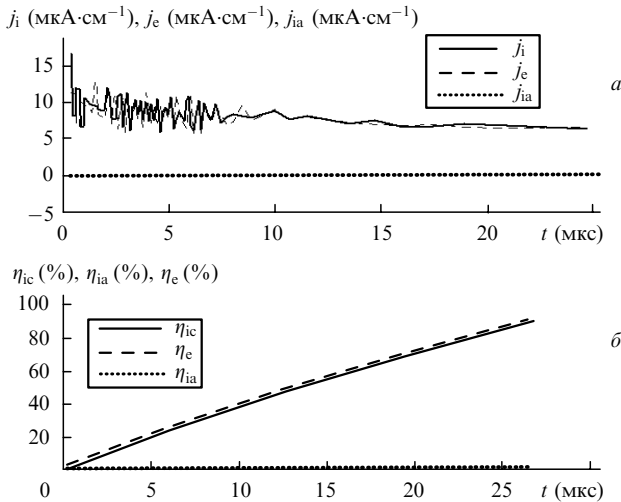


Рис.8. Зависимости от времени плотности токов ионов ( $j_i$ ), электронов ( $j_e$ ) и ионного тока на аноде ( $j_{ia}$ ) (а), а также долей полного электронного заряда ( $\eta_e$ ) и ионных зарядов на катоде ( $\eta_{ic}$ ) и аноде ( $\eta_{ia}$ ), собранных на коллекторах (б) (цилиндрическая геометрия).

плазмы и катодом, как и в плоском случае, удовлетворительно описывается на основе уравнения Чайлда.

Скорость движения границы плазмы в цилиндрическом случае (см.  $r-t$ -диаграмму на рис.7), как и следовало ожидать, несколько меньше, чем в плоском. Уменьшение скорости движения связано с тем, что при небольших радиусах анода большая часть заряда плазменного шнура сосредоточена в периферийных слоях сгустка.

При экстракции в цилиндрической геометрии обычно стремятся обеспечить минимальный зазор между анодом и плазмой (например, помещая в центр плазменного сгустка в качестве анода проволочку). Особенностью экстракции при такой геометрии является то, что поток плазмы на анод значительно увеличивается по сравнению с плоской геометрией (в рассматриваемом случае противодавление периферийных слоев плазмы, ограничивающее скорость теплового разлета в плоском случае, исчезает практически сразу, см. рис.8). Вследствие теплового разлета шнура в описываемых расчетах на анод попадает до 20%–30% ионов плазмы.

#### 4. Сравнение с результатами экспериментов

В [12] приведены результаты измерений времени вытягивания ионов из цилиндрического сгустка лазерной плазмы гадолиния в плоском конденсаторе. Исследовалась экстракция ионов в двух конфигурациях. В одном случае плазменный цилиндр находился между обкладками конденсатора, на которые подавалось напряжение  $U$ . Во втором случае обкладки конденсатора были под одинаковым потенциалом, но в плазму вводилась проволочка под напряжением  $U$  относительно обкладок конденсатора. Диаметр плазменного цилиндра в начальный момент составлял  $\sim 1$  см, начальное расстояние от границы плазмы до пластины конденсатора – 0.5 см (расстояние между пластинами конденсатора было равно 2 см). Начальная плотность ионов и электронов плазмы варьировалась в диапазоне  $N_{e0} = N_{i0} \approx (0.1 - 4) \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$ .

Моделирование условий экспериментов [12] требует рассмотрения двумерной задачи. Однако мы сравнивали расчеты и оценки в рамках одномерной модели с результатами экспериментов, надеясь на достижение согласия

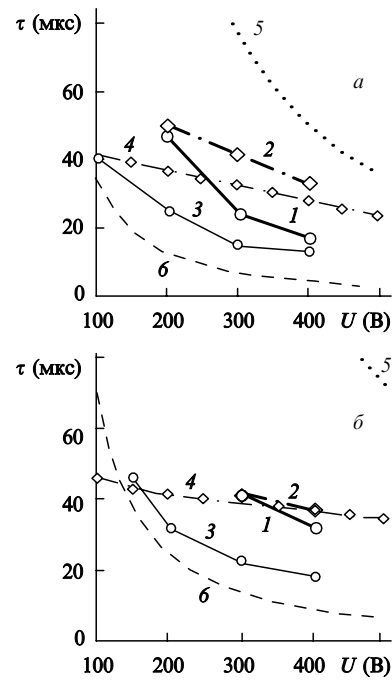


Рис.9. Зависимости времени вытягивания ионов из плазмы от напряжения  $U$  при  $N_{e0} = N_{i0} = 10^{10} \text{ см}^{-3}$  (а) и  $N_{e0} = N_{i0} = 2 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$  (б): 1, 2 – плоская геометрия при расчетах, соответствующих условиям экспериментов, когда плазменный цилиндр находится между пластинами конденсатора с разностью потенциалов  $U$ ; 3, 4 – цилиндрическая геометрия при разности потенциалов, подаваемой между пластинами конденсатора и проволочкой внутри плазмы (3 – эксперимент [11], 4 – расчет разлета плазменного слоя в конденсаторе); 5 – расчет по формулам (2в) и (3) для плоского слоя толщиной  $2x_0 = 1$  см; 6 – расчет по формуле (7) для цилиндрического слоя и  $r = 0.5$  см.

по порядку величины. Экспериментальная зависимость времени вытягивания ионов от напряжения между плазмой и коллектором ионов качественно согласуется с результатами расчетов как в плоской, так и в цилиндрической геометрии (рис.9). Результаты расчетов в цилиндрической геометрии лучше согласуются с результатами экспериментов по экстракции ионов из шнура с размещенной внутри него проволочкой, а в плоской – с результатами экспериментов по экстракции ионов из шнура, расположенного между пластинами конденсатора. Результаты экспериментов и расчетов различаются не более чем в 2 раза. Оценки времен экстракции по формуле (2б) оказались, как и следовало ожидать (см. выше), завышенными в 2–4 раза по сравнению с экспериментом.

Для экспериментов с проволочкой, помещенной в плазму, эффективная толщина плазменного слоя примерно вдвое меньше, чем в случае, когда вытягивание ионов происходит за счет напряжения на обкладках конденсатора. Согласно (2б) время экстракции ионов для экспериментов с проволочкой должно быть существенно меньше (в 3.7 раза), чем в экспериментах со сбором ионов на пластины конденсатора. Это утверждение качественно согласуется с результатами экспериментов, однако сокращение времени экстракции в экспериментах было менее значительным (до 1.5–2 раз).

#### 5. Заключение

Из проведенного рассмотрения механизма экстракции ионов при лазерном разделении изотопов можно сделать следующие выводы.

При помещении плазмы в сравнительно слабое электрическое поле, которое не может вырвать все электроны и ионы из плазменного сгустка, процесс экстракции ионов носит квазистационарный характер. Некоторое количество электронов покидает плазменный сгусток, и он приобретает потенциал, близкий к потенциалу анода. Ионный ток на катод хорошо описывается законом трех вторых, в котором в качестве расстояния между электродами фигурирует расстояние от границы плазменного сгустка до катода, а в качестве разности потенциалов – разность потенциалов между обкладками конденсатора. Таким образом, время экстракции ионов определяется интегрированием ионного тока, определяемого законом трех вторых. Соответствующие оценки и расчеты качественно согласуются с имеющимися экспериментальными данными.

1. Яковленко С.И. *Квантовая электроника*, **25** (11), 971 (1998).
2. Yakovenko S.I. *Laser and Particle Beams*, **16** (4), 541 (1998).
3. Yakovlenko S.I. *Adv. in Laser and Opt. Res.*, **1**, 53 (2002).
4. Ткачев А.Н., Яковленко С.И. А.Н. *Квантовая электроника*, **33** (7), 581 (2003).
5. Ткачев А.Н., Яковленко С.И. *Квантовая электроника*, **20** (11), 1117 (1993).
6. Савельев В. В., Яковленко С. И. *Квантовая электроника*, **23** (11), 1020 (1996).
7. Савельев В. В., Яковленко С. И. *Кр. сообщ. по физ. ФИАН*, № 11-12, 57 (1996).
8. Savel'ev V.V., Yakovlenko S.I. *Laser Phys.*, **7** (2), 437 (1997).
9. Савельев В. В., Яковленко С. И. *Квантовая электроника*, **24** (10), 939 (1997).
10. Golyatina R.I., Syts'ko Yu.I., Yakovlenko S.I. *Laser Phys.*, **8** (4), 860 (1998).
11. Голятина Р.И., Сыцько Ю.И., Яковленко С. И. *Кр. сообщ. по физ. ФИАН*, № 7, 3 (1996).
12. Ogura K., Arisawa T., Shibata T. *Jap. J. Appl. Phys.*, (5a), 1485 (1992).
13. Капцов Н.А. *Электроника* (М.: ГИТТЛ, 1954).
14. Грановский В.Л. *Электрический ток в газе. Установившийся ток* (М.: Наука, 1971).
15. Форрестер А.Т. *Интенсивные ионные пучки* (М.: Мир. 1991).