УДК 537.525

Ускорение многозарядных ионов металлов во фронте катодного факела вакуумного искрового разряда

С. П. Горбунов, В. И. Красов, И. А. Кринберг, В. Л. Паперный
Иркутский государственный университет, г. Иркутск, Россия

Е. А. Зверев
Институт солнечно-земной физики СО РАН, г. Иркутск, Россия

На основе разработанной теоретической модели проведен анализ выполненных авторами экспериментов, а также результатов других исследователей, касающихся генерации пучков ускоренных многозарядных ионов металлов в начальной стадии развития вакуумных искровых разрядов. Показано, что основные характеристики пучков, в частности особенности ускорительного механизма, можно объяснить в рамках предположения о формировании микропинчевой структуры в расширяющемся катодном факеле.

Известно, что вакуумные разряды являются источниками движущихся в направлении анода многозарядных ионов материала катода. Согласно существующим представлениям, первичное образование ионов обусловлено процессами взрывной эмиссии с поверхности катода и ионизации атомов в областях плазмы микронного масштаба вблизи его поверхности [1]. Образовавшаяся плазменная струя расширяется в вакуум, при этом параметры ионной компоненты: скорость (около 10^4 м/с) и средний заряд (+1 — +3) при токах менее 1 кА — зависят только от вида материала катода [2, 3]. Результаты модельных расчетов параметров микроструй, устанавливающие эти зависимости для широкого диапазона материалов катода, согласуются с данными эксперимента в стационарных разрядах (вакуумных дугах) [4, 5]. Отметим также, что согласно модельным представлениям, ускорение ионов обусловлено градиентом электронного давления в катодной струе и происходит на длине порядка 10 мкм, причем передача импульса от электронов ионам в плотной прикатодной плазме обусловлена в основном электрон-ионным трением. Трение между различными ионными компонентами выравнивает также их скорости [6], что было подтверждено экспериментами [7].

Более сложной выглядит ситуация в высоковольтных искровых вакуумных разрядах. Здесь параметры ионов катодной струи в ряде экспериментов оказались близкими к наблюдавшимся в стационарных дугах [1]. Однако в неустойчивых режимах горения разряда, в периоды кратковременных всплесков тока, регистрировались пучки ускоренных ионов материала катода, энергия которых достигала нескольких МэВ при напряжении разряда порядка сотен киловольт [8, 9]. Пучки наблюдались на начальной стадии разряда в случае превышения амплитудой тока пороговой величины, причем характерными особенностями ионных пучков являлись существенно более высокая доля многозарядных ионов (Al^{+7}, W^{+7} и др.) по сравнению со стационарными разрядами, а также пропорциональность максимальной энергии ионов кратности заряда.

Эффект кратковременных выбросов ускоренных ионов материала катода в начальной стадии развития низковольтного искрового разряда изучался авторами в работах [10, 11]. Зависимость энергии от параметров разряда в широком диапазоне значений оказалась близкой к наблюдавшейся в работах [8, 9]. В последующих измерениях, проведенных при улучшенных вакуумных условиях, было установлено, что заряд ускоренных ионов в пучке существенно превышает величины, наблюдаемые в вакуумной дуге, и достигает, например, +19 для медного катода [12].

Приведенные результаты свидетельствуют о наличии в искровых разрядах дополнительных механизмов образования и ускорения многозарядных ионов материала катода помимо указанных выше и реализующихся в плотной *прикатодной* плазме. Эти механизмы обеспечивают значительное повышение энергии и зарядового состояния пучков ионов, генерируемых вакуумным разрядом, причем характеристики пучков можно контролировать в широком диапазоне величин путем изменения параметров разряда.

Таким образом, существенно расширяются возможности использования вакуумных искровых источников металлических ионов для решения различных научных и прикладных задач, что указывает на важность изучения этих механизмов.

В качестве дополнительного механизма ускорения ионов катодной струи для экспериментов [8, 9] в работе [13] предложен захват в глубокую потенциальную яму, которая формируется в движущемся фронте катодной струи и наблюдалась в экспериментальных условиях [11]. В данной работе на основе развитой в [14] модели проведен анализ экспериментальных результа-

© Горбунов С. П., Красов В. И., Кринберг И. А., Паперный В. Л., Зверев Е. А., 2004

тов, полученных ранее как авторами данной работы, так и другими группами исследователей с целью предложить единый механизм образования многозарядных ионов и их ускорения в катодной плазменной струе вакуумного искрового разряда.

Обзор экспериментальных результатов

Эксперименты [10—12] проводились в низкоиндуктивном (L = 40 нГ) вакуумном искровом разряде с напряжением накопителя U_d до 2,5 кВ. Электродная система состояла из медного катода, расположенного на расстоянии 9 мм от плоского заземленного сетчатого анода, и помещалась в объем с вакуумом в диапазоне (5—8)·10^{-6} Торр. Накопитель (C = 2 мкФ) заряжался до максимального значения U_d, после чего на торце катода инициировался разряд с помощью высоковольтного пробоя по поверхности диэлектрической вставки между катодом и поджигающим электродом. Ток разряда измерялся поясом Роговского непосредственно в цепи катода. Временное разрешение регистрирующих систем составляло ~40 нс.

Измерение распределений ионов катодной струи, движущихся в направлении анода, по энергии и зарядовому составу проводилось времяпролетным методом с помощью электростатического анализатора, расположенного за отверстием в аноде. Особенности методики, а также процедура обработки сигнала анализатора описаны в работе [10]. Диагностика позволяла за серию выстрелов при фиксированном напряжении накопителя построить энергетические спектры всех ионных компонент.

Временные и энергетические характеристики рентгеновского излучения разряда изучались с помощью специального трехканального датчика, где в качестве детектора использовалась микроканальная пластина. Оценка энергетических параметров рентгеновского спектра проводилась методом поглотителей, для чего каналы детектора закрывались полипропиленовой пленкой толщиной 3,7; 7,4 и 11,1 мкм, соответственно. Отношение сигналов каждой пары каналов в предположении, что регистрируется в основном тормозное рентгеновское излучение электронов из плазменного объема с максвелловским энергетическим спектром, позволило оценить температуру излучающих электронов.

Рассмотрим основные результаты измерений, выполненных при относительно большой амплитуде разрядного тока — около 3 кА. На рис. 1, *б* приведена типичная осциллограмма разрядного тока, на рис. 1, *в* — сигнал одного из каналов рентгеновского датчика. Из рис. 1, *в* видно, что в начальной стадии развития разряда регистрируется рентгеновское излучение плазмы в виде последовательности всплесков, коррелирующих по времени с особенностями на осциллограмме производной тока разряда (см. рис. 1, *а*). Оценка температуры излучающих плазменных электронов по отношению к сигналам с разных каналов для амплитуды разрядного тока в пределах 1,5—4,5 кА дала величину $T_e \approx$ 150—300 эВ с тенденцией к повышению с ростом тока [15].

На рис. 1, *г* приведена также полученная в этом режиме осциллограмма сигнала ионного анализатора для фиксированного значения E/Z. Как видно из рисунка, катодная струя генерирует пучки ионов материала катода различной кратности, длительность которых $\Delta t \leq$ 100 нс существенно меньше периода разряда и приближается к временному разрешению регистрирующей аппаратуры. Обработка сигнала показала, что все ионные компоненты генерируются в момент времени, указанный стрелкой на рис. 1, *г*.

Из рис. 1, *в* и 1, *г* также видно, что момент рентгеновской вспышки и ее длительность близки к временным характеристикам пучков многозарядных ионов. Это позволяет предположить, что ионы образуются в момент кратковременного нагрева плазмы. Пространственный масштаб δ области горячей плазмы можно определить, используя экспериментальную оценку Δt и известное значение скорости плазмы катодного факела в искровых разрядах $V \approx 10^6$ см/с [1], откуда находим $\delta \leq V\Delta t \approx 10^{-1}$ см. Аналогичная оценка размера факела в момент генерации рентгеновского излучения и многозарядных ионов $t_1 \approx$ 300—400 нс дает величину 0,4—0,6 см, что меньше длины межэлектродного промежутка, но существенно превышает масштаб области генерации ионов δ.

Таким образом, данные рентгеновских измерений согласуются с предположением о том, что образование многозарядных ионов происходит в микроскопической области горячей плазмы, локализованной во фронте катодного факела.

Для выяснения возможного механизма ускорения ионов рассмотрим построенные по сигналам анализатора энергетические спектры различных ионных компонент Cu^{n+}, которые приведены на рис. 2. Из рисунка видно, что типичный спектр состоит из керна, где сосредоточена основная часть ионов с энергией, не превышающей нескольких кэВ, и "хвоста" ускоренных ионов, доля которых составляет несколько процентов общего числа частиц, а энергия достигает 100 кэВ при напряжении накопителя 2 кВ. Количественной характеристикой процесса ускорения является средняя энергия ионов данного заряда E_Z, которая была получена путем интегрирования их энергетического спектра. На рис. 3 изображена зависимость E_Z от заряда иона Cu^{n+} для двух напряжений накопителя. Из рисунка видно, что средняя энергия ионов растет практически *линейно* с зарядом в широком диапазоне его изменения, следовательно, механизм ускорения носит электростатический характер.

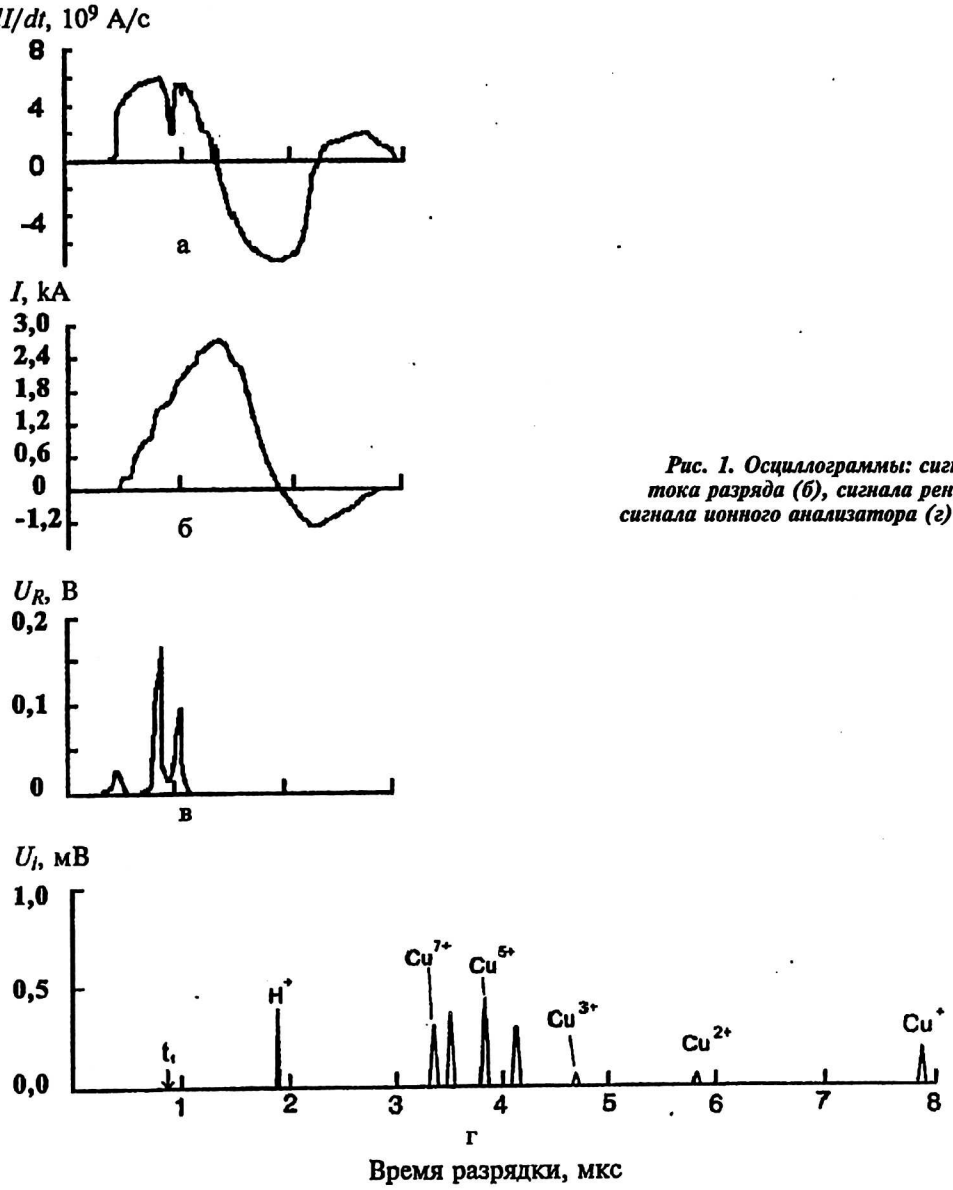

Рис. 1. Осциллограммы: сигнала пояса Роговского (а), тока разряда (б), сигнала рентгеновского детектора (в), сигнала ионного анализатора (г) для энергии ионов E/Z=2,1 кВ

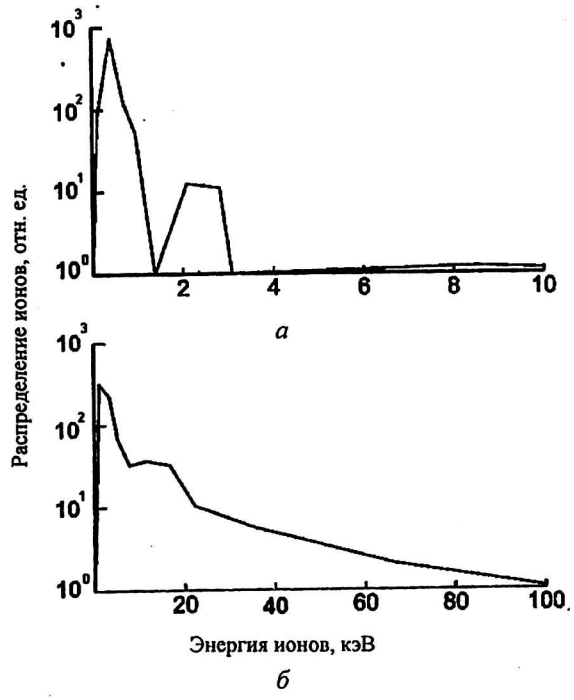

Рис. 2. Распределение по энергиям ионов: Cu^+ (а) и Cu^{9+} (б) для напряжения U_d = 2 кВ

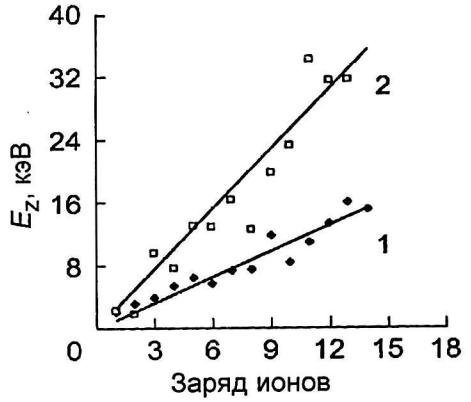

Рис. 3. Зависимость средней энергии ионов Cu^{n+} от их заряда для U_d =1 кВ (1) и 2,5 кВ (2)

На рис. 4 изображена полученная в работе [10] для тех же экспериментальных условий зависимость средней энергии ионов Cu^+ от скорости нарастания разрядного тока, а также оценки этих параметров по данным, приведенным в работах [8, 9]. Из рис. 4 видно, что зависимость средней энергии ускоренных ионов от скорости нарастания тока, полученная нами в [10], с удовлетворительной точностью соответствует данным экспериментов [8, 9]. Это позволяет предположить единую природу механизма ускорения ионов в данной работе и в экспериментах Плютто.

Рис. 4. Зависимость средней энергии ионов Cu^+от скорости нарастания тока, полученная в работе [10] (о), и оценки, найденные по данным работ [8, 9] (+)

Модель плазменной струи

При моделировании процессов в токонесущей плазменной струе, образующейся в результате слияния многих отдельных микроструй, эмитируемых с поверхности катода, перейдем от двухмерной задачи к одномерной [14], учитывая, что протяженность струи существенно больше ее поперечного размера. Будем использовать сферическую систему координат (r, θ, φ) с векторами скорости $V = (V_r, V_\theta, 0)$, плотности тока $j = (j_r, j_\theta, 0)$ и магнитной индукции $B = (0, 0, B_\varphi)$. Будем также считать скалярные параметры плазмы (плотность ρ, давление P, температуру электронов T_e) и компоненты векторов V_r и j_r постоянными в основной части сечения струи и зависящими лишь от координаты r и времени t. Переходная зона на периферии струи считается узкой и заменяется условием разрыва параметров. Используя уравнения непрерывности для потоков массы и заряда, можно показать, что θ-компоненты векторов выражаются через их значения на боковой поверхности струи (при $\theta = \alpha$) как $V_\theta(r,\theta) = V_\alpha(r)\theta/\alpha$ и $j_\theta = j_\alpha\theta/\alpha$, причем

$$V_\alpha = r\frac{d\alpha}{dt} = r\left(\frac{\partial\alpha}{\partial t} + V_r\frac{\partial\alpha}{\partial r}\right), \qquad (1)$$

где $j_\alpha = j_r r\partial\alpha/\partial r$; $j_r = -I/S$, $\alpha(r,t)$ — граничное значение угла.

Для магнитного поля, соответственно, имеем $B_\varphi = B_\alpha\theta/\alpha$, причем значение на поверхности струи определяется соотношением $B_\alpha = -2I/cr\alpha$. Так как угол $\theta \le \pi/6$ во всей рассматриваемой области, то полагаем, $\sin\theta \approx \theta$. Будем считать, что перенос массы и заряда происходит в основном вдоль струи, что позволяет пренебречь квадратичными членами $(V_\theta/V_r)^2$ и $(j_\theta/j_r)^2$ (на оси струи $V_\theta = j_\theta = 0$). Учитывая, что в катодных плазменных струях электронная температура существенно выше ионной, примем $P \approx P_e = N_eT_e$.

Интегрируя по углу θ систему МГД-уравнений (без учета процессов вязкости и теплопроводности), записанную в сферической системе координат для аксиально-симметричного случая, получаем

$$\frac{\partial(\rho S)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r}(\rho V_r S) = 0; \qquad (2)$$

$$\frac{\partial(\rho V_r S)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r}(\rho V_r^2 S) = -\frac{\partial(PS)}{\partial r} + \frac{I^2}{c^2\alpha}\frac{\partial\alpha}{\partial r}; \qquad (3)$$

$$\frac{\partial(\rho V_\alpha S)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r}(\rho V_\alpha V_r S) = \frac{4}{r\alpha}\left(PS - \frac{I^2}{2c^2}\right) - \frac{\rho V_\alpha S}{r\alpha}(\alpha V_r + V_\alpha); \qquad (4)$$

$$\frac{\partial(\rho\varepsilon S)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r}(\rho\varepsilon V_r S) = \frac{I^2}{\sigma S} - \frac{\partial}{\partial r}(PV_r S) - \frac{5I}{2e}\frac{\partial T_e}{\partial r} + \frac{I}{eN_e}\frac{\partial P_e}{\partial r} - Q_{ion}S. \qquad (5)$$

Здесь $\rho = mN_+$, N_e и N_+ — концентрация электронов и ионов;

$\varepsilon \approx \frac{3}{2}ZT_e/m + V_r^2/2$ — удельная кинетическая энергия;

m — масса иона;

$Z = N_e/N_+$ — средний ионный заряд;

Q_{ion} — скорость потерь энергии электронами при неупругих столкновениях с ионами;

$\sigma = k_\sigma T_e^{3/2} / Z$ — проводимость плазмы;

$S(r,t) = 2\pi r^2(1-\cos\alpha) \approx \pi r^2 \alpha^2$ — сечение струи;

c — скорость света.

Для расчета распределения электрического потенциала $\psi(r)$ вдоль оси струи будем использовать закон Ома, проекция которого на ось r имеет вид

$$\frac{j_r}{\sigma} = -\frac{\partial\psi}{\partial r} + \frac{1}{eN_e}\frac{\partial P_e}{\partial r}. \qquad (6)$$

Данную систему уравнений следует дополнить уравнениями баланса числа ионов с разной кратностью заряда [14]:

$$\frac{\partial f_n}{\partial t} + V\frac{\partial f_n}{\partial r} = k_n f_{n-1} N_e - k_{n+1} f_n N_e, \qquad (7)$$

где $f_n = N_n/N_+$ — доля ионов n-й зарядности с концентрацией N_n;

E_{n+1} и $k_{n+1}(T_e)$ — энергия и коэффициент ионизации для образования $(n+1)$-кратно заряженного иона, соответственно.

Определим также средний ионный заряд формулой $Z = \sum_{n=1} n f_n$, а скорость ионизационных потерь энергии электронами — как $Q_{ion} = N_e N_+ \sum_{n=1} E_{n+1} k_{n+1} f_n$.

В качестве граничных условий будем использовать параметры плазмы в области формирования результирующей плазменной струи (плазменного факела), т. е. на расстоянии порядка 0,1—0,5 мм от катода. Скорость и зарядность ионов здесь те же, что и в отдельных микроструях, в частности, для медного катода далее используется значение $V_0 = 1{,}3\cdot10^6$ см/с и $Z_0=2$ [2, 3]. В пределах микроструи электронная температура достигает величины $T_{em} \approx 1{,}5$—$4{,}5$ эВ, а затем понижается до значения $T_{e0} \approx T_{em}/2 \approx 1$ эВ [6], которое и использовалось в качестве граничного. Для малого интервала времени ($t < 1$ мкс) начальное сечение плазменного факела $S_0 = \pi D_0^2/4$ можно считать неизменным, так как при коротком сильноточном импульсе вся плазменная струя эмитируется из одного макроскопического катодного пятна [16] с характерным значением диаметра $D_0 \approx 0{,}3$ мм [17].

Если время усиления тока Δt меньше времени пролета ионов $\tau_i \approx L/V_0$, то поток массы G вначале возрастает лишь у поверхности катода, тогда как электрический ток I (переносимый преимущественно электронами) усиливается практически сразу вдоль всего разрядного промежутка. Поток массы в начальном сечении плазменного факела может быть найден как $G_0(t) = \rho_0 V_0 S_0 = \eta_0 m I(t)/Z_0 e$, где $\eta_0 \approx 0,1$ — коэффициент ионной эрозии [1].

Таким образом, используя экспериментальные значения S_0, V_0, η_0, Z_0 (среднего заряда ионов в микроструях) и типичного угла раствора струи $\alpha_0 \approx \pi/6$, можно получить граничные значения всех гидродинамических параметров струи [14].

В настоящей работе быстрое нарастание тока в разряде задавалось формулой $I(t) = I_0 + I_a \sin(t/\tau)$, где значения амплитуды $I_a = 3$ кА и периода тока $\tau \approx 1$ мкс ($\Delta t \approx \tau/4 < \tau_i$) выбирались близкими к реализуемым в экспериментах [10—12]. В качестве начальных условий (при $t = 0$) использовалось расчетное распределение параметров плазмы вдоль промежутка для стационарной дуги при токе $I_0 = 100$ А. Приближенно учитывалось существование в разрядном промежутке разреженной форплазмы, возникающей под действием тока поджига.

Для реализации численной схемы решения нестационарных гидродинамических уравнений (1)—(7) был использован метод крупных (или жидких) частиц [18]. Результаты расчета приведены на рис. 5, где изображено распределение вдоль оси факела основных параметров плазмы. Из рисунка видно, что в процессе расширения в плазменном факеле возникает локальная область, где под действием сил магнитного сжатия начинает развиваться перетяжка, из которой плазма вытекает как в сторону катода, так и в обратном направлении (см. рис. 5, *а*). Сечение факела в этой области быстро уменьшается (см. рис. 5, *б*), что вызывает резкое увеличение плотности плазмы и температуры электронов (см. рис. 5, *в*, *г*). Это приводит к двум эффектам: во-первых, в области перетяжки возрастает доля высокозарядных ионов (см. рис. 5, *д*), что приводит к увеличению среднего ионного заряда; во-вторых, здесь быстро растет потенциал плазмы, который формирует резкий пик на заключительной стадии (см. рис. 5, *е*).

Используя вычисленные значения параметров плазмы, можно оценить влияние на процесс формирования микропинча эффектов ионной вязкости и теплопроводности, которыми пренебрегали в исходных уравнениях. Оценка вклада ионной вязкости показывает, что ею можно пренебречь практически в течение почти всего времени развития перетяжки, однако на заключительной стадии, когда градиенты скорости оказываются весьма значительными, вязкостный член становится сравнимым с градиентом давления. Учет вязкости вызывает сглаживание профиля продольной скорости и уменьшение ее максимального значения при выбросе плазмы из области перетяжки, что приводит к падению эффективности электронного нагрева, т. е. уменьшению амплитудных значений и электронной температуры и потенциала в перетяжке. К аналогичному заключению приводит анализ вклада процесса теплопереноса поперек магнитного поля из области нагретой плазмы.

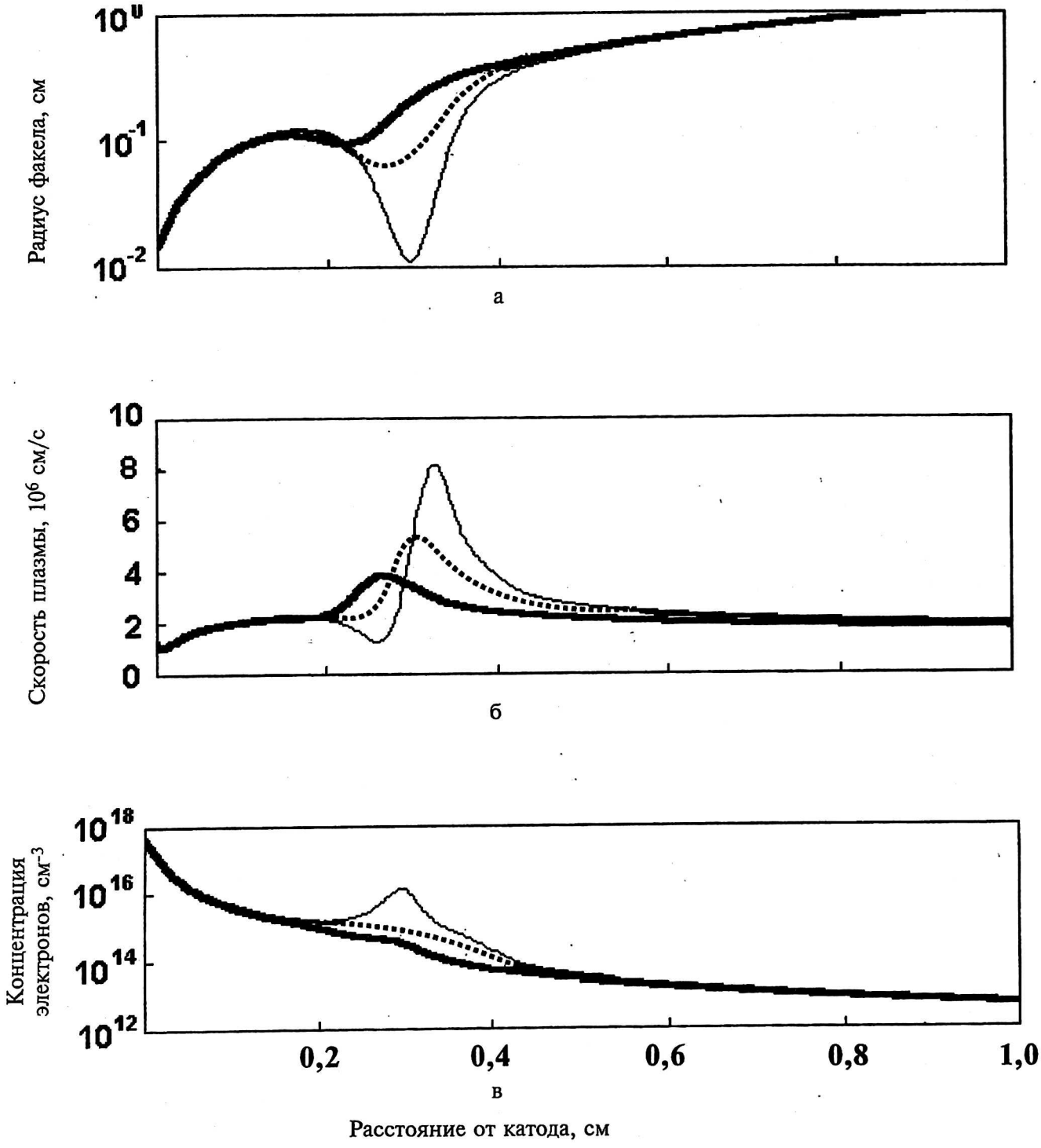

Рис. 5. Распределения вдоль оси параметров плазменного факела, полученные в модельных расчетах:
а — радиуса; *б* — продольной скорости плазмы; *в* — плотности.
Моменты времени: ——— — 123 нс; ▪▪▪▪▪▪ — 137 нс; ▬▬▬ — 143 нс

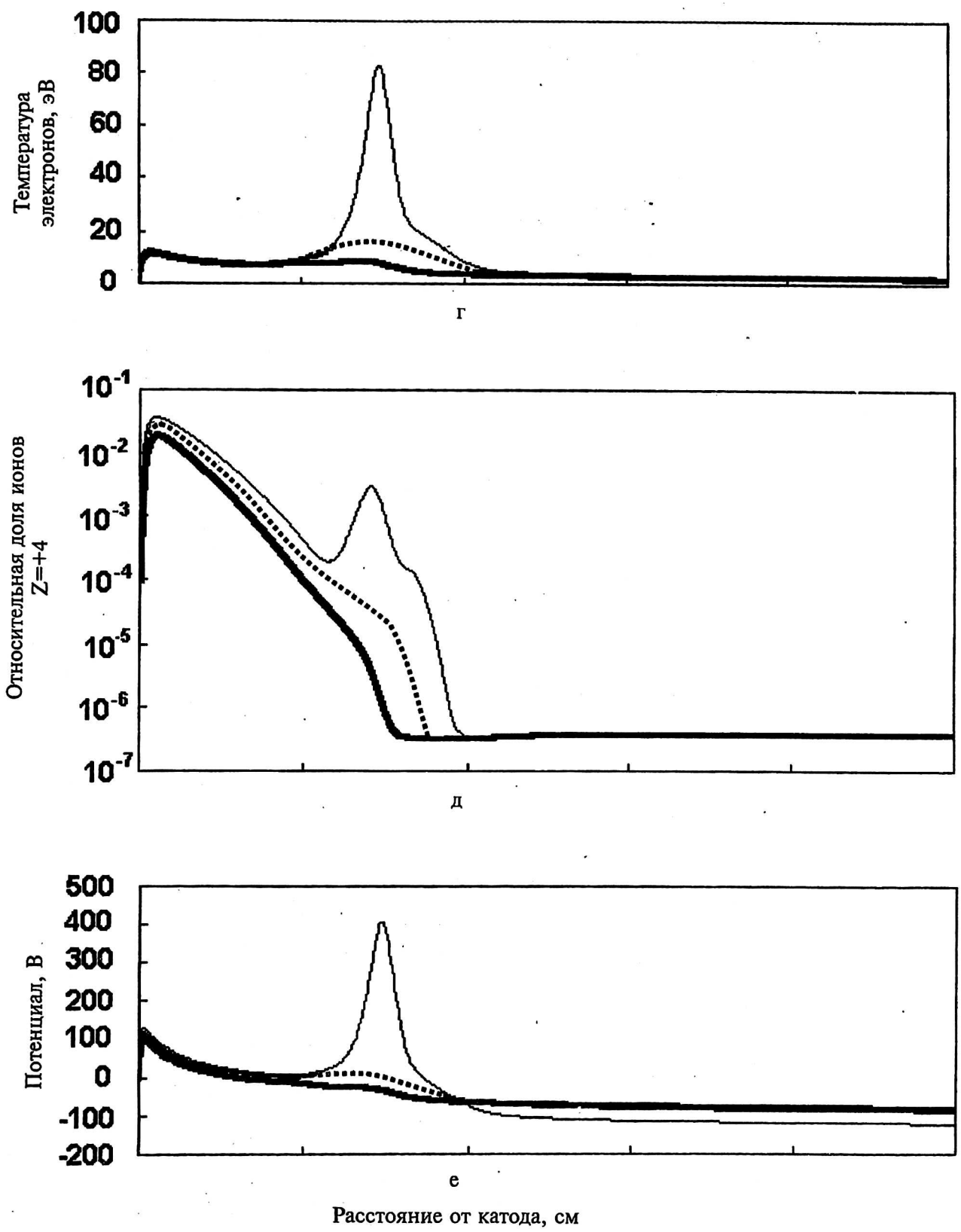

Рис. 5. Окончание:
г — температуры электронов; *д* — относительной доли ионов с зарядом $Z = +4$; *е* — потенциала плазмы.
Моменты времени: ——— — 123 нс; ▪▪▪▪▪▪ — 137 нс; ▬▬▬ — 143 нс

Из рис. 5, *е* также видно, что на всех стадиях движения плазменного факела остается малой разность потенциалов между концами расчетного промежутка, т. е. между "электродами" разряда. Это происходит вследствие высокой проводимости фоновой форплазмы, которая в модели замыкает разрядный ток между фронтом расширяющего катодного факела и анодом и уравнивает разность потенциалов между ними. Однако ситуация в реальном эксперименте существенно иная: там на стадии расширения катодного факела замыкание тока через вакуумный промежуток между его фронтом и анодом осуществляется посредством эмитируемого фронтом электронного пучка. Ток пучка ограничен объемным зарядом ("закон 3/2"), что и обеспечивает наличие разности потенциалов между фронтом струи и анодом, близкой к напряжению на межэлектродном промежутке.

Обсуждение результатов

Учитывая, что период и амплитуда тока разряда в модели близки к реализуемым в эксперименте, сравним теперь параметры пучков ускоренных ионов, полученные из данных измерений и расчета. Согласно результатам расчетов формирование микропинча и генерация многозарядных ионов происходит существенно раньше достижения максимума тока разряда, длительность этого процесса составляет несколько десятков наносекунд, что согласуется с данными измерений.

Образовавшиеся в микропинче ионы скатываются с пика потенциала в сторону анода, ускоряются до соответствующей энергии и выбрасываются из фронта катодного факела.

Таким образом, можно естественно объяснить электростатический характер ускорения движущихся к аноду пучков ускоренных многозарядных ионов, которые регистрировались в экспериментах [9—12]. Следует однако отметить, что для реализации предложенного механизма амплитуда пика потенциала должна превосходить тормозящий ионы потенциал поля заряда электронного пучка, который эмитируется плазменным фронтом и не рассматривается в данной модели.

Рассмотренный механизм генерации и ускорения многозарядных ионов на начальной стадии искрового разряда в рамках модели образования микропинча в катодном плазменном факеле может реализоваться и в экспериментах [8, 9], где временные и энергетические характеристики ионных пучков близки к описанным в данной работе. Отмечен электростатический характер этого механизма ускорения, вследствие чего энергия ионной компоненты пропорциональна ее заряду, в отличие от гидродинамического механизма ускорения ионов в прикатодной плазме, обеспечивающего выравнивание скоростей различных компонент.

Работа выполнена при поддержке программы "Университеты России", проект УР.01.01.008.

Литература

1. *Месяц Г. А.* Эктоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. — М.: Наука, 2000. — 424 с.
2. *Anders A.* // Phys. Rev. E. 1997. V. 55. №. 4. P. 969.
3. *Anders A., Yushkov G. Y.* // J. Appl. Phys. 2002. V. 91. № 8. P. 4824.
4. *Кринберг И. А., Луковникова М. П., Паперный В. Л.* // ЖЭТФ. 1990. Т. 97. № 3. С. 806.
5. *Баренгольц С. А., Месяц Г. А., Шмелев Д. Л.* // Там же. 2001. Т. 120. № 5. С. 1227.
6. *Кринберг И. А.* // ЖТФ. 2001. Т. 71. №. 11. С. 25.
7. *Юшков Г. Ю., Бугаев А. С., Кринберг И. А., Окс Е. М.* // ДАН. 2001. Т. 378. № 1. С. 41.
8. *Короп Е. Д., Плютто А. А.* // ЖТФ. 1970. Т. 40. С. 2534.
9. *Короп Е. Д.,. Плютто А. А.* // Изв. вузов. Сер. Физика. 1973. № 4. С. 131.
10. *Astrakhantsev N. V., Krasov V. I., Paperny V. L.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1995. V. 28. P. 2514.
11. *Gorbunov S. P., Krasov V. I., Paperny V. L.* // Ibid. 1997. V. 30. № 4. P. 922.
12. *Артамонов М. Ф., Красов В. И., Паперный В. Л.* // ЖЭТФ. 2001. Т. 120. С. 1404.
13. *Баренгольц С. А, Месяц Г. А., Перельштейн Э. А.* // Там же. 2000. Т. 118. С. 1358.
14. *Зверев Е. А., Кринберг И. А.*// Прикладная физика. 2002. № 5. С. 50.
15. *Артамонов М. Ф., Красов В. И., Паперный В. Л.* // Там же. С. 69.
16. *Алферов Д. Ф., Коробова Н. И., Сибиряк И. О.* // Физика плазмы. 1993. Т. 19. № 3. С. 399.
17. *Siemroth P., Schulke T., Witke T.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 1997. V. 25. № 4. P. 571.
18. *Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М.* Метод крупных частиц в газовой динамике. — М.: Наука, 1982. — 392 с.

Acceleration of multiply charged ions of metals at front of cathode flame of a vacuum discharge

S. P. Gorbunov, V. I. Krasov, I. A. Krinberg, V. L. Paperny
Irkutsk State University, Irkutsk, Russia
E. A. Zverev
Institute of Solar-Earth Physics, Irkutsk, Russia

A theoretical treatment is presented of the experimental results obtained by the authors and also by the other researchers earlier. These results concern phenomenon of ejection

of beams of the accelerated and multiply charged ions, which has been observed at the initial stage of firing of the vacuum sparks. It is shown that the principal features of the ion beams, in particular, peculiarities of their acceleration could be explained by suggestion on occurrence of a micropinch within the cathode flame expanding into the vacuum ambient.