

РЕГИСТРАЦИЯ УСКОРЕННЫХ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ ИЗ КАТОДНОЙ СТРУИ ВАКУУМНОГО РАЗРЯДА

*М. Ф. Артамонов, В. И. Красов, В. Л. Паперный**

*Иркутский государственный университет
664003, Иркутск, Россия*

Поступила в редакцию 18 июня 2001 г.

Исследовались времяпролетным методом параметры ионов Cu^{n+} и Ta^{n+} плазмы вакуумного искрового разряда с напряжением до 2.5 кВ и скоростью нарастания тока до $2 \cdot 10^{10}$ А/с. В начальной стадии разряда зарегистрированы выбросы плазмой катодного факела пучков ускоренных многозарядных ионов материала катода. Установлено, что зарядовый состав и энергия пучка контролируются начальным напряжением накопителя U_0 , при увеличении которого средний заряд ионов меди достигает +9, средний заряд ионов тантала +20, а энергия достигает соответственно 150 и 350 кэВ. Обнаружено, что средняя энергия ионов с зарядом Z растет пропорционально заряду и близка к энергии eZU_0 , которую ионы приобретали бы при ускорении в электрическом поле межэлектродного промежутка.

PACS: 52.80.Vp, 29.25.Ni

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы были предприняты усилия по созданию источников многозарядных ионов металлов, представляющих интерес в связи с проектами ускорителей тяжелых ионов для научных исследований, задач материаловедения и медицинских приложений. В качестве такого источника используется плазма, возникающая при облучении мишени мощным лазерным импульсом, что позволяет получить, например, ионы меди с зарядом до +25 и энергией до 130 кэВ [1].

В то же время перспективным видом ионного источника является вакуумный искровой разряд, позволяющий при относительно небольшом общем энергопотреблении и простоте конструкции достичь необходимой для генерации многозарядных ионов высокой плотности энергии, выделяющейся в плазменном столбе. Действительно, еще в ранних экспериментах регистрировались вспышки рентгеновского излучения водородо- и гелиеподобных ионов материала катода (железа, титана) из микропинчевых структур, формирующихся в плазме сильнооточного искрового разряда (см., например, [2, 3]), однако до сих пор отсутствуют данные о прямых на-

блюдениях этих ионов [4]. Непосредственно измеренный максимальный заряд ионов плазмы вакуумных искровых разрядов разных типов не превышал +7 (W^{7+} [5], Cu^{7+} [6]), энергия ионов достигала 10–15 МэВ при напряжении на разрядном промежутке $U_0 = 300$ кВ [5].

В данной работе сообщается о регистрации пучков многозарядных ускоренных ионов материала катода (Cu^{n+} , Ta^{n+}), генерируемых в начальной стадии вакуумного искрового разряда с относительно небольшими значениями амплитуды тока (до 10 кА) и энергии накопителя (до 7 Дж). Показано, что зарядовый состав и энергетическое распределение ионов близки к параметрам, наблюдаемым в лазерной плазме, при этом характерные значения вкладываемой энергии почти на два порядка меньше. Это указывает на принципиальную возможность применения искрового разряда в качестве эффективного источника ускоренных многозарядных ионов металлов.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Эксперимент проводился в вакуумном разряде при напряжении накопителя U_0 до 2.5 кВ. Электродная система состояла из медного или танталового ка-

*E-mail: paperny@math.isu.runnet.ru

тогда диаметром 1 мм, плоского заземленного сетчатого анода, расположенного на расстоянии 9 мм от торца катода, и помещалась в объем с вакуумом не хуже $(5-8) \cdot 10^{-6}$ Торр. Разряд инициировался (в отличие от высоковольтных разрядов в работах [5, 6]) на торце катода с помощью пробоя по поверхности диэлектрической вставки между катодом и поджигающим электродом. Ток разряда поддерживался конденсатором ($C = 2$ мкФ) и измерялся поясом Роговского непосредственно в цепи катода. Полная индуктивность разрядной цепи не превышала 40 нГн. Для очистки поверхности катод перед началом измерений «тренировался» в течение 10^3 «выстрелов», после чего вариации параметров разряда в разных выстрелах не превышали 20%.

Измерения распределений ионов по энергиям и зарядовому составу проводились времяпролетным методом с помощью электростатического анализатора типа «плоский конденсатор», имеющего энергетическое разрешение $\Delta E/E \approx 2 \cdot 10^{-2}$ и временное разрешение регистрирующего тракта около 40 нс. В качестве ионного детектора использовалась микроканальная пластина. Для коррекции чувствительности пластины к энергиям и зарядовому составу регистрируемых ионов использовались данные работы [7]. Анализатор располагался за сетчатым анодом после дрейфового промежутка, так что регистрировались ионы, эмиттированные катодным факелом и движущиеся вдоль оси разряда в направлении анода.

Времяпролетная методика позволяет для каждого сорта ионов заданной напряжением на пластине анализатора энергии определить величину μ/Z (μ — атомный вес, eZ — заряд иона) по временной задержке соответствующего сигнала детектора. При фиксированных значениях энергетического разрешения анализатора, временного разрешения регистрирующего тракта и длительности интервала генерации ионов разрешение методики по зарядовым состояниям ионов $\alpha = Z/\Delta Z$ определяется их временем пролета промежутка между областью генерации и детектором. При данных экспериментальных условиях и длине промежутка 60 см предельное разрешение для ионов Cu^{n+} составляло $\alpha(E) = 20$, для ионов Ta^{n+} , ввиду их большей массы и, следовательно, меньшей скорости, $\alpha(E) = 30$.

На рис. 1а приведена типичная осциллограмма разрядного тока в экспериментах с медным катодом, на рис. 1б — соответствующий сигнал анализатора для фиксированного значения E/Z . Обработка сигнала велась согласно следующей проце-

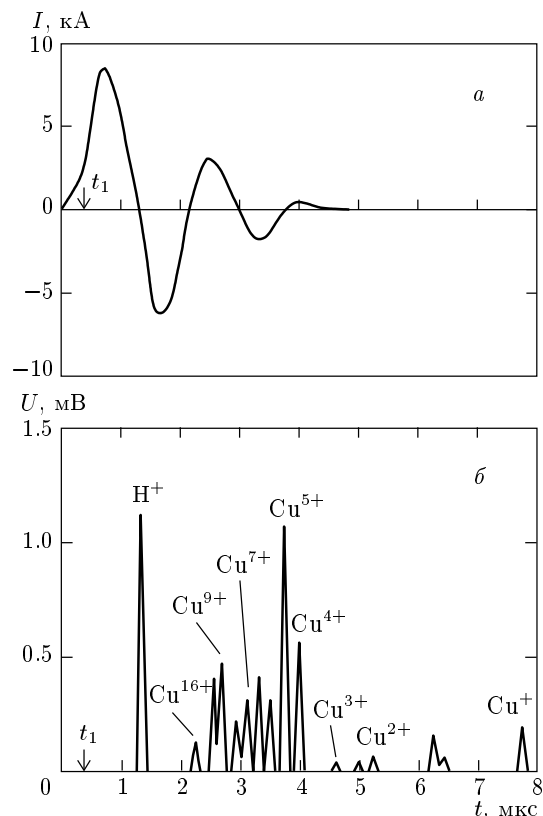


Рис. 1. а — Осциллограмма разрядного тока при напряжении накопителя 2.0 кВ; б — сигнал анализатора для энергии $E/Z = 2.1$ кэВ ионов Cu^{n+}

дуре. Предполагая, что последний пик на рис. 1б соответствует ионам Cu^+ (имеющим максимальное значение $\mu/Z = 64$, т.е. максимальное пролетное время), можно определить момент старта t_1 этих ионов, отмеченный стрелками на рис. 1а, б. По временным задержкам остальных пиков относительно момента t_1 можно определить значения μ/Z для ионов, порождающих эти пики. Полученные значения $\mu/Z = 32, 21$ и т.д. естественно приписать ионам $\text{Cu}^{2+}, \text{Cu}^{3+}$ и т.д. Это означает, что ионы со всеми кратностями зарядов генерируются одновременно. Временная ширина ионных сигналов, соответствующая длительности процесса генерации, составляет $\Delta t \approx 0.05-0.1$ мкс (для данного значения $E/Z = 2.1$ кэВ), причем измерения показали, что с увеличением энергии регистрируемых ионов значение Δt уменьшается, приближаясь к временному разрешению аппаратуры. Из рис. 1а также видно, что ионы генерируются в начальной стадии разряда через $t_1 = 300-400$ нс после его начала при величине тока около 3 кА, малой по сравнению с амплитуд-

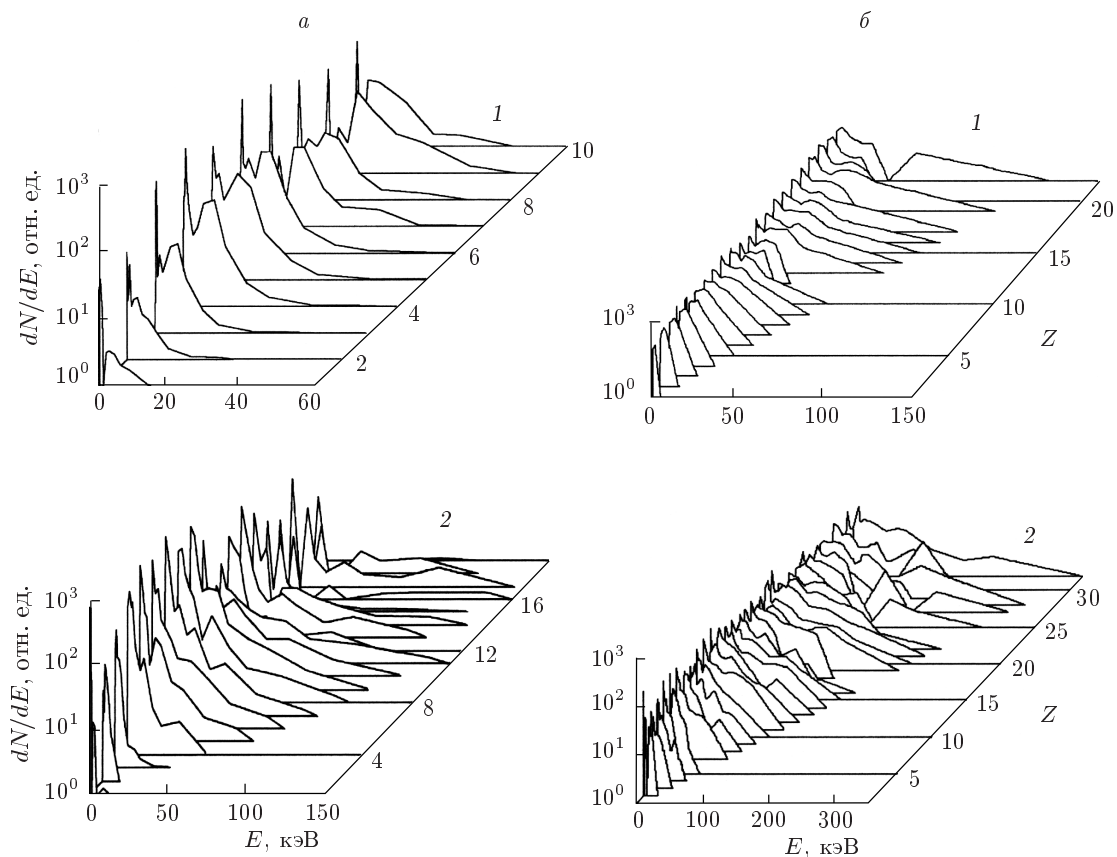


Рис. 2. *a* — Энергетические спектры ионов Cu^{n+} для напряжений накопителя 1.0 кэВ (1) и 2.5 кэВ (2); *б* — спектры ионов Ta^{n+} для напряжений 0.2 кВ (1) и 1.5 кВ (2)

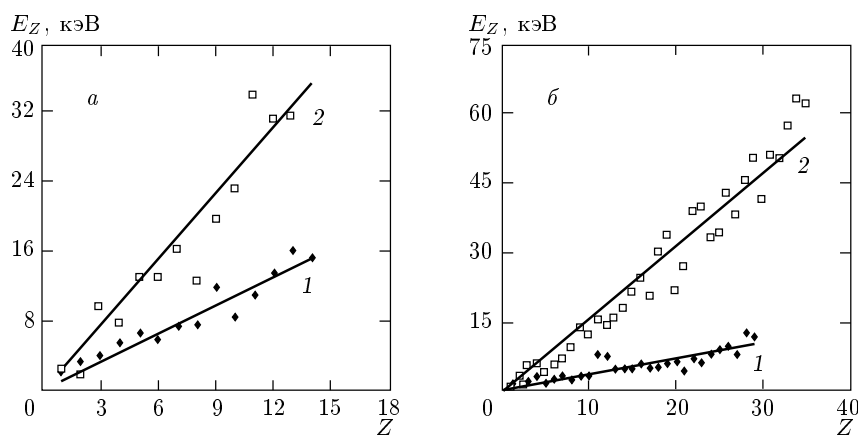


Рис. 3. *a* — Зависимости средней энергии E_Z от кратности заряда ионов Cu^{n+} для напряжения накопителя $U_0 = 1.0$ (1), 2.5 (2) кВ. Уравнения прямых: $\langle E_Z/e \rangle = kZ$, где коэффициент $k = U_0$; *б* — то же для ионов Ta^{n+} при $U_0 = 0.3$ (1), 1.5 (2) кВ. Коэффициент $k = U_0$

ным значением. При этом момент генерации ионов оказался близким к моменту максимальной скорости нарастания тока.

Как видно из рис. 1б, в эксперименте помимо ионов материала катода регистрировался значительный пик ионов H^+ . Кроме того, вклад в сигналы могут вносить ионы других легких примесей, десорбированных с поверхности катода и диэлектрической вставки, O^{n+} , C^{n+} , N^{n+} ($n = 1, 2$), которые имеют значения μ/Z , близкие к значениям для соответствующих ионов меди (например, Cu^{4+} , Cu^{5+} , Cu^{8+} и т. д.). Анализ полученных результатов показал, что такие ионы вносят незначительный вклад в зарядовый состав пучка.

Ионные сигналы, регистрируемые в разных выстрелах при фиксированных параметрах разряда, имели значительный разброс по амплитуде, поэтому для дальнейшей обработки они усреднялись по серии из 12 выстрелов. По усредненным амплитудам сигналов, соответствующих ионам данного зарядового состояния и измеренных при разных значениях E/Z , был построен энергетический спектр этих ионов. На рис. 2а изображены полученные таким способом спектры ионов различных зарядовых состояний Cu^{n+} при двух напряжениях накопителя U_0 . Из рисунка видно, что типичный спектр состоит из ядра, где сосредоточена основная часть ионов с энергией, не превышающей нескольких килоэлектронвольт, и «хвоста» ускоренных ионов, доля которых составляет несколько процентов от общего числа частиц, а энергия достигает 150 кэВ. Второй особенностью, наблюдаемой на рис. 2а, является близкое к линейному увеличению максимальной энергии регистрируемых ионов с ростом их заряда. Кроме того, из сравнения спектров 1 и 2, полученных при различных напряжениях накопителя U_0 , следует, что при его увеличении спектры всех ионных компонент уширяются в область больших энергий.

Количественной характеристикой наблюдаемых особенностей процесса ускорения является средняя энергия ионов данного заряда E_Z , которая была получена путем интегрирования их энергетического спектра. На рис. 3а изображена зависимость E_Z от заряда иона Cu^{n+} для двух напряжений накопителя, т. е. для двух начальных напряжений на межэлектродном промежутке. Из рисунка видно, что средняя энергия ионов растет практически линейно с зарядом в широком диапазоне его изменения.

Для выяснения того, зависит ли процесс ускорения от массы иона, были проведены измерения с катодом из тантала, аналогичные описанным выше. В

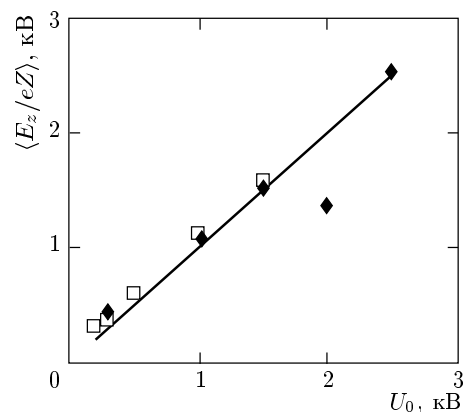


Рис. 4. Усредненные по зарядовому составу энергии на единицу заряда $\langle E_Z/Z \rangle$ ионов Cu^{n+} (◆) и ионов Ta^{n+} (□) при различных напряжениях накопителя. Уравнение прямой: $\langle E_Z/Z \rangle = eU_0$

этих экспериментах наблюдались ионы Ta^{n+} , зарядовый состав которых оказался существенно шире, чем в случае ионов Cu^{n+} . Ионы тантала в различных зарядовых состояниях также генерировались одновременно в начальной стадии разряда, длительность этого процесса оказалась близкой соответствующей величине для ионов Cu^{n+} . С помощью указанной процедуры обработки сигналов были построены энергетические спектры ионов Ta^{n+} при разных напряжениях накопителя. Эти спектры приведены на рис. 2б. Из рисунка следует, что спектры ионов тантала и меди имеют аналогичную структуру, максимальная регистрируемая энергия ионов тантала также растет почти линейно с ростом заряда и достигает 350 кэВ для ионов Ta^{+32} при напряжении накопителя $U_0 = 1.5$ кВ. Кроме того, из рис. 3б следует, что между кратностью заряда и средней энергией E_Z различных компонент ионов Ta^{n+} , как и ионов Cu^{n+} , наблюдается линейная зависимость, причем для существенно более широкого диапазона зарядовых состояний, чем в случае ионов меди.

Из рис. 3 видно также, что отношение E_Z/Z для ускоренных ионов практически не зависит от кратности заряда, а определяется только напряжением накопителя. В предположении линейной зависимости средней энергии ионов E_Z от заряда Z экспериментальные данные (рис. 3) для каждого напряжения накопителя были аппроксимированы соответствующей прямой, построенной методом наименьших квадратов. Углы наклона прямых задают усредненные по зарядовому составу значения энергии на единицу заряда $\langle E_Z/Z \rangle$. На рис. 4 приведен

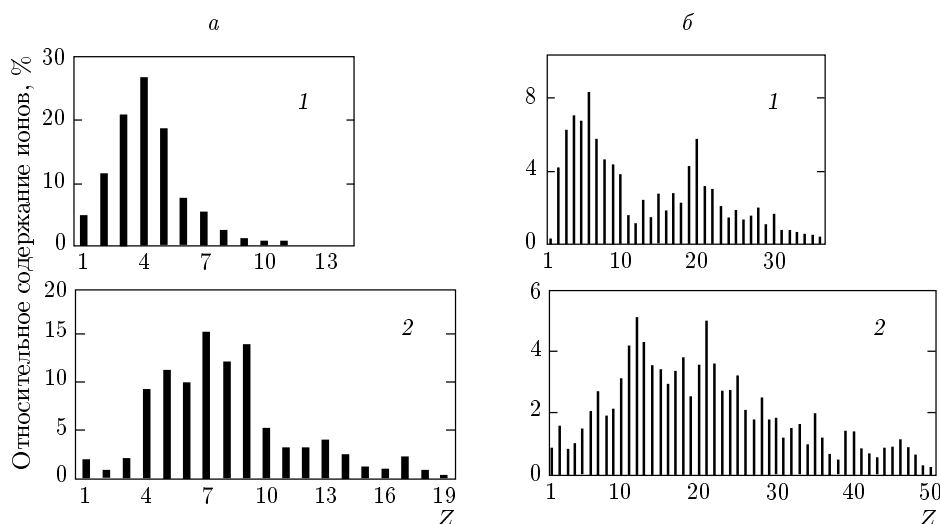


Рис. 5. *a* — Зарядовые составы пучка ионов Cu^{n+} для начального напряжения накопителя $U_0 = 0.3$ (1), 2.0 (2) кВ; *b* — то же для ионов Ta^{n+} и $U_0 = 0.2$ (1), 1.5 (2) кВ

результат обработки данных для всего диапазона изменения параметров разряда и для обоих материалов катода. Из рисунка видно, что средняя энергия, полученная ионами в результате процесса ускорения, не зависит от массы иона и близка к величине eZU_0 , которую ионы приобретали бы при непосредственном ускорении в электрическом поле межэлектродного промежутка.

Путем интегрирования энергетических спектров был получен зарядовый состав пучков ионов тантала и меди при различных напряжениях накопителя, представленный на рис. 5. Как указывалось выше, разрешение методики не позволяет выделить в отдельном выстреле сигналы ионов тантала с соседними зарядами в области высоких кратностей ионизации ($Z > +30$). Поэтому зарядовый состав пучка ионов в этой области построен не по отдельным ионным компонентам, а по группам компонент (не разрешаемых), и показывает лишь общую тенденцию распределения ионов. Из рисунка видно, что зарядовые составы пучков ионов Ta^{n+} и Cu^{n+} имеют подобный вид, однако максимальный регистрируемый заряд ионов меди равен +19, а для тантала он лежит вблизи +50. Кроме того, видно, что с увеличением напряжения накопителя расширяется диапазон зарядовых состояний регистрируемых ионов.

Важным параметром для оценки эффективности механизма ионизации является средний заряд ионного пучка, полученный из зарядовых распределений ионов. Зависимость этой величины от напряжения накопителя приведена на рис. 6 для обоих видов

ионов. Из рисунка видно, что средний заряд пучка ионов меди монотонно растет с увеличением U_0 , а средний заряд ионов тантала достигает максимального значения при $U_0 = 500$ В, после чего остается практически постоянным.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Результаты измерений показывают, что плазменная струя вакуумного разряда генерирует пучки ускоренных многозарядных ионов материала катода. Полученные значения ионного заряда существенно превышают наблюдавшиеся ранее в вакуумных искровых разрядах различных типов [6, 7]. Генерация высокозарядных ионов возможна лишь в плазме с достаточно высокой электронной температурой. Простейшая оценка температуры была сделана в рамках модели ионизационного равновесия по относительному содержанию ионов разной кратности заряда вблизи максимума распределения на рис. 5*a*, т. е. для основной части ионов. Полученная величина $T_e \sim 100$ эВ оказалась порядка температуры, измеренной ранее в катодной струе лазерно-индуцированного слаботочного вакуумного разряда [8].

Важной особенностью процесса генерации многозарядных ионов является его кратковременный «вспышечный» характер. Генерация происходит на начальной стадии разряда за 400–600 нс до достижения максимума тока, причем длительность процесса Δt составляет несколько десятков наносекунд

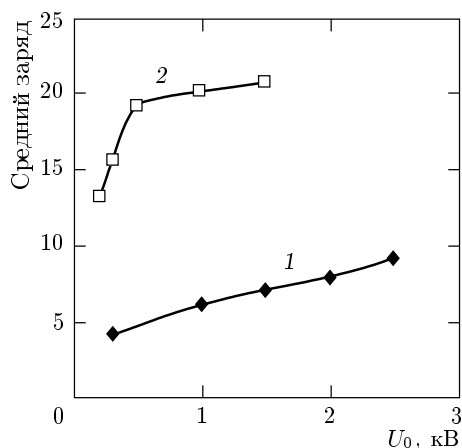


Рис. 6. Зависимости среднего заряда пучка ионов меди (1) и ионов тантала (2) от начального напряжения накопителя

и значительно меньше времени нарастания тока разряда. Это свидетельствует о малом пространственном размере области генерации δ , который можно оценить, используя измеренное значение Δt : $\delta \geq \Delta t V \approx 6 \cdot 10^{-2}$ см (здесь $V = 1.2 \cdot 10^6$ см/с — скорость движения катодной струи в искровых разрядах [9]).

Как известно, плазма вакуумного разряда генерируется в микроскопических областях на поверхности катода и расширяется в направлении анода в виде локализованного в пространстве катодного факела. Оценка размера факела в момент генерации ионов t_1 дает величину $\delta_1 = t_1 V \approx 0.4\text{--}0.5$ см, что меньше длины межэлектродного промежутка, но существенно превышает масштаб области генерации ионов δ . Отсюда следует, что генерация многозарядных ионов происходит в локальной области горячей плазмы во фронте движущегося к аноду катодного факела, т. е. до заполнения плазмой межэлектродного промежутка.

Причиной образования локальной области горячей плазмы может быть сжатие собственным магнитным полем тока. Это явление хорошо известно для сильноточных разрядов, где формирование таких микрообластей вследствие пинч-эффекта на перемыкающем межэлектродный промежуток плазменном шнуре наблюдалось на поздней стадии разряда при токах порядка 100 кА и выше [2, 3]. Однако недавние результаты экспериментов [8] и теоретических расчетов [10] указывают на возможность образования микропинчевых структур с $T_e \sim 100$ эВ в плазме катодного факела на начальной стадии вакуумного разряда, причем с током в диапазоне со-

тен [10] или единиц ампер [8]. Процесс происходит вблизи границы расширяющегося в вакуум плазменного облака, где плотность неоднородной плазмы падает, и магнитное давление становится больше давления плазмы даже при столь малых токах. Поэтому естественно предполагать, что пинч-эффект, приводящий к локальному нагреву плазмы катодного факела, возможен и в нашем случае при токах разряда несколько килоампер, т. е. почти на два порядка ниже, чем в «классических» системах. Необходимым условием для этого является формирование плазменного факела с резким градиентом плотности во фронте. Формирование такого факела обеспечивается высокой скоростью нарастания тока разряда, которое сопровождается образованием соответствующих эмиссионных центров на поверхности катода [9] и быстрым ростом плотности плазмы вблизи него.

Сравним теперь полученные результаты с данными работы [6], где исследовался ионный состав плазмы вакуумного искрового разряда с токами, близкими к величинам, характерным для данного эксперимента (около 10 кА). Однако, в отличие от него, измерения были выполнены при временах, существенно превышающих время заполнения плазмой межэлектродного промежутка, и дали максимальное значение заряда ионов меди +7, т. е. гораздо ниже полученных нами значений. Это указывает на принципиальную роль неоднородной структуры катодной струи в процессе генерации многозарядных ионов на начальной стадии разряда.

Особенностью данного эксперимента является также то, что, в отличие от высоковольтного разряда, изучавшегося в работе [5], катодный факел здесь движется к аноду не в вакууме, а в плазме, генерируемой поджигающим электродом. Такая постановка эксперимента аналогична использованной в лазерно-индуцированном разряде [8] и обеспечивает высокую скорость нарастания тока (которая в данном случае является необходимым условием возникновения пинч-эффекта в струе) при относительно небольшом напряжении накопителя.

Рассмотрим особенности процесса ускорения многозарядных ионов в данном эксперименте. Как показал проведенный выше анализ, генерация и ускорение ионов происходят на фронте расширяющегося в вакуум катодного факела. При этом обнаруженная линейная зависимость средней энергии ионов от заряда в широком диапазоне его изменения указывает на электростатический механизм ускорения ионов в самосогласованном поле, возникающем во фронте факела и направлен-

ном противоположно приложенному к электродам внешнему электрическому полю. Важной особенностью процесса ускорения является также близость средней энергии иона на единицу заряда $\langle E_Z/Z \rangle$ и энергии электрона eU_0 , приобретаемой во внешнем электрическом поле. Эти результаты находятся в качественном согласии с выводами, сделанными на основе модели, предложенной в работе [11], где ионы во фронте катодного факела ускоряются электрическим полем пространственного заряда пучка электронов. Пучок эмиттируется границей плазменного факела и обеспечивает замыкание быстрорастущего тока между границей плазмы и анодом. При этом энергия ионов определяется энергией электронов пучка и близка к величине $E \sim ZeU_0$.

Сравним теперь наши результаты с параметрами ионов плазмы, полученной при облучении мишени импульсом мощного лазера. Измерения энергетического и зарядового распределений ионов лазерной плазмы проводились по методике, аналогичной используемой в данном эксперименте. При этом помимо сигналов многозарядных ионов металлов регистрировался сигнал ионов H^+ , в 5–10 раз превышающий сигналы ионов других легких примесей, влиянием которых на суммарное зарядовое распределение в этих экспериментах пренебрегалось [12].

Ионные пучки в описанном эксперименте и ионы лазерной плазмы имеют весьма сходные характеристики. В частности, аналогичен зарядовый состав и характер его изменения для различных материалов катода (мишени), а максимальные регистрируемые значения заряда и энергии ионов данного вида имеют близкие значения. Измерения показали также, что средний заряд пучка ионов меди монотонно растет с увеличением напряжения накопителя, в то время как зарядовый состав ионов тантала, напротив, остается практически постоянным при изменении в широком диапазоне значений напряжения накопителя, т. е. энергии, вкладываемой в разряд. В плазме, возникающей при облучении танталовой мишени мощным лазерным импульсом, также наблюдается относительно слабая зависимость зарядового состава ионной компоненты от энергии импульса [12].

Структура энергетических ионных спектров, близкая к изображенной на рис. 2, наблюдалась для многозарядных ионов лазерной плазмы [1], причем и максимальная, и средняя энергия различных ионных компонент, как в нашем эксперименте, практически линейно зависела от их зарядового состояния. Кроме того, энергетические спектры ускоренных ионов, полученные в результате ком-

пьютерного моделирования процесса расширения в вакуум сгустка лазерной плазмы [13], также имеют структуру, аналогичную наблюдаемой в данном эксперименте, т. е. относительно холодное ядро и горячий «хвост». Согласно существующим моделям этого процесса, ионы плазмы ускоряются электрическим полем разделения зарядов, возникающим на границе плазма–вакуум вследствие ухода из плазмы горячих электронов [12, 14]. Таким образом, механизмы ускорения ионов расширяющейся в вакуум бестоковой лазерной плазмы и во фронте струи токнесущей плазмы искрового разряда, имеют сходную природу.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. Mroz, P. Paris, J. Wolowski et al., *Fusion Engin. and Design* **32–33**, 425 (1996).
2. K. N. Koshelev and N. R. Pereira, *J. Appl. Phys.* **69**, R21 (1991).
3. C. R. Negus and N. J. Peacock, *J. Phys. D* **12**, 91 (1979).
4. А. А. Горбунов, М. А. Гулин, А. Н. Долгов и др., Препринт МИФИ № 024-88 (1988).
5. Е. Д. Короп, А. А. Плютто, *ЖТФ* **37**, 72 (1970).
6. A. Anders, I. G. Brown, R. A. MacGill et al., *IEEE Trans. Plasma Sci.* **25**, 718 (1997).
7. M. P. Stockli and D. Fry, *Rev. Sci. Instr.* **68**, 3053 (1997).
8. Н. Фогель, Письма в *ЖЭТФ* **67**, 622 (1998).
9. Г. А. Месяц, *Эктоны*, ч. 2, Наука, Екатеринбург (1994).
10. Е. А. Зверев, И. А. Кринберг, Письма в *ЖТФ* **24**, 486 (1998).
11. С. А. Баренгольц, Г. А. Месяц, Э. А. Перельштейн, *ЖЭТФ* **118**, 1358 (2000).
12. L. Laska, J. Krasa, K. Masek et al., *Czech. J. Phys.* **46**, 1099 (1996).
13. А. В. Кузнецов, Т. Ж. Есиркепов, Ф. Ф. Каменец и др., *Физика плазмы* **27**, 225 (2001).
14. С. В. Буланов, Т. Ж. Есиркепов, Ф. Калифано и др., Письма в *ЖЭТФ* **71**, 593 (2000).