

04

Влияние параметров лазерного импульса на характеристики источника многозарядных ионов металлов на основе лазерно-индуцируемого искрового разряда средней мощности

© И.В. Романов, В.Л. Паперный, Ю.В. Коробкин, Н.Г. Киселев,
А.А. Рупасов, А.С. Шиканов

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва
Иркутский государственный университет
E-mail: laser.plasma@gmail.com

Поступило в Редакцию 14 декабря 2012 г.

Исследована динамика лазерно-индуцируемого вакуумного искрового разряда с энергией на накопителе не более 25 J в широком диапазоне энергии и плотности мощности лазерного импульса. Показано, что использование в качестве инициирующего разряд лазерного импульса наносекундной длительности позволяет получить стабильное одиночное пинчевание плазмы катодной струи при напряжении на накопителе свыше 10 kV. Пинчевание плазмы сопровождается генерацией пучка многозарядных ионов материала катода до Al^{8+} включительно. Максимальные энергии ионов описываются скейлингом $E_{max} = 5ZeU_0$, полученным ранее для низковольтного разряда. Увеличение энергии лазерного импульса приводит к росту среднего заряда пучка и резкому уменьшению энергии ионов.

В последние годы возрос интерес к изучению микропинчевых структур, формирующихся в струе металлической плазмы вакуумно-искрового разряда. Источники интенсивного рентгеновского, ультрафиолетового излучения, многозарядных ионов на основе такого разряда могут иметь приложения в микроэлектронике, материаловедении, ядерной физике и т.д. При разработке источника важно установить, как начальные условия (характеристики форплазмы, образующейся при инициировании разряда, геометрия разряда и др.) и сами характеристики разряда (напряжение на накопителе, ток, его скорость нарастания) влияют на процесс формирования, параметры и эмиссионные свойства

плазмы микропинча. В работах [1,2] авторами были исследованы особенности динамики быстрых лазерно-индуцированных вакуумных разрядов. В разряде с весьма умеренными характеристиками (ток ~ 2 кА, его скорость нарастания $\sim 10^{10}$ А/с, напряжение на накопителе < 2.5 кВ) было достигнуто одиночное пинчевание плазмы на середине переднего фронта тока, при его инициировании на катоде лазерным импульсом с длительностью 30 ps. Максимальный заряд и энергия ионов алюминия достигали величин +8 и 13 keV/Z соответственно. Однако при увеличении разрядного тока и длины межэлектродного промежутка, что необходимо для дальнейшего повышения энергии эмитируемых ионов [3], наблюдался эффект „скольжения“ пинча по оси разряда — последовательное сжатие плазмы с возникновением нескольких горячих точек, а характеристики эмитированного ионного пучка существенно варьировались в разных выстрелах. Согласно [4,5], одной из возможностей стабилизации процесса является увеличение начальной погонной плотности ионов в межэлектродном промежутке и понижение температуры форплазмы, образуемой лазерным импульсом. В частности, этого можно достичь путем понижения плотности мощности иницирующего разряд лазерного излучения. В связи с этим были проведены исследования процессов токопрохождения и ионной эмиссии из плазмы разряда при его инициировании лазерным импульсом наносекундной длительности в широком диапазоне энергий и плотностей мощности.

Исследования проводились на лабораторном стенде для исследования характеристик ионной эмиссии из плазмы разряда, состоящем из вакуумного диода, лазерной системы с излучением на длине волны $1.06 \mu\text{m}$, функционирующей в режиме модуляции добротности, и корпускулярных диагностик. Схема эксперимента приведена в [2]. Ток в цепи разряда поддерживался накопительной емкостью $0.22 \mu\text{F}$, измерение тока осуществлялось с помощью пояса Роговского, установленного в катодной цепи диода. Индуктивность разрядного контура составляла 63 нН, минимальное время нарастания производной тока до своего максимального значения равнялось 55 ns. Разряд иницировался лазерным пучком с площадью $S = 0.4 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$ на поверхности Al-катада. Угол падения луча на катод составлял 45° . В экспериментах использовался заземленный вольфрамовый анод, в центре которого для выхода ионов было выполнено отверстие диаметром 0.6 см. Диод располагался в вакуумной камере с остаточным давлением менее 10^{-4} Па. После

нескольких выстрелов электродная система передвигалась, и лазерный пучок попадал в новое место на катоде.

Измерение зарядового состава ионов пучка и их энергетических распределений осуществлялось времяпролетным (TOF) методом с помощью электростатического анализатора типа „плоский конденсатор“ с энергетическим разрешением $\Delta E/E = 2 \cdot 10^{-2}$ и верхней энергетической границей 35 keV/Z. Наблюдение ионной эмиссии велось по нормали к поверхности катода. Длина пролета ионов до коллектора анализатора равнялась 93 см. Сигналы регистрировались с помощью осциллографов с полосой пропускания 500 МГц.

В целях проведения сравнительного анализа токопрохождения в разряде, при его иницировании лазерным импульсом пико- и наносекундной длительности, эксперименты проводились при межэлектродном промежутке 0.7 см (таком же, как и в [2]) и напряжениях на накопителе $U_0 = 2.3, 8, 15$ kV. Для определения влияния плотности мощности P и энергии лазерного импульса J на процессе токопрохождения использовались лазерные импульсы с длительностью $\tau = 6$ и 44 ns.

На рис. 1 представлены типичные осциллограммы производной тока разряда и соответствующие им временные зависимости тока при $U_0 = 8$ kV. Из осциллограмм видно, что токовый сигнал имеет сложную структуру, в которой можно выделить два характерных временных интервала. Первый интервал t_1 между началом лазерного импульса и максимумом производной тока естественно выбрать в качестве характерного времени развития разряда. Второй временной интервал t_2 между началом лазерного импульса и амплитудой особенности тока, обусловленной, как было показано ранее [1], формированием микропинча в плазменной струе. Сравнение рис. 1, *a* и *b* показывает, что увеличение энергии приводит к уменьшению времени развития разряда t_1 и возрастанию интервала t_2 , так что особенность на разрядном токе сдвигается к его максимуму, при этом ее амплитуда падает вплоть до исчезновения при большой длительности лазерного импульса (рис. 1, *b*, светлая линия). Увеличение длительности лазерного импульса, при его постоянной энергии, приводит к возрастанию t_1 и t_2 . Заметим также, что увеличение интервала t_2 соответствует, согласно [1], сдвигу микропинча в сторону анода.

На рис. 2 приведены зависимости времени развития разряда в широком диапазоне изменения энергии иницирующего лазерного импульса при двух значениях его длительности и различных напряжениях

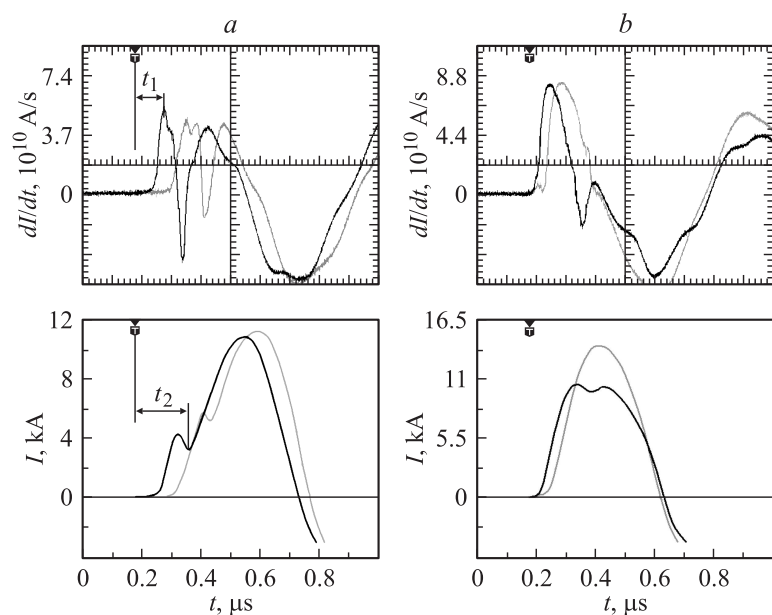


Рис. 1. Временные зависимости тока разряда и его производной при $U_0 = 8$ кВ. Разряд инициируется лазерным импульсом с $J = 2.5$ мДж (а), — 35 мДж (б), длительностью 6 нс (темная линия) и 44 нс (светлая линия).

накопителя. Из рисунка видно, что это время несущественно зависит от напряжения в данном диапазоне величин, слабо (логарифмически) зависит от энергии (плотности мощности) импульса и существенно возрастает при увеличении длительности лазерного импульса с 6 до 44 нс.

Согласно современным представлениям, уменьшение времени развития разряда t_1 , происходящее при увеличении плотности мощности лазерного излучения, связано с увеличением скорости разлета лазерной плазмы и сокращением времени перезамыкания плазмой разрядного промежутка, что в свою очередь приводит к быстрому падению его сопротивления и резкому возрастанию тока. При этом минимальное время 55 нс, ограниченное характеристиками разрядного контура, достигается увеличением и плотности мощности, и напряжения на накопителе.

Из рис. 2 видно, что пинчевание плазменной струи наблюдается в широком диапазоне энергии лазерного импульса и напряжения на нако-

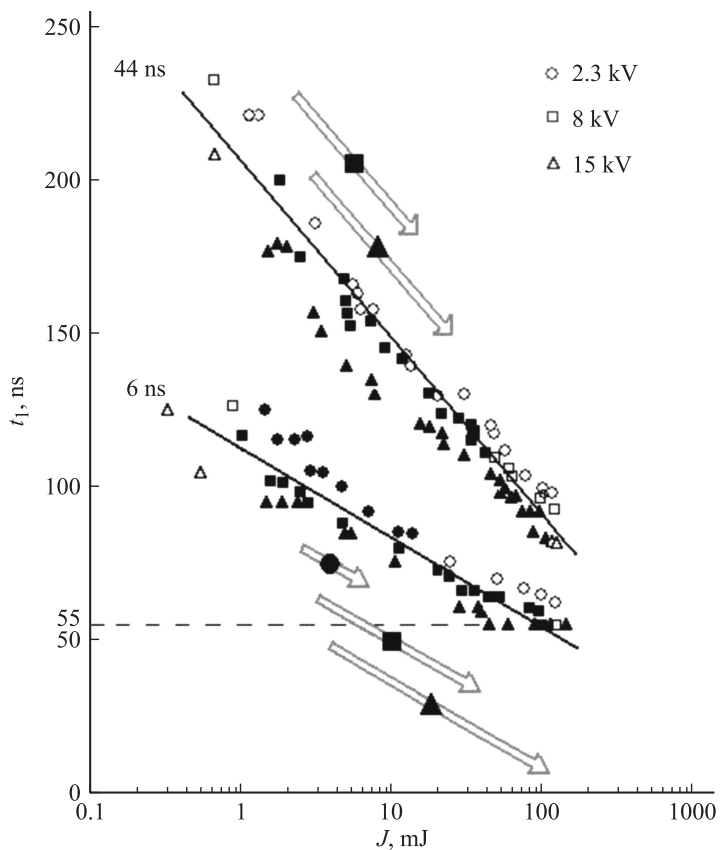


Рис. 2. Зависимости времени развития разряда от энергии инициирующего лазерного импульса при двух его длительностях и различных напряжениях на накопителе. Области энергий лазерного излучения, содержащие закрашенные маркеры, соответствуют режимам с пинчеванием плазмы разряда. Границы фигурных стрелок показывают области устойчивого однократного пинчевания плазмы, их направление — движение пинча от середины переднего фронта тока до его максимума.

пителе (тока разряда). В энергетическом диапазоне лазерного импульса можно выделить четыре области, соответствующие различному характеру токопрохождения. При $J < 1 \text{ mJ}$ во всем диапазоне напряжения

присутствует неустойчивый режим токопрохождения, сопровождаемый большим временем t_1 и наличием нескольких особенностей на производной тока. Вторая — узкая область энергий от 1 до 2–3.5 мДж, является переходной областью к устойчивому режиму пинчевания плазмы, в которой могут наблюдаться две особенности на производной. Третья — область устойчивого однократного пинчевания катодной струи, в пределах которой, при возрастании энергии лазерного импульса, происходит перемещение пинча из середины переднего фронта тока в его максимум. Заметим, что левая граница этой области практически не зависит от U_0 и τ и лежит вблизи значений 2–3.5 мДж. Однако правая граница области существенно расширяется с увеличением напряжения (тока) разряда и уменьшением длительности лазерного импульса. И четвертая — область затухания процесса пинчевания. Ее граница, соответствующая концу фигурной стрелки на рис. 2, также сдвигается в область больших энергий с увеличением U_0 и уменьшением τ .

Стабильность процесса пинчевания находится в сильной зависимости от специфики кратерообразования на катоде. В условиях многократного воздействия лазерного пучка с длительностью 6 ns, энергией свыше 1 мДж в одно и то же место катода образуется кратер, „уходящий“ под поверхность металла, что приводит к нестабильности пинчевания плазмы. Предварительные эксперименты показали, что расфокусировка лазерного пучка, приводящая к удвоению площади фокального пятна, позволяет улучшить стабильность процесса и до десяти раз воздействовать в одно и то же место на катоде. После чего также образуется кратер, и требуется перемещение катода на новое место. При этом расфокусировка пучка приводит к увеличению интервала t_2 , что требует снижения энергии излучения для воспроизведения момента пинчевания плазмы.

Приведенные экспериментальные данные и их сравнение с результатами, полученными ранее при инициировании разряда лазерным импульсом длительностью 30 ps, показывают, что путем увеличения длительности лазерного импульса удается существенно поднять величину напряжения (тока) разряда, при котором наблюдается устойчивое однократное пинчевание плазменной струи. При этом следует также ожидать возрастания энергии ионов, генерируемых плазмой микропинча. В связи с этим были получены спектры зарядового состава ионов различных энергий при $U_0 = 8$ кВ, при разных энергиях лазерного импульса длительностью 6 ns. Из рис. 3, а видно, что в пучке присутствуют ионы с зарядом до +8 как при $J = 2.6$ мДж, так и при

18.5 мJ. Однако увеличение J приводит к смещению максимума спектра зарядового состава из $Z = +4$ в $Z = +6$ и вместе с тем к резкому уменьшению энергии ионов. В то время как при увеличении энергии с 5.6 до 14 keV/Z амплитуда ионных пиков в случае $J = 2.5$ мJ возрастает примерно в 2 раза, для $J = 18.5$ мJ амплитуда и заряд падают в 3–5 раз. Это означает, что рост энергии инициирующего импульса, приводящий к сдвигу момента образования микропинча к максимуму тока, а положения микропинча — в сторону анода, приводит, с одной стороны, к увеличению степени нагрева плазмы и росту среднего заряда пучка ионов, а с другой стороны — к уменьшению его энергии.

На рис. 3, *b* показан типичный спектр зарядового состава эмитируемых ионов с энергией 32.2 keV/Z, при $U_0 = 7$ кV и $J = 2.2$ мJ, что соответствует положению пинча в окрестности середины фронта тока. Из рисунка видно, что в пучке присутствуют ионы с зарядом до $Z = +7$ и энергией около 220 keV. Анализ экспериментальных данных показал, что средний заряд ионов пучка в режиме пинчевания катодной струи вблизи середины фронта тока составляет величину +4 и сохраняется в широком энергетическом диапазоне. Максимальные энергии ионов не превышают 250 keV.

Возможным объяснением зависимости динамики процесса пинчевания плазмы от энергии, длительности, площади фокального пятна лазерного пучка является зависимость соотношения Беннета от начальной погонной плотности ионов N_0 в разрядном промежутке, определяемой, в частности, массой испаренного вещества катода за время воздействия на него лазерного излучения. Масса вещества в диапазоне плотности мощности $P = 10^9 - 10^{13}$ W/cm² и режиме острой фокусировки лазерного излучения (что выполняется в данных условиях), согласно [6], определяется соотношением: $M(g) \sim \kappa^{-2/9} \tau^{4/9} S^{1/3} J^{5/9}$, где $\kappa(\text{cm}^5 \cdot \text{g}^{7/2} \cdot \text{J}^{3/2})$ — коэффициент, зависящий от среднего заряда ионов в плазме и атомной массы элемента. Из него следует, что увеличение τ и S лазерного пучка при $J = \text{const}$ приводит к увеличению N_0 и смещению равновесия теплового и магнитного давлений в область больших значений тока разряда. Справедливость этого доказывается затуханием пинчевания при $U_0 = 2.3$ кV при увеличении τ с 6 до 44 ns и его развитием при увеличении U_0 (тока). С другой стороны, уменьшение плотности мощности излучения за счет увеличения τ и S приводит к увеличению N_0 и понижению температуры форплазмы, что, согласно [4], обеспечивает переход в область начальных условий, для которых траектория развития перетяжки мало от них зависит, т.е. повышает

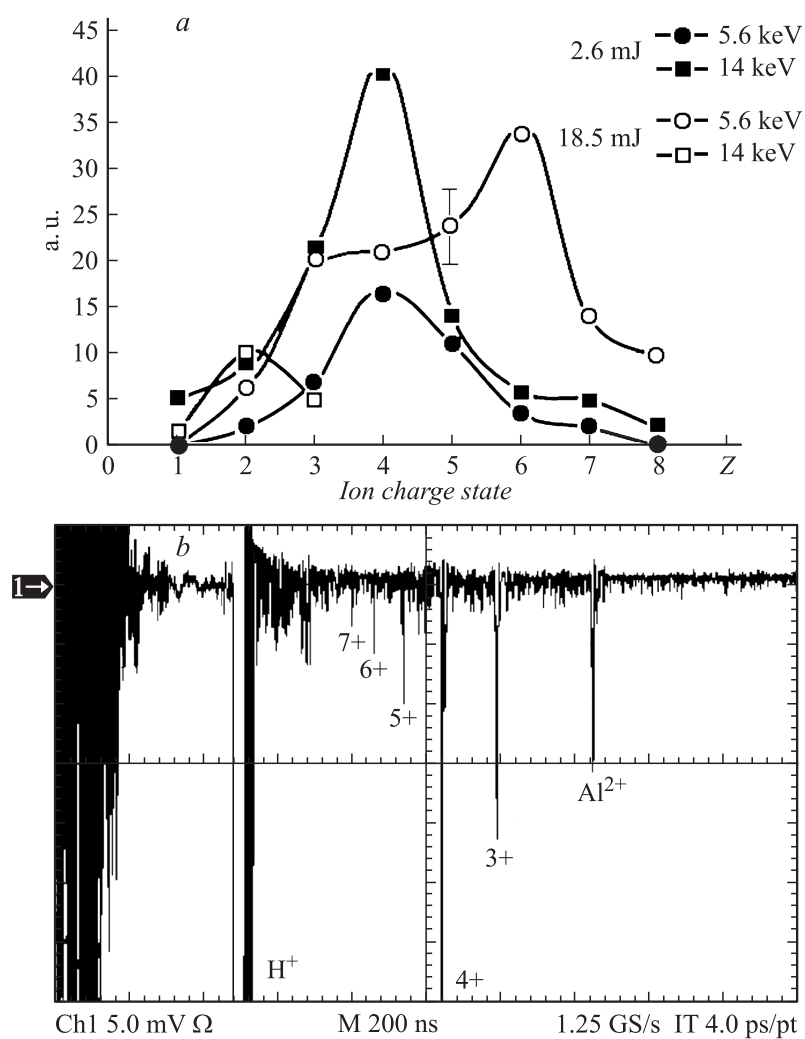


Рис. 3. Усредненные спектры зарядового состава пучка ионов с энергиями $E/Z = 5.6$ и 14 keV, эмитируемого из плазмы рязряда при $U_0 = 8$ kV, инициируемого лазерным импульсом с $J = 2.6$ или 18.5 mJ (a). Спектр зарядового состава ионов с энергией $E/Z = 32.2$ keV при $U_0 = 7$ kV и $J = 2.2$ mJ (b).

стабильность процесса пинчевания плазмы. Однако следует отметить, что вышеописанное лазерное управление процессом полностью не исключило нестабильность в величине выхода ионов, и в экспериментах она составляла 20–30%.

Рост среднего заряда пучка с увеличением энергии лазерного импульса, при смещении микропинча в максимум тока, и затухание процесса пинчевания плазмы, при дальнейшем увеличении энергии, показывают наличие оптимальной концентрации форплазмы в разрядном промежутке для достижения максимального энергосодержания в микропинче. Максимальные значения энергий ионов в области 250 keV, полученные в режиме пинчевания катодной струи на середине фронта тока, подтверждают выполнение скейлинга $E_{\max} = 5ZeU_0$, полученного ранее при иницировании разряда лазерным импульсом в пикосекундном диапазоне длительности. Наблюдаемое в экспериментах снижение энергии ионов при пинчевании плазмы в максимуме тока показывает, что процесс ускорения ионов происходит внутри разрядного промежутка и определяется глубиной и временем жизни движущейся в сторону анода нестационарной потенциальной ямы, создаваемой объемным зарядом электронного пучка, эмитированного из плазмы микропинча [3,7].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 12-02-00708, 12-02-01156), поддержке ведущей научной школы РФ (проект № 354.2012.2), программы „Развитие российских университетов“ (проект № 13G25.31.0003).

Список литературы

- [1] Korobkin Yu.V., Paperny V.L., Romanov I.V. et al. // Plasma Phys. Control Fusion. 2008. V. 50. (14 p.).
- [2] Romanov I.V., Rupasov A.A., Shikanov A.S., Paperny V.L. et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2010. V. 43 (7 p.).
- [3] Gorbunov S.P., Krasov V.I., Paperny V.L. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1997. V. 30. P. 1922.
- [4] Кошелев К.Н., Банин В.Е., Слащенко Н.Н. // УФН. 2007. Т. 177. В. 7. С. 777.
- [5] Antsiferov P.S., Koselev K.N., Kramida A.E., Panin A.N. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1989. V. 22. P. 1073.
- [6] Басов Н.Г., Крохин О.Н., Склизков Г.В. // Труды ФИАН. 1970. Т. 52. С. 171.
- [7] Дубинов А.Е., Корнилова И.Ю., Селемир В.Д. // УФН. 2002. Т. 172. В. 11. С. 1225.