

УДК 533.95

## О ФИЗИКЕ ВАКУУМНОГО РАЗРЯДА, ИНИЦИИРУЕМОГО ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

**Коробкин Ю.В.**, доцент, МГТУ МИРЭА. E-mail: korobkin@mirea.ru  
**Романов И.В.**, снс, Физический институт РАН. E-mail: laser.plasma@gmail.com  
**Паперный В.Л.**, зав. кафедрой, Иркутский гос. университет. E-mail: paperny@math.isu.runnet.ru  
Москва, Иркутск, Россия

**Аннотация.** Цель работы – экспериментальное исследование динамики формирования плазменных струй и ионных пучков в низковольтных лазерно-индуцированных разрядах с высокой скоростью нарастания тока.

**Ключевые слова:** лазер; плазма; пинчевание плазмы; ионные пучки; вакуумный разряд; заряд; энергия; ток.

## ABOUT PHYSICS OF THE VACUUM DISCHARGE INITIATED BY LASER RADIATION

**Korobkin Yu.V.**, assoc. prof., MSTU MIREA, E-mail: korobkin@mirea.ru  
**Romanov I.V.**, senior staff scientist, LPI RAS, E-mail: laser.plasma@gmail.com  
**Paperny V.L.**, head of department, ISU, E-mail: paperny@math.isu.runnet.ru  
Moscow, Irkutsk, Russia

**Abstract.** The work purpose is an experimental study of dynamics formation of plasma jets and ionic bunches in the low-voltage laser induced discharges with high velocity of current rise.

**Keywords:** laser; plasma; plasma pinching; ionic bunches; vacuum discharge; charge; energy; current.

### Введение

Несмотря на то, что вакуумные искровые и дуговые разряды являются объектом исследований уже в течение нескольких десятилетий, их природа до конца еще не выяснена. Одним из самых важных и не получивших окончательных ответов остаются вопросы, связанные с механизмами пропускания вакуумным промежутком токов килоамперных величин, не подчиняющихся закону «трех вторых», аномального ускорения заряженных частиц. Физическая картина вакуумного разряда сильно усложняется при использовании в качестве иницирующей разряд плазмы, образованной мощным лазерным излучением на поверхности одного из электродов. Изменение происходящих процессов связано с быстрым вводом большого объема плазмы в разрядный промежуток (по крайней мере, на несколько порядков превышающего объем плазмы, возникающей за период функционирования одного эхтонного цикла при иницировании разряда посредством взрывной электронной

эмиссии (ВЭЭ)). А, так же, как правило, более высокой электронной концентрацией, температурой, скоростью разлета лазерной плазмы по сравнению с катодной плазмой при ВВЭ.

### **1. Постановка задачи и цель работы**

В последнее время активно ведутся работы по созданию плазменных импульсных рентгеновских и ионных источников для различных приложений. Как правило, в разработанных системах генерация ионов и рентгеновского излучения происходит в плазме, создаваемой при облучении твердотельной мишени пучками мощных лазеров, а также в плазме сильноточных электрических разрядов. Так для генерации ионов с энергиями в десятки МэВ требуется создание плазмы лазерным импульсом фемтосекундной длительности с плотностью мощности на мишени свыше  $10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup>. Основными недостатками таких систем являются высокая энергозатратность, требуемый для получения горячей плазмы, невысокий КПД, большие габариты и стоимость. В то же время, проведенные недавно коллективом исследования показали, что сопоставимые параметры ионных пучков, а также рентгеновского излучения могут быть получены при весьма скромных характеристиках используемого оборудования. Эти результаты основаны на обнаруженном эффекте формирования "горячих точек" с температурой электронов в сотни эВ в плазме катодной струи быстрого (со скоростью нарастания тока  $\sim 10^{10}$  А/с) вакуумного разряда на его начальной стадии. Эти микропинчевые структуры образуются при токах разряда в диапазоне единиц кА, что почти на два порядка ниже, чем в традиционных сильноточных вакуумных искровых разрядах.

Ранее в работах [1,2,3] экспериментально и теоретически были исследованы особенности динамики быстрых лазерно-индуцированных вакуумных разрядов. Установлено, что одной из особенностей быстрого разряда является возможность формирования микропинчевых структур на фронте расширяющейся в вакуум катодной струи. При этом характеристики фор-плазмы, образуемой лазерным излучением, играют ключевую роль в процессе формирования пинча. Возможность оптимизации характеристик инициирующего разряд лазерного излучения и межэлектродного расстояния позволяет стабилизировать момент возникновения перетяжки и увеличить степень ее сжатия. С другой стороны, процесс формирования микропинчевой структуры в катодной плазменной струе вакуумного разряда имеет существенное отличие от пинчевания плазмы "классической" сильноточной искры. А именно, определяющим параметром процесса пинчевания катодной струи является скорость

нарастания тока разряда, тогда как в классических системах именно амплитуда тока определяет характеристики плазмы пинча.

Целью данной работы было исследование динамики формирования плазменных струй, *выяснение условий* формирования микропинчей в катодной струе лазерно-индуцированного вакуумного разряда с высокой скоростью нарастания тока и *зависимость их параметров* от амплитуды разрядного тока и энергии инициирующего лазерного импульса.

## 2. Техника эксперимента

Исследования проводились на лабораторном стенде для исследования характеристик ионной эмиссии из плазмы разряда, состоящем из вакуумного диода, лазерной системы на неодимовом стекле (длина волны 1,06 мкм), функционирующей в режиме модуляции добротности (энергия импульса  $J \leq 0,15$  Дж, длительность импульса  $\tau = 6$  нс, или  $\tau = 44$  нс) и корпускулярных диагностик. Схема эксперимента приведена на Рис. 1.

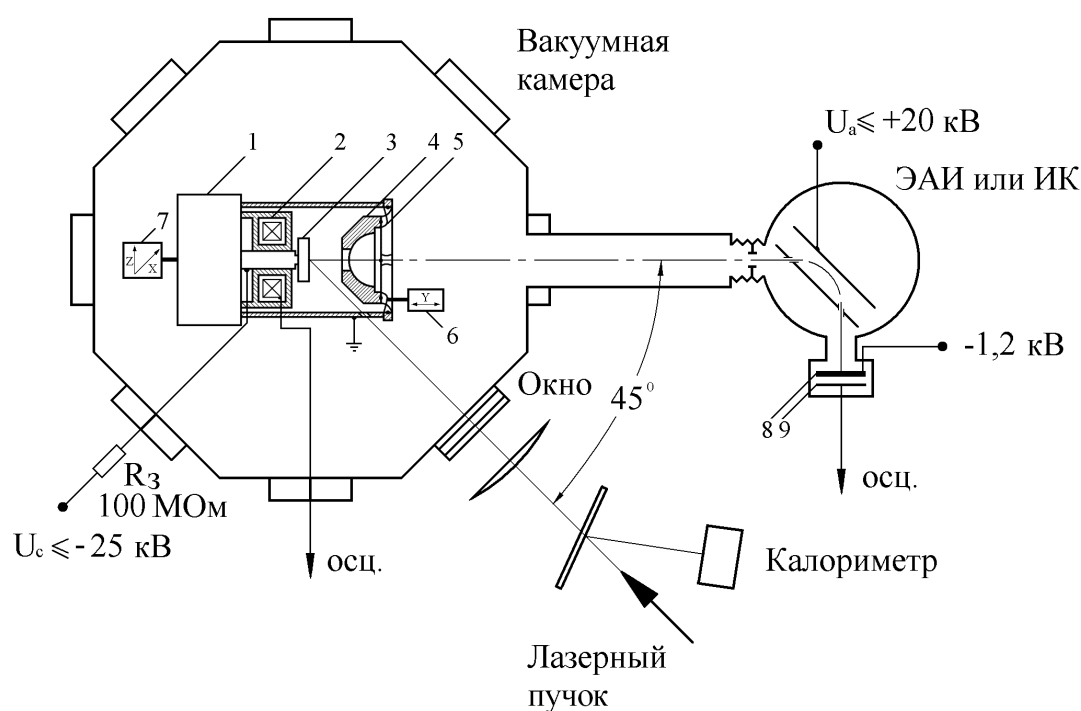
Ток в цепи разряда поддерживался накопительной емкостью 0,22 мкФ, заряжаемой до - 25 кВ. Измерение тока осуществлялось с помощью пояса Роговского, работающего в дифференциальном режиме и установленного в катодной цепи диода. Общая индуктивность разрядного контура была измерена в режиме короткого замыкания и составляла 63 нГн. Полупериод колебаний тока соответствовал 0,36 мкс. Форма производной тока приведена на Рис. 2.

Разряд инициировался сфокусированным на поверхности алюминиевого катода (использовался Al особой чистоты с содержанием 99,99%) лазерным пучком в пятно с площадью  $0,8 \cdot 10^{-4}$  см<sup>2</sup> ( $d = 100$  мкм). Угол падения луча на катод относительно нормали к его поверхности составлял  $45^{\circ}$ . Временные характеристики лазерного импульса измерялись с помощью коаксиального фотоэлемента ФЭК-26 и показаны на Рис.3 ((а) – с длительностью по полувысоте 6 нс; (б) – 44 нс).

В экспериментах использовался заземленный стальной анод с геометрией соответствующей Рис. 1. Продольный размер анода составлял 1,5 см. Внутренняя поверхность анода представляла собой полусферу с диаметром 2,2 см. Для выхода ионов из разрядного промежутка в дрейфовую зону, в аноде было выполнено отверстие диаметром 6 мм. В силу присутствующей геометрии эксперимента минимальное межэлектродное расстояние соответствовало 6 мм и могло быть увеличено до 30 мм. Диод располагался в камере, где поддерживался вакуум  $5 \cdot 10^{-6}$  Тор. После нескольких (3 – 4) выстрелов с помощью координатного устройства электродная система передвигалась, так что лазерный пучок попадал на новое место на катоде.

Измерение характеристик потока ионов из плазмы разряда осуществлялось с помощью одноканального электростатического анализатора типа «плоский конденсатор» и коллектора ионов. Максимальная энергия ионов, регистрируемая анализатором, составляла 28 кэВ/нуклон. Энергетическое разрешение анализатора  $\Delta E/E$  составляло 2%. Угол наблюдения ионной эмиссии составлял  $0^\circ$  к нормали к поверхности катода-мишени. Длина пролета ионов до коллектора анализатора равнялась 100 см.

Сигналы регистрировались с помощью осциллографа Tektronix с полосой пропускания 500 МГц.



**Рис. 1.** Схема эксперимента по исследованию ионной эмиссии из плазмы лазерно-индуцируемых разрядов: (1) конденсатор 0,22 мкФ; (2) пояс Роговского; (3) алюминиевая мишень - катод; (4) стальной анод; (5) гибкая подводящая линия; (6,7) координатно-перемещающие устройства; (8) МКП; (9) электронный коллектор; ЭАИ- электростатический анализатор ионов; ИК- ионный коллектор.

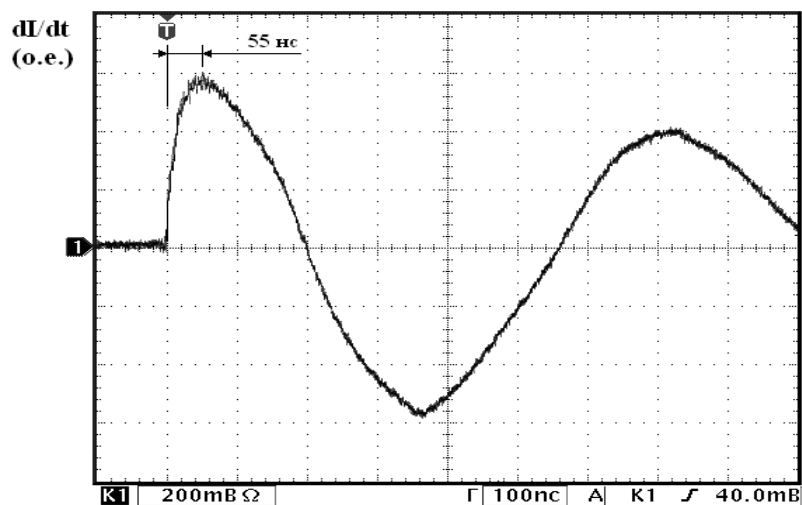


Рис. 2. Производная тока короткого замыкания.

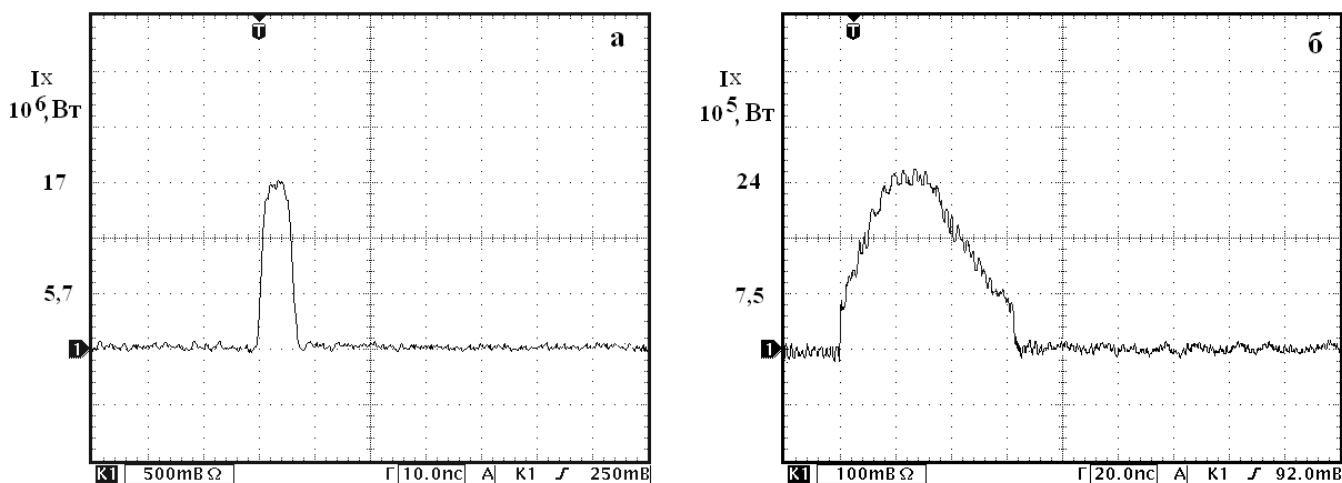


Рис. 3. Временные характеристики лазерного импульса с энергией 100 мДж: (а) – с длительностью по полувысоте 6 нс; (б) – 44 нс.

### 3. Экспериментальные результаты

В целях проведения сравнительного анализа токопрохождения в разряде при его иницировании лазерным импульсом пико- и наносекундной длительности эксперименты проводились при межэлектродном промежутке 7 мм (таком же как и в [3]) и напряжениях на накопителе 2,3; 8; 15 кВ. Для определения влияния плотности мощности  $P$  и энергии лазерного импульса  $E$  на процесс токопрохождения использовались лазерные импульсы с длительностью 6 и 44 нс (Рис.3). При

постоянной энергии увеличение длительности импульса приводит к снижению плотности мощности в 7,3 раза. Так при  $E=10$  мДж плотность мощности на катоде  $P=2,2 \cdot 10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup>, при  $\tau = 6$  нс и  $P=3 \cdot 10^9$  Вт/см<sup>2</sup>, при  $\tau = 44$  нс.

На Рис. 4. представлены типичные осциллограммы производной тока и соответствующие им временные зависимости тока разряда при напряжении на накопителе 8 кВ. Основные данные о характере токопрохождения, полученные при разных напряжениях на накопителе, представлены в Таблице 1.

#### **В результате исследований установлено:**

- Пробой разрядного промежутка происходит при плотности мощности лазерного излучения ниже порога плазмообразования ( $(2-3) \cdot 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>) и существенным образом зависит от приложенного напряжения. При напряжении на разрядном промежутке 15 кВ, пробой осуществляется лазерным импульсом с  $\tau = 44$  нс и  $P=3 \cdot 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>, тогда как при напряжении 8 кВ пробой не происходит. Из этого следует, что при плотностях мощности лазерного излучения меньших плазмообразующей  $P < 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>, пробой промежутка осуществляется за счет термоэлектронной, взрывной эмиссии [4] и др. механизмов.

- Существует временная задержка между началом лазерного импульса и максимумом производной тока Рис. 4. На Рис. 5. представлены зависимости задержки от энергии лазерного импульса при длительностях 6 и 44 нс для различных напряжений на накопителе. Полученные зависимости показывают, что параметрами, определяющими временную задержку, являются плотность мощности лазерного излучения на катоде (не энерговклад) и напряжение на накопителе. Увеличение плотности мощности и напряжения уменьшает время задержки. Так при энергии лазерного импульса 10 мДж и напряжении на накопителе 2,3 кВ задержка составляет 150 нс, при  $P=3 \cdot 10^9$  Вт/см<sup>2</sup> ( $\tau = 44$  нс), - 87 нс, при  $P=2,2 \cdot 10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup> ( $\tau = 6$  нс) и отсутствует, при  $P=5 \cdot 10^{11}$  Вт/см<sup>2</sup> ( $\tau = 30$  пс) [3]. При этом в исследуемых диапазонах плотности мощности и напряжения, определяющим фактором уменьшающим время задержки является плотность мощности лазерного импульса.

На основании усреднения массива экспериментальных данных было установлено, что максимальные энергии ионов, эмитируемых плазмой разряда, лежат в интервале значений, определяемых соотношением:  $E_{\max} = kZ$ , где  $k = (11,55 \div 14,35)$  кэВ/Z. Таким образом, анализ спектров зарядового состава показал сравнимость максимально достижимых значений энергий ионов, эмитируемых из плазмы разряда с вышеприведенными характеристиками, и лазерной плазмы, образуемой пучком с плотностью мощности  $2 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>. При этом максимальный заряд ионов,

эмитируемых из лазерной плазмы, превосходит максимальный заряд ионов, эмитируемых из плазмы разряда. Определяя максимальную энергию ионов, эмитируемых плазмой вакуумного разряда, с помощью известного скейлинга  $E_{\max} = kZeU$  [6] можно заключить, что для данного типа разряда  $E_{\max}$  как минимум в  $5Z$  раз превосходят потенциал источника тока.

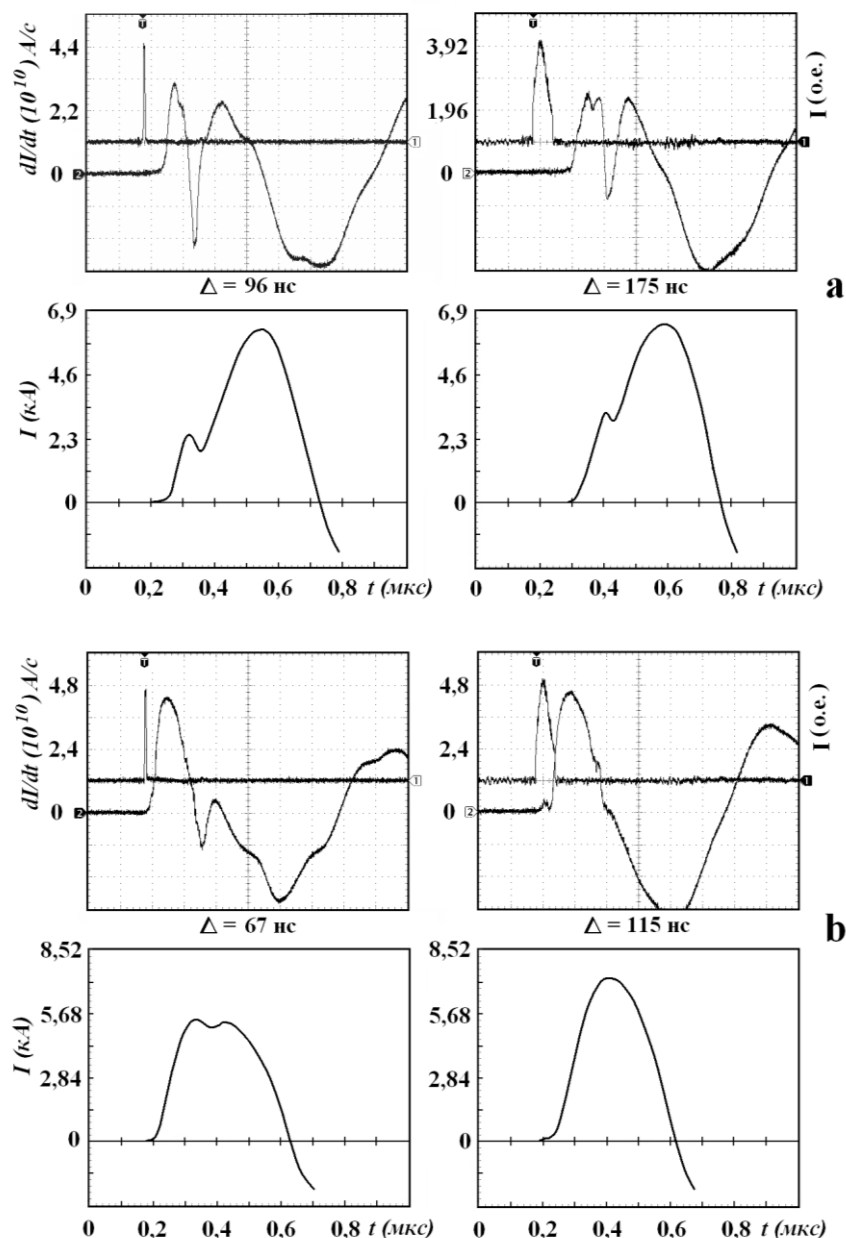


Рис. 4. Временные зависимости тока разряда и его производной при напряжении на накопителе 8 кВ. Разряд инициируется лазерным импульсом с энергией 2,5 мДж (а), - 35 мДж (б), с длительностью 6 нс слева и 44 нс справа. На осциллограммах производной тока луч 1 соответствует лазерному импульсу, луч 2 – производной. Под осциллограммами производной тока указано время задержки между началом лазерного импульса и максимумом производной.

Таблица 1.

$\tau_{\text{лаз. имп. (нс)}}$	$U_c$ (кВ)	$Q_{\text{лаз. имп. (мДж)}}$ при которой:			
		пинчевание отсутствует	наблюдается пинчевание посередине переднего фронта тока	наблюдается пинчевание в максимуме тока	присутствует неустойчивый (с множественным и обрывами тока) режим токопрохождения
6	2,3	> 15	2-4	6-8	<2
	8	> 120	1,5-2,5	35	<1
	15	не определена (превышает 150 мДж)	2,5-5	~120*	<2
44	2,3	> 0,5	не определена	не определена	<0,4
	8	> 40	1,5-2,5	13-18	<1
	15	> 120	1,5-2,5	20-25	<1

\* Требуется дополнительное уточнение данных.

Следует отметить, что минимальное время задержки ограничивается характеристиками разрядного контура  $L$  и  $C$  и в данном случае составляет 55 нс, что соответствует длительности переднего фронта производной тока в режиме короткого замыкания Рис. 2. Следуя современным представлениям, уменьшение времени задержки, происходящее при увеличении плотности мощности лазерного излучения на катоде, связано с увеличением скорости разлета лазерной плазмы и сокращением времени перезамыкания разрядного промежутка фор-плазмой, что в свою очередь приводит к быстрому падению его сопротивления.

Установлено, что стабильность пинчевания плазмы катодной струи разряда (воспроизводимое одиночное сжатие, момент его возникновения) достигается выбором начальных условий, в частности, погонной концентрацией ионов в разрядном промежутке, определяемой массой вещества катода испаренной за время инициирующего разряд лазерного импульса.

#### 4. Обсуждение результатов. Выводы

Известно, что возникновение особенностей – частичных обрывов тока разряда свидетельствуют о развитии плазменных неустойчивостей, в частности «перетяжечной» [1,2]. Анализ полученных данных, в частности приведенных на Рис. 3.1, Таб. 1, показывает, что степень выраженности и расположение особенностей существенным образом зависит от энергии инициирующего разряд лазерного импульса.



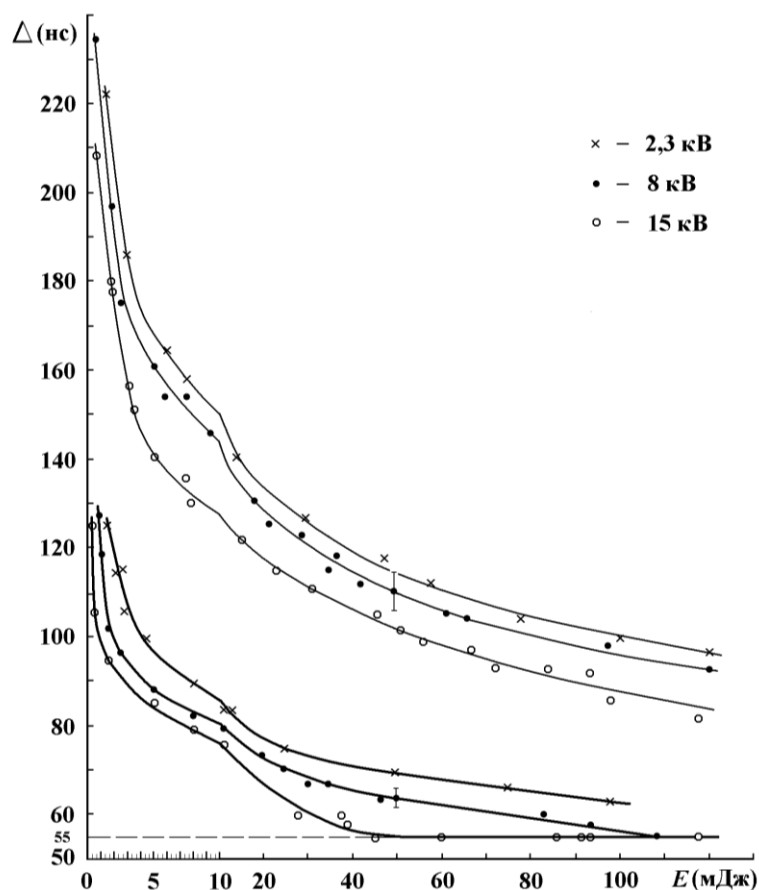


Рис. 5. Зависимости времени задержки максимума производной тока относительно начала лазерного импульса, от энергии импульса при разных напряжениях на накопителе. Серия из трех кривых сверху соответствует длительности лазерного импульса 44 нс, серия из трех кривых снизу - 6 нс.

Из Рис. 4. (напряжение на накопителе 8 кВ, инициирование разряда импульсом с длительностью 6 нс) следует, что увеличение энергии лазерного излучения с 2,5 мДж до 35 мДж приводит к временному сдвигу момента пинчевания плазмы в максимум тока. Также при этом, согласно [1,2], спинчеванная область смещается в сторону анода. Дальнейшее увеличение энергии лазерного импульса приводит к уменьшению степени пинчевания плазмы вплоть до полного прекращения процесса. С другой стороны, увеличение длительности лазерного импульса с 6 нс до 44 нс вносит необходимость уменьшения энергии импульса для поддержания процесса. Так, согласно Рис.4., энергии в 35 мДж, при инициировании разряда импульсом с длительностью 44 нс, достаточно для практически полного прекращения пинчевания. Такие же закономерности токопрохождения наблюдаются и при других напряжениях на накопителе (Таб.3.1).

Объяснением зависимости процесса пинчевания плазмы от энергии и длительности инициирующего разряд лазерного импульса является зависимость

соотношения Беннета от начальной погонной плотности ионов в разрядном промежутке, определяемой в частности массой испаренного вещества за время воздействия лазерного излучения на катод. Простая оценка согласно [5] показывает, что масса испаренного вещества катода, определяемая соотношением:  $M(\varrho) \sim r_{cr}^{2/3} E^{1/3} \tau_L^{2/3} S^{2/3}$ , где  $r_{cr}$  – критическая плотность плазмы,  $S$  – площадь фокального пятна, находится в степенной зависимости от энергии и длительности лазерного импульса. Как видно из соотношения, масса также находится в зависимости от критической плотности плазмы пропорциональной  $1/\lambda^2$ , где  $\lambda$  – где длина волны лазерного излучения и площади фокального пятна, что расширяет возможность управления процессом пинчевания плазмы разряда.

Как указывалось выше, см. [2], при инициировании разряда лазерным импульсом с длительностью 30 пс, достичь устойчивого (одиночного, с воспроизводимыми параметрами) эффекта пинчевания плазмы удастся лишь при токах с амплитудой не более 2 кА. Стабилизация процесса в области токов свыше 5 кА требует существенного увеличения энергозатрат лазерного излучения, что снижает степень пинчевания плазмы в целом. В свою очередь, анализ полученных результатов показывает, что инициирование разряда лазерным импульсом в наносекундном диапазоне длительностей, при токах свыше 5 кА (напряжении на накопителе 8-15 кВ), обеспечивает устойчивое (одиночное) пинчевание плазмы при энергиях лазерного импульса свыше 2,5 мДж. При этом инициирование разряда импульсом с длительностью 6 нс в данном случае оказывается оптимальным по сравнению с инициированием разряда импульсом с длительностью 44 нс. Избыток вещества снижает степень сжатия плазмы.

В связи с этим можно заключить, что для заданных характеристик разряда (напряжение на накопителе, ток разряда, его скорость нарастания, длина разрядного промежутка) существуют оптимальные начальные условия, определяемые характеристиками лазерного излучения, обеспечивающие устойчивое одиночное пинчевание плазмы катодной струи, при максимальном сжатии. Увеличение концентрации ионов и уменьшение температуры фор-плазмы, при уменьшении плотности мощности лазерного излучения на катоде за счет увеличения длительности импульса, позволяет повысить стабильность процесса пинчевания плазмы при меньшем энергозатрате.

К настоящему времени установлено, что одним из механизмов генерации многозарядных ионов материала катода в плазме разряда является процесс пинчевания катодной струи. Для данных характеристик разряда и алюминиевого катода получены

спектры зарядового состава ионов плазменного потока с различными значениями  $E/Z$ . Максимальный заряд и энергия ионов достигают величин +8 и 14 кэВ/ $Z$  соответственно. Энергии ионов не менее чем в  $5Z$  раз превышают потенциал источника тока. Проведенный качественный анализ характеристик ионного пучка в зависимости от энергии лазерного импульса показал, что формирование микропинчевой структуры в катодной плазменной струе посредством выбора оптимальной энергии лазерного импульса увеличивает максимальный заряд ионов пучка.

Следует отметить, что вышеприведенные результаты демонстрируют исключительно динамику токопрохождения в зависимости от начальных условий. Исследования свойств плазмы, а именно, температуры, диаметра перетяжки и места формирования пинчей в разрядном промежутке, при иницировании разряда лазерным импульсом в наносекундном диапазоне длительностей, проводятся в настоящее время.

Работа поддержана Министерством образования и науки РФ (госзадание вузам, проект № 11.144.2014) и Российским фондом фундаментальных исследований (грант 15-02-03757).

#### Список литературы

1. Yu.V. Korobkin, I.V. Romanov, A.A. Rupasov, A.S.Shikanov. Hard X-ray emission in laser-induced vacuum discharge // *Laser and Particle Beams*. - 2005. - v.23. - № 3. - pp. 333-336.
2. Yu.V. Korobkin, V.L. Paperny, I.V. Romanov, A.A. Rupasov, A.S. Shikanov. Micropinches in laser induced moderate power vacuum discharge. // *Plasma Phys. Control Fusion*. – 2008. - v.50. - (14 pp.).
3. Romanov I. V., Rupasov A. A., Shikanov A. S., Paperny V. L. et al. Energy distributions of highly charged ions escaping from a plasma via a low-voltage laser-induced discharge. // *Journal of Physics D: App. Phys.* – 2010. - V. 43.- №46.- (7pp).
4. Г.А. Месяц. Эктоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. М: Наука. – 2000. - с. 63-76.
5. Yu.V. Afanasiev, E.G. Gamaly, S.Yu. Guskov, et al. Acceleration and compression of matter due to laser heating and ablation // *Laser and Particle Beams*. -1988. - v. 6. - part 1. - pp. 1-23.
6. Ю.В. Коробкин, А.И. Лебо, И.Г. Лебо, И.В. Романов. Исследование процессов стабилизации пинчевания плазмы катодной струи вакуумного лазерно-индуцируемого разряда.// *Научный вестник МИРЭА*.-2013.- В. №1(13).- С.68-82.
7. Красов В.И., Кринберг И.А., Паперный В.Л. и др. Ускорение ионов при расширении в вакуум сильноточной катодной плазменной струи // *Письма в ЖТФ*. – 2007.- Т. 33. - В.22. - С.1-8.