

# Физика плазмы и плазменные технологии

УДК 533.951

## Возможности оптимизации источника многозарядных ионов на основе низкоиндуктивной вакуумной искры

А. Н. Долгов, Д. Е. Прохорович

Московский инженерно-физический институт (Государственный университет), Москва, Россия

*Проведено сравнение наблюдаемых параметров слабо- и сильноточных разрядов типа низкоиндуктивной вакуумной искры (НВИ). Показано сходство физических процессов, протекающих в слабо- и сильноточных разрядах НВИ. Найдены возможности оптимизации сильноточного разряда НВИ в качестве источника многозарядных ионов.*

PACS: 41.75.-i

### Введение

Потребность создания эффективных источников многозарядных ионов привела к изучению под этим углом зрения короткоживущей плазмы вакуумных импульсных электрических разрядов типа НВИ, в которых рабочей средой являются возникающие в процессе развития разряда продукты эрозии электродной системы. При достигаемой величине тока в таких разрядах  $I_{\max} > 50$  кА (в плазме железа) реализуется режим микропинчевания, в результате которого достигаются следующие параметры плазмы: электронная температура  $T_e \approx 2\text{--}3$  кэВ [1, 2] и электронная концентрация  $n_e > 10^{22}$  см<sup>-3</sup> [3, 4].

Таким образом, в микропинчевой области разряда НВИ создаются условия для генерации многозарядных ионов. В эксперименте действительно наблюдается излучение ионов высокой кратности ионизации из области микропинча [5—7].

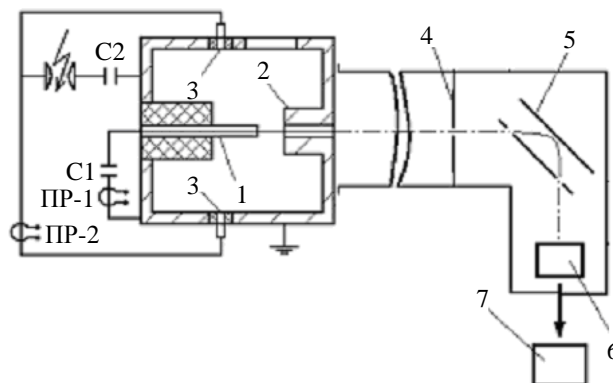
Изучение энергетического и зарядового составов сгустков, покидающих плазму разряда НВИ в осевом направлении, показало наличие ионов железа кратностью ионизации от первой до четвертой [8]. При этом отмечено полное совпадение зарегистрированных спектров в области энергий частиц  $\sim 50$  кэВ, что, по мнению авторов [8], связано с пинчеванием (и, соответственно, с вытеканием плазменных потоков) канала разряда со скоростью  $V \sim (2\text{--}5) \cdot 10^7$  см/с до микронных размеров.

В периферийной области разряда НВИ присутствуют низкотемпературная плазма и нейтралы [9—11] — продукты эрозии электродов. Увеличение достигаемого в разряде тока приводит к увеличению электронной температуры в микропинче,

что регистрируется по спектру рентгеновского излучения [12]. При этом одновременно возрастает количество вещества, выносимого с поверхности электродов в разрядную область, и уменьшается (при  $I_{\max} > 90\text{--}100$  кА) степень ионизации вещества [12].

### Постановка эксперимента и его результаты

В данной работе проведены прямые измерения зарядового состава ионных потоков, эмитируемых из области разряда НВИ, с помощью электростатического анализатора типа "электростатическое зеркало", любезно предоставленного В. Л. Паперным (разработка Иркутского государственного университета) [13]. Схема эксперимента с использованием анализатора типа "электростатическое зеркало" приведена на рис. 1.

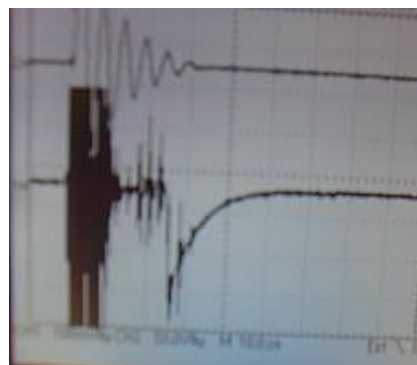


**Рис. 1. Схема анализатора типа "электростатическое зеркало" (эксперимент):**  
1 — катод; 2 — анод; 3 — электроды триггерного поджига;  
4 — входная диафрагма; 5 — анализатор типа "плоское зеркало"; 6 — МКИП; 7 — осциллограф Tektronix TDS 220

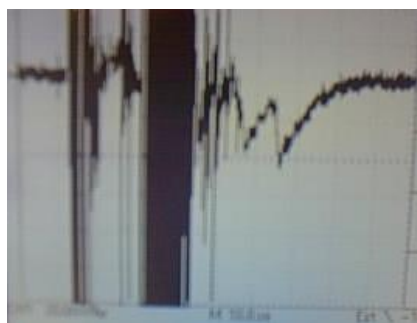
Разряд батареи конденсаторов С1 осуществлялся в продуктах эрозии железных электродов (1 — катод, 2 — анод) при начальном вакууме не хуже  $10^4$  Торр. Пробой инициировался поступлением в разрядный промежуток форплазмы от четырех вспомогательных источников эрозионного типа — триггеров 3, расположенных симметрично относительно оси разряда. Силу тока в разряде измеряли калиброванным поясом Роговского ПР-1. Достижимый в разряде ток изменялся в пределах 40—100 кА. Время нарастания тока  $T/4 \approx 1,5$  мкс. Временная синхронизация диагностической аппаратуры осуществлялась сигналом с пояса Роговского ПР-2, расположенного в цепи инициирующего разряда.

Анализируемый пучок ионов (плазмы) из области разряда НВИ на пути дрейфа до приемного устройства микроканальной пластины (МКП) проходит через электростатический анализатор, в котором осуществляется сепарация ионов по энергиям и по параметру  $\mu/Z$ , где  $\mu$  и  $Z$  — массовое число и зарядность ионов, соответственно. Вывод сигнала с МКП осуществлялся на запоминающий осциллограф 7.

Типичная осциллограмма сигнала с МКП приведена на нижнем луче осциллографа (рис. 2). Для временной привязки регистрируемого сигнала на второй луч осциллографа (в верхней части экрана на рис. 2, б) выведена кривая разрядного тока с разрешением во времени.



а



б

Рис. 2. Осциллограмма сигнала с ионного анализатора при токе в разряде:

а —  $I_{\max} = 100$  кА; б —  $I_{\max} = 40$  кА

Были определены значения параметра  $\mu/Z$  и энергии ионов, регистрируемых в осевом плазменном потоке. Расчет, проведенный по всей полученной в эксперименте базе ионных сигналов, показал, что время генерации исследуемых потоков заключено в первой четверти периода разрядного тока вблизи его максимума. Это обстоятельство можно считать экспериментальным обоснованием момента рождения регистрируемых в работе [9] потоков ионов.

Отметим, что при токах в разряде  $I_{\max} \approx 40$ —70 кА регистрировались преимущественно одно- и двукратно ионизованные ионы плазмообразующего элемента (железа), а в диапазоне  $I_{\max} \approx 70$ —100 кА регистрировались в основном однократно ионизованные ионы железа. Данный результат находит качественное согласие с измерениями электронной температуры в плазменных потоках, выполненных в работе [9]. Энергии регистрируемых ионов составляли 50—600 эВ.

Таким образом, сильноточный вакуумный разряд НВИ в "классической" конфигурации электродной системы в качестве источника многозарядных ионов обладает противоречивыми свойствами. С одной стороны, имеется область плотной горячей плазмы, в которой происходит рождение ионов высокой кратности ионизации ( $Z > 20$ ), с другой стороны — область микропинчевания неизбежно погружена в протяженную область достаточно плотного и холодного вещества, через которую необходимо транспортировать ионы. Последнее обстоятельство резко снижает эффективность сильноточного разряда НВИ в качестве ионного источника.

Выход из сложившейся ситуации был найден, по мнению авторов работ [14, 15]. В [14] экспериментально и теоретически исследовалась начальная стадия слаботочной НВИ с током разряда  $I_{\max} \leq 10$  кА. В рамках принятой авторами [14] теоретической модели показано, что возможно развитие плазменной перетяжки в расширяющемся в сторону анода катодном факеле, что приводит, как и в случае "классического" Z-пинча, к формированию микропинчевой структуры с горячей высокоионизованной плазмой. При этом радиус перетяжки принимает значение  $r \approx 40$  мкм, электронная концентрация —  $n_e \sim 10^{18}$  см<sup>-3</sup>, а электронная температура —  $T_e \sim 300$  эВ. В области развития перетяжки, т. е. во фронте расширяющейся в вакуум плазмы, образуются многозарядные ионы материала катода.

Экспериментально зарегистрированы всплески рентгеновского излучения, соответствующего температуре электронов  $T_e = 150$ —300 эВ. Именно наличие свободной границы расширяющегося в вакуум катодного плазменного факела слаботоч-

ного разряда НВИ позволило, как полагают авторы работы [15], непосредственно зарегистрировать высокозарядные ионы, движущиеся вдоль оси разряда в направлении анода.

В работе [14] отсутствуют экспериментальные свидетельства образования микропинча в разряде, поскольку нет измерений размеров рентгеновского источника. Кроме того, приводимые в указанной работе рентгеновские изображения не имеют резких границ, следовательно, вывод о том, что размер излучающей области много меньше пространственного разрешения используемой камеры-обскуры представляется необоснованным.

Результаты измерения электронной температуры  $T_e = 150\text{—}300$  эВ по спектру тормозного рентгеновского излучения интегрально во времени не являются свидетельством формирования микропинчевой области. В сильноточных разрядах НВИ при токах  $I_{\max} < 50$  кА при отсутствии микропинча (размер излучающей в рентгеновском диапазоне области – столб плазмы диаметром  $\approx 2$  и длиной  $\approx 5$  мм) на основе той же методики измерений зафиксировано значение электронной температуры  $T_e = 800$  эВ [2]. В слаботочном разряде НВИ [14] при токах  $I_{\max} \approx 10$  кА, по-видимому, наблюдается формирование такого же излучающего в рентгеновском диапазоне спектра столба плазмы.

В данной работе проведены исследования пространственного положения излучающих в рентгеновском диапазоне спектра ( $h\nu > 3$  кэВ) областей разряда с помощью камеры-обскуры. Для проведения корректного сравнения результатов исследования пространственной структуры источников рентгеновского излучения в слабо- и сильноточных разрядах НВИ пространственное разрешение камеры-обскуры было выбрано, как и в работе [14], равным  $\sim 1$  мм. Светочувствительный элемент камеры-обскуры (рентгеновская фотопленка) экспонировался в течение нескольких десятков импульсов разрядного тока. При этом варьировались длина и размер поперечного сечения отверстия во внешнем электроде (аноде), а также величина межэлектродного промежутка. Типичные обскурограммы области разряда представлены на рис. 3.

Отметим, что независимо от конструкции анода и величины межэлектродного промежутка местоположение области генерации плазменной точки локализовано на расстоянии 2—3 мм от поверхности катода на оси разрядного промежутка. Кроме того, между областью генерации плазменной точки и поверхностью внешнего электрода наблюдается диффузно светящееся облако, причем интенсивность его свечения падает с увеличением размера отверстия в аноде.

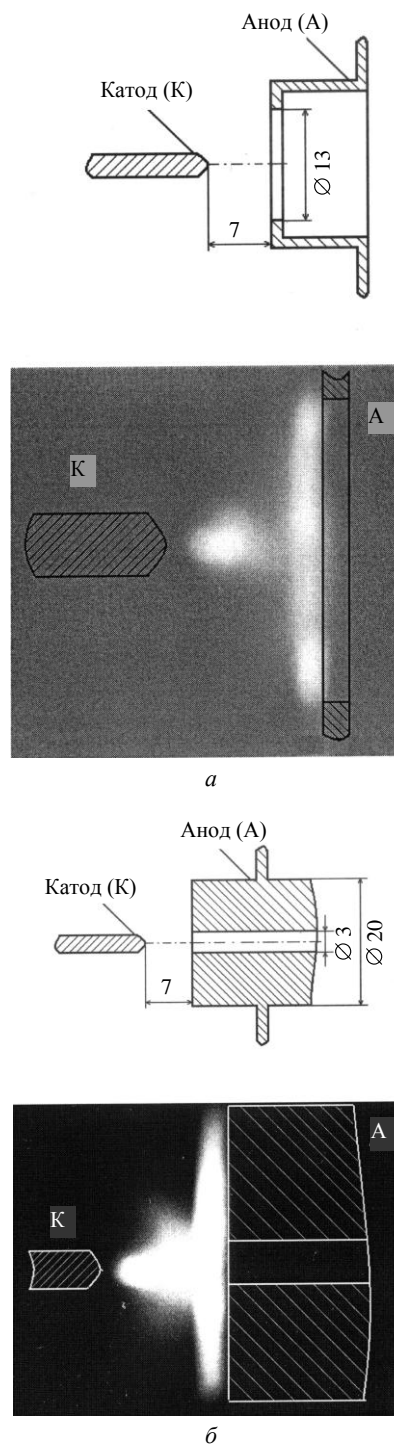


Рис. 3. Обскурограммы области разряда НВИ в радиальном направлении при различной (а, б) конфигурации внешнего электрода (достигаемая сила тока  $I_{\max} \approx 140$  кА)

Свечение поверхности внешнего электрода, обращенной к разряду, наблюдалось во всех проводимых экспериментах. Динамика интенсивности этого свечения такая же, как и у диффузно светящегося облака. С уменьшением величины тока в разряде интенсивность свечения из области генерации плазменной точки и диффузно светящегося облака падает быстрее, нежели вблизи поверхности внешнего электрода.

Свечение диффузного облака вызвано, по всей видимости, взаимодействием с периферийной плазмой потоков электронов, ускоренных в области развития плазменной точки. Уменьшение интенсивности свечения из диффузно светящегося облака при увеличении пропускной способности отверстия в аноде может свидетельствовать об уменьшении плотности периферийной плазмы, а следовательно, и об уменьшении ее влияния на транспортировку высокозарядных ионов из области микропинча.

С ростом достигаемой в разряде силы тока фиксируемая по изображениям на рентгеновских обскуротрамах область формирования "плазменной точки" удаляется от поверхности внутреннего электрода. Подобная динамика наблюдалась и в работе [14], что можно объяснить снижением роли потока вещества с поверхности внешнего электрода на начальной стадии развития разряда.

Заметим, что в работе [14] вывод о формировании микропинчевой области на фронте плазменного факела в слаботочной НВИ сделан на основе расчетов по упрощенной модели. Какие-либо наблюдения динамики плазмы в эксперименте отсутствуют. Однако область локализации "микропинча", предсказанная в [14], находит экспериментальное подтверждение в рамках данной работы, т. е. для сильноточного вакуумного разряда, в котором действительно реализуются условия для генерации микропинчевой области.

Для получения информации о пространственной структуре и динамике плазмы в сильноточном разряде НВИ была создана оптическая схема теневого фотографирования области межэлектродного промежутка (рис. 4).

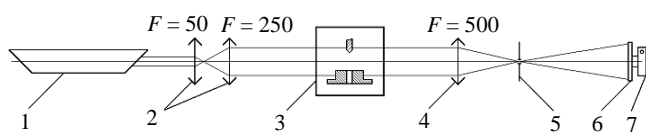


Рис. 4. Оптическая схема теневого фотографирования области разряда НВИ:

- 1 — азотный лазер ИЛГИ-503; 2 — двухлинзовый уширитель; 3 — электродная система разряда НВИ;
- 4 — кварцевая линза ( $F = 500$  мм); 5 — диафрагма;
- 6 — интерференционный фильтр; 7 — фотоаппарат

Длительность высвечивания зондирующего излучения импульсного азотного лазера ИЛГИ-503 с длиной волны 337 нм составляет 6 нс. Исходный диаметр пучка  $\sim 3$  мм увеличивается примерно в пять раз с помощью уширителя, образованного двумя кварцевыми линзами. Это позволяет охватить полем излучения лазера весь межэлектродный промежуток. После прохождения через область разряда параллельные лучи собирались

кварцевой линзой, в фокальной плоскости которой располагалась диафрагма 5, исключая прохождение лучей лазера, рассеянных в результате рефракции. Подбором диаметра отверстия в диафрагме удалось значительно снизить относительный вклад паразитного излучения плазмы, попадающего на детектор излучения. Этой же цели служило использование интерференционного фильтра, настроенного на длину волны осветителя (полоса пропускания фильтра  $\lambda = 337 \pm 5$  нм).

Регистрацию изображений области разряда осуществляли с помощью фотоаппарата в режиме "открытого затвора" на фотопленку. Теневые фотографии в различные моменты времени в процессе развития сильноточного разряда НВИ получали посредством системы временной задержки, представленной на рис. 5.

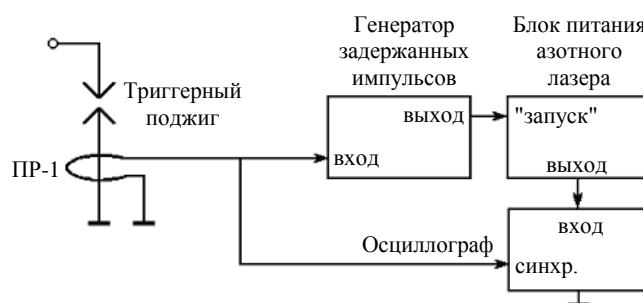


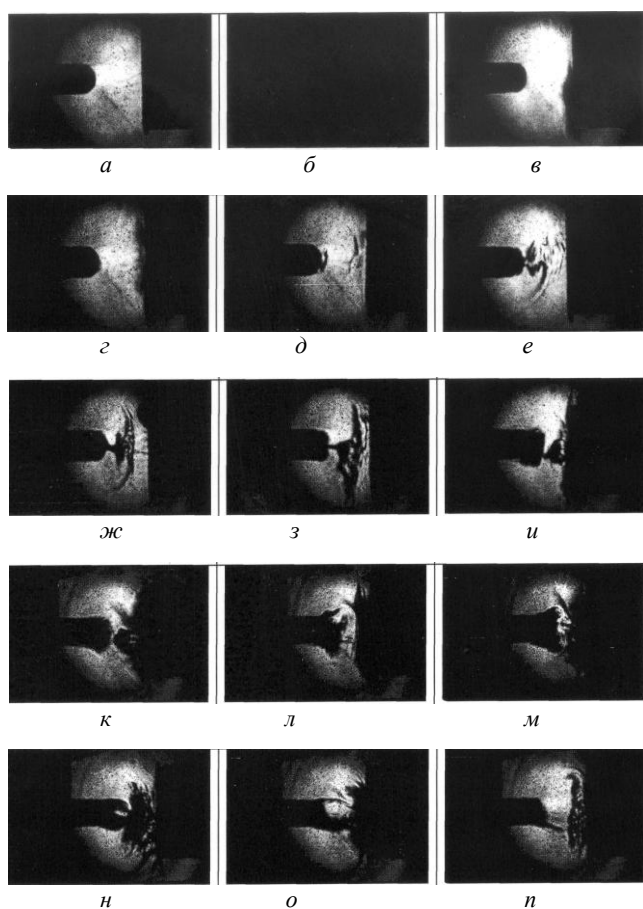
Рис. 5. Электрическая схема синхронизации теневого фотографирования области разряда НВИ

Для контролируемого включения лазерного осветителя относительно момента инициирования разряда НВИ использовался синхроимпульс с пояса Роговского, расположенного в цепи триггерного поджига. Синхроимпульс подавался на вход генератора задержек Г5-15 (его "мертвое" время  $\sim 0,6$  мкс) и на запуск запоминающего осциллографа С8-13. С выхода генератора задержек синхроимпульс подавался на блок питания ("мертвое" время которого 0,2—0,3 мкс) азотного лазера и далее на вход осциллографа.

Таким образом, данная схема позволяет измерять сигналы спустя время 0,8—0,9 мкс от старта триггерного поджига. Это достаточно удобно, поскольку задержка старта тока разряда НВИ по отношению к моменту срабатывания триггерного поджига составляет величину  $(1,0 \pm 0,1)$  мкс. Пошаговая установка времени задержки 0,1 мкс осуществлялась с помощью генератора задержек Г5-15, а задержка момента срабатывания лазера контролировалась по осциллографу. Соответствие синхроимпульса с выхода блока питания и излучения самого лазера проверялось с помощью рп-диода (быстрого фотоприемника) — разброс составил величину  $\sim 0,01$  мкс.

Теневое фотографирование области разряда НВИ осуществлялось от момента инициирования разряда до стадии развала плазменного образования при максимально достигаемых токах в разряде  $I_{\max} = 100\text{—}170$  кА. В пределах длительности разряда НВИ для фиксированного момента времени регистрировался один теневой снимок. В целях повышения достоверности получаемой информации для указанного момента времени набиралась статистика из 10 теневых фотоснимков плазменного канала разряда НВИ.

Характерные теневые фотографии плазменного канала приведены на рис. 6. Для каждого кадра указана соответствующая временная задержка между моментом инициации разряда и импульсом зондирующего лазерного осветителя.



**Рис. 6. Теневые фотографии плазменного канала разряда НВИ ( $I_{\max} = 140$  кА, время достижения максимальной силы тока  $t \approx 2,5$  мкс):**

*a* — поле излучения лазера; *b* — уровень засветки излучением плазмы разряда; *в* — 1,1 мкс; *г* — 1,2 мкс; *д* — 1,4 мкс; *е* — 1,6 мкс; *жс* — 1,7 мкс; *з* — 1,9 мкс; *и* — 2,1 мкс; *к* — 2,2 мкс; *л* — 2,4 мкс; *м* — 2,7 мкс; *н* — 2,8 мкс; *о* — 3,2 мкс; *п* — 3,5 мкс

На полученных теневых фотографиях отчетливо наблюдается формирование перетяжки плазменного канала, начиная с момента времени  $\sim 1,5$  мкс от инициирования разряда (см. рис. 6, *e*). При этом

величина тока в разряде достигала  $I \sim 70$  кА. Можно отметить, что область развития перетяжки смещается в сторону внешнего электрода со скоростью  $(0,5\text{—}1,0) \cdot 10^6$  см/с. На снимках (см. рис. 6, *e—з*) регистрируется выпуклый передний фронт плазменного факела, распространяющийся по направлению от внутреннего электрода к внешнему со скоростью  $\sim 10^6$  см/с.

Следует обратить внимание, что образование перетяжки происходит за фронтом плазменного факела, т. е. ближе к внутреннему электроду. Максимальные сжатие и разогрев плазмы в перетяжке, вероятно, происходят в момент времени  $\sim 2,1\text{—}2,2$  мкс от инициирования разряда на расстоянии  $\sim 2\text{—}3$  мм от поверхности внутреннего электрода (см. рис. 6, *и, к*). Самое быстрое сжатие до минимального радиуса на теневых фотографиях не регистрировалось, так как длительность указанного процесса много меньше длительности импульса зондирующего излучения. На теневых фотографиях виден результат быстрого разлета нагретой до высокой температуры плазмы из области перетяжки (микропинча) — образование разрыва плазменного канала разряда (см. рис. 6, *к*). Данное заключение подтверждается пространственным совпадением области разрыва плазменного канала на теневых фотографиях и источника рентгеновского излучения (плазменной точки), регистрируемой на обскурограммах (см. рис. 3).

Согласно модели радиационного сжатия [16], которая доказала свою адекватность большому числу экспериментальных фактов в их совокупности, в слаботочном разряде НВИ процесс микропинчевания идти не может. Проиллюстрируем сказанное числовыми оценками в рамках модели радиационного коллапса [16].

Величины электронной температуры и концентрации  $T_e = 150\text{—}300$  эВ и  $n_e \sim 10^{18}$  см<sup>-3</sup>, соответственно, а также радиуса перетяжки  $r \approx 40$  мкм, характеризующие "микропинчевый" объект, на самом деле могут соответствовать лишь параметрам плазмы разряда НВИ в первом сжатии. Для плазмы, состоящей из ионов железа, радиус перетяжки составляет  $r \approx 100$  мкм, температура электронов при этом достигает  $T_e \approx 50$  эВ, а электронная плотность  $n_e \sim 10^{21}$  см<sup>-3</sup>. Микропинчевая же область является результатом второго (радиационного) сжатия, которое начинается через несколько десятков наносекунд после окончания первого; после того, как температура в перетяжке становится равной

$$T_e [\text{эВ}] \approx 6 \cdot 10^{-4} Z_{\text{nucl}}^4, \quad (1)$$

где  $Z_{\text{nucl}}$  — заряд ядра атома плазмообразующего элемента НВИ.

При этом начинается ионизация *L*-оболочки атомов железа. Сжатие столба разряда НВИ за счет радиационных потерь энергии на излучение *L*-ионов происходит до тех пор, пока в плазме существуют *L*-ионы или пока рост электронной плотности не приведет к запираению излучения. Поскольку потенциалы ионизации *L*-оболочек растут с увеличением атомного номера плазмообразующего элемента, то из модели следует, что микропинчевая область с большим зарядом ядра элементов, образующих плазму, существует при более высоких температурах. По расчетам [17] имеем

$$T_e [\text{эВ}] = (1-2) Z^2_{nucl}. \quad (2)$$

В работе [14] плазмообразующим веществом является медь. Исходя из соотношений (1) и (2) для меди ( $Z = 29$ ) следует, что переход ко второму сжатию происходит при температуре  $T_e \approx 400$  эВ, а в конце второго сжатия в области развития перетяжки достигается температура  $T_e \approx 1,0-1,5$  кэВ.

Таким образом, зарегистрированная в работе [14] температура электронов 150—300 эВ меньше температуры перехода ко второму сжатию и значительно меньше температуры, достигаемой в плазме в результате радиационных потерь энергии.

Следует отметить, что авторы указанной работы в уравнении теплового баланса при описании развития плазменной перетяжки не учитывали потери энергии на линейчатое и рекомбинационное излучение, полагая, что часть внутренней энергии ионов может возвращаться к электронному газу при деактивации возбужденных уровней или рекомбинации. Следовательно, плазма в области развития перетяжки является непрозрачной для излучения, и радиационное сжатие неосуществимо.

### Заключение

Следует отметить, что нет серьезных оснований полагать, что в слаботочных разрядах НВИ физические процессы идут по-особому — на основе механизмов, отличающихся от сильноточных разрядов НВИ. Поэтому задачу разработки и созда-

ния источника многозарядных ионов на основе разряда НВИ можно сформулировать следующим образом: необходимо проводить измерения характеристик ионных потоков при различных величинах тока  $I_{max}$  в разряде НВИ в идентичных условиях, регулируя вынос вещества с электродов, и искать наиболее оптимальное сочетание силы тока в разряде и материала электродов.

### Л и т е р а т у р а

1. Анциферов П. С., Вихрев В. В., Иванов В. В., Кошелев К. Н.// Физика плазмы. 1990. Т. 16. № 8. С. 1018.
2. Долгов А. Н., Кириченко Н. Н., Ляпидевский В. К. и др.// Там же. 1993. Т. 19. № 1. С. 97.
3. Кононов Э. Я., Кошелев К. Н., Сафронова У. И. и др.// Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 31. № 12. С. 720.
4. Аглицкий Е. В., Панин А. М.// Физика плазмы. 1994. Т. 20. № 10. С. 877.
5. Баронова Е. О., Вихрев В. В., Долгов А. Н. и др.// Там же. 1998. Т. 24. № 1. С. 25
6. Кононов Э. Я., Кошелев К. Н., Сидельников Ю. В.// Там же. 1977. Т. 3. № 3. С. 663.
7. Erber Ch. K., Koshelev K. N., Kunze H.-J.// Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. 2000. V. 65. P. 195.
8. Веретенников В. А., Гурей А. Е., Долгов А. Н. и др.// Письма в ЖТФ. Т. 21. № 22. С. 78.
9. Гурей А. Е., Долгов А. Н., Прохорович Д. Е. и др.// Физика плазмы. 2004. Т. 30. № 1. С. 41.
10. Долгов А. Н., Салахутдинов Г. Х.// Там же. 2003. Т. 29. № 9. С. 818.
11. Долгов А. Н., Ляпидевский В. К., Прохорович Д. Е. и др.// Там же. 2005. Т. 31. № 2. С. 192.
12. Долгов А. Н. Эмиссия частиц и излучения в микропинчевом разряде: Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. — М.: МИФИ, 2005. — 233 с.
13. Горбунов С. П. Особенности процесса ускорения ионов катодной струи импульсного вакуумного разряда: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. — М.: МИФИ, 2005. — 122 с.
14. Зверев Е. А., Красов В. И., Кринберг И. А., Паперный В. Л.// Физика плазмы. 2005. Т. 31. № 10. С. 909.
15. Артамонов М. Ф., Красов В. И., Паперный В. Л.// Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. № 23. С. 77.
16. Вихрев В. В., Иванов В. В., Кошелев К. Н.// Физика плазмы. 1982. Т. 8. № 6. С. 1211.
17. Вихрев В. В., Иванов В. В., Кошелев К. Н., Сидельников Ю. В.// ДАН СССР. 1982. Т. 262. № 6. С. 1361.

Статья поступила в редакцию 11 августа 2008 г.

## Possibilities to optimize multicharged ion source on the based of lowinductive vacuum spark discharge

A. N. Dolgov, D. E. Prokhorovich

Moscow Engineering Physics Institute, Moscow, Russia

Comparison of registrated parameters of low current and high current low inductive vacuum spark (LIVS) discharges is fulfilled. It is demonstrated that physical processes proceeding in both

*low current and high current LIVS discharges are similar. Possibilities to optimize LIVS discharges in the role of multicharged ion sources are found out.*

PACS: 41.75.-i

УДК 537.523.4:537.53

## Физические механизмы снижения напряжения пробоя в цепи стержневого молниеотвода с размыкаемым микроразрядником

Ю. К. Бобров, И. В. Журавков, Е. И. Остапенко, В. В. Стариков  
ГНЦ "Всероссийский электротехнический институт", Москва, Россия

Ю. В. Юргеленас

Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва, Россия

*Предложено физическое обоснование эффекта снижения пробивного напряжения воздушного промежутка в цепи с размыкаемым микроразрядником. Данный эффект может быть использован для повышения эффективности грозозащиты стержневым молниеотводом. Исследованы процессы в электрической цепи молниеотвода с микроразрядником при грозовом электрическом пробое. Показано, что размыкания микроразрядника могут приводить к резонансным перенапряжениям в цепи постоянного тока и в итоге — к эффективному уменьшению пробивного напряжения разрядного промежутка молниеотвод — грозовое облако.*

PACS: 07.50.-e

### Введение

Известно, что наиболее частой причиной аварийных отключений линий электропередач высокого и сверхвысокого напряжений являются поражения молниями.

Существенное повышение эффективности грозозащиты может быть достигнуто путем включения размыкающего устройства — размыкаемого микроразрядника (РМ) — в цепь между молниеприемником и заземлением. Эффект снижения напряжения пробоя воздушного промежутка в цепи с РМ (эффект Журавкова) был открыт и запатентован в Российской Федерации и США в 1998 г. [1]. Он иллюстрируется простой электрической схемой, приведенной на рис. 1.

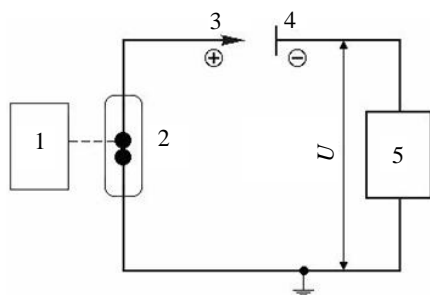


Рис. 1. Электрическая схема цепи с микроразрядником:

1 — привод микроразрядника; 2 — микроразрядник;  
3 — стержень; 4 — плоскость; 5 — источник напряжения

На воздушный промежуток "стержень—плоскость" подано постоянное напряжение  $U$ , меньшее пробивного значения для данного промежутка, причем "стержень" имеет положительный потенциал относительно "плоскости". В качестве дополнительного элемента в цепь включен РМ, представляющий собой два шара малого диаметра, закрепленных на пружинящих электродах, обеспечивающих замыкание контакта между шарами, так что после размыкания контакта они снова возвращаются в замкнутое состояние.

При размыкании микроразрядника может произойти электрический пробой промежутка при напряжении, меньшем пробивного значения более чем в два раза. Этот эффект имеет место только при положительной полярности стержня и отсутствует при отрицательной полярности.

Эффект наблюдался автором на реальном молниеотводе и затем был подтвержден на лабораторной установке с напряжениями до 40 кВ. К сожалению, несмотря на 10-летнюю историю, данный метод снижения напряжения пробоя пока не нашел промышленного применения и до сих пор не имел теоретического обоснования. В то же время схема устройства технически простая и не требует изменения формы существующих молниеотводов, обуславливая минимальные затраты на внедрение данной технологии грозозащиты.