

О реализации кулоновского взрыва в микропинче*А. Н. Долгов, Н. А. Клячин, Д. Е. Прохорович*

Приведены экспериментальные данные о генерации ионов МэВ-ных энергий в разряде типа Z-пинч в среде тяжелых элементов. Приведены оценочные расчеты, которые показывают, что уход убегающих электронов из области перетяжки способен привести к созданию в ней положительного объемного заряда и затем к кулоновскому взрыву плазмы, рождающему частицы высоких энергий.

Ключевые слова: микропинчевый разряд, убегающие электроны, избыточный положительный заряд, кулоновский взрыв плазмы.

Ссылка: Долгов А. Н., Клячин Н. А., Прохорович Д. Е. // Прикладная физика. 2019. № 3. С. 10.

Reference: A. N. Dolgov, N. A. Klyachin, and D. E. Prokhorovich, Prikl. Fiz., No. 3, 10 (2019).

Введение

Типичным для Z-пинчей в среде тяжелых элементов является образование «горячих точек» или микропинчей, которые формируются под воздействием магнитного поля протекающего в разряде тока как результат развития неустойчивостей плазменного канала в виде перетяжек. Согласно теоретической модели, наиболее адекватно отражающей всю совокупность имеющихся экспериментальных данных, процесс формирования микропинча происходит в две стадии. Канал тока претерпевает сначала первое сжатие, обусловленное вытеканием вещества из области перетяжки, до радиуса примерно 10^{-4} м, а вслед за тем второе сжатие, обусловленное излучательными потерями энергии, до радиуса порядка

10^{-6} – 10^{-5} м. Достижимые концентрации ионов в перетяжке в первом и втором сжатиях с учетом их зарядности могут составить 10^{25} м⁻³ и 10^{27} м⁻³, соответственно [1]. Авторы работы [2] путем оценочных расчетов показали, что генерация жесткого рентгеновского излучения, электронного пучка и ионов МэВ-ных энергий, которые регистрируются в экспериментах с Z-пинчами, может быть связана с кулоновским взрывом в микропинче. В процессе формирования микропинча в нем возникают условия для перехода электронов в режим непрерывного ускорения. Уход убегающих электронов из области перетяжки приводит к созданию в ней избыточного положительного заряда и затем к кулоновскому взрыву.

Целью данной работы является представление экспериментальных свидетельств в пользу предположения [15] о возможности реализации кулоновского взрыва в Z-пинче на стадии микропинча.

Постановка эксперимента

Установка, на которой были выполнены эксперименты, состоит из следующих узлов: вакуумной камеры с размещенным в ней электроразрядным устройством, средств вакуумной откачки, высоковольтной схемы, питающей электроразрядное устройство, и комплекса диагностических средств контроля режимов

Долгов Александр Николаевич¹, в.н.с., д.ф.-м.н.

Клячин Николай Альбертович², доцент, к.ф.-м.н.

Прохорович Дмитрий Евгеньевич^{1,2}, с.н.с., к.ф.-м.н.

¹ Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова (ВНИИА им. Н. Л. Духова).
Россия, 127055, Москва, ул. Сущевская, 22.

Тел. 8(495) 313-96-79.

E-mail: alnikdolgov@mail.ru; prokhorovich73@mail.ru

² НИЯУ МИФИ.

Россия, 115409, Москва, Каширское ш., 31.

Тел. 8(495) 788-56-99 доб. 9721.

E-mail: naklyachin@mephi.ru

Статья поступила в редакцию 5 декабря 2018 г.

© Долгов А. Н., Клячин Н. А., Прохорович Д. Е., 2019

разряда. Рабочая среда разряда низкоиндуктивной сильнотоочной вакуумной искры, реализуемого в данной установке, – пары материала электродов. В качестве материала электродов использовалась сталь марки Ст.3, т. е. практически чистое железо.

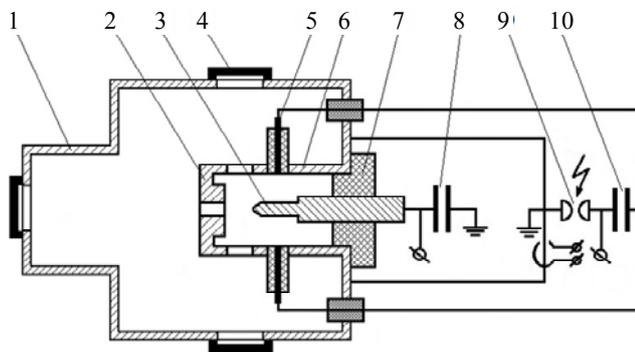


Рис. 1. Конструкция разрядного устройства с радиальной инициацией разряда: 1 – вакуумная камера; 2 – внешний электрод (анод); 3 – внутренний электрод (катод); 4 – диагностические окна; 5 – источник эрозионного типа (триггер); 6 – обратный токовод; 7 – разделительный изолятор; 8 – конденсаторная батарея в контуре основного разряда; 9 – управляемый трехэлектродный вакуумный разрядник; 10 – конденсаторная батарея триггерного устройства.

Конструкция разрядного устройства с радиальной инициацией разряда показана на рис. 1. Коаксиальная электродная система размещалась в откачиваемой камере (1) при давлении остаточных газов не более 10^{-4} Торр. Внутренний электрод (катод) цилиндрической формы диаметром 3 мм (3) в направлении внешнего электрода (анода) (2) заканчивался острием с углом раствора конуса 60° – 90° . Обратный токовод (6) оканчивался внешним цилиндрическим электродом (2) диаметром 20 мм с плоским основанием и отверстием $\varnothing 3$ мм на оси симметрии. Токоведущие цепи внутреннего и внешнего электродов, а также источников эрозионного типа (5) были разделены изолятором (7). Расстояние между электродами по оси симметрии разрядного устройства составляло 5–6 мм.

Конденсаторная батарея в контуре основного разряда заряжалась до напряжения 10–12 кВ, при этом достигаемая в разряде сила тока составляла 140–170 кА. Передний фронт разрядного тока составлял 1,5 мкс. Вакуумная камера имеет диагностические окна (4), которые позволяют наблюдать и исследовать

с помощью различных диагностических средств основные процессы, протекающие в электроразрядном устройстве, причём как вдоль оси разряда, так и в направлении, перпендикулярном данной оси.

Режим разряда контролировался путем регистрации следующих процессов: 1) производной тока магнитным зондом; 2) динамики вакуумного ультрафиолетового излучения (ВУФ) и мягкого рентгеновского излучения, испускаемого плазмой разряда на стадии формирования микропинча, с помощью вакуумного планарного фотодиода; 3) изображений, формируемых источниками излучения с длиной волны меньше $3\text{--}4 \text{ \AA}$, с помощью рентгеновской камеры-обскуры.

Характерным признаком пинчевания плазменного канала разряда является наличие так называемой «особенности» – резкого выброса на осциллограмме производной тока в районе прохождения ее через нулевую линию, т. е. вблизи максимума тока. Процесс формирования микропинча сопровождается всплеском ВУФ и мягкого рентгеновского излучения и образованием ярких источников излучения с длиной волны меньше $3\text{--}4 \text{ \AA}$ – «горячих точек» [3, 4].

Исследовалась также корпускулярная эмиссия из плазмы разряда. В осевом и радиальном по отношению к оси разряда направлении осуществлялась регистрация тока заряженных частиц на два коллектора, которые размещались в пределах единого вакуумного объема на расстоянии 1,8 м от электродной системы. С этой целью к диагностическим окнам вакуумноплотно пристыковывались пролетные трубы диаметром 8 см. Коллекторы имели потенциалы, смещенные относительно заземленного откачиваемого корпуса экспериментальной установки. Энергия регистрируемых частиц измерялась с помощью время-пролетной методики [5]. В качестве реперных временных меток использовались фотопик на сигнале с коллектора, а также токовая «особенность» на осциллограмме сигнала с магнитного зонда. С помощью трекового детектора осуществлялась регистрация потока ионов, распространяющегося в радиальном направлении. С этой целью в пределах вакуумной камеры на расстоянии 15 см от меж-

электродного промежутка размещалась полимерная пленка CR-39, которая зарекомендовала себя в качестве эффективного трекового детектора при регистрации ионной эмиссии из плазмы разряда низкоиндуктивной сильно-точной вакуумной искры [6]. На поверхность пленки направлялся по нормали к ней коллимированный пучок ионов из разряда. Между детектором и коллиматором располагалась область поперечного по отношению к направлению распространения ионного пучка и близкого к однородному по своей пространственной структуре магнитного поля индукцией $B = 0,05$ Тл и протяженностью $L = 8$ см, созданного парой съемных плоских постоянных магнитов. Измерение величины смещения ионного пучка в плоскости трекового детектора под действием приложенного магнитного поля позволяет оценить величину энергии наиболее высокоэнергетичных ионов, эмитируемых из разряда. Подсчет плотности треков на поверхности детектора, оставленных регистрируемыми ионами, после их визуализации путем травления детектора в водном растворе щелочи вплоть до проявления максимального количества треков позволяет измерить флюэнс ионов и оценить их общее количество.

Результаты эксперимента и их обсуждение

Количество N_e ускоренных или убегающих, т. е. перешедших в режим непрерывного ускорения, электронов рассчитывалось исходя из результатов регистрации электронной эмиссии в осевом направлении и предположения, что поток убегающих электронов равномерно распределен в пределах их следа в плазме разряда, наблюдаемого на рентгеновских обскурোগраммах в спектральном диапазоне $\lambda \sim 0,4$ нм. Результат $N_e \approx 10^{13}$ хорошо согласуется с теоретическими оценками количества убегающих в приосевой области электронов [7, 8] и оценками количества ускоренных до энергий $W_e \sim 200\text{--}300$ кэВ электронов на основе абсолютных измерений энергии жесткого рентгеновского излучения, испущенного из разряда [9]. По сигналу с радиально расположенного коллектора удалось зафиксировать группу ионов железа с энергией в диапазоне $\varepsilon_i \approx 1\text{--}5$ МэВ (см. рис. 2).

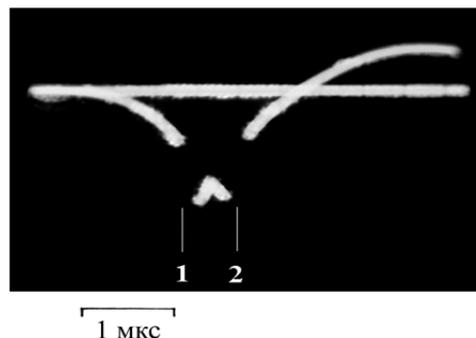


Рис. 2. Осциллограмма сигнала с радиально расположенного коллектора заряженных частиц. 1 – разрыв, соответствующий фотопику, возникающему под действием ВУФ-излучения в процессе пинчевания разряда; 2 – разрыв, соответствующий пику, формируемому, предположительно, группой ионов железа с энергией в диапазоне $\varepsilon_i \approx 1\text{--}5$ МэВ.

Сигнал с коллектора, расположенного на оси разряда, в то же время демонстрирует эмиссию ионов с несколько меньшими энергиями 0,6–1,2 МэВ (см. рис. 3).

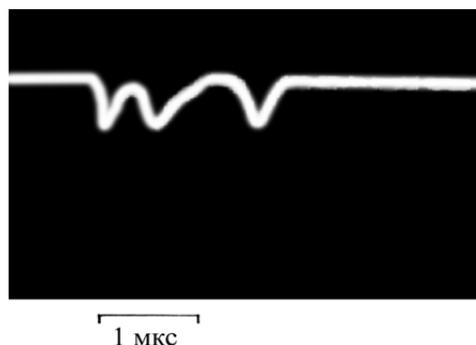


Рис. 3. Осциллограмма сигнала с осевого коллектора заряженных частиц. Первый пик – наводка, второй пик – фотопик, возникающий под действием ВУФ-излучения из разряда. Третий пик – соответствует приходу потока ионов на коллектор.

Вероятно, что этот поток ионов имеет ту же природу, но претерпел более заметное воздействие в результате торможения в периферийной плазме разряда. Ранее сообщалось о регистрации в осевом направлении ионов с энергиями ~ 50 кэВ. Их появление нашло объяснение в рамках модели радиационного сжатия [1] как результат формирования осевого потока плазмы в процессе второго сжатия пинча [10]. Зарегистрированное смещение

следа наиболее высокоэнергетичной компоненты ионной эмиссии из разряда, наблюдаемое на трековом детекторе и обусловленное воздействием приложенного магнитного поля, соответствует ожидаемому при энергии ионов $\varepsilon_i \approx 1\text{--}5$ МэВ. В предположении изотропности разлета частиц в пределах телесного угла 4π стерадиан получена оценка полного числа высокоэнергетичных ионов на уровне $N_i \approx 10^9\text{--}10^{10}$. Напрашивается вывод, что не все убегающие электроны участвуют в создании избыточного положительного заряда, ведущего к кулоновскому взрыву. Следует предположить, что переход части электронов в перетяжке в режим непрерывного ускорения является в своем роде спусковым механизмом, запускающим процесс кулоновского взрыва. Подобное явление возможно при условии, что область избыточного положительного заряда возникает в плазме перетяжки заранее в силу причин, независимых от развития ускорительных процессов, например, в результате пространственного разделения зарядов.

Исходя из зарегистрированной энергии ионов, закона сохранения энергии и первоначальной квазинейтральности плазмы в перетяжке оценим количество ионов N_i , которые могут принять участие в кулоновском взрыве:

$$N_i \approx (4\pi\varepsilon_0 r^2 \varepsilon_i) / (eZ)^2, \quad (1)$$

где Z – средняя кратность заряда иона в плазме перетяжки, равная примерно 6 в первом сжатии и 20 во втором сжатии [1]. Для первого и второго сжатий получим в качестве оценки числа ионов, участвующих в кулоновском взрыве, следующие величины: $10^9\text{--}10^{10}$ и $10^6\text{--}10^8$ соответственно. Следовательно, кулоновский взрыв, следы которого мы наблюдаем в виде потока ионов с энергиями $\varepsilon_i \approx 1\text{--}5$ МэВ, вряд ли может произойти на стадии второго сжатия микропинча, но вполне вероятен на стадии первого сжатия.

Воспользуемся следующими соотношениями для оценки характерного времени электрон-ионных столкновений и средней длины свободного пробега [11]:

$$\tau_{ei} = 4,5 \times 10^{-2} T_e^{3/2} / n_e, \quad (2)$$

$$\lambda_{ei} \approx \tau_{ei} v_e, \quad (3)$$

где T_e , n_e и v_e – температура в [К], концентрация в $[\text{см}^{-3}]$ и средняя скорость электронов в плазме при температуре T_e , соответственно, а размерность τ_{ei} – [с]. Осуществим также оценку характерных величин ларморовского радиуса заряженных частиц и радиуса Дебая:

$$r_{Le} = (2m_e \varepsilon_e)^{1/2} / (eB), \quad (4)$$

$$r_{Li} = (2M_i \varepsilon_e)^{1/2} / (eB), \quad (5)$$

$$r_D \approx [(2\varepsilon_0 \varepsilon_e) / (e^2 n_e)]^{1/2}, \quad (6)$$

где $\varepsilon_e \approx kT_e$, k – постоянная Больцмана, $B = \mu_0 I / (2\pi r)$ – индукция магнитного поля на границе перетяжки, μ_0 – магнитная постоянная. После реализации первого сжатия электронная температура составляет $T_e \approx 50$ эВ [1, 12] и $\tau_{ei} \approx 2 \times 10^{-13}$ с, $\lambda_{ei} \approx \lambda_{ii} \approx 10^{-6}$ м, $r_{Le} \approx 10^{-7}$ м, $r_{Li} \approx 3 \times 10^{-5}$ м, $r_D \approx 10^{-8}$ м. В условиях, когда $r_{Le} \ll \lambda_{ei} \ll r$ и $r_{Le} \ll r_{Li} \approx \lambda_i < r$, где r – радиус перетяжки, в приповерхностном слое толщиной порядка радиуса Дебая образуется область избыточного положительного заряда, а за пределами слоя – область избыточного отрицательного заряда. Слой содержит порядка $10^9\text{--}10^{10}$ ионов, заряд которых не скомпенсирован зарядом электронов.

Соотношение $\lambda_{ei} \ll r$ свидетельствует об эффективном нагреве ионной компоненты плазмы электронами. Более того, в условиях, когда скорость токового дрейфа электронов

$$u \approx I / (\pi r^2 e n_e) \approx 3 \times 10^5 \text{ м/с} \quad (7)$$

значительно превосходит среднюю тепловую скорость ионов

$$v_i \approx (2\varepsilon_e / M_i)^{1/2} \approx 10^4 \text{ м/с}, \quad (8)$$

в плазме должна происходить раскачка колебаний и значительное падение проводимости [13], что при сравнительно слабо изменяющейся силе тока в разряде приводит к быстрому в масштабах интервала времени между первым и вторым сжатиями разогреву плазмы. Кроме того для электронов с энергиями ≥ 1 кэВ нарушаются условия максвеллизации [14], т. е. начинается ускоренное возрастание высо-

коэнергетичной составляющей электронной компоненты в области сильного магнитного поля, где электроны замагничены, и убегание высокоэнергетичных электронов из перетяжки в приосевой области слабого магнитного поля.

После реализации второго сжатия электронная температура составляет $T_e \approx 1$ кэВ [1, 14, 15] и $\tau_{ei} \approx 10^{-13}$ с, $\lambda_{ei} \approx 2 \times 10^{-6}$ м, $r_{Le} \approx 3 \times 10^{-8}$ м, $r_{Li} \approx 6 \times 10^{-6}$ м, $r_D \approx 10^{-8}$ м. Радиационный канал потери энергии не работает, т. к. в плазме перетяжки практически не осталось L -ионов. Излучение K -ионов недостаточно мощное. Электроны в результате аномального падения проводимости плазмы на несколько порядков величины вследствие раскачки колебаний эффективно нагревают плазму, и ее регистрируемая температура достигает примерно 10 кэВ [1, 16]. Проведенные исследования корпускулярной эмиссии из плазмы микропинчевого разряда позволили зафиксировать устойчивое появление групп ионов с энергиями ~ 1 кэВ и ~ 10 –50 кэВ. При достигнутой температуре, как показывают результаты оценок, у электронов в приосевой области появляется возможность убегать из перетяжки, магнитное поле перестает удерживать плазму перетяжки, а т. к. интенсивность потерь энергии на излучение недостаточна (излучение K -спектра себя исчерпало), то нагрев плазмы может продолжаться. Таким образом, будет осуществляться нагрев плазмы в перетяжке в процессе ее расширения.

В дебаевском слое по-прежнему содержится $\sim 10^9$ – 10^{10} ионов. Механизм кулоновского взрыва в случае его реализации в указанных условиях должен был бы привести к появлению частиц с энергиями $\sim 0,1$ –1 ГэВ, однако таких частиц по их трекам, оставленным в пластиковом детекторе, обнаружить не удалось. Действительно, треки ионов с энергиями ~ 1 МэВ после травления представляют собой лунки практически полусферической формы. Треки частиц с энергиями $\sim 0,1$ –1 ГэВ должны иметь вытянутую форму, т. е. их протяженность должна заметно превышать их диаметр в поперечном сечении. Вероятно, образование области избыточного положительного заряда после второго сжатия затруднено. Попробуем указать возможные причины данного обстоятельства.

В отсутствие джоулева тепловыделения и диссипативных процессов сжатие токового

канала в Z -пинче магнитными силами представляло бы собой адиабатические незатухающие колебания [17]. Когда ток в разряде превышает значение Пизе-Брагинского [18, 19], доминирующие лучистые потери энергии превышают джоулево тепловыделение и уменьшают энергию радиальных колебаний плазмы [20]. Присутствие в плазме перетяжки значительных радиальных колебаний имеет экспериментальное подтверждение. Пространственно-временные измерения интенсивности мягкого рентгеновского излучения плазмы микропинчевого разряда, выполненные с высоким разрешением во времени и пространстве, позволили автору работ [21, 22] выявить свидетельства радиальных магнитно-звуковых колебаний в перетяжке в момент наибольшего сжатия. В [23] отмечалось, что наблюдаемый характер поляризации электрического поля волны в рентгеновском излучении многозарядных ионов микропинча может быть связан с раскачкой поперечных колебаний в области перетяжки и возникающими в связи с этим явлением значительными микроскопическими электрическими полями в процессе достижения максимального сжатия плазмы в перетяжке. Возможно, в этих условиях убегание электронов исключается.

Выполним некоторые дополнительные оценки. Расчет характерного времени ионных столкновений, т. е. продолжительности торможения (точнее потери радиально направленной скорости) ионов, совершающих поперечные колебания в плазме перетяжки после второго сжатия, согласно [11], можно приближенно выполнить следующим образом:

$$\tau_{ii} = (2M_i / m_e)^{1/2} (T_i / T_e)^{3/2} \tau_{ie}. \quad (9)$$

Если в качестве величины температуры мы примем среднюю кинетическую энергию ионов, приобретаемую в процессе второго сжатия $T_i \approx \langle \varepsilon_i \rangle 10^4$ эВ, $v_i = (2\langle \varepsilon_i \rangle / M_i)^{1/2} \approx 2 \times 10^5$ м/с, $T_e \approx 10^3$ эВ, то продолжительность торможения составит $\tau_{ii} \approx 10^{-9}$ с, что много больше времени второго сжатия [1], а длина свободного пробега ионов $\lambda_{ii} \approx 2 \times 10^{-4}$ м – много больше радиуса перетяжки, образующейся в результате второго сжатия. В этих условиях формирование дебаевского слоя становится невозможным.

В момент времени, когда электронная температура достигает величины 10 кэВ, напряженность квазистатического электрического поля резистивной природы можно оценить величиной:

$$E_{res} \approx IR / r \approx 10^{10} \text{ В/м}, \quad (10)$$

где $R \approx 10 \text{ Ом}$ – сопротивление плазмы перетяжки после второго сжатия [24], $r \approx 10^{-4} \text{ м}$ – радиус перетяжки. Если положить количество электронов в дебаевском слое (с учетом падения концентрации частиц примерно на 3 порядка величины в процессе расширения) равным:

$$N_e \approx 2\pi r^2 n_D n_e \approx 10^9 - 10^{10}, \quad (11)$$

то напряженность кулоновского поля нескомпенсированного положительного заряда ионов составит:

$$E_{col} \approx (eN_e) / (4\pi\epsilon_0 r^2) \approx \approx 10^8 - 10^9 \text{ В/м} \ll E_{res}. \quad (12)$$

Таким образом, в процессе нагрева и одновременного расширения плазмы перетяжки после второго сжатия, условия для реализации кулоновского взрыва могут отсутствовать.

Заключение

Экспериментальные данные, приведенные в настоящей работе, являются свидетельством возможной реализации кулоновского взрыва в области формирования микропинча в разряде типа Z-пинч в среде тяжелых элементов вследствие убегания ускоренных в осевом направлении высокоэнергетичных электронов. Энергия зарегистрированных ионов 1–5 МэВ соответствует величине, достижимой, согласно выполненным оценкам, в результате реализации кулоновского взрыва перетяжки на стадии, предшествующей радиационному сжатию и образованию «горячей точки» в микропинчевом разряде.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вихрев В. В., Иванов В. В., Кошелев К. Н. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. Вып. 6. С. 1211.

2. Орешкин В. И., Орешкин Е. В. // ЖТФ. 2017. Т. 87. Вып. 1. С. 34.
 3. Гольц Э. Я., Житник И. А., Кононов Э. Я., Мандельштам С. Л., Сидельников Ю. В. // ДАН СССР. 1975. Т. 200. № 3. С. 560.
 4. Веретенников В. А., Полухин С. Н., Семенов О. Г., Сидельников Ю. В. // Физика плазмы. 1981. Т. 7. № 6. С. 1199.
 5. Долгов А. Н., Прохорович Д. Е. // Прикладная физика. 2008. № 3. С. 52.
 6. Долгов А. Н., Клячин Н. А., Прохорович Д. Е. // ЖТФ. 2014. Т. 84. Вып. 12. С. 145.
 7. Hohl F., Gary S. P. // Phys. Fluids. 1977. Vol. 20. No. 4. P. 683.
 8. Долгов А. Н., Земченкова Н. В., Клячин Н. А., Прохорович Д. Е. // Физика плазмы. 2011. Т. 37. № 3. С. 194.
 9. Горбунов А. А., Гулин М. А., Долгов А. Н., Николаев О. В., Савелов А. С. // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 50. Вып. 7. С. 320.
 10. Долгов А. Н. // Физика плазмы. 1996. Т. 22. № 6. С. 629.
 11. Жданов С. К., Курнаев В. А., Романовский М. К., Цветков И. В. Основы физических процессов в плазме и плазменных установках. – М.: МИФИ, 2007.
 12. Weich B. L., Young F. C., Griem H. R. // J. Appl. Phys. 1993. Vol. 74. No. 4. P. 2260.
 13. Вихрев В. В., Иванов В. В., Кошелев К. Н. Препринт ИАЭ-3359/6. – М., 1980.
 14. Аверкиев В. В., Долгов А. Н., Ляпидевский В. К., Савёлов А. С., Салахутдинов Г. Х. // Физика плазмы. 1992. Т. 18. № 6. С. 724.
 15. Кошелев К. Н., Сидельников Ю. В., Вихрев В. В., Иванов В. В. Микропинчи в малоиндуктивных искрах и радиационное сжатие. В сборнике: Спектроскопия в горячей плазме многозарядных ионов. – М.: Наука, 1991.
 16. Долгов А. Н., Кириченко Н. Н., Ляпидевский В. К., Савелов А. С., Салахутдинов Г. Х. // Физика плазмы. 1993. Т. 19. № 1. С. 97.
 17. Мейерович Б. Э. Канал сильного тока. – М.: ООО "ФИМА". 1999.
 18. Pease R. S. // Proc. Phys. Soc. 1957. Vol. B70. No. 445. P. 11.
 19. Брагинский С. И. // ЖЭТФ. 1957. Т. 33. Вып. 9. С. 645.
 20. Shearer F.W. // Phys. Fluids. 1976. Vol. 19. No. 9. P. 1426.
 21. Миронов Б. Н. // Физика плазмы. 1994. Т. 20. № 6. С. 546.
 22. Миронов Б. Н. // Физика плазмы. 1994. Т. 20. № 10. С. 886.
 23. Долгов А. Н., Клячин Н. А., Прохорович Д. Е. // Физика плазмы. 2014. Т. 40. № 9. С. 836.
 24. Долгов А. Н., Вихрев В. В. // Физика плазмы. 2005. Т. 31. № 3. С. 290.

About the feasibility of the Coulomb explosion in micropinch

A. N. Dolgov¹, N. A. Klyachin², and D. E. Prokhorovich¹

¹ N. L. Dukhov All-Russian Research Institute of Automatics (VNIIA)
22 Sushevskaya st., Moscow, 127055, Russia
E-mail: alnikdolgov@mail.ru; prokhorovich73@mail.ru

² National Research Nuclear University "MEPhI"
31 Kashirskoe shosse, Moscow, 115409, Russia
E-mail: naklyachin@mephi.ru

Received December 5, 2018

Experimental data on the generation of MeV-energy ions in a Z-pinch discharge in a heavy element medium are presented. The estimation calculations show that the departure of escaping electrons from the hauling region can lead to the creation of a positive volume charge in it and then to the Coulomb explosion of plasma, which generates high-energy particles.

Keywords: micropinch discharge, escaping electron, the excess positive charge, Coulomb explosion of the plasma.

REFERENCES

1. V. V. Vikhrev, V. V. Ivanov, and K. N. Koshelev, *Fizika Plazmy (Sov.)* **8** (6), 1211 (1982).
2. V. I. Oreshkin and E. V. Oreshkin, *Technical Physics* **87** (1), 34 (2017).
3. E. Ya. Golts, I. A. Zhitnik, E. Ya. Kononov, S. L. Mandelstam, and Yu. V. Sidelnikov, *Doklady Akademii Nauk (Sov.)* **200** (3), 560 (1975).
4. V. A. Veretennikov, S. N. Polukhin, O. G. Semenov, and Y. V. Sidelnikov, *Fizika Plazmy (Sov.)* **7** (6), 1199 (1981).
5. A. N. Dolgov and D. E. Prokhorovich, *Prikl. Fiz.*, No. 3, 52 (2008).
6. A. N. Dolgov, N. A. Klyachin, and D. E. Prokhorovich, *Technical Physics* **84** (12), 145 (2014).
7. F. Hohl and S. P. Gary, *Phys. Fluids* **20** (4), 683 (1977).
8. A. N. Dolgov, N. In. Zemchenkov, N. A. Klyachin, and D. E. Prokhorovich, *Plasma Physics Reports* **37** (3), 194 (2011).
9. A. A. Gorbunov, M. A. Gulin, A. N. Dolgov, O. V. Nikolaev, and A. S. Savelov, *Pis'ma ZhETF (Sov.)* **50** (7), 320 (1989).
10. A. N. Dolgov, *Plasma Physics Reports* **22** (6), 629 (1996).
11. S. K. Zhdanov, V. A. Kurnaev, M. K. Romanovskii, and I. V. Tsvetkov, *Fundamentals of Physical Processes in Plasma and Plasma Systems* (MEPhI, Moscow, 2007) [in Russian].
12. B. L. Weich, F. C. Young, and H. R. Griem, *J. Appl. Phys.* **74** (4), 2260 (1993).
13. V. V. Vikhrev, V. V. Ivanov, and K. N. Koshelev, Preprint IAE-3359/6 (Moscow, 1980) [in Russian].
14. V. V. Averkiev, A. N. Dolgov, V. Liapidevskii, A. S. Savelov, and G. H. Salakhutdinov, *Plasma Physics Reports* **18** (6), 724 (1992).
15. K. N. Koshelev, Y. V. Sidelnikov, V. V. Vikhrev, and V. V. Ivanov, *Micropinch in a low-inductance sparks and radiation compression Spectroscopy in a hot plasma of multicharged ions* (Nauka, Moscow, 1991) [in Russian].
16. A. N. Dolgov, N. N. Kirichenko, V. Liapidevskii, A. S. Savelov, and G. H. Salakhutdinov, *Plasma Physics Reports* **19** (1), 97 (1993).
17. B. E. Meyerovich, *Strong Current Channel* (OOO "FIMA", Moscow, 1999).
18. R. S. Pease, *Proc. Phys. Soc.* **B70** (445), 11 (1957).
19. S. I. Braginsky, *ZhETF (Sov.)* **33** (9), 645 (1957).
20. F. W. Shearer, *Phys. Fluids* **19** (9), 1426 (1976).
21. B. N. Mironov, *Plasma Physics Reports* **20** (6), 546 (1994).
22. B. N. Mironov, *Plasma Physics Reports* **20** (10), 886 (1994).
23. A. N. Dolgov, N. A. Klyachin, and D. E. Prokhorovich, *Plasma Physics Reports* **40** (9), 836 (2014).
24. A. N. Dolgov and V. V. Vikhrev, *Plasma Physics Reports* **31** (3), 290 (2005).