

**Результаты регистрации линейчатого рентгеновского спектра излучения микропинчевого разряда при моноимпульсной экспозиции детектора***А. Н. Долгов, Н. А. Клячин, Д. Е. Прохорович*

*Продемонстрирована высокая эффективность диффузионной камеры в качестве детектора мягкого рентгеновского излучения для исследований импульсной высокотемпературной плазмы методами дифракционной спектроскопии высокого разрешения. В виде отдельных линий в спектре излучения низкоиндуктивной вакуумной искры удалось зарегистрировать характеристическое излучение  $K_\alpha$  и  $K_\beta$  железа и излучение многозарядных ионов  $FeXVIII \div FeXXV$ . Согласно полученным результатам, признаком перехода к радиационному сжатию микропинча является появление в спектре излучения линии иона  $FeXVIII$ , что соответствует представлениям модели радиационного сжатия. На основе полученных экспериментальных данных высказана гипотеза о существовании механизма распада микропинча, отличающегося от ранее предложенного и обычно принимаемого во внимание перегревного механизма.*

*Ключевые слова:* микропинчевый разряд, излучение многозарядных ионов, диффузионная камера.

**Ссылка:** Долгов А. Н., Клячин Н. А., Прохорович Д. Е. // Успехи прикладной физики. 2018. Т. 6. № 6. С. 463.

**Reference:** A. N. Dolgov, N. A. Klyachin, and D. E. Prokhorovich, Usp. Prikl. Fiz. 6 (6), 463 (2018).

**Введение**

Специфика диагностики однократных импульсов ионизирующего излучения длительно-стью менее времени разрешения детектора связано с необходимостью регистрации одновременно большого количества частиц. Для получения максимума информации об источнике ионизирующего излучения средство диагностики должно обеспечивать регистрацию параметров отдельных частиц. Задача может быть с успехом решена, например, путем применения трековых детекторов.

Преимущества трековых детекторов типа конденсационных камер (диффузионная, конвективная, камера Вильсона) [1–3] состоят в следующем. Энергия образования элементарного сигнала (наименьшего возможного следа регистрируемой

частицы в виде единичной капельки жидкости, сконденсировавшейся из насыщенного пара) минимальна, а именно, менее 100 эВ. Структура треков позволяет идентифицировать вид частиц, определять их энергию. Видимое изображение, состоящее из треков, формируется сразу же после облучения, т. е. наглядная информация об источнике может быть получена непосредственно в ходе эксперимента [4–7].

Цель описанных ниже экспериментов состояла в регистрации характеристического спектра излучения плазмы железа в сильноточном разряде типа быстрый Z-пинч с использованием в качестве детектора малогабаритной диффузионной камеры. Характерной особенностью данного типа разрядов является формирование локальных – размером менее 0,1 мм – областей горячей ( $T_e \approx 1$  кэВ) и плотной ( $n_e \approx 10^{22}$  см<sup>-3</sup>) плазмы, интенсивно излучающей в мягком рентгеновском диапазоне спектра. Указанные области, т. н. микропинчи, формируются в результате развития процесса пинчевания, т. е. обжатия плазменного канала тока собственным магнитным полем, причём в условиях высокого уровня лучистых потерь энергии плазмой [8, 9]. В литературе эти области часто называют «плазменными точками» (ПТ), т. к. в силу их микронных размеров получаемые рентгеновские изображения данных объектов выглядят как изображения точечных источников.

Долгов Александр Николаевич<sup>1</sup>, в.н.с., д.ф.-м.н.

Клячин Николай Альбертович<sup>2</sup>, доцент, к.ф.-м.н.

Прохорович Дмитрий Евгеньевич<sup>1</sup>, с.н.с., к.ф.-м.н.

<sup>1</sup> ВНИИА им. Н. Л. Духова.

Россия, 127055, Москва, ул. Сушевская, 22.

Тел.: 8(495) 313-96-79, 8(495) 400-19-48.

E-mail: alnikdolgov@mail.ru; vnii4@vniia.ru

<sup>2</sup> НИЯУ МИФИ.

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

Тел. 8(495) 788-56-99 9721. E-mail: naklyachin@mephi.ru

Статья поступила в редакцию 26 июля 2018 г.

© Долгов А. Н., Клячин Н. А., Прохорович Д. Е., 2018

### Схема эксперимента

Эксперименты проводились на установке типа низкоиндуктивной сильноточной вакуумной искры [10]. Схема установки представлена на рис. 1.

Подобные достаточно простые по своей конструкции и условиям эксплуатации устройства

находят применение для моделирования физических процессов, протекающих в уникальных импульсных электроразрядных источниках мягкого рентгеновского излучения высокой мощности с токами в десятки мегампер [11, 12], а также в качестве источников многозарядных ионов, вакуумного ультрафиолета для решения различных прикладных задач [13, 14].

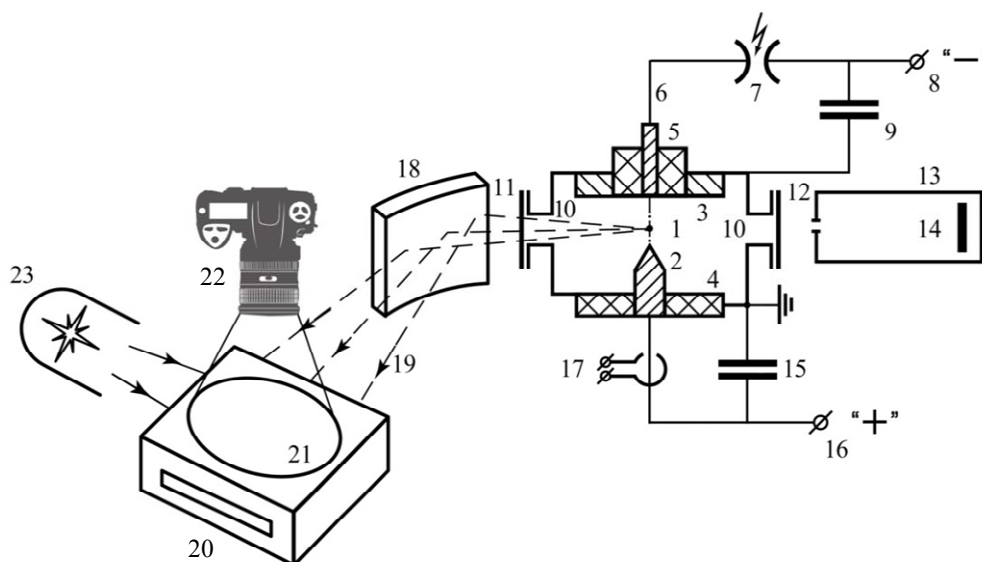


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 – микропинч; 2 – анод; 3 – катод; 4 – изолятор; 5 – фторпластовая втулка; 6 – поджигающий электрод; 7 – управляемый разрядник в цепи иницирования вакуумной искры; 8 – источник высокого напряжения в цепи иницирования; 9 – конденсатор в цепи иницирования; 10 – вакуумная камера; 11 и 12 – бериллиевые фильтры; 13 – камера-обскура; 14 – рентгеновская фотопленка; 15 – батарея низкоиндуктивных конденсаторов в цепи вакуумной искры; 16 – источник высокого напряжения в цепи вакуумной искры; 17 – магнитный зонд (пояс Роговского в режиме трансформатора тока); 18 – кристаллический анализатор рентгеновского излучения; 19 – диспергированное рентгеновское излучение; 20 – диффузионная камера; 21 – стеклянное окно диффузионной камеры; 22 – фотоаппарат; 23 – импульсная лампа.

Искровой разряд осуществлялся в вакуумной камере, откачанной до  $10^{-5} \div 10^{-4}$  Торр, в продуктах эрозии электродов разрядного устройства. Электроды (анод – конический, катод – плоский) были изготовлены из стали марки Ст.3. Таким образом, основным элементом, присутствующим в плазме разряда, было железо. Угол раствора конической поверхности анода составлял изначально  $60 \div 90$  угловых градусов, диаметр основания конуса – 4 мм. Диаметр обращенной к аноду плоской поверхности катода – 20 мм. Расстояние между электродами составляло в ходе экспериментов  $5 \div 7$  мм.

Разряд инициировался слаботочным пробоем по поверхности диэлектрика (материал – фторопласт), встроенного в катод, что вызывало инжекцию форплазмы с поверхности катода по оси симметрии системы в межэлектродное пространство. Описанная система иницирования разряда была призвана повысить вероятность успешного разви-

тия процесса пинчевания токового канала в разряде вплоть до образования яркого, практически точечного источника излучения плазмы железа в характеристическом спектральном диапазоне  $K_{\alpha} \div K_{\beta}$ . Достижимый в разряде ток составлял 120 кА при времени нарастания тока 1 мкс. Рутинный контроль режима разряда осуществлялся с помощью магнитного зонда, регистрировавшего производную тока в разряде. Показателем успешного развития процесса пинчевания являлось наличие так называемой особенности на осциллограмме сигнала с магнитного зонда [15], а именно, резкого всплеска сигнала примерно в районе максимума тока.

Предварительно выполненное обскурорафирование плазмы разряда показало, что, во-первых, в спектральном диапазоне  $\lambda < 0,4$  нм наиболее ярким источником излучения является микропинч, во-вторых, в условиях проводимого эксперимента

сжатие плазмы разряда собственным магнитным полем приводит к формированию микропинча с вероятностью около 90÷95 %. Обскурография производилась путем выведения рентгеновского излучения за пределы вакуумной камеры через вакуумноплотное бериллиевое окно, имеющего толщину 100 мкм. Изображение в камере-обскуре формировалось отверстием диаметром 0,2 мм, выполненным в свинцовой диафрагме толщиной также 0,2 мм. В качестве детектора была использована медицинская рентгеновская фотопленка.

С целью изучения спектрального состава рентгеновского излучения разряда в области К-спектра железа в диапазоне 0,17÷0,20 нм использовался фокусирующий спектрограф по схеме Иоганна на кристалле LiF ( $2d = 0,4026$  нм) с радиусом изгиба 300 мм и дисперсией  $10^{-3}$  нм/мм. Регистрация рентгеновского излучения в эксперименте осуществлялась с помощью компактной диффузионной камеры специальной конструкции (рис. 2).

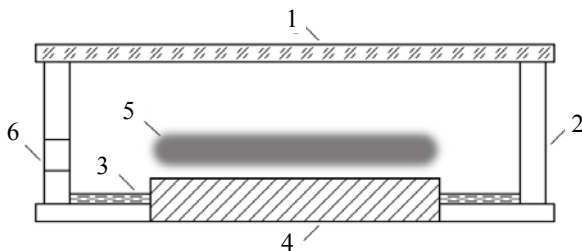


Рис. 2. Конструкция диффузионной камеры: 1 – стеклянное окно (крышка); 2 – боковая диэлектрическая стенка; 3 – испаритель; 4 – охлаждаемое дно; 5 – чувствительный слой; 6 – входное окно для ионизирующего излучения.

Камера (см. рис. 2) имеет вертикальные стенки, выполненные из диэлектрического материала, обладающего низкой теплопроводностью, а также горизонтальное стеклянное окно (крышка) и массивное металлическое дно, снабжённое каналами для транспортировки хладагента. В периферийной части дна камеры расположен испаритель – пропитанная рабочей жидкостью ткань при температуре, близкой к комнатной. Температура дна камеры примерно на 80 °С ниже температуры крышки и стенок камеры, что обеспечивается присутствием хладагента в виде сжиженного азота. Рабочая среда детектора – смесь воздуха при атмосферном давлении и паров этилового спирта. Насыщенные пары спирта диффундируют в область низких температур, постепенно становясь все более перенасыщенными. В результате, вблизи дна формируется горизонтальный чувствительный слой парогазовой смеси, т. е. область с перенасыщением, достаточным для конденсации пара на возникающих ионах. Чувствительный слой имеет диаметр 100 мм и толщину примерно 3 мм. Про-

шедшая через чувствительный слой заряженная частица оставляет на своем пути цепочку центров конденсации – ионов, на которых вырастают капли размером до 30 мкм. Заряженными частицами в нашем случае являются вторичные электроны, рождающиеся при прохождении квантов рентгеновского излучения через парогазовую смесь. Под действием силы тяжести капли сконденсировавшейся жидкости, образующие трек, падают на дно камеры за время порядка 0,5 с [5].

На рис. 3 и рис. 4 показана зависимость эффективности регистрации рентгеновских квантов  $\eta$  и среднего пробега вторичных электронов  $L$  от энергии квантов  $E = h\nu$ .

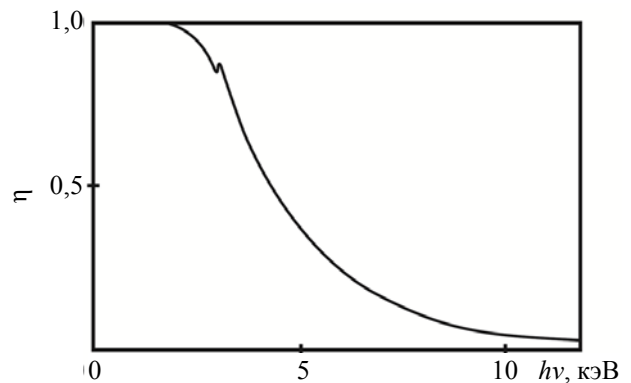


Рис. 3. Зависимость эффективности регистрации  $\eta$  квантов рентгеновского излучения от энергии квантов  $E = h\nu$ .

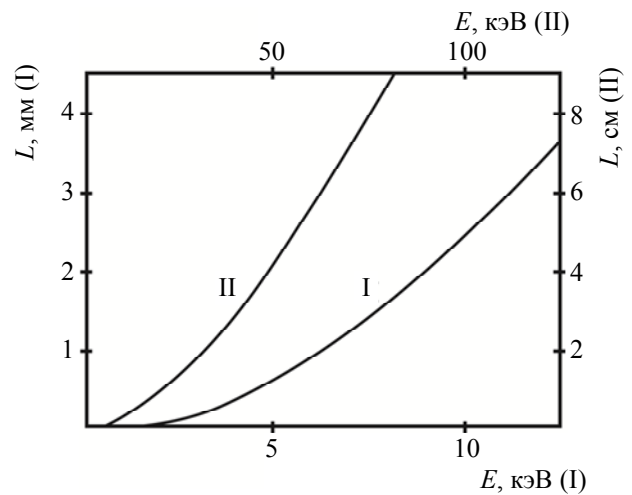
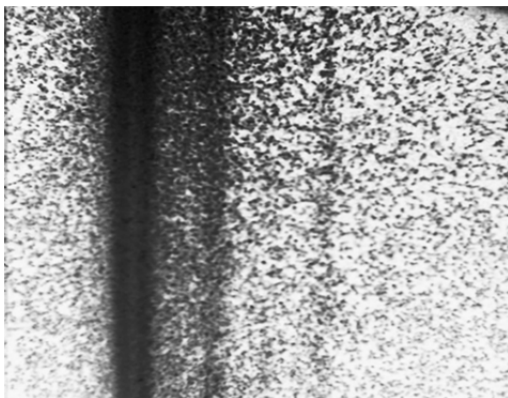


Рис. 4. Зависимости средней длины пробега вторичных электронов  $L$  от энергии  $E$  кванта рентгеновского излучения в различных диапазонах (I и II).

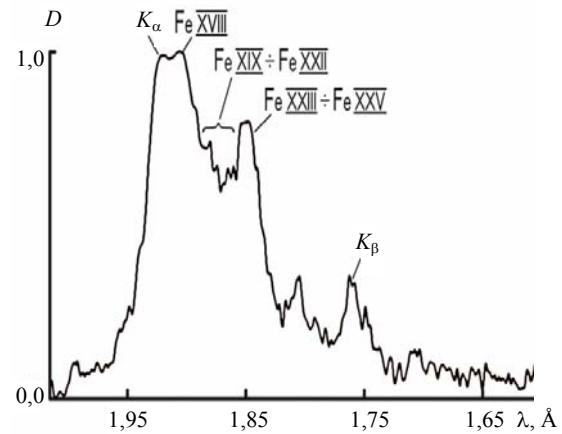
Рисунки наглядно демонстрирует высокую эффективность регистрации для квантов с энергиями до нескольких килоэлектронвольт. При этом пространственное разрешение, определяемое пробегом вторичных электронов, составляет доли миллиметра. Диапазон линейности по потоку квантов заданной энергии определяется пересы-

щением и промежутком времени между облучением рабочего объема камеры и моментом регистрации треков. Линейность будет наблюдаться в том случае, когда к моменту регистрации треков в областях с максимальной плотностью ионизации еще остается пар, способный конденсироваться. Максимальный размер капель достигается за время порядка 300 мс. Регистрация треков с меньшей задержкой обеспечивает линейность до плотности ионизации, достигаемой в самих треках, составляющей  $10^4$  кэВ/см<sup>3</sup> для электронов с энергиями свыше 10 кэВ. Минимальная плотность ионизации ограничена капельным фоном и фоновыми треками, что в сумме составляет менее 1 кэВ/см<sup>3</sup>. С учетом эффективности камеры диапазон линейности отклика детектора на количество пронизывающих рабочий объем камеры квантов рентгеновского излучения составляет  $10^0 \div 10^5$  квантов/см<sup>2</sup> [5].



а

Пучок излучения плазмы, прошедший через бериллиевое окно в стенке вакуумной камеры разрядного устройства, направлялся в чувствительный слой диффузионной камеры после отражения от диспергирующего кристалла. Диффузионная камера располагалась таким образом, чтобы круг Роуланда проходил внутри ее рабочего объема в плоскости чувствительного слоя. Входное окно в стенке диффузионной камеры, предназначенное для транспортировки регистрируемого излучения, имело ширину 50 мм (по горизонтали, т. е. в направлении дисперсии) и высоту 20 мм. В экспериментах оно дополнительно закрывалось пленкой лавсана толщиной 12 мкм. Треки освещались импульсной лампой с временем свечения 1 мс и задержкой относительно момента разряда 300 мс и фиксировались фотоаппаратом. В дальнейшем при обработке снимков производилось их фотометрирование (см. рис. 5).



б

Рис. 5. Экспериментальные данные: а – фотография регистрируемой в диффузионной камере картины треков; б – фотометрическая пропись изображения, полученного в рабочем объеме камеры – денситограмма характеристического спектра излучения плазмы железа ( $K_{\alpha} + FeXVIII-FeXX + FeXXIII-FeXXV + K_{\beta}$ ).

### Результаты эксперимента

Диффузионная камера показала себя эффективным детектором рентгеновского излучения в спектральном диапазоне  $0,17 \div 0,20$  нм, что продемонстрировано на рис. 6, а–в.

В отсутствие регистрируемого диффузионной камерой спектра в диапазоне  $K_{\alpha} \div K_{\beta}$  железа отсутствует также и изображение ПТ на фотоэмulsionном детекторе камеры-обскуры. И наоборот, отсутствие изображения ПТ на обскурограмме однозначно означало отсутствие регистрируемого диффузионной камерой спектра излучения в вышеуказанном диапазоне.

В виде отдельных линий в спектре удалось зарегистрировать характеристическое излучение  $K_{\alpha}$  и  $K_{\beta}$  железа и излучение многозарядных ионов  $FeXVIII \div FeXXV$ . Излучение водородоподобного

иона железа  $FeXXVI$  зарегистрировать не удалось. Линии излучения низкозарядных ионов сливались и не были различимы.

Идентификация наблюдаемых в спектре линий характеристического излучения и линий излучения многозарядных ионов осуществлялось путем сравнения денситограмм зарегистрированных нами спектров с денситограммами спектров излучения микропинчевых разрядов в плазме железа, приводимых в научной литературе авторами, качество работ которых не может вызывать сомнений [16–18]. Форма регистрируемого спектра варьируется от разряда к разряду.

Появление линии  $K_{\alpha}$  в спектре регистрируемого излучения всегда сопровождается появлением излучения иона  $FeXVIII$  и изображением ПТ на обскурограмме.

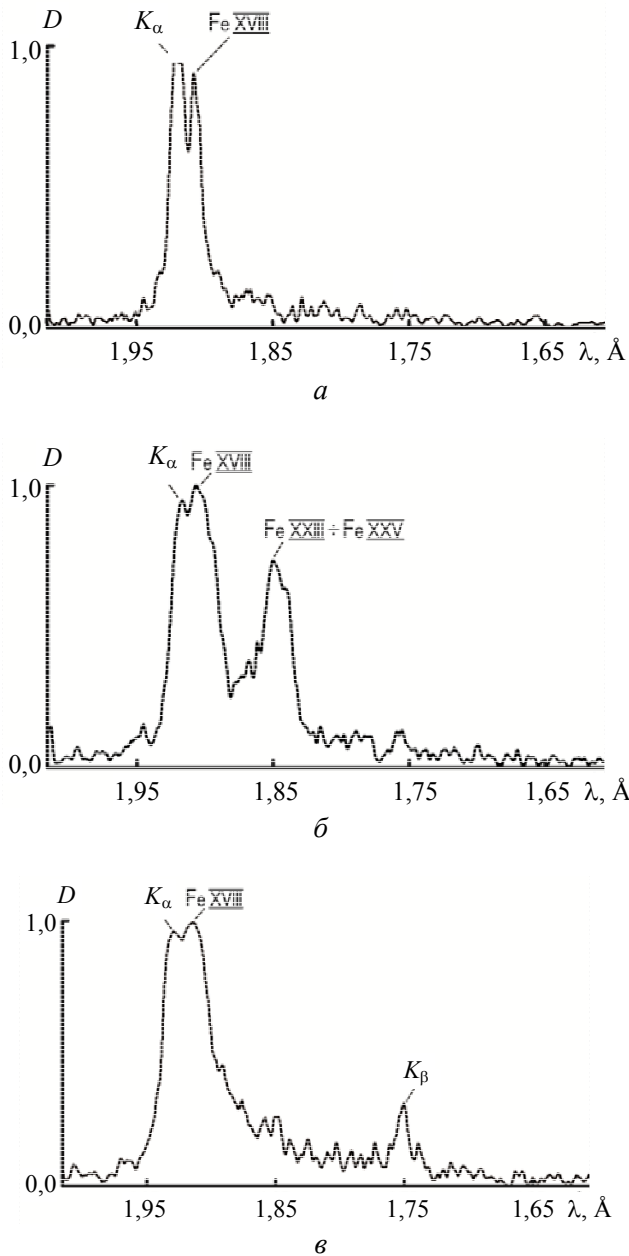


Рис. 6. Зарегистрированные в различных разрядах характеристические спектры рентгеновского излучения: а – ( $K_\alpha$  +  $Fe\ XVIII$ ); б – ( $K_\alpha$  +  $Fe\ XVIII$  +  $Fe\ XXIII$ - $Fe\ XXV$ ); в – ( $K_\alpha$  +  $Fe\ XVIII$  +  $K_\beta$ ).

Регулярно наблюдается смещение от среднего положения, определяемого по положению пиков, соответствующих  $K_\alpha$  и  $K_\beta$ , линий излучения ионов  $Fe\ XXIII \div Fe\ XXV$ . Величина смещения составляет примерно  $(2 \div 3) \times 10^{-4}$  нм.

Если на прописи спектра изображения, отвечающие излучению  $K_\alpha$ -линии и линии иона  $Fe\ XVIII$ , разделены глубоким провалом, то не регистрируется излучение ионов наиболее высоких зарядностей  $Fe\ XXIII \div Fe\ XXV$  (см. рис. 6, а).

Излучение линии  $K_\beta$  наблюдается далеко не в каждом разряде, а только примерно в 40 % случаев. Наличие в спектре излучения ионов наиболее

высоких зарядностей  $Fe\ XXIII \div Fe\ XXV$  (из числа зарегистрированных) не гарантирует появление в спектре излучения линии  $K_\beta$  (см. рис. 6, б и в).

Появление в спектре линий ионов  $Fe\ XXIII \div Fe\ XXV$  обычно сопровождается возрастанием вклада излучения ионов  $Fe\ XIX \div Fe\ XXII$ .

### Обсуждение результатов эксперимента

Формирование микропинча однозначно связано с образованием многозарядных ионов в плазме разряда, т. е. плазма ПТ содержит многозарядные ионы до кратности, по крайней мере, равной 24.

Наблюдаемому смещению от среднего положения линий  $Fe\ XXIII \div Fe\ XXV$  соответствует, исходя из доплеровского механизма смещения, радиальная скорость ионов порядка  $(2 \div 3) \times 10^5$  м/с или кинетическая энергия порядка 10–20 кэВ. В зарегистрированном спектре корпускулярной эмиссии микропинча в плазме железа действительно зарегистрирована группа ионов с такими энергиями [19].

Наблюдение в спектре излучения ПТ линий ионов, по крайней мере, 17-й зарядности говорит о том, что достижение именно данной кратности ионизации ионной компоненты плазмы пинча в перетяжке токового канала делает возможным сжатие перетяжки до микронных размеров, т. е. формирование ПТ. Теоретическая модель радиационного сжатия плазмы в микропинчевом разряде указывает на то, что как раз в момент появления в плазме железа ионов  $Fe\ XVIII$  происходит перемена режима сжатия: переход от магнитогидродинамического к радиационному [8]. В этом пункте можно усмотреть хорошее совпадение предсказаний теоретической модели и результатов эксперимента.

Появление в спектре излучения ионов  $Fe\ XXIV \div Fe\ XXV$  при наличии линии иона  $Fe\ XVIII$  является необязательным, т. е. переход к радиационному совсем не означает, что сжатие будет происходить до достижения условий, необходимых для появления в плазме микропинча ионов максимальной возможной зарядности  $Fe\ XXIV \div Fe\ XXV$ . Модель радиационного сжатия предсказывает, что ионы высокой зарядности  $Fe\ XXIV \div Fe\ XXV$  появляются на стадии развала микропинча, когда под действием развившегося аномального сопротивления происходит перегрев плазмы и ее быстрое расширение. Одновременно скачок сопротивления токового канала должен приводить к скачку напряженности электрического поля и ускорению электронной компоненты в приосевой области токового канала. В экспериментальных исследованиях действи-

тельно получены однозначные свидетельства того, что в микропинчевом разряде в области и в момент существования микропинча формируется поток надтепловых электронов. Свидетельства эти получены как косвенно (по спектру тормозного излучения, поляризации рентгеновского излучения), так и путем прямой регистрации электронного пучка с неравновесным распределением частиц по энергиям [20–24].

Те экспериментальные результаты, что указывают на усиление вклада в регистрируемый спектр излучения ионов  $\text{FeXIX} \div \text{FeXXII}$  с появлением в спектре излучения ионов  $\text{FeXXIII} \div \text{FeXXV}$  также свидетельствуют в пользу выводов модели радиационного сжатия. Согласно модели, сжатие микропинчевой области может происходить до тех пор, пока линейная плотность частиц не упадет ниже некоторого критического значения. Следовательно, для более глубокого сжатия, отличающегося большей достигаемой кратностью ионизации атомарных частиц, с учетом ухода частиц из области сжатия требуется большее число частиц в микропинче на начальной стадии сжатия. Соответственно, усиливается вклад в спектр излучения ионов, существующих в микропинче на начальной стадии сжатия.

Можно, однако, усмотреть и некоторое противоречие между результатами эксперимента и предсказаниями модели в том, что появление линий  $K_\alpha$  и излучения иона  $\text{FeXVIII}$  не всегда сопровождается появлением в спектре излучения ионов  $\text{FeXXIII} \div \text{FeXXV}$ , т. е. появление линии  $K_\alpha$  (и  $K_\beta$ ) связано, согласно данным [25, 26], с рождением быстрых частиц. Т. е. развитие аномального сопротивления и ускорительных процессов может происходить уже на стадии перехода к радиационному сжатию, а не только на стадии развала микропинча, что согласуется с оценками, выполненными в [21]. В этом случае аномальный разогрев плазмы микропинча оказывается необходимым условием повышения кратности ионизации вплоть до появления  $L$ -ионов, просветления плазмы для собственного излучения и перехода к радиационному сжатию.

Появление  $K_\alpha$  линии необязательно сопровождается появлением в спектре линии  $K_\beta$ . Если рождение  $K_\alpha$  и  $K_\beta$  линий связано с торможением на поверхности электрода или в холодной плазме у поверхности электрода, то трудно объяснить приведенное выше обстоятельство. Однако легко дать объяснение этому факту, если принять, что характеристическое излучение возникает под действием быстрых электронов в основном в плазме микропинча. В этом случае отсутствие  $K_\beta$  линии может означать, что на пути пучка электронов не оказалось ионов с кратностью ионизации ниже 16-й,

а именно такая ситуация складывается в момент перехода к радиационному сжатию. Таким образом регулярное присутствие в спектре излучения  $K_\beta$  линии может свидетельствовать о опережающем развитии ускорительных процессов для электронной компоненты по отношению к процессу распада микропинча. Кстати, в пользу последнего предположения свидетельствует еще один экспериментальный факт, а именно, наблюдение на рентгеновских обскурограммах, регистрируемых в спектральном диапазоне  $\lambda < 0,4$  нм, следа в периферийной плазме разряда пучка быстрых электронов при отсутствии на этих же обскурограммах изображения ПТ. В тоже время обскурограммы, регистрирующие излучение  $\lambda < 1,5$  нм, показывают, что магнитогидродинамическая стадия сжатия перетяжки состоялась и микропинч радиусом порядка 100 мкм сформировался [27]. Численные оценки на основе экспериментальных данных [28] и модельные расчеты, выполненные для плазмы железа [8], показывают, что изображение микропинча в диапазоне  $\lambda < 1,5$  нм формируется в основном линейчатым и рекомбинационным излучением  $L$ -ионов, т. е. ионов начиная с  $\text{FeXVIII}$  и далее бóльшей кратности. Кроме того, принимая во внимание, что, согласно модельным представлениям, процессы ускорения электронов в квазистатическом электрическом поле и распада микропинча должны идти параллельно, можно предположить существование иного механизма распада микропинча, кроме аномального перегрева плазмы.

### Заключение

Диффузионная камера показала себя удобным и информативным средством диагностики для исследования импульсной высокотемпературной плазмы. Удобство состоит в том, что информация, необходимая для контроля характера процессов, протекающих в системе (разрядном устройстве), предоставляется практически on-line. Информативность – высокие чувствительность и пространственное разрешение позволили различать особенности и детали регистрируемых спектров, получаемых за единичный разряд, что не удалось бы при использовании в качестве детектора, например, рентгеновской фотопленки. Использование рентгеновского электронно-оптического преобразователя (ЭОП) может вести к некоторой потере пространственного разрешения при увеличении толщины конвертора – слоя сцинтиллятора, преобразующего рентгеновское излучение в излучение видимого диапазона – с целью увеличения чувствительности. Необходим здесь поиск оптимума.

Зарегистрированные спектры рентгеновского излучения микропинчевого разряда в плазме железа позволили обнаружить радиальное движение излучающих ионов со скоростью порядка  $(2\div 3)\times 10^5$  м/с, что согласуется с ранее полученными результатами изучения корпускулярной эмиссии из микропинчевого разряда.

Согласно нашим результатам, признаком перехода к радиационному сжатию микропинча является появление в спектре излучения линии иона FeXVIII. Получены свидетельства опережающего развития ускорительных процессов (ускорение электронов в квазистатическом электрическом поле) по сравнению с процессом распада микропинча, что противоречит выводам теоретической модели радиационного сжатия.

На основе полученных экспериментальных данных высказана гипотеза о существовании механизма распада микропинча, отличающегося от ранее предложенного и обычно принимаемого во внимание, а именно, перегревного механизма.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ииханов Б. С., Капитонов И. М., Кэбин Э. И. Частицы и ядра. – М.: Изд-во Либроком, 2013.
2. Горбачев С. Г. // Радиационная гигиена. 2009. Т. 2. № 2. С. 53.
3. Полухина Н. Г. // УФН. 2012. Т. 182. № 6. С. 656.
4. Ляпидевский В. К. // УФН. 1958. Т. 66. № 1. С. 111.
5. Веретенников В. А., Клячин Н. А., Крохин О. Н., Ляпидевский В. К., Семенов О. Г. // Физика плазмы. 1988. Т. 14. № 8. С. 993.
6. Клячин Н. А., Ляпидевский В. К., Максимов В. Ю. // ПТЭ. 1991. № 2. С. 77.
7. Калашников Н. П., Клячин Н. А., Поваляев О. А., Хоменко С. В. // Физическое образование в вузах. 2011. Т. 17. № 3. С. 42.

8. Вихрев В. В., Иванов В. В., Кошелев К. Н. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. № 6. С. 1211.
9. Блинные С. И., Имшенник В. С. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. С. 193.
10. Баронова Е. О., Вихрев В. В., Гурей А. Е., Долгов А. Н., Караев К. Т., Семенов О. Г. // Физика плазмы. 1998. Т. 24. № 1. С. 25.
11. Cuneo M. E., Waisman E. M., Lebedev S. V. et al. // Phys. Rev. E. 2005. Vol. 71. P. 046406.
12. Сорокин С. Ф. // Физика плазмы. 2013. Т. 39. № 2. С. 162.
13. Debolt N., Herscovitch A., Johnson B. M. et al. // Rev. Sci. Instrum. 2002. Vol. 73. No. 2. Pt. 2. P. 741.
14. Bernal L., Bruzzone H. // Plasma Physics and Contr. Fusion. 2000. Vol. 44. No. 2. P. 223.
15. Веретенников В. А., Грибков В. А., Кононов Э. Я., Семенов О. Г., Сидельников Ю. В. // Физика плазмы. 1981. Т. 7. № 2. С. 455.
16. Гольц Э. Я., Житник И. А., Кононов Э. Я., Мандельштам С. Л., Сидельников Ю. В. // ДАН СССР. 1975. Т. 22. Вып. 3. С. 560.
17. Кононов Э. Я., Кошелев К. Н., Сидельников Ю. В. // Физика плазмы. 1977. Т. 3. С. 663.
18. Burkhalter P. G., Dozier C. M., Stalling C., Cowan R. D. // J. Appl. Phys. 1978. Vol. 49. P. 1092.
19. Долгов А. Н. // Физика плазмы. 1996. Т. 22. № 6. С. 663.
20. Баронова Е. О., Долгов А. Н., Якубовский Л. К. // ПТЭ. 2004. № 6. С. 1.
21. Аверкиев В. В., Долгов А. Н., Ляпидевский В. К., Савелов А. С., Салахутдинов Г. Х. // Физика плазмы. 1992. Т. 18. № 6. С. 724.
22. Долгов А. Н., Кириченко Н. Н., Ляпидевский В. К., Савелов А. С., Салахутдинов Г. Х. // Физика плазмы. 1993. Т. 19. № 1. С. 97.
23. Гулин М. А., Долгов А. Н., Кириченко Н. Н., Савелов А. С. // ЖЭТФ. 1995. Т. 108. № 10. С. 1309.
24. Долгов А. Н., Земченкова Н. В., Клячин Н. А., Прохорович Д. Е. // Физика плазмы. 2011. Т. 37. № 1. С. 79.
25. Веретенников В. А., Полухин С. Н., Семенов О. Г., Сидельников Ю. В. // Физика плазмы. 1981. Т. 7. С. 1199.
26. Шелковенко Т. А., Пикюз С. А., Мингалеев А. Р. и др. // Физика плазмы. 2008. Т. 34. № 9. С. 816.
27. Долгов А. Н., Клячин Н. А., Прохорович Д. Е. // Физика плазмы. 2014. Т. 40. № 9. С. 836.
28. Долгов А. Н. // Физика плазмы. 2005. Т. 31. № 8. С. 733.

PACS: 52.58.Lq

## Results of registration of the X-ray line spectrum of the discharge micropinch emission by a monopulse exposure detector

*A. N. Dolgov<sup>1</sup>, N. A. Klyachin<sup>2</sup>, and D. E. Prokhorovich<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>N. L. Dukhov All-Russian Research Institute of Automatics (VNIIA)  
22 Sushevskaya str., Moscow, 127055, Russia  
E-mail: alnikdolgov@mail.ru; vniia4@vniia.ru

<sup>2</sup>National Research Nuclear University "MEPhI"  
31 Kashirskoe sh., Moscow, 115409, Russia  
E-mail: naklyachin@mephi.ru

Received July 26, 2018

***The high efficiency of the diffusion chamber as a soft X-ray detector for research of high-resolution pulsed high-temperature plasma by high-resolution diffraction spectroscopy is demonstrated. The characteristic emission of  $K_\alpha$  and  $K_\beta$  iron and radiation of multicharged ions  $FeXVIII \div FeXXV$  have been registered as separate lines in the emission spectrum misconducting vacuum spark. According to the results, a symptom of the transition to the radiation compression micropinch is the appearance in the emission spectrum line of an ion  $FeXVIII$  that is consistent with the concept model of the radiative compression. On the basis of the obtained experimental data, the hypothesis of the existence of the mechanism of micropinch decay, which differs from the previously proposed and usually taken into account the overheating mechanism, is expressed.***

*Keywords:* micropinch discharge, radiation of multicharged ions, diffusion chamber.

#### REFERENCES

1. B. S. Iskhanov, I. M. Kapitonov, and E. I. Kabin, *Particles and Nuclei*. (Moscow, Librokom, 2013) [in Russian].
2. S. G. Gorbachev, *Radiation Hygiene* **2** (2), 53 (2009).
3. N. G. Polukhina, *Phys.-Usp.* **182** (6), 656 (2012).
4. V. K. Liapidevskii, *Sov. UFN* **66** (1), 111 (1958).
5. V. A. Veretennikov, N. A. Klyachin, O. N. Krokhin, V. K. Liapidevskii, and O. G. Semenov, *Plasma Physics* **14** (8), 993 (1988).
6. N. A. Klyachin, V. K. Liapidevskii, and V. Yu. Maksimov, *Instruments and Experimental Techniques*, No 2, 77 (1991).
7. N. P. Kalashnikov, N. A. Klyachin, O. A. Povalyaev, and S. V. Khomenko, *Fiz. Obraz. v Vuzakh* **17** (3), 42 (2011).
8. V. V. Vikhrev, V. V. Ivanov, and K. N. Koshelev, *Sov. Fiz. Plazmy* **8** (6), 1211 (1982).
9. S. I. Blinnikov and V. S. Imshennik, *Sov. Fiz. Plazmy* **8**, 193 (1982).
10. E. O. Baronova, V. V. Vikhrev, A. E. Gurei, A. N. Dolgov, K. T. Karaev, and O. G. Semenov, *Plasma Physics Reports* **24** (1), 25 (1998).
11. M. E. Cuneo, E. M. Waisman, S. V. Lebedev, et al., *Phys. Rev. E* **71**, 046406 (2005).
12. S. F. Sorokin, *Plasma Physics Reports* **39** (2), 162 (2013).
13. N. Debolt, A. Herschcovitch, B. M. Johnson, et al., *Rev. Sci. Instrum.* **73** (2), Pt. 2, 741 (2002).
14. L. Bernal and H. Bruzzone, *Plasma Physics and Contr. Fusion* **44** (2), 223 (2000).
15. V. A. Veretennikov, V. A. Gribkov, E. Ya. Kononov, O. G. Semenov, and Yu. V. Sidelnikov, *Sov. Fiz. Plazmy* **7** (2), 455 (1981).
16. E. Ya. Golts, I. A. Zhitnik, E. Ya. Kononov, S. L. Mandelstam, and Yu. V. Sidelnikov, *Dokl. Akademii Nauk SSSR* **22** (3), 560 (1975).
17. E. I. Kononov, K. N. Koshelev, and Yu. V. Sidelnikov, *Sov. Fiz. Plazmy* **3**, 663 (1977).
18. P. G. Burkhalter, C. M. Dozier, C. Stalling, and R. D. Cowan, *J. Appl. Phys.* **49**, 1092 (1978).
19. A. N. Dolgov, *Plasma Physics Reports* **22** (6), 663 (1996).
20. E. O. Baronova, A. N. Dolgov, and L. K. Jakubowski, *Instruments and Experimental Techniques*, No. 6, 1 (2004).
21. V. V. Averkiev, A. N. Dolgov, V. K. Lyapidevsky, A. S. Savelov, and G. H. Salakhutdinov, *Plasma Physics Reports* **18** (6), 724 (1992).
22. A. N. Dolgov, N. N. Kirichenko, V. Liapidevskii, A. S. Savelov, and G. H. Salakhutdinov, *Plasma Physics Reports* **19** (1), 97 (1993).
23. M. A. Gulin, A. N. Dolgov, N. N. Kirichenko, and A. S. Savelov, *JETP* **108** (10), 1309 (1995).
24. A. N. Dolgov, N. In. Zemchenkov, N. A. Klyachin, and D. E. Prokhorovich, *Plasma Physics Reports* **37** (1), 79 (2011).
25. V. A. Veretennikov, S. N. Polukhin, O. G. Semenov, and Yu. V. Sidelnikov, *Sov. Fiz. Plazmy* **7**, 1199 (1981).
26. T. A. Shelkovenko, S. A. Pikuz, A. R. Mingaleev, et al., *Plasma Physics Reports* **34** (9), 816 (2008).
27. A. N. Dolgov, N. A. Klyachin, and D. E. Prokhorovich, *Plasma Physics Reports* **40** (9), 836 (2014).
28. A. N. Dolgov, *Plasma Physics Reports* **31** (8), 733 (2005).