

РЕГИСТРАЦИЯ ЛИНЕЙЧАТОГО РЕНТГЕНОВСКОГО СПЕКТРА МИКРОПИНЧЕВОГО ИСТОЧНИКА С ПОМОЩЬЮ ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНОГО ТРЕКОВОГО ДЕТЕКТОРА

© 2019 г. А. Н. Долгов^а, Н. А. Клячин^{б,*}, Д. Е. Прохорович^а

^а *Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, Москва, Россия*

^б *Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия*

*e-mail: NAKlyachin@mephi.ru

Поступила в редакцию 25.07.2018 г.

После доработки 12.12.2018 г.

Принята к публикации 20.12.2018 г.

Показана эффективность диффузионной камеры как средства диагностики импульсной высоко-температурной плазмы в единичном разряде. Создание диффузионной камеры, функционирующей при температуре выше температуры окружающей среды, позволит упростить конструкцию прибора и его эксплуатацию. На основе полученных с помощью диффузионной камеры методами дифракционной спектроскопии экспериментальных данных, выдвинуто предположение об опережающем развитии ускорительных процессов для электронов по отношению к процессу развала плазмы микропинча в результате ее аномального нагрева.

DOI: 10.1134/S0367292119060039

1. ВВЕДЕНИЕ

Трековые детекторы, такие как пузырьковая и искровая камеры, ядерные эмульсии, травимые твердотельные и полимерные детекторы, широко и успешно используются в физике элементарных частиц на протяжении многих десятилетий. Такая востребованность и столь продолжительная жизнь методики трековых детекторов, очевидно, не является случайной, а обусловлена целым рядом их достоинств, например, во многих случаях уникально высоким пространственным разрешением, наглядностью пространственной картины взаимодействия частиц, относительной простотой [1].

Цель описываемых ниже экспериментов состояла в регистрации характеристического спектра излучения специфических объектов, называемых в литературе микропинчами или “горячими точками”, с использованием в качестве детектора малогабаритной диффузионной камеры. Данного типа объекты привлекают внимание исследователей в качестве эффективных источников излучения высокой мощности в мягком рентгеновском диапазоне спектра и представляют собой локализованные области горячей $T_e \approx 1$ кэВ плотной $n_e \approx 10^{22}$ см⁻³ плазмы. В силу их микронных размеров получаемые рентгеновские изображения указанных объектов могут выглядеть как изображения точечных источников. Явление микропинче-

вания в быстрых разрядах типа Z-пинч в среде тяжелых элементов сначала обнаружило себя как результат открытия и последовавших экспериментальных исследований [2–5] и лишь затем стало предметом теоретического осмысления и моделирования, когда была оценена возможная степень воздействия лучистых потерь энергии на динамику плазмы пинча [6–12]. В настоящее время наиболее адекватной имеющейся совокупности экспериментальных данных признается модель радиационного сжатия [7, 12].

Первоначальные успехи экспериментальных исследований были связаны с реализацией явления микропинчевания в низкоиндуктивных сильноточных (амплитуда силы тока порядка 100 кА) вакуумных искровых разрядах в среде продуктов эрозии материала электродов [3, 5]. Стремление улучшить воспроизводимость параметров излучения микропинча и увеличить мощность лучистых потерь энергии привело к использованию систем с более высоким уровнем пропускаемого тока – таких как плазменный фокус в смеси тяжелых газов и взрывающиеся проводники [13–15]. В настоящее время, по-видимому, наиболее удачным техническим приемом реализации явления микропинчевания с целью его экспериментальных исследований рассматривается использование X-пинча в качестве нагрузки импульсного генератора тока [16, 17]. Стоит отметить, что несмотря на достижение в системах с

плазменным фокусом и взрывающимися проводниками токов 1–20 МА, нет сообщений о достижении в них более высоких температур и плотностей плазмы по сравнению с низкоиндуктивными сильноточными вакуумными искровыми разрядами. Таким образом, последние, с одной стороны, имеют полное право выступать в качестве объекта исследований явления микропинчевания. С другой стороны, низкоиндуктивные вакуумные искры обладают несомненными достоинствами как технические устройства: компактностью, относительной простотой конструкции и эксплуатации, — и, как показывает практика, с успехом могут быть использованы, например, для отработки модернизированных методов экспериментальных исследований [18, 19] и для испытаний в качестве макетных образцов при решении ряда прикладных задач [20].

2. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты проводились на установке типа низкоиндуктивной сильноточной вакуумной искры [4, 5]. Искровой разряд осуществлялся в вакуумной камере, откачанной до 10^{-5} – 10^{-4} Торр в продуктах эрозии электродов разрядного устройства. Электроды: конический анод и плоский катод, — были изготовлены из стали марки Ст. 3 и 12Х18Н10Т, соответственно; таким образом, основным элементом, присутствующим в плазме разряда, было железо. Кроме того известно, что микропинч в вакуумной искре образуется в продуктах эрозии анода [21]. Угол раствора конической поверхности анода составлял изначально 60–90 угловых градусов, диаметр основания конуса — 4 мм. Диаметр обращенной к аноду плоской поверхности катода — 20 мм. Расстояние между электродами составляло в ходе экспериментов 5–7 мм. Разряд инициировался слаботочным пробоем по поверхности диэлектрика (материал — фторопласт), встроенного в катод, что вызывало инъекцию форплазмы с поверхности катода по оси симметрии системы в межэлектродное пространство. Описанная система инициирования разряда была призвана повысить вероятность успешного развития процесса пинчевания токового канала в разряде вплоть до образования яркого, практически точечного источника излучения плазмы железа в спектральном диапазоне K_{α} – K_{β} . Достигаемый в разряде ток составлял 120 кА при времени нарастания тока 1 мкс. Рутинный контроль режима разряда осуществлялся с помощью магнитного зонда, регистрирующего производную тока в разряде. Показателем успешного развития процесса пинчевания являлось наличие так называемой особенности на осциллограмме сигнала с магнитного зонда (зонд регистрирует производную тока

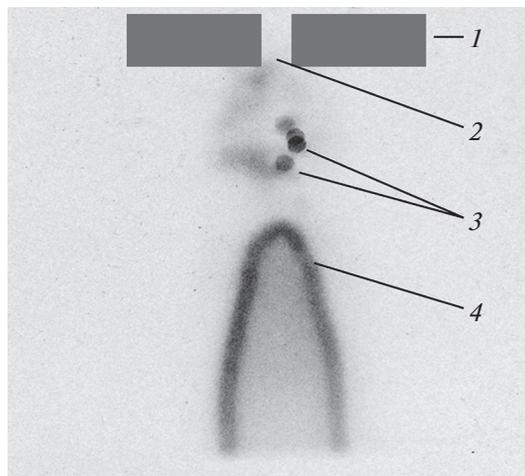


Рис. 1. Рентгеновская обскурограмма микропинчевого разряда, спектральная область регистрации $\lambda < 0.4$ нм: 1 — катод, 2 — инжектор форплазмы (отверстие на оси катода), 3 — изображения микропинчей, 4 — анод.

в разряде), т.е. резкого всплеска сигнала примерно в районе максимума тока.

Предварительно выполненное обскурографирование плазмы разряда показало, что, во-первых, в спектральном диапазоне $\lambda < 0.4$ нм наиболее ярким источником излучения является микропинч (рис. 1), 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 толщиной 100 мкм. Изображение формировалось отверстием диаметром 0.2 мм, выполненное в свинцовой диафрагме толщиной также 0.2 мм. В качестве детектора была использована рентгеновская фотопленка РТ-1 (“Тасма”, Россия).

С целью изучения спектрального состава рентгеновского излучения разряда в области K -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 (рис. 2). Пучок рентгеновского 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 каме-

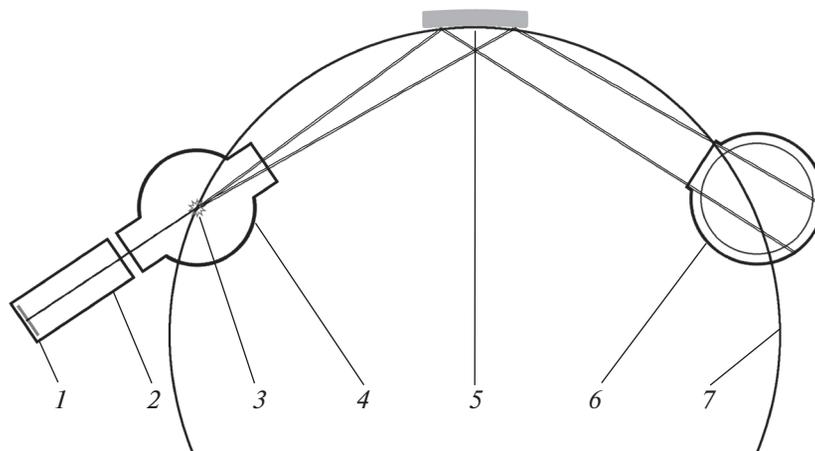


Рис. 2. Схема эксперимента: 1 – пленка РТ-1, 2 – камера-обскура, 3 – микропинч, 4 – разрядная камера, 5 – изогнутый кристалл LiF, 6 – диффузионная камера, 7 – круг Роуланда.

ры, предназначенное для транспортировки регистрируемого излучения, шириной 50 мм (по горизонтали, т.е. в направлении дисперсии) и высотой 20 мм закрывалось пленкой лавсана толщиной 12 мкм.

Диффузионная камера относится к классу трековых детекторов, имеющему общее название конденсационная камера. Физической основой работы конденсационной камеры является конденсация пересыщенных паров жидкости на ионах [22, 23]. Микроскопические капли сконденсировавшейся жидкости образуют след прохождения заряженной частицы в рабочем объеме детектора. В наших экспериментах использовалась диффузионная камера конструкции, показанной на рис. 3. Камера имеет вертикальные стенки, выполненные из диэлектрического материала, обладающего низкой теплопроводностью, горизонтальное стеклянное окно (крышка) и массивное металлическое дно, снабженное 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°C ниже температуры крышки и стенок камеры, что обеспечивается присутствием хладагента – сжиженного азота. Рабочая среда в камере – смесь воздуха при атмосферном давлении и паров этилового спирта. Насыщенные пары спирта перемещаются конвективным потоком и диффундируют в область низких температур и постепенно становятся все более пересыщенными. В результате вблизи дна формируется горизонтальный чувствительный слой парогазовой смеси, т.е. область с пересыщением, достаточным для конденсации пара на ионах, диаметром 100 мм и толщиной

примерно 3 мм. Прошедшая 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 [24]. 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.

Время задержки определялось временем, в течение которого происходит рост капель до максимального размера. Известные зависимости эффективности регистрации рентгеновских квантов и пробега вторичных электронов от энергии

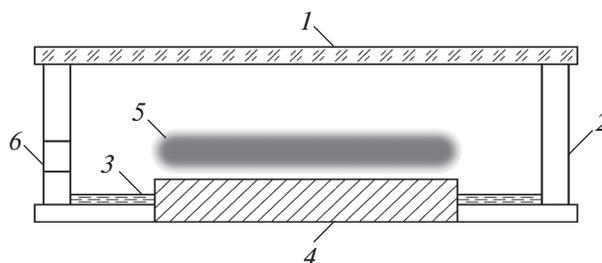


Рис. 3. Конструкция диффузионной камеры: 1 – стеклянное окно (крышка), 2 – боковая диэлектрическая стенка, 3 – испаритель, 4 – охлаждаемое дно, 5 – чувствительный слой, 6 – входное окно для ионизирующего излучения.

квантов в атмосферном воздухе [24] дают основания утверждать, что эффективность регистрации близка к стопроцентной 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 пересыщением 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, т.е. по крайней мере в том случае, когда интервал времени между облучением рабочего объема камеры и моментом регистрации треков меньше времени, в течение которого происходит рост капель до максимального размера. Наши оценки показывают, что указанное время роста капель несколько превышает 300 мс, и, соответственно, обеспечивается линейность до плотности ионизации, достигаемой в самих треках, для электронов с энергиями свыше 10 кэВ составляющей 10^4 кэВ/см³. Минимальная плотность ионизации ограничена капельным фоном и фоновыми треками, что в сумме менее 1 кэВ/см³. С учетом эффективности камеры диапазон линейности отклика детектора на количество пронизывающих рабочий объем камеры квантов рентгеновского излучения составляет 10^0 – 10^5 квантов/см² [24].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Компактная диффузионная камера показала себя эффективным детектором рентгеновского излучения в спектральном диапазоне 0.17–0.20 нм, обладающим достаточно высоким пространственным разрешением для исследования особенностей линейчатого спектра рентгеновского излучения плотной высокотемпературной плазмы методами дифракционной спектроскопии. Как известно, плазма низкоиндуктивной сильнооточной вакуумной искры дает линейчатое излучение рентгеновского диапазона с сильно уширенными линиями [25, 26]. По-видимому, следующим шагом в изучении возможностей диффузионной камеры при ее использовании в качестве высокочувствительного детектора может стать эксперимент, подобный вышеописанному, но с принципиально иным источником излучения. А именно, источник импульсного излучения должен удовлетворять условию отсутствия переналожения линий в регистрируемом спектральном интервале в следствии значительного уширения линий. В настоящее время разрабатывается высокотемпературная диффузионная камера, функционирующая при температуре выше комнатной (выше температуры окружающей сре-

ды), отличительной чертой которой является создание температурного градиента при использовании нагреваемого элемента вместо охлаждаемого в конструкции камеры. Это позволит исключить проблемы с обеспечением хладоагентом, обмерзанием входных и осветительных окон, уменьшить габариты за счет теплоизоляции. Таким образом, упростится конструкция диффузионной камеры и ее эксплуатация, а исследователи получат в свое распоряжение надежный и конкурентоспособный по его возможностям, а также по стоимости, прибор [27].

В виде отдельных линий в спектре микропинцевого разряда удалось зарегистрировать характеристическое излучение K_α и K_β железа и излучение многозарядных ионов FeXVIII–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 микропинцевых разрядов в плазме железа, приводимых в научной литературе авторами, качество работ которых не может вызывать сомнений [25, 26, 28]. Форма регистрируемого спектра варьируется от разряда к разряду. Для сравнения сначала приведем денситограмму спектра, зарегистрированного с использованием рентгеновской фотопленки в качестве детектора излучения в серии из 50 разрядов (рис. 4).

В отсутствие регистрируемого диффузионной камерой спектра в диапазоне K_α – K_β железа отсутствует и изображение микропинча на фотоэмulsionном детекторе камеры-обскуры. И наоборот, отсутствие изображения микропинча на обскуротграмме однозначно означало отсутствие регистрируемого диффузионной камерой спектра излучения в указанном выше диапазоне. Появление линии K_α в спектре регистрируемого излучения всегда сопровождается появлением излучения иона FeXVIII и изображением микропинча на обскуротграмме. Если на прописи спектра профили, отвечающие излучению K_α -линии и линии иона FeXVIII, разделены глубоким провалом, то не регистрируется излучение ионов наиболее высоких зарядностей FeXXIII–FeXXV (рис. 5). Появление в спектре линий ионов FeXXIII–FeXXV обычно сопровождается возрастанием вклада излучения ионов FeXIX–FeXXII. Излучение линии K_β наблюдается далеко не в каждом разряде, а только примерно в 40% случаев (рис. 6). Наличие в спектре излучения ионов наиболее высоких зарядностей FeXXIII–FeXXV, из числа зарегистрированных, не гарантирует появление в спектре излучения линии K_β (рис. 7). Сравнение спектров,

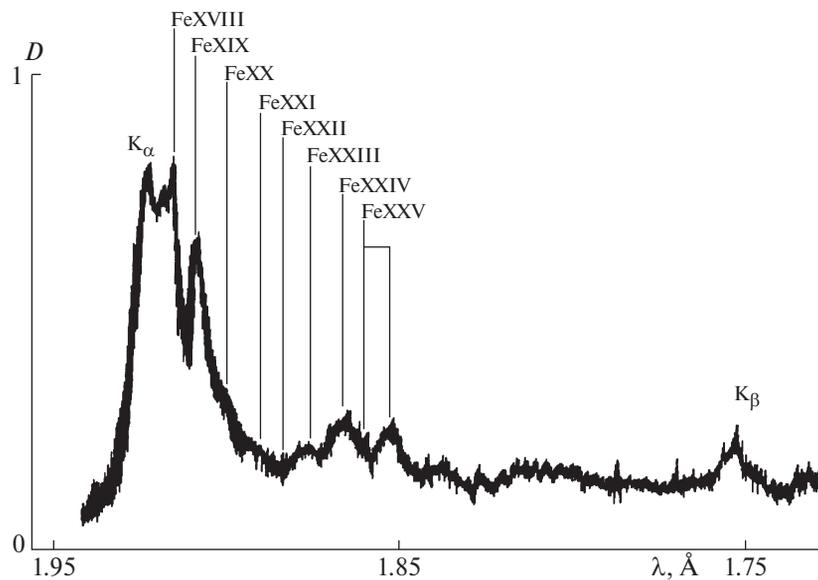


Рис. 4. Пропись спектра, зарегистрированного с помощью рентгеновской фотопленки в качестве детектора.

зарегистрированных с помощью диффузионной камеры в единичном разряде, демонстрирует их значительное отличие от спектра, зарегистриро-

ванного с использованием рентгеновской фотопленки в качестве детектора при многоимпульсной экспозиции.

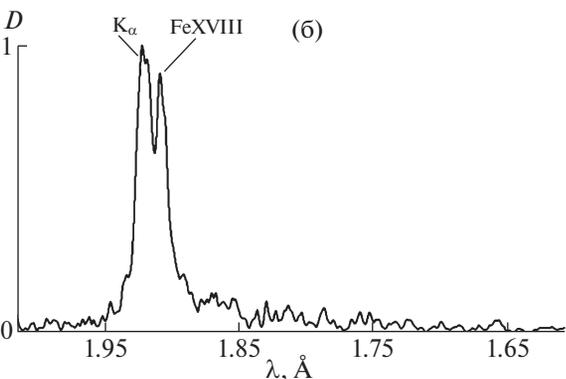
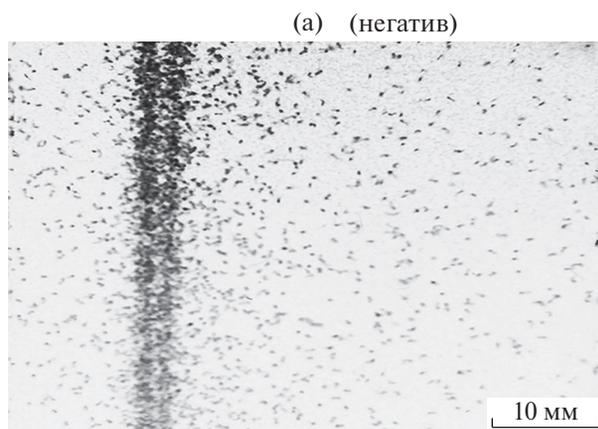


Рис. 5. Спектр (а) и пропись спектра (б), зарегистрированного с помощью диффузионной камеры (присутствуют линии K_{α} и FeXVIII, разделенные глубоким провалом, линии FeXXIII–FeXXV отсутствуют).

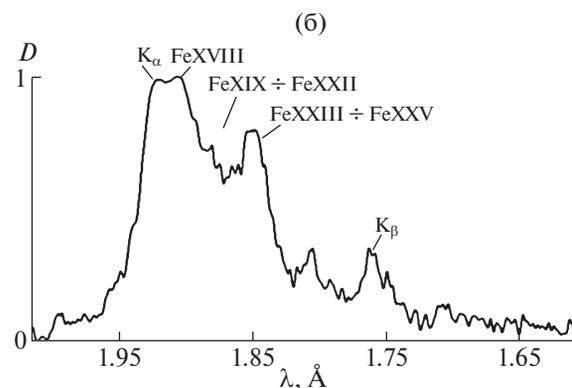
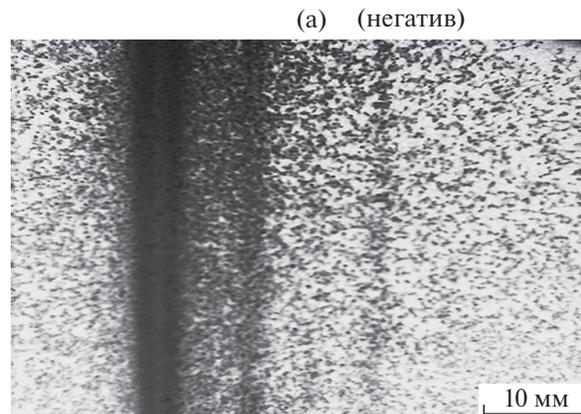


Рис. 6. Спектр (а) и пропись спектра (б), зарегистрированного с помощью диффузионной камеры (присутствуют линии K_{α} , K_{β} , FeXIX–FeXXII, интенсивность которых заметно выше, чем на рис. 5; FeXXIII–FeXXV).

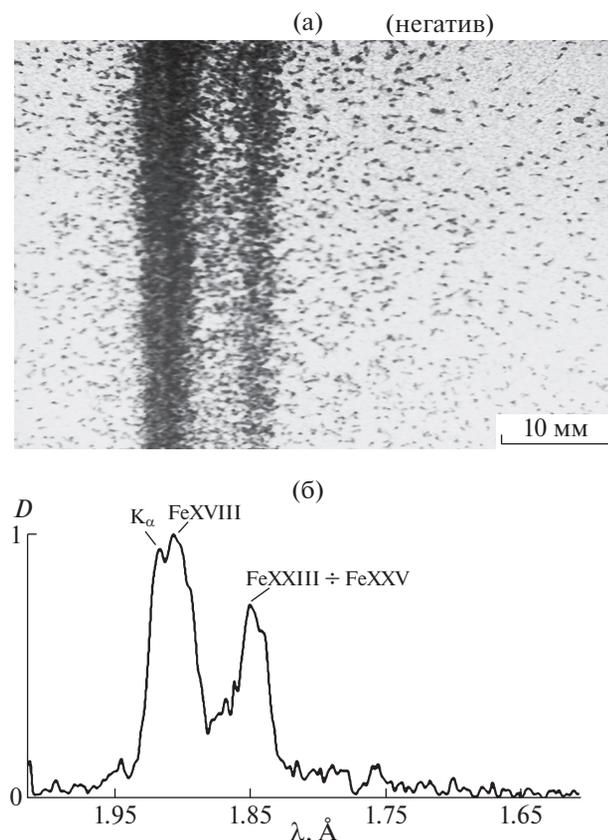


Рис. 7. Спектр (а) и пропись спектра (б), зарегистрированного с помощью диффузионной камеры (присутствуют линии K_{α} , FeXVIII–FeXXII, FeXXIII–FeXXV; линия K_{β} отсутствует).

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА

Наблюдение в спектре излучения микропинча 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 микропинча. Теоретическая модель радиационного сжатия плазмы в микропинчевом разряде указывает на то, что как раз в момент появления в плазме железа ионов FeXVIII происходит перемена режима сжатия: переход от магнитогиродинамического к радиационному [7]. В этом пункте можно усмотреть хорошее совпадение предсказаний теоретической модели и результатов эксперимента.

Можно усмотреть некоторое противоречие между результатами эксперимента и предсказаниями модели в том, что появление линий K_{α} и излучения иона FeXVIII не всегда сопровождается появлением в спектре излучения ионов FeXXIII–FeXXV, т.к. появление линии K_{α} (и K_{β}) связано, согласно данным [29], с рождением

быстрых частиц на стадии развала микропинча в результате развития аномального сопротивления, когда согласно модельным расчетам и появляются ионы наиболее высоких зарядностей [7]. Вероятно, развитие аномального сопротивления и ускорительных процессов может происходить уже на стадии перехода к радиационному сжатию, а не только на стадии развала микропинча. Кроме того, появление K_{α} линии необязательно сопровождается появлением в спектре линии K_{β} . Если рождение K_{α} и K_{β} 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_{β} -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, результаты регистрации спектра линейчатого рентгеновского излучения микропинчевого разряда наталкивают на предположение, что возможно опережающее развитие ускорительных процессов для электронов по отношению к процессу развала плазмы микропинча в результате ее аномального нагрева.

Следует добавить: предположение о том, что ускорение электронов в квазистатическом электрическом поле резистивной природы опережает процесс развала плазмы микропинча под действием аномального нагрева, возникло отнюдь не только при анализе результатов описанных выше экспериментов. Регистрируемая динамика спектра тормозного рентгеновского излучения микропинча в промежутке между завершением МГД-сжатия и радиационным сжатием дает однозначное свидетельство в пользу опережающего развития ускорительных процессов [30]. Другие аргументы: оценки роста сопротивления плазмы микропинча в процессе его формирования, основанные на всесторонне экспериментально подтвержденной модели [31], свидетельства нарастания электрического поля резистивной природы, выражающиеся в определенной структуре излучающей в рентгеновском диапазоне плазмы [32, 33], нетепловой характер наблюдаемого тормозного рентгеновского спектра по завершении МГД-сжатия микропинча [34]. Достаточно убедительны выявленные особенности поляризации тормозного континуума и линейчатого излучения многозарядных ионов в микропинче [35, 36], которые также свидетельствуют в пользу опережающего развития ускорительных процессов.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Компактная диффузионная камера показала себя удобным и информативным средством диагностики импульсной высокотемпературной плазмы, обладающим достаточно высоким пространственным разрешением для исследования особенностей линейчатого спектра рентгеновского излучения плотной плазмы методами дифракционной спектроскопии. Создание диффузионной камеры, функционирующей при температуре выше температуры окружающей среды, отличительной чертой которой является наличие температурного градиента при использовании нагреваемого элемента вместо охлаждаемого в конструкции камеры, позволит упростить конструкцию прибора и его эксплуатацию.

Регистрация в единичном разряде с помощью компактной диффузионной камеры спектров линейчатого рентгеновского излучения сильноточной вакуумной искры дает более многообразную информацию о характере процессов в высокотемпературной плазме разряда по сравнению с многоимпульсной экспозицией при использовании фотозмульсионного детектора.

На основе полученных с помощью диффузионной камеры методами дифракционной спектроскопии экспериментальных данных выдвинуто предположение о том, что возможно опережающее развитие ускорительных процессов для электронов по отношению к процессу развала плазмы микропинча в результате ее аномального нагрева.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Полухина Н.Г. // УФН. 2012. Т. 182. С. 656.
2. Feldman U., Cohen L., Swartz M. // J. Opt. Soc. Am. 1967. V. 57. P. 535.
3. Cohen L., Feldman U., Swartz M., Underwood J.H. // J. Opt. Soc. Am. 1968. V. 58. P. 843.
4. Веретенников В.А., Грибков В.А., Кононов Э.Я., Семенов О.Г., Сидельников Ю.В. // Физика плазмы. 1981. Т. 7. С. 455.
5. Веретенников В.А., Полухин С.Н., Семенов О.Г., Сидельников Ю.В. // Физика плазмы. 1981. Т. 7. С. 1199.
6. Shearer J.W. // Phys. Fluids. 1976. V. 19. P. 1426.
7. Вихрев В.В., Иванов В.В., Кошелев К.Н. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. С. 1211.
8. Блинные С.И., Имшенник В.С. // Физика плазмы. 1982. Т. 8. С. 193.
9. Мейерович Б.Э. // УФН. 1986. Т. 149. Вып. 2. С. 221.
10. Bailey J., Fisher A., Rostoker N. // J. Appl. Phys. 1986. V. 60. P. 1939.
11. Вихрев В.В., Иванов В.В., Прут В.В. // Физика плазмы. 1986. Т. 12. С. 328.
12. Кошелев К.Н., Сидельников Ю.В., Вихрев В.В., Иванов В.В. В кн.: Спектроскопия в горячей плазме многозарядных ионов. М.: Наука, 1991. С. 163.
13. Bayley J.M., Decker G., Kies W., Mälzig M., Müller F., Röwekamp P., Westheide J., Sidelnikov Y.V. // J. Appl. Phys. 1991. V. 69. P. 613.
14. Болховитинов Е.А., Волков Г.С., Вичев И.Ю., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Зайцев В.И., Новиков В.Г., Олейник Г.М., Рупасов А.А., Светлов Е.В., Шиканов А.С., Федулов М.В. // Физика плазмы. 2012. Т. 38. С. 894.
15. Хилько М.В., Волков Г.С., Фролов И.Н., Грицук А.Н. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2016. Т. 39. Вып. 1. С. 55.
16. Пикуз С.А., Шелковенко Т.А., Романова В.М. // ЖЭТФ. 1997. Т. 112. С. 894.
17. Артемов А.П., Лабеецкий Н.А., Федюнин А.В., Чайковский С.А. // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2010. № 6. С. 31.
18. Веретенников В.А., Гурей А.Е., Долгов А.Н., Корнеев В.В., Семёнов О.Г. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. Вып. 1. С. 29.
19. Гулин М.А., Долгов А.Н., Кириченко Н.Н., Савелов А.С. // ЖЭТФ. 1995. Т. 108. С. 1309.
20. Романов И.В., Паперный В.Л., Коробкин Ю.В., Подвязников В.А., Рупасов А.А., Чевокин В.К., Шиканов А.С. // Письма в ЖТФ. 2016. Т. 42. Вып. 3. С. 97.
21. Долгов А.Н., Салахутдинов Г.Х. // Физика плазмы. 2003. Т. 29. С. 818.
22. Ляпидевский В.К. // УФН. 1958. Т. 66. № 1. С. 111.
23. Клячин Н.А., Ляпидевский В.К., Максимов В.Ю. // ПТЭ. 1991. № 2. С. 77.
24. Веретенников В.А., Клячин Н.А., Крохин О.Н., Ляпидевский В.К., Семенов О.Г. // Физика плазмы. 1988. Т. 14. С. 993.
25. Гольц Э.Я., Житник И.А., Кононов Э.Я., Мандельштам С.Л., Сидельников Ю.В. // ДАН СССР. 1975. Т. 22. Вып. 3. С. 560.
26. Кононов Э.Я., Кошелев К.Н., Сидельников Ю.В. // Физика плазмы. 1977. Т. 3. С. 663.
27. Калашников Н.П., Клячин Н.А., Поваляев О.А., Хоменко С.В. // Физическое образование в вузах. 2011. Т. 17. № 3. С. 42.
28. Burkhalter P.G., Dozier C.M., Stalling C., Cowan R.D. // J. Appl. Phys. 1978. V. 49. P. 1092.
29. Шелковенко Т.А., Пикуз С.А., Мингалеев А.Р., Агафонов А.В., Романова В.М., Тер-Оганесьян А.Е., Ткаченко С.И., Блеснер И.С., Митчелл М.Д., Чандлер К.М., Касси Б.Р., Хаммер Д.А. // Физика плазмы. 2008. Т. 34. С. 816.
30. Аверкиев В.В., Долгов А.Н., Ляпидевский В.К., Савелов А.С., Салахутдинов Г.Х. // Физика плазмы. 1992. Т. 18. С. 724.
31. Долгов А.Н., Вихрев В.В. // Физика плазмы. 2005. Т. 31. С. 290.
32. Долгов А.Н., Клячин Н.А., Прохорович Д.Е. // Прикладная физика. 2015. № 3. С. 20.
33. Долгов А.Н., Клячин Н.А., Прохорович Д.Е. // Физика плазмы. 2016. Т. 42. С. 24.
34. Долгов А.Н., Земченкова Н.В., Клячин Н.А., Прохорович Д.Е. // Прикладная физика. 2012. № 1. С. 68.
35. Долгов А.Н., Клячин Н.А., Прохорович Д.Е. // Физика плазмы. 2014. Т. 40. С. 836.
36. Долгов А.Н., Клячин Н.А., Прохорович Д.Е. // Письма в ЖЭТФ. 2014. Т. 99. С. 595.