

Magnetron deposition of optical coatings with magnetron power supply by mid-frequency alternative voltage

O. D. Volpian

Federal State Unitary Enterprise "M. F. Stelmakh Research Institute–Polus", Moscow, Russia

A. I. Kuzmichev

National Technical University "Kiev Polytechnical Institute", Kiev, Ukraine

The features of sputtering technology for optical coatings deposition with help of magnetrons, which are power supplied by mid-frequency alternative voltage, are considered. The problems of practical realization of this technology are considered too. The technology is shown to ensure obtaining high-quality optical coatings.

УДК 533.951

Корпускулярная диагностика как инструмент исследования быстрых зет-пинчей

А. Н. Долгов, Д. Е. Прохорович

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

Продемонстрирована возможность использования пассивной корпускулярной диагностики для изучения процессов в плазме микропинчевого разряда. Времяпролетным методом получены распределения (спектры) ионов по скоростям в зависимости от величины тока в разряде. Сравнительный анализ полученных спектров и результатов параллельных исследований, а также расчетов в рамках модели радиационного сжатия позволил связать появление устойчивых групп частиц в зарегистрированных спектрах с процессами, происходящими в разрядном промежутке.

Введение

Методы корпускулярной диагностики в списке методов, применяемых для исследования пинчующихся разрядов в среде тяжелых элементов, занимают весьма скромное место. Авторы намерены продемонстрировать плодотворность использования пассивной корпускулярной диагностики для изучения процессов в плазме быстрого Z-пинча. С точки зрения повышения достоверности в интерпретации полученных результатов измерений и их информативности представляют интерес одновременные измерения параметров корпускулярной эмиссии и иных параметров плазмы разряда, а также расширение диапазона используемых корпускулярных диагностик.

Постановка эксперимента и его результаты

Микропинчевой разряд осуществлялся в вакуумном устройстве типа низкоиндуктивной вакуумной искры [1]. Электроды системы (катод — цилиндрический, анод — конический) выполнены из железа и размещены в вакуумной камере (вакуум не хуже 10^{-4} Торр). Рабочая среда — пары материала электродов. Инициация разряда осуществлена с помощью вспомогательного разряда эрозионного типа, электроды которого размещены вне области протекания тока основного разряда. Источником тока основного разряда послужила батарея высоковольтных низкоиндуктивных конденсаторов. Максимум тока в разряде достигнут за время $\sim 1,5$ мкс после срабатывания системы инициации разряда.

Оперативный контроль режима разряда осуществлен с помощью камеры-обскуры, дающей рентгеновское изображение излучающей в диапазоне энергий квантов $h\nu \geq 1$ кэВ плазмы разряда с пространственным разрешением не хуже 100 мкм. Временные характеристики разряда определены с помощью магнитного зонда, работающего в режиме регистрации производной тока.

На рис. 1 представлены полученные при различной величине достигаемой в разряде силы тока I_{\max} изображения плазмы разряда (обскурограммы). При токе $I_{\max} < 50$ кА (см. рис. 1, поз. 1) излучающая плазма представляет собой вытянутое вдоль оси разряда образование, полная длина которого практически совпадает с длиной межэлектродного промежутка, а поперечный размер составляет ~ 2 мм. При токе $I_{\max} > 50$ кА (см. рис. 1, поз. 2) на обскурограммах регистрируется развитие перетяжек радиусом $< 0,1$ мм. При токах в разряде свыше 100 кА остаются изображения только плазмы в перетяжках — "плазменных точек" или микропинчей. Таким образом, через структуру плазмы, излучающей в рентгеновском диапазоне, обнаруживает себя пороговый характер зависимости процесса пинчевания от достигаемой в разряде силы тока. Для разряда в плазме железа величина критического тока составила $I_{\text{crit}} \approx 50$ кА, что согласуется с результатами расчетов, выполненных в рамках модели радиационного сжатия [2].

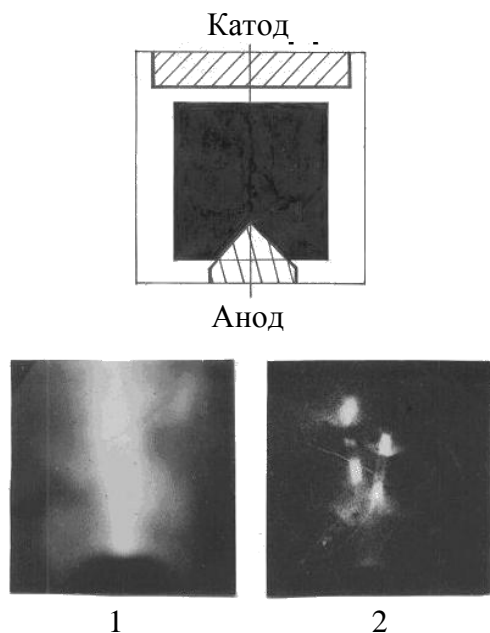


Рис. 1. Рентгеновская обскурограмма области разряда при: 1 — $I_{\max} < I_{\text{crit}}$; 2 — $I_{\max} > I_{\text{crit}}$

При использовании времяпролетной методики для изучения параметров ионной эмиссии длина пролетной базы составляла 0,5—1,6 м. Поток ио-

нов, поступающих на пассивный коллектор со смещенным относительно заземленного корпуса вакуумной камеры потенциалом, регистрировался в токовом режиме с помощью запоминающего осциллографа. Результаты ранее выполненных исследований [3, 4] позволяют считать, что регистрируются преимущественно однозарядные ионы железа. Спектр ионов $\frac{dN}{dV}$ восстанавливался на основе регистрируемой зависимости ионного тока I_i от времени пролета:

$$I_i = e \frac{dN}{dt} = e \frac{dN}{dV} \left| \frac{d}{dt} \left(\frac{l}{t} \right) \right|,$$

где e — заряд электрона;
 l — длина пролетной базы;
 $V = l/t$ — скорость ионов.

Из данного выражения непосредственно получаем

$$\frac{dN}{dV} = \frac{I_i t^2}{el}.$$

Начало отсчета времени, т. е. момент рождения регистрируемого потока ионов, определяли по импульсу фототока в цепи коллектора, вызванного действием коротковолнового излучения из плазмы разряда.

На рис. 2 представлены характерные спектры ионов при отрицательном относительно "земли" потенциале коллектора (для отсечки электронной компоненты), зарегистрированные в осевом и поперечном по отношению к оси разряда направлениях при достигаемой силе тока 40 кА ($I_{\max} < I_{\text{crit}}$) (кривая 1) и 140 кА ($I_{\max} > I_{\text{crit}}$) (кривая 2). В приведенных спектрах можно отметить выраженные максимумы, соответствующие скоростям частиц $(1,0—1,5) \cdot 10^4$ и $(2,0—2,5) \cdot 10^4$ м/с в режиме $I_{\max} < I_{\text{crit}}$, к которым добавляется еще один максимум, соответствующий скорости частиц $4 \cdot 10^4$ м/с, в режиме $I_{\max} > I_{\text{crit}}$.

Сравнительный анализ формы спектров, полученных при регистрации потока частиц в осевом и радиальном направлениях, позволяет идентифицировать первую из указанных скоростей со средней скоростью теплового движения ионов на стадии существования квазистационарного плазменного столба, а вторую — со скоростью осевого истечения плазмы на стадии схождения токовой оболочки к оси разряда в процессе "сгребания" ионизированных паров вещества электродов и формирования перетяжки в первом сжатии. Третий из наблюдаемых максимумов, вероятно, соответствует группе частиц, появляющейся при переходе процесса пинчевания в режим радиационного сжатия или микропинчевания.

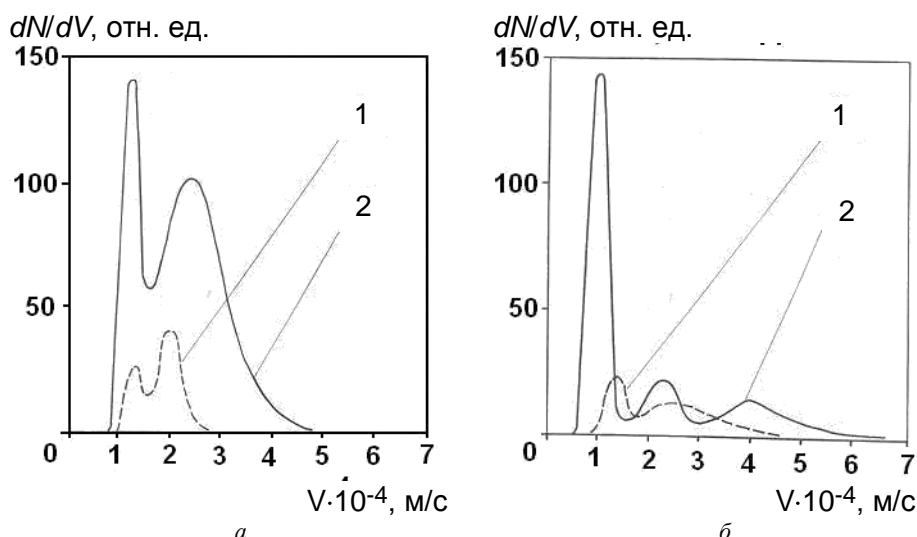


Рис. 2. Спектр ионов dN/dV , восстановленный по времени пролета в осевом (а) и в радиальном (б) направлениях:
1 — $I_{\max} < I_{\text{crit}}$; 2 — $I_{\max} > I_{\text{crit}}$

Условия распространения потока ионов в осевом и радиальном направлениях различаются в основном по двум причинам: в приосевой области магнитное поле слабо влияет на распространение ионов, в радиальном направлении частицы движутся поперек силовых линий магнитного поля и испытывают сильное рассеяние. Кроме того, происходят столкновения относительно быстрых частиц, испущенных из области пинчевания, с медленными частицами периферийной плазмы, что приводит к снижению наблюдаемых скоростей быстрых частиц, их уходу из апертуры регистрации и потери ими заряда в результате перезарядки на нейтралах. Наиболее эффективно данный механизм искажения исходного спектра срабатывает при регистрации быстрых ионов в осевом направлении, так как в этом случае значительно выше величина параметра, определяющего вероятность взаимодействия,

$$\sigma \langle n \rangle L,$$

где σ — сечение рассеяния;

$\langle n \rangle$ — средняя концентрация медленных частиц;

L — протяженность периферийной плазмы.

На регистрируемые спектры оказывает влияние и характер источника ионов — квазистационарная плазма или направленный плазменный поток.

Для получения прямой информации о пространственной структуре и динамике плазмы в межэлектродном промежутке и сравнения ее с результатами ионной диагностики использовали методы скоростного фотографирования в собственном излучении видимого диапазона и тенеграфии с импульсным лазерным осветителем [5].

Исследование пространственно-временных характеристик излучения в видимой и ближней

УФ-областях спектра проводили с использованием малогабаритного фотоэлектронного регистратора. Несомненным достоинством данного прибора является непрерывная регистрация с наносекундным временным разрешением. На входе оптической системы регистратора формировались щелевые изображения исследуемого объекта, причем рассматриваемое сечение объекта могло быть ориентировано как вдоль оси разряда на различных от нее расстояниях, так и поперек оси на различных расстояниях от электродов разрядного устройства. Денситограммы, прописанные для случая, когда щель, формирующая изображение, была ориентирована перпендикулярно оси разряда, дают представление о динамике распределения свечения плазмы разряда в радиальном направлении. В случае, когда щель была ориентирована параллельно оси разряда, появлялась возможность проанализировать поведение свечения плазмы во всем межэлектродном пространстве одновременно. Как было показано в [5], при достигаемой в разряде силе тока $I_{\max} = 140$ кА (режим микропинчевания) картина происходящих процессов устойчива во всех наблюдаемых сечениях межэлектродного промежутка. Фиксируется как процесс схождения к оси токовой оболочки, так и процесс развития перетяжки в первом сжатии (рис. 3). Радиальное движение плазмы в ходе вышеобозначенных процессов происходит со скоростями $\sim 1,5 \cdot 10^4$ м/с в центральной и прикатодной областях и $\sim 4 \cdot 10^4$ м/с вблизи анода. Более того, обнаружено перемещение областей, где происходит сжатие плазменного канала, в осевом направлении как в сторону катода со скоростью $(4-5) \cdot 10^4$ м/с, так и анода — со скоростью $(3-4) \cdot 10^4$ м/с.

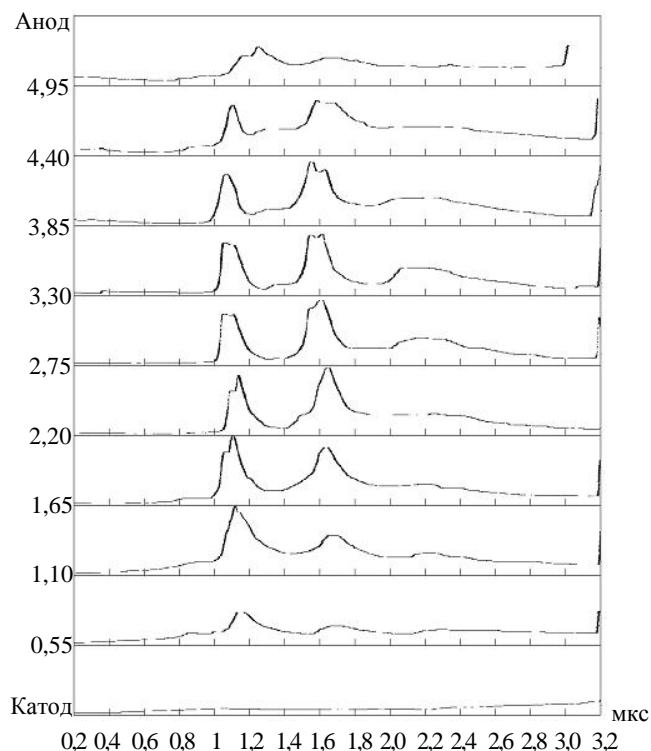


Рис. 3. Денситограммы, прописанные с ФЭР-грамм

На фоне процесса развития перетяжки в области на расстоянии около 3,3 мм от поверхности катода наблюдается тонкая двойная временная

структура собственного излучения плазмы разряда с временным интервалом 40—70 нс, т. е. в сечении плазменного столба, соответствующем максимальному сжатию вблизи момента достижения первого максимума тока разряда, процесс развития перетяжки происходит в две стадии, разделенные приведенным выше промежутком времени в полном согласии с представлениями модели радиационного сжатия [2].

Теневое фотографирование плазмы разряда осуществлялось при просвечивании межэлектродного пространства импульсным ($\Delta t \approx 6$ нс) азотным лазером ($\lambda = 337$ нм). Процесс развития разряда изучали от момента инициации разряда до стадии развала плазменного канала при $I_{\max} = 70—140$ кА. В пределах длительности каждого разряда для фиксированного момента времени относительно срабатывания системы триггерного поджига (соответствующая временная задержка указана под каждым кадром) регистрировался один теневой снимок. Для повышения достоверности получаемой информации (принимая во внимание индивидуальность каждого разряда) для указанного момента времени набиралась статистика теневых изображений (12 фотоснимков) плазменного канала (рис. 4, а—м).

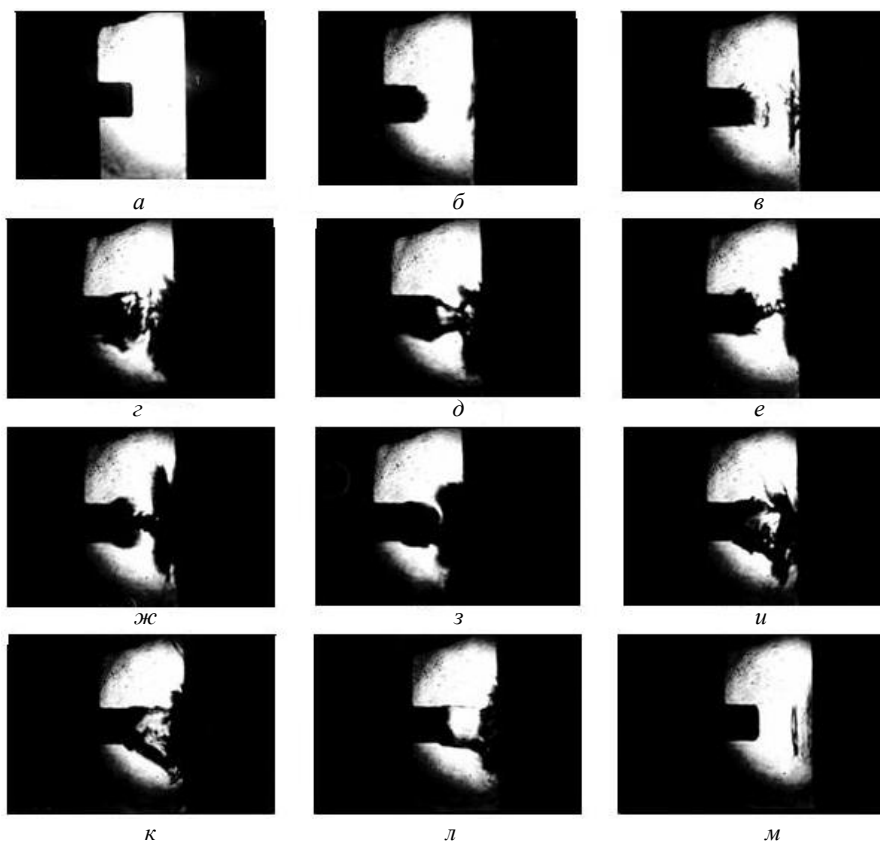


Рис. 4. Тенеграммы плазменного канала ($I_{\max} = 140$ кА, время достижения максимального значения тока $t \approx 2,4$ мкс.):

а — поле излучения лазера; б — 1,1 мкс; в — 1,3 мкс; г — 1,5 мкс; д — 1,6 мкс; е — 1,9 мкс; ж — 2,1 мкс; з — 2,4 мкс; и — 2,6 мкс; к — 2,8 мкс; л — 3,4 мкс; м — 4,1 мкс

Сравнительный анализ данных теневого фотографирования и результатов наблюдений за областями собственного свечения плазмы разряда позволил сформулировать кратко главный вывод о полном совпадении характера и количественных характеристик наблюдаемых процессов. Получено прямое свидетельство наличия двух последовательных сжатий области перетяжки при токах выше критического. Подтверждены ранее приведенные результаты (и их интерпретация), полученные методами корпускулярной диагностики.

Несколько неожиданные результаты принесло применение ленгмюровских зондов для диагностики эмитируемых разрядом потоков плазмы. Использовались два одинаковых плоских зонда диаметром 3 мм, расположенных на длине пролетной базы $\sim 1,3$ м в осевом направлении. За время разрядного импульса при фиксированном потенциале зонда по отношению к корпусу установки получалась одна осциллограмма, отражающая временную зависимость тока на зонд. Таким образом набиралась статистика регистрируемых осциллограмм при заданном значении потенциала зонда. При построении вольт-амперных характеристик в качестве тока на зонд брался средний по времени. Значение электронной температуры в докритическом режиме оказалось больше, чем в сверхкритическом: 27 ± 4 и 17 ± 2 эВ, соответственно.

Данный результат в целом согласуется с модельными представлениями, так как в рамках модели радиационного сжатия в плазме железа температуре электронов ~ 20 эВ соответствует стадия формирования плазменного столба. В то же время обстоятельство того, что регистрируемая величина электронной температуры при $I_{\max} < I_{\text{crit}}$ превышает величину этого же параметра для случая $I_{\max} > I_{\text{crit}}$, согласуется с приведенными выше результатами наблюдений структуры излучающей в рентгеновском диапазоне плазмы разряда. По-видимому, рост сопротивления области перетяжки при $I_{\max} > I_{\text{crit}}$, которое "включено" последовательно с сопротивлением плазменного канала, снижает мощность джоулевого тепловыделения в последнем.

При токах выше критического была осуществлена параллельная регистрация параметров ионной эмиссии и выхода рентгеновского излучения в диапазоне энергий квантов 1—3 кэВ. С этой целью был использован дозиметр на основе фотоэлектронного умножителя с интегрированием выходного сигнала. В качестве преобразователя излучения рентгеновского диапазона применялся тонкий (толщиной 0,5 мм) органический сцинтиллятор. Длинноволновое излучение от попадания

на сцинтиллятор и ФЭУ отсекалось поглощающим фильтром из бериллия толщиной 100 мкм. Спектральная чувствительность дозиметра устанавливалась путем калибровки синхротронным излучением на кольцевом ускорителе электронов.

Сравнительный анализ показаний дозиметра и изображений на обскурограммах обнаруживает однозначную корреляцию: изображение микропинча или "плазменной точки" на обскурограмме присутствует, если выход энергии излучения E , регистрируемый дозиметром, превышает некоторый пороговый уровень E_b . Измерения параметров ионной эмиссии проводили в режиме разряда, при котором выход регистрируемого излучения был достаточно высок, а именно $E = (1,5—4,5)E_b$. Фиксируемые при различных значениях параметра E ионные спектры отличаются в области относительно высоких скоростей частиц (более $4 \cdot 10^4$ м/с): с ростом параметра E однозначно наблюдается возрастание вклада быстрых частиц в спектре ионов.

Регистрируемое в эксперименте рентгеновским дозиметром излучение соответствует спектральному диапазону фоторекомбинационного излучения ионов железа Fe XVIII — Fe XXIV, возникающего при ионизации L -оболочки. Излучение, возникающее при ионизации M - или K -оболочки ионов железа, дозиметром практически не регистрируется. Объяснить корреляцию выхода энергии рентгеновского излучения из плазмы микропинчового разряда и спектра ионной эмиссии можно следующим образом. Основная часть лучистой энергии коротковолнового диапазона испускается после просветления плазмы для собственного излучения (излучения L -ионов). И чем глубже сжатие плазмы, тем больше лучистые потери энергии и выше скорости эмитируемых из плазмы ионов. Температура плазмы микропинча, достигаемая в конце фазы второго сжатия, согласно модельным расчетам [2], составляет $\sim (0,8—1,0)$ кэВ, чему соответствует в условиях квазиравновесия среднеквадратичная скорость движения ионов железа $(5—6) \cdot 10^4$ м/с.

Корреляция энергии излучения L -ионов и ионных спектров в области скоростей ионов $\geq 4 \cdot 10^4$ м/с подтверждает сделанное предположение о том, что третий из наблюдаемых в ионных спектрах максимумов соответствует группе частиц, возникающих при переходе процесса пинчевания в режим радиационного сжатия.

Использование в качестве детектора частиц открытого электронного умножителя (ВЭУ-6), способного регистрировать помимо ионов атомарные частицы, в схеме времяпролетной методики потребовало увеличения пролетной базы до 2,5 м и

создания дифференциальной системы откачки, чтобы обеспечить вакуум не хуже 10^{-5} Торр на входе детектора. Контрольные эксперименты с магнитным барьером, располагаемым в пролетном пространстве на пути распространения анализируемого потока частиц, показали, что частицы, скорости которых $< 6 \cdot 10^4$ м/с, представляют собой преимущественно нейтральные атомы. В ионном спектре, зарегистрированном в режиме микропинчевания при использовании открытого электронного умножителя, наблюдалась иная форма первого из ранее описанных трех максимумов: его граница со стороны больших скоростей становится очень крутой, фактически превращаясь в разрыв спектральной функции. Характерный вид распределения по скоростям для этой группы частиц дает основания предполагать, что она сформировалась в результате распространения в плазменном столбе слабой ударной волны и регистрируемая скорость частиц соответствует скорости ионного звука в плазменном столбе. Источник ударной волны — область перетяжки, нецилиндрическая граница которой играет роль поршня. Оценка температуры дает величину 13—26 эВ (эффективный показатель адиабаты для плазмы $3/2$), которую можно считать совпадающей с результатами модельного расчета и измерений, выполненных с помощью электростатических зондов.

В качестве детектора частиц, скорости которых находятся в диапазоне $> 6 \cdot 10^4$ м/с (энергии > 1 кэВ), в схеме времяпролетной методики был применен помехоустойчивый пассивный коллектор с отрицательным потенциалом относительно корпуса вакуумной камеры, а для исследования спектрального состава потока ионов высоких энергий — компактный электромагнитный анализатор типа Томсона, подробно описанный в [6]. В качестве детектора ионов использовали рентгеновскую фо-

топленку без защитного желатинового покрытия, которую располагали на расстоянии не более 15 см от источника ионов в разряде, т.е. пролетная база была минимальной и влияние факторов, искажающих спектр частиц, было сокращено. Зарегистрированные спектры представлены на рис. 5.

С помощью обеих методик фиксируются максимумы при энергиях частиц 8—12 и 40—50 кэВ. Времяпролетная методика обнаруживает дополнительный максимум в области 1—2 кэВ.

Проведем некоторые оценки. Время передачи энергии от ионной компоненты, сжимающейся в перетяжке плазмы, к электронной компоненте составляет для второго сжатия [7]:

$$\tau_{ie} = 3T_i^{3/2} m_e / [4(2\pi m_i)^{1/2} Z n_e e^4 \Lambda] \approx 10^{-15} \text{ с.}$$

Время термализации ионов

$$\tau_{ii} = 3m_i^{1/2} T_i^{3/2} / [4(2\pi)^{1/2} Z n_e e^4 \Lambda] \approx 10^{-10} \text{ с}$$

при $T_i \approx 1$ кэВ, $n_e \approx 10^{24} \text{ см}^{-3}$, $Z \approx 20$, что не превышает времени жизни микропинча во втором сжатии [2]. Кроме того, заметим, что среднее время выравнивания скорости по направлениям несколько меньше времени термализации.

Таким образом, появляется возможность охарактеризовать среднюю энергию частиц 1—2 кэВ как температуру плазмы в конце второго сжатия до момента включения аномального сопротивления и начала разлета плазмы, что хорошо согласуется с измерениями электронной температуры по спектру тормозного рентгеновского излучения [5, 8]. Оценка радиальной скорости сжатия плазмы на стадии радиационного коллапса может быть осуществлена на основе решения уравнения движения [9]:

$$m_i \ddot{r} = -I^2 / (N_i r c^2), \text{ где } N_i = n_e \pi r^2 / Z, \\ -\dot{r} = [(2I^2 / m_i N_i c^2) \ln(r_0 / r)]^{1/2}.$$

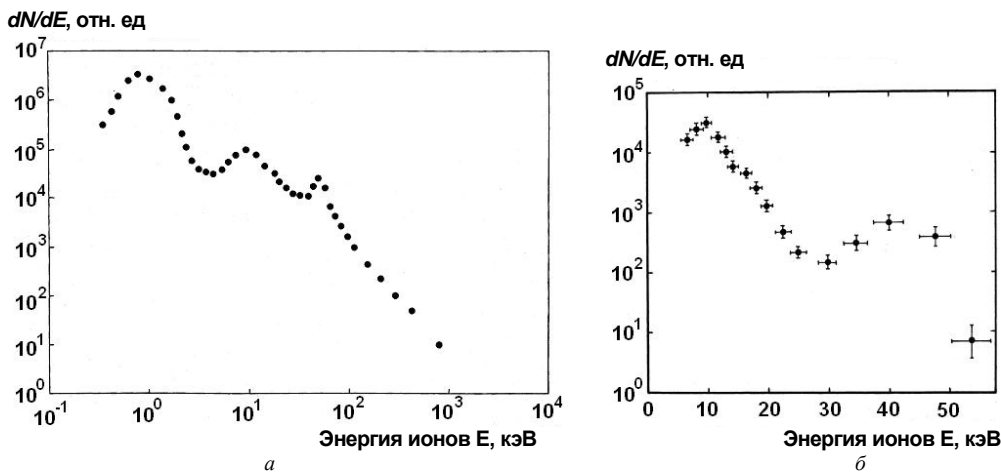


Рис. 5. Спектры ионов железа Fe^{+1} , зарегистрированные по времени пролета (а) и с помощью анализатора Томсона (б) в режиме разряда НВИ при $I_{max} > I_{crit}$

Можно положить начальный радиус $r_0 \cong r_1$; r_1 — радиус микропинча, достигаемый в первом сжатии; $n_e \cong 10^{24} \text{ см}^{-3}$; $r_1/r \cong 20$; $r \cong 5 \cdot 10^{-4} \text{ см}$; $Z \cong 20$ [2]. Тогда получим $|\dot{r}| \cong 2 \cdot 10^5 \text{ м/с}$, что соответствует энергии ионов $E_i \cong 10 \text{ кэВ}$. И наконец, оценка скорости разлета плазмы после завершения второго сжатия, если воспользоваться выражением для скорости звука:

$$v_S = [5(Z+1)T_e / (3m_i)]^{1/2}$$

и положить $T_i \cong T_e \cong 3 \text{ кэВ}$, дает величину $v_S \cong 4 \cdot 10^5 \text{ м/с}$, что соответствует энергии ионов 40—50 кэВ.

Заключение

Обнаружено изменение вида энергетического спектра корпускулярной эмиссии из плазмы Z-пинча в среде тяжелых элементов при переходе разряда в режим микропинчевания.

При регистрации спектра в широком диапазоне энергий частиц в спектре наблюдается устойчивое присутствие нескольких групп частиц, что связано с процессами, происходящими в разряде на различных стадиях его развития.

Результаты, полученные с помощью трех различных типов корпускулярной диагностики (временноразрешенная методика, электромагнитный анализатор Томсона, электростатические зонды Ленгмюра), совпадают в пределах перекрывающихся спектральных диапазонов регистрации.

Сравнительный анализ энергетических спектров корпускулярной эмиссии и результатов параллельных исследований, выполненных методами рентгеновской обскурографии, скоростного фотографирования в собственном излучении ви-

димого диапазона и тенеграфии с импульсным лазерным осветителем, регистрации энергии испускаемого рентгеновского излучения, а также результатов оценочных расчетов в рамках модели радиационного сжатия, обнаруживает их хорошее соответствие, что позволяет дать регистрируемым спектрам надежную интерпретацию.

Полученные данные, по-видимому, позволяют сделать вывод о том, что корпускулярная диагностика может быть источником немаловажной информации при исследовании процессов, протекающих в Z-пинчевых разрядах в среде тяжелых элементов.

Данная работа частично поддержана грантом Президента РФ № МК-3831.2005.2.

Литература

1. Гурей А. Е., Долгов А. Н., Прохорович Д. Е., Савелов А. С., Тихомиров А. А. // Физика плазмы. 2004. Т. 30. № 1. С. 41.
2. Вихрев В. В., Иванов В. В., Кошелев К. Н. // Там же. 1982. Т. 8. № 6. С. 1211.
3. Быковский Ю. А., Лагода В. Б., Шерозия Г. А. // ЖТФ. 1980. Т. 50. С. 1357.
4. Веретенников В. А., Гурей А. Е., Долгов А. Н., Семенов О. Г., Тихомиров А. А. // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. № 22. С. 78.
5. Долгов А. Н., Ляпидевский В. К., Прохорович Д. Е., Савелов А. С., Салахутдинов Г. Х. // Физика плазмы. 2005. Т. 31. № 2. С. 192.
6. Горбунов А. А., Гулин М. А., Долгов А. Н., Николаев О. В., Савелов А. С. // ПТЭ. 1990. № 5. С. 56.
7. Сивухин Д. В. // Вопросы теории плазмы / Под ред. М. А. Леонтовича. — М.: Атомиздат, 1964. Т. 4. — 320 с.
8. Долгов А. Н., Кириченко Н. Н., Ляпидевский В. К., Савелов А. С., Салахутдинов Г. Х. // Физика плазмы. 1993. Т. 19. № 1. С. 97.
9. Захаров С. М., Иваненков Г. В., Коломенский А. А., Пикун С. А., Самохин А. И. // Там же. 1987. Т. 13 № 2. С. 206.

Статья поступила в редакцию 15 ноября 2007 г.

Corpuscular diagnostics as the tool to a research fast Z-pinch

A. N. Dolgov, D. E. Prokhorovich

Moscow Engineering Physics Institute, Russia, Moscow

In work the possibility of using of passive corpuscular diagnostics for study of processes in plasma micropinches of the discharge is shown. The time of flight method obtains distributions (spectra) of ions on velocities depending on magnitude of a current in the discharge. The comparative analysis of obtained spectra and outcomes of parallel researches, and also accounts within the framework of a model of radiation collapse, has allowed to connect emerging stable groups of particles in the registered spectra with processes happening in discharge gap.