

8. Акишев Ю. С., Грушин М. Е., Каральник В. Б., Трушкин Н. И. // Физика плазмы, 2001. Т. 27. № 6. С. 550.
9. Дандарон Г.-Н. Б., Балданов Б. Б., Базарсадаев Б. Ц. // Тр. IV Междунар. науч. конф. "Радиационно-термические эффекты и процессы в неорганических материалах". — Томск: Изд-во ТПУ, 2004. С. 366.
10. Смирнов С. А., Баранов Г. А. // ЖТФ, 2001. Т. 71. Вып. 7. С. 30.
11. Смирнов С. А., Баранов Г. А. // Там же. С. 39.
12. Napartovich A. P., Akishev Yu. S., Derygin A. A., Kochetov I. V., Pankin M. V., Trushkin N. I. // J. Phys. D.: Appl. Phys., 1997. V. 30. P. 2726.
13. Акишев Ю. С., Грушин М. Е., Кочетов И. В., Напартович А. П., Трушкин Н. И. // Физика плазмы, 1999. Т. 25. № 11. С. 998.
14. Акишев Ю. С., Дерюгин А. А., Кочетов И. В., Напартович А. П., Панькин М. В., Трушкин Н. И. // Письма в ЖТФ, 1996. Т. 22. Вып. 22. С. 1.
15. Ватажин А. Б., Грабовский В. И., Лихтер В. А., Шульгин В. И. Электрогазодинамические течения. — М.: Наука, 1983.

Статья поступила в редакцию 10 июля 2006 г.

Experimental research of a gas stream influence on pulses of a negative corona current in argon

G.-N. B. Dandaron

The East-Siberian State Technological University, Ulan-Ude, Russia

B. B. Baldanov

The Department of Physical problems at Presidium of the Buryat Scientific Centre of the Siberian Branch of the Russian Academy of Science, Ulan-Ude, Russia

In this paper we present the results of experimental research of a gas stream influence on the parameters of a periodic mode of a negative corona in a stream of argon. It is established, that the increase of a gas stream causes increase in duration and change of the form current pulse a of a negative corona.

УДК 533.9.082

Исследование механизмов генерации рентгеновского излучения в плазме тяжелых элементов зет-пинчевого разряда

А. Н. Долгов, В. К. Ляпидевский, А. С. Савелов, Г. Х. Салахутдинов

Московский инженерно-физический институт (Государственный университет), Россия

Представлены результаты прямых измерений параметров рентгеновского излучения, а также модельных расчетов, выполненных на основе регистрируемого в экспериментах спектра электронной эмиссии, из плазмы быстрого зет-пинча в среде тяжелых элементов.

Интерес к быстрым зет-пинчам в среде тяжелых элементов связан с появлением в них плотной $n_e > 10^{19}$ см⁻³ горячей $T_e \sim 1$ кэВ многократно ионизованной плазмы, служащей эффективным источником вакуумного ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучения высокой мощности.

Размеры области горячей плотной плазмы, получившей в литературе названия "горячей точки", "плазменной точки" или микропинча, могут достигать нескольких микрометров, приближаясь по величине к микроскопическому параметру плазмы разряда — лар-

моровскому радиусу ионов в собственном магнитном поле разряда.

Микропинчевый разряд (МПР), т. е. зет-пинч, в среде тяжелых элементов, в котором формируется микропинчевая область, может быть реализован в достаточно компактных установках, которые отличаются сравнительной простотой конструкции и надежностью в эксплуатации [1, 2], что делает его привлекательным с точки зрения приложений. Разработаны схемы рентгеновской литографии и контактной рентгеновской микроскопии биологических объектов [3, 4] с использованием микропинчевого источника рентгеновского излучения.

Обнаружен эффект полировки поверхности высокотемпературных сверхпроводящих пленок при воздействии на них импульсов ВУФ-излучения плазмы микропинча [5]. Проводятся масштабные экспериментальные исследования по применению быстрых зет-пинчей в среде тяжелых элементов для инерциального управляемого термоядерного синтеза [6, 7].

Разработка источника излучения для одного из приложений связана с оптимизацией параметров разряда в соответствии с предъявляемыми к источнику требованиями, что ставит задачу выбора достаточно разработанной и подтвержденной экспериментальными исследованиями количественной модели процессов в плазме разряда.

Наиболее адекватной всей совокупности экспериментально наблюдаемых явлений в сильноизлучающей плазме быстрых зет-пинчей теоретической моделью является в настоящее время модель радиационного сжатия. В работе [8] было показано, что в плазменном фокусе с водородом или дейтерием в качестве рабочего вещества и с токами свыше 1,6 МА (критический ток Пиза — Брабинского) тормозное излучение повышает сжатие перетяжки, теоретически появляется возможность сжатия пинча до нулевого радиуса, самопоглощение же излучения и нагрев на аномальном сопротивлении могут препятствовать сжатию. В работе [9] эта концепция была распространена на случай многократной ионизации ионов тяжелых элементов в плазме низкоиндуктивной вакуумной искры. Появление здесь кроме тормозного также рекомбинационного и линейчатого излучений ведет к резкому снижению силы критического тока. Например, для разряда в среде железа предсказанная в рамках модели и определяемая экспериментально величина критического тока оказалась равной 50 кА [10].

Исследование спектров рентгеновского излучения в широком энергетическом диапазоне от 1 до 300 кэВ дает богатый материал для дальнейшего развития представлений о физических процессах, протекающих в плазме МПР [1]. Точность определения параметров плазмы зависит от точности измерения спектра рентгеновского излучения.

Измерения спектров рентгеновского излучения импульсной плазмы сопряжены с рядом сложностей, таких как малое время жизни плазмы при сильной электромагнитной наводке. Следует учесть, что при импульсе излучения малой длительности (от единиц до сотен наносекунд) возникает большое число квантов рентгеновского излучения ($\sim 10^8$ — 10^{16}) [2, 3].

Исследовались параметры плазмы, образующейся в результате микропинчевого разряда на установке, описанной в работе [10]. Общая схема разрядного устройства представлена на рис. 1.

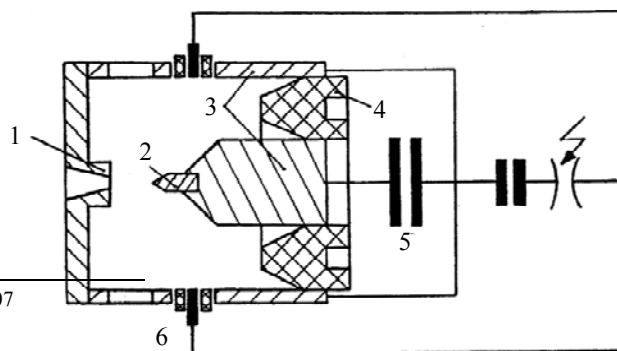


Рис. 1. Схема разрядного устройства:

- 1 — катод; 2 — анод; 3 — тоководы; 4 — изолятор;
5 — батарея импульсных высоковольтных конденсаторов;
6 — система инициации разряда

Параметры электрического контура установки: разрядное напряжение $U_0 = 15$ кВ, емкость конденсаторной батареи $C_0 = 12$ мкФ. Рабочей средой пинчевого разряда являлись пары материала анода разрядного устройства, ток разряда достигал величины 150 кА, период разряда — 6 мкс. Разряд инициировался в вакууме не хуже 10^{-4} Торр путем инжекции в межэлектродное пространство плазмы из вспомогательного эрозионного заряда.

Для измерения энергетических характеристик непрерывных спектров импульсного излучения плазмы микропинчевого разряда создан комплекс аппаратуры, включающий в себя два многоканальных сцинтилляционных спектрометра рентгеновского излучения и магнитный спектрометр электронов.

Для исследования спектрального состава импульсов рентгеновского излучения высокой интенсивности плазмы в диапазоне энергий квантов 2—200 кэВ использован 15-канальный сцинтилляционный спектрометр. Каждый канал спектрометра построен по следующей схеме: рентгеновский поглощающий фильтр, сцинтиллятор, оптический световод, оптический фильтр, фотоэлектронный умножитель [11].

Корпус спектрометра присоединяется к вакуумной камере экспериментальной установки, в нем укреплены поглощающие фильтры рентгеновского излучения, сцинтилляторы, световоды. С помощью гибких волоконных световодов осуществляется оптическая связь между сцинтилляторами и фотоэлектронными умножителями, которые размещены в отдельном блоке. Применение волоконных оптических световодов позволяет уменьшить размеры той части прибора, которая монтируется непосредственно на корпусе вакуумной камеры экспериментальной установки, и снизить воздействие электромагнитных помех на его электронную часть.

В спектрометре использовались кристаллы в виде цилиндров из CsI(Tl) диаметром 8 мм и высотой 15 мм. Эффективность регистрации рентгеновских квантов с энергией < 100 кэВ составила практически 100 %.

В блоке фотоэлектронных умножителей размещены 15 штук ФЭУ-85, предусилители, калибровочные световоды. Применение поглощающих рентгеновских фильтров из Al, Cu и Pb разной толщины (от 6 мкм до 5 мм) приводит к сильному различию интенсивностей световых потоков, падающих на фотокатоды разных ФЭУ. Коррекция интенсивностей световых потоков на фотокатодах проводится с помощью калиброванных оптических светофильтров. Электрические сигналы от каждого канала регистрации одновременно поступают на вход портативного амплитудного анализатора однократных импульсов, построенного по схеме, аналогичной описанной в работе [12]. Информация об амплитуде сигналов последовательно выводится на цифровое табло и через линию связи может поступать непосредственно в ЭВМ.

Нижний порог регистрации рентгеновского излучения в отдельном канале спектрометра соответствует суммарной энергии рентгеновских квантов 1 МэВ, поглощенной в сцинтилляционном кристалле.

Динамический диапазон каждого канала 10^2 , всего спектрометра 10^8 . Динамический диапазон всей системы можно легко варьировать заменой поглощающих рентгеновских и корректирующих оптических фильтров и выбирать в зависимости от условий эксперимента.

Для измерения спектрального состава жесткой (до 400 кэВ) составляющей рентгеновского излучения импульсных источников используется помехоустойчивый многоканальный сцинтилляционный спектрометр на основе миниатюрных ФЭУ-60. Сцинтилляционные кристаллические детекторы диаметром 15 мм и высотой 20 мм находятся в непосредственном оптическом контакте с ФЭУ. Порог регистрации в каждом канале составляет 30 кэВ для кристаллов CsI(Tl). Динамический диапазон 7-канального спектрометра достигает 10^4 . Для расширения динамического диапазона между сцинтиллятором и ФЭУ могут быть установлены корректирующие оптические фильтры.

В зависимости от экспериментальной задачи кристаллы CsI(Tl) можно заменять на кристаллы NaI(Tl) и $Bi_4Ge_3O_{12}$ в детектирующей части прибора. Электронная схема обработки сигналов аналогична схеме, примененной в описанном выше спектрометре. Конструкция спектрометра на основе ФЭУ-60 позволяет использовать каждый его канал в качестве самостоятельного сцинтилляционного спектрометра энергий квантов на диапазон > 30 кэВ.

Абсолютная калибровка каждого канала обоих спектрометров проводилась на стенде, в котором использовалась импульсная рентгеновская трубка с набором флуоресцентных эмиттеров и комплект радиоизотопных источников рентгеновского излучения [13].

Рентгеновское излучение плазмы исследовалось на основе сочетания методов фильтров Росса и "серых" фильтров. Восстановление спектров рентгеновского излучения по результатам измеренной в эксперименте кривой ослабления проводилось методом эффективных энергий [14] с последующим моделированием методом Монте-Карло (с учетом показаний каналов спектрометра, работающих по методу фильтра Росса). Пятнадцатиканальный спектрометр служил для регистрации из-

лучения в диапазоне энергий квантов 1,5—100 кэВ, а 7-канальный — в диапазоне от 100—400 кэВ. Наличие в каждом спектрометре по одному идентичному каналу позволило проводить совместную обработку результатов измерений, сделанных на двух спектрометрах. К числу наиболее интересных среди полученных результатов можно отнести следующие.

Подтвержден пороговый характер спектра рентгеновского излучения плазмы тяжелых элементов в зеттинчевом разряде от тока разряда [6]. Так, для разряда, рабочей средой которого являлась плазма Fe, при токах < 50 кА не было зарегистрировано излучения более жесткого, чем с $h\nu = 10$ кэВ. При токах ≥ 60 кА регистрировалось рентгеновское излучение в интервале энергий квантов вплоть до $h\nu \approx 400$ кэВ, причем дальнейшее возрастание разрядного тока (по крайней мере до 200 кА) не приводило к заметному изменению вида спектра.

Получены экспериментальные результаты для плазмы МПП с электродами, изготовленными из материалов с существенно различающимися атомными номерами. На рис. 2 представлены характерные спектры рентгеновского излучения плазмы двух элементов – Fe и W (заряды ядер 26 и 74, соответственно) при токе разряда 150 кА в диапазоне $2 \text{ кэВ} < h\nu < 30 \text{ кэВ}$. Вид спектров свидетельствует о наличии двух "максвеллизированных" компонент в электронной составляющей излучающей плазмы, которые условно назовем низко (н)- и высоко-температурными (в). Температуры $T_n^{Fe} \approx 2$ кэВ, $T_v^{Fe} \approx 8$ кэВ и $T_n^W \approx 2,5$ кэВ, $T_v^W \approx 9$ кэВ оказались близки. Вероятнее всего, несмотря на различные возможности потери энергии ионами Fe и W, в пинчующейся плазме за счет линейчатого рентгеновского излучения динамика плазмы тем не менее не претерпевает существенных изменений, например, из-за развития значительного аномального тепловыделения, превышающего кулоновский джоулев нагрев при сравнительно неглубоком сжатии плазмы.

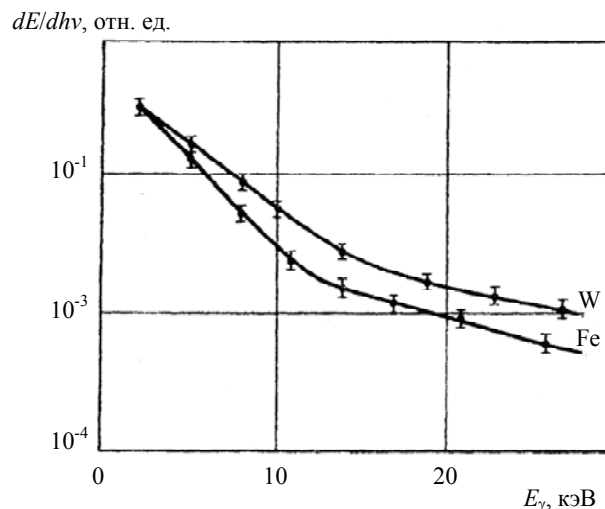


Рис. 2. Типичные спектры излучения плазмы W и Fe микропинчового разряда в диапазоне $2 \text{ кэВ} < h\nu < 30 \text{ кэВ}$

Авторы настоящей работы поставили задачу провести исследование рентгеновского излучения МПР в широком диапазоне энергий эффективно регистрируемых квантов $1 \text{ кэВ} \leq h\nu \leq 300 \text{ кэВ}$ методом "серых" фильтров и попытаться связать результаты измерений с параметрами излучаемого физического объекта.

В спектре рентгеновского излучения плазмы МПР в области энергий $1 \text{ кэВ} \leq h\nu \leq 300 \text{ кэВ}$ по результатам измерений можно выделить три участка, в пределах каждого из которых спектр тормозного излучения носит квазиплоский характер с соответствующей температурой (рис. 3). В диапазонах энергий квантов $1 \text{ кэВ} \leq h\nu \leq$

$\leq 20 \text{ кэВ}$, $T_e \approx 2,5 \pm 0,5 \text{ кэВ}$ и $20 \text{ кэВ} \leq h\nu \leq 100 \text{ кэВ}$, $T_e \approx 10 \pm 2 \text{ кэВ}$; спектр излучения обладает высокой степенью повторяемости; в диапазоне $100 \text{ кэВ} \leq h\nu \leq 300 \text{ кэВ}$ эффективная температура T_e меняется от разряда к разряду в широком интервале: $\approx 30 \div (70-80) \text{ кэВ}$. Для сравнения на том же рисунке представлена кривая ослабления излучения разряда, в котором не реализуется режим микропинчевания (максимум тока разряда 50 кА). Кроме измерений для разряда, реализуемого в плазме железа, были выполнены аналогичные измерения для случая разряда в плазме вольфрама. Вид полученных кривых ослабления практически не отличается для обоих элементов в пределах статистической погрешности.

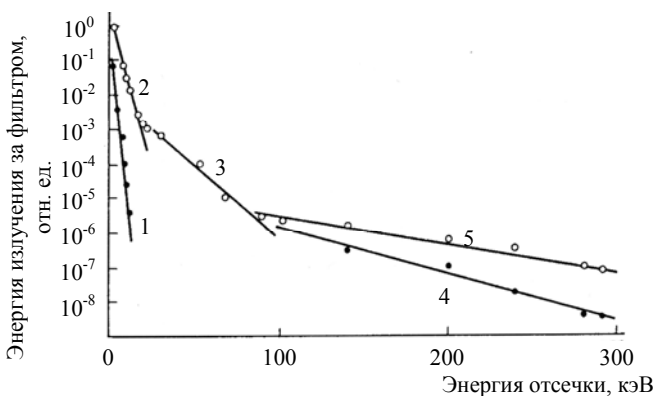


Рис. 3. Характерные кривые ослабления рентгеновского излучения (разряд к плазме железа).

- — $I_{\max} = 150 \text{ кА}$, режим с микропинчеванием;
 - — $I_{\max} = 45 \text{ кА}$, режим без микропинчевания.
 - 1 — $T_e \approx 0,8 \text{ кэВ}$; 2 — $T_e \approx 2,5 \text{ кэВ}$; 3 — $T_e \approx 10 \text{ кэВ}$;
 - 4 — $T_e \approx 30 \text{ кэВ}$; 5 — $T_e \approx 70 \text{ кэВ}$.
- Длина разделяющего электрода изолятора 8 см

Для интерпретации экспериментальных наблюдений воспользуемся результатами расчетов динамики параметров микропинча, выполненных в рамках модели радиационного сжатия [15], и известными результатами прямой регистрации электронных потоков из плазмы МПР [16].

Температура и плотность плазмы быстро меняются во времени в микропинчевой области. В этих условиях измерения дают некоторую усредненную величину температуры. При относительно невысокой температуре ($T_e < 500 \text{ эВ}$) основную роль в энерго-

балансе перетяжки играет классический джоулев нагрев и излучение плазмы, главным образом линейчатое и фоторекомбинационное. При более высокой температуре роль излучения уменьшается, а его место занимают потери энергии, связанные с вытеканием плазмы из перетяжки. Потери на вытекание сравниваются с потерями на излучение в случае величины тока разряда 150 кА для плазмы железа при $T_e \approx 1 \text{ кэВ}$. При $T_e \approx 3 \text{ кэВ}$ становится существенным аномальный нагрев плазмы.

В течение времени существования микропинча ($\sim 0,04 \text{ нс}$ во времени существования ионов наивысших кратностей ионизации вплоть до гелиеподобных) плотность плазмы в области перетяжки слабо меняется $n_e \approx \text{const}$, а температура неравномерно возрастает от 1 до $\sim 7 \text{ кэВ}$. Среднее значение за этот период составляет $T_e \approx 3 \text{ кэВ}$. Затем следует дальнейший разогрев плазмы в результате развития аномального сопротивления в условиях резкого падения на 2—3 порядка величины плотности (разлет плазмы из области перетяжки). После достижения температуры $T_e \approx 10 \text{ кэВ}$ мощность излучения быстро падает.

Расчетные данные о динамике размеров микропинчевой области, ее параметров и температуры позволяют провести расчет интегрального непрерывного (тормозного и рекомбинационного) спектра микропинча. В предположении $T_e \approx \text{const}$ спектральная плотность излучения при больших $h\nu$ составляет

$$I \sim \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_e}\right),$$

что позволяет ввести определение

$$kT_e(h\nu) = -\frac{d(h\nu)}{d(\ln I)}.$$

Для нестационарной плазмы величина $T_e(h\nu)$ будет зависеть от рассматриваемого диапазона энергий квантов и характеризовать ту фазу развития микропинчевой области, которая дала основной вклад в излучение в данном диапазоне. Оказалось, что расчетная температура довольно слабо зависит от $h\nu$, изменяясь при величине тока разряда 150 кА от $T_e = 7 \text{ кэВ}$ при $h\nu = 30 \text{ кэВ}$ до $T_e = 11 \text{ кэВ}$ при $h\nu = 100 \text{ кэВ}$ [15].

Таким образом, можно отметить, что в диапазоне $1 \text{ кэВ} < h\nu < 100 \text{ кэВ}$ экспериментально зарегистрированный спектральный состав излучения МПР вполне совпадает с тем, что предсказывает теоретическая модель для сильноизлучающей плазмы в зет-пинче. Объясним с точки зрения модели и тот экспериментально обнаруженный факт, что характер спектра рентгеновского излучения МПР практически оказался слабо зависящим от элементного состава плазмы в регистрируемом диапазоне.

Возможно это выглядит несколько неожиданно, так как именно развитие модели радиационного сжатия позволило ранее объяснить рост измеряемой по K -спектрам многозарядных ионов величины электронной температуры с увеличением атомного номера элемен-

тов, составляющих плазму МПР, и указало на то, что состав плазмы МПР влияет на механизм ее нагрева [9]. В [17] авторами были проведены детальные расчеты, в которых были учтены радиационные потери на переходах *K*-, *L*- и *M*-ионов. Как следует из результатов этих расчетов, явление глубокого радиационного сжатия обусловлено появлением в плазме *L*-ионов, имеющих значительно большую характерную энергию квантов, чем у предшествующих *M*-ионов. Для плазмы, состоящей из более тяжелых элементов, переход к *L*-сжатию происходит при все большей температуре ($T_e \cong 6 \cdot 10^{-4} Z^4$ эВ), а это в свою очередь может привести к развитию значительного аномального тепловыделения, сравнимого с кулоновским джоулевым нагревом плазмы еще при относительно неглубоком сжатии. Таким образом, эффект влияния состава плазмы МПР на механизм ее нагрева оказывается ограниченным при фиксированном значении тока разряда.

При величине тока в МПР 150 кА в плазме железа появляются многозарядные ионы вплоть до водородоподобного. Их вклад в спектр излучения микропинча должен быть весьма заметным в диапазоне $6 \text{ кэВ} < h\nu < 9 \text{ кэВ}$. Согласно [9], отношение мощности излучения линейчатого и фоторекомбинационного к мощности тормозного излучения в ионизационном состоянии, соответствующем излучению преимущественно линий *K*-спектра, составляет 1—10.

Выполненные интегральные по времени измерения, однако, не обнаруживают вклада линейчатого излучения в спектре. Дать объяснение, сославшись на малую чувствительность метода к тонкой структуре спектра излучения, недостаточно. По оценкам, метод позволяет зафиксировать столь заметное присутствие излучения в области *K*-спектра. Причина скорее в ином. Длительность существования ионов высоких кратностей в плазме микропинча составляет $\sim 10^{-10}$ с. Электроны в отличие от ионов за счет высокой скорости дрейфа успевают покинуть область перетяжки в процессе ее эволюции и попасть в область холодной периферийной плазмы меньшей плотности. Время жизни электронов с энергией 1—10 кэВ в плазме с $n_e \sim 10^{18} \text{ см}^{-2}$ составит 10^{-8} — 10^{-7} с, т. е. на 2—3 порядка больше, чем время излучения *K*-ионов. Соответственно уменьшается удельный вклад в интегральный по времени спектр излучения этих ионов.

В пользу вышеприведенных соображений свидетельствуют результаты ранее выполненных экспериментальных наблюдений длительности излучения плазмы МПР [11] и пространственной структуры спектрального состава излучения плазмы МПР [13] в диапазоне $1 \text{ кэВ} < h\nu < 30 \text{ кэВ}$. В последнем случае была применена методика обскурирования излучающего в рентгеновском диапазоне объекта при использовании в качестве детектора ядерной эмульсии. Используемая методика позволила измерить независимо спектр излучения "плазменной точки", т. е. микропинча, и холодной плазмы за пределами области перетяжки, свечение которой в рентгеновском диапазоне вызвано, очевидно, потоком энергичных электронов. Излучательные спектры обоих объектов оказались совершенно аналогичны.

Дадим объяснение характеру зарегистрированного спектра излучения МПР в диапазоне $100 \text{ кэВ} < h\nu < 300 \text{ кэВ}$. Можно предположить, что появление этого участка спектра связано с развитием ускорительных процессов. Набор возможных механизмов рождения надтепловых частиц в зет-пинчевом разряде весьма обширен [18]. Мы, однако, уклонимся от анализа всего этого мыслимого теоретически многообразия и остановимся в первую очередь на имеющихся в нашем расположении экспериментальных данных.

Как известно, спектральная плотность интенсивности тормозного рентгеновского излучения плазмы определяется формулой [19]

$$J(h\nu) = A \int_{h\nu}^{\infty} g(h\nu, \varepsilon) \frac{f(\varepsilon)}{\sqrt{\varepsilon}} d\varepsilon,$$

где A — постоянная;

$h\nu$ и ε — энергии квантов и электронов, соответственно;

$g(h\nu, \varepsilon)$ — фактор Гаунта;

$f(\varepsilon)$ — функция распределения электронов по энергиям.

Предположим, что использование усредненной по времени функции $f(\varepsilon)$ даст нам с удовлетворительной степенью точности значение спектральной плотности энергии тормозного рентгеновского излучения рассматриваемого плазменного объекта. Для оценки величины фактора Гаунта воспользуемся аппроксимационным приближением, предложенным авторами работы [20] для широкого диапазона $h\nu$ от единиц до сотен килоэлектронвольт:

$$g_{ff} = a(h\nu / T_e)^{-b} - c,$$

$$a = \exp(-0,9T_e^2) + 1,33, \quad b = 0,173 + 0,0137 \ln T_e,$$

$$c = 0,54 \exp(-T_e^2) + 0,497,$$

где $h\nu$ и T_e берутся в килоэлектронвольтах.

Вид функции $f(\varepsilon)$ был взят непосредственно из [16], результатов прямой регистрации энергетического спектра электронов, эмитируемых из плазмы МПР, полученных с помощью магнитного спектрометра электронов.

Результаты моделирования, т. е. расчетные спектры рентгеновского излучения плазмы, электронная компонента которой обладает принятой в качестве $f(\varepsilon)$ функцией распределения по энергиям, и соответствующие кривые ослабления представлены на рис. 4 и 5. По видимому, нет ничего удивительного в том, что спектры, представленные на рис. 4, не во всем соответствуют кривым ослабления, приведенным на рис. 3. Регистрация параметров электронной эмиссии требовала определенной пролетной базы, при распространении вдоль которой электронный поток несколько менял свою функцию распределения, например за счет обеднения низкоэнергетическими частицами.

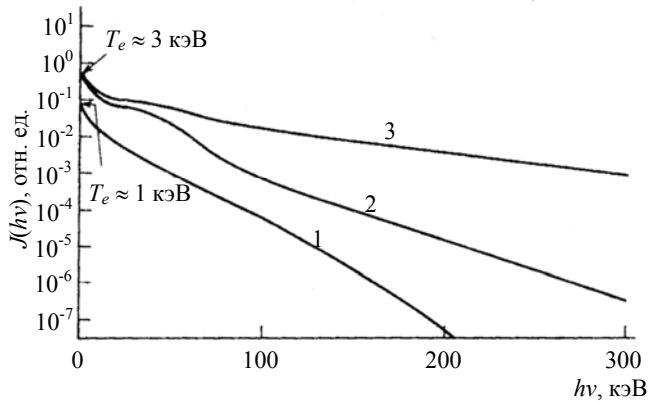


Рис. 4. Модельные спектры тормозного излучения:

1 — $I_{\max} = 45$ кА ($I - T_e \approx 15$ кэВ), режим без микропинчевания, длина изолятора, разделяющего электроды, 8 см;
2, 3 — $I_{\max} = 150$ кА, режим с микропинчеванием, длина изолятора 3 и 8 см, соответственно, (2 — $T_e \approx 30$ кэВ, 3 — $T_e \approx 70$ кэВ)

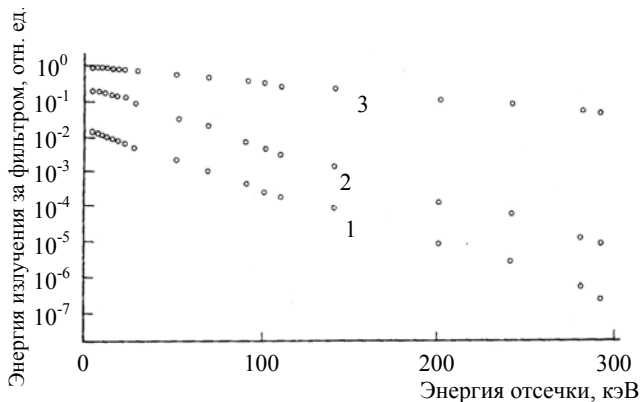


Рис. 5. Расчетные кривые ослабления для модельных спектров рентгеновского излучения, представленных на рис. 4

Зависимость модельных спектров в области $100 \text{ кэВ} \leq h\nu \leq 300 \text{ кэВ}$ от условий возникновения квазистатических электрических полей и их сходство с реально регистрируемым спектральным составом излучения позволяет выдвинуть предположение о том, что спектр излучения МПР в области $100 \text{ кэВ} \leq h\nu \leq 300 \text{ кэВ}$ определяется в основном ускорением части электронов в квазистатическом электрическом поле, возникающем в области перетяжки. Величина ускоряющей разности потенциалов ограничивается электрической прочностью межэлектродного пространства, в частности состоянием поверхности и длиной разделительного изолятора разрядного устройства.

Попытка объяснить появление больших квазистатических электрических полей за счет изменения индуктивности разрядного канала при пинчевании сталкивается с рядом трудностей [21]. В качестве вероятного механизма ускорения можно рассматривать частичный

обрыв тока в момент возникновения аномального сопротивления и появления индукционного поля.

В некоторых работах [22, 23] ускорение частиц в пинче связывают с обрывом тока проводимости и замещением его током смещения, что равносильно появлению в цепи разряда конденсатора, включенного параллельно омическому сопротивлению плазмы в области перетяжки, а это уменьшает общее сопротивление рассматриваемого участка цепи и падение потенциала, обусловленное протеканием тока. Модель радиационного сжатия позволяет объяснить появление значительных квазистатических электрических полей как следствие роста омического сопротивления плазмы в области перетяжки [24, 25].

Л и т е р а т у р а

1. Erbert Ch. K., Herzog O. H., Schulz A., Clouthiaux E. J., Walden F., Kunze H.-J. // Plasma Source Sci. and Technol. 1996. V. 5. № 3. P. 436.
2. Takasugi K., Suzuki H., Moriyamu K., Miyamoto T. // Jap. J. Appl. Phys. Pt. 1. 1996. V. 35. № 7. P. 4651.
3. Веретенников В. А., Гурей А. Е., Караев К. Т. и др. // Препринт № 10. — М.: ФИАН, 1994.
4. Maeda H., Shimoda K., Sato M. // Res. Rept. NIFS-PROC Ser. 2000. № 45. P. 58.
5. Афанасьев Ю. В., Веретенников В. А., Емельянов Д. Т. и др. // Препринт № 59. — М.: ФИАН, 1991.
6. Sanford T. W., Olson R. E., Bowers R. L. et al. // Phys. Rev. Letters. 1999. V. 83. № 26. Pt. 1. P. 5511.
7. Lash J. S., Chandler G. A., Cooper G. et al. // Acad. Sci. Ser. 4 Phys., astrophys. 2000. V. 1. № 6. P. 759.
8. Shearer J. M. // Phys. Fluids. 1976. V. 19. P. 9.
9. Вихрев В. В., Иванов В. В., Кошелев К. Н. // Препринт № 3359/6. — М.: ИАЭ, 1980. — 18 с.
10. Гулин М. А., Долгов А. Н., Николаев О. В., Савелов А. С. // Физика плазмы. 1990. Т. 16. С. 1015.
11. Аверкиев В. В., Долгов А. Н., Ляпидевский В. К. и др. // ПТЭ. 1991. № 2. С. 173.
12. Деметьев В. Н., Зверев С. А., Казаринов Г. И. и др. // Экспериментальные методы ядерной физики. — М.: Атомиздат, 1979. Вып. 5. С. 58.
13. Аверкиев В. В., Гулин М. А., Долгов А. Н. и др. // Препринт 014-90. — М.: МИФИ, 1990.
14. Ляпидевский В. К., Салахутдинов Г. Х., Самойлова Л. Б. // Препринт 004-90. — М.: МИФИ, 1990.
15. Анциферов П. С., Вихрев В. В., Иванов В. В., Кошелев К. Н. // Физика плазмы. 1990. Т. 16. С. 1018.
16. Горбунов А. А., Гулин М. А., Долгов А. Н. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 50. С. 320.
17. Аглицкий Е. В., Анциферов П. С., Кошелев К. Н., Панин А. М. // Физика плазмы. 1986. Т. 12. С. 1184.
18. Семенов О. Г. // Препринт 42. — М.: ФИАН СССР, 1979.
19. Hall T. R. // J. Phys. B. 1975. V. 8. P. 3089.
20. Бардинов А. А., Бурцев В. А., Люблин Б. В. // Препринт 11-К-0556. — Л.: НИИЭФА, 1981.
21. Fucsi J., Clouthiaux E. J. // Phys. Rev. Lett. 1975. V. 34. P. 863.
22. Трубников Б. А. // Физика плазмы. 1986. Т. 12. № 4. С. 468.
23. Earinski A., Gacek A. // Proc. 3-rd Int. Workshop on Plasma Focus Research., Stuttgart. 1983. P. 55.
24. Вихрев В. В. // Физика плазмы. 1977. Т. 33. С. 981.
25. Вихрев В. В., Брабинский С. И. // Вопросы теории плазмы/ Под ред. М. А. Леонтовича. — М.: Атомиздат, 1980. Вып. 10. С. 243.

Статья поступила в редакцию 12 мая 2006 г.

Investigate of mechanisms generation X-ray radiation in plasma of heavy elements Z-pinch charge

A. N. Dolgov, V. K. Lyapidevsky, A. S. Savelov, G. Kh. Salakhutdinov
Moscow Engineering Physics Institute, Russia

Results are presented of direct X-rays measurements and model calculations executed on the basis of experimentally registered electron spectra for emission from a fast Z-pinch in a medium of heavy elemente.

УДК 533.9

О перспективах малорадиоактивного термоядерного реактора на основе обращенной магнитной конфигурации

А. Ю. Чирков

Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, Москва, Россия

Обращенная магнитная конфигурация (FRC — field reversed configuration) является одной из наиболее перспективных альтернативных систем магнитного удержания с высокими β . Поэтому она может рассматриваться как возможный вариант концепции реактора низкой нейтронной активности на смеси $D-^3He$. В связи с проблемой аномального транспорта в FRC обсуждаются возможные скейлинги для времени удержания плазмы. Предложены скейлинги, основанные на различных физических предположениях. Проведен анализ соответствия предложенных скейлингов существующим экспериментальным данным.

Обращенная магнитная конфигурация [1, 2] — это цилиндрически симметричная магнитная ловушка с высоким β (β — отношение давления плазмы к давлению магнитного поля). В FRC плазма удерживается в области замкнутых силовых линий магнитного поля, создаваемого как внешними магнитными катушками, так и диамагнитным током в плазме. Плазма располагается вокруг нейтрального слоя (нейтральной линии), в котором давление плазмы максимальное, магнитное поле $B = 0$ и $\beta = 1$. Границей плазмы является сепаратриса, отделяющая область замкнутых линий поля от области открытых линий. FRC относят к классу так называемых компактных тороидов. Говоря в терминах тороидальных систем, FRC обладает, как правило, высокой вытянутостью, аспектное отношение равно единице, а магнитное поле в ловушке считается практически полоидальным.

К настоящему времени в экспериментальных и теоретических исследованиях обращенных магнитных конфигураций и линчей с обращенным полем (RFP — reversed field pinch) достигнут значительный прогресс [1—9]. Одной из важных проблем развития FRC является аномально высокий поперечный перенос. В ряде теоретических работ [10—15] для анализа аномального переноса используются теории, основанные на низкочастотной дрейфовой неустойчивости [10—12] либо нижнегибридной дрейфовой неустойчивости [12—15]. К сожалению, пока нет окончательного понимания причин аномального переноса в связи с тем, что не стави-

лись эксперименты в целях надежной прямой диагностики неустойчивостей.

Высокие β позволяют рассматривать FRC как систему удержания для малорадиоактивного реактора на $D-^3He$ -топливе.

В настоящей работе обсуждаются возможные скейлинги для времени удержания частиц в FRC, основанные на различных физических предположениях. Цель работы — сравнить предложенные скейлинги с существующими данными экспериментов [11, 15—17]. Такое сравнение может быть полезно с точки зрения анализа возможных причин аномального переноса. Скейлинги, в свою очередь, представляют определенный интерес для оценок перспектив развития FRC и увеличения параметров системы.

Отметим, что экспериментальные данные [11, 15—17], видимо, соответствуют так называемому L -режиму, так как в этих экспериментах не ставилось целью формирование улучшенного удержания (H -режима). Первые эксперименты в направлении H -режима в системах типа FRC и FRP были поставлены сравнительно недавно и привели к заметному продлению времени жизни плазмы [5, 6].

Скейлинги для времени удержания

Приведенные ниже скейлинги представляют собой зависимости времени удержания частиц τ от трех пара-