

04;10

Измерение энергетического спектра быстрых ионов, генерируемых в обратном Z-пинче

© С.А. Сорокин

Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск

E-mail: s.sorokin@rambler.ru

Поступило в Редакцию 10 апреля 2006 г.

Проведены измерения энергетического спектра быстрых ионов, генерируемых при электродинамическом ускорении дейтериевой плазмы в конфигурации обратного Z-пинча. Показано, что в процессе радиального (от оси) ускорения и последующего разлета плазмы формируется поток ионов с довольно широким энергетическим спектром. Наряду с основной группой ионов с энергией $2 \div 10$ keV в потоке присутствуют быстрые ионы с энергией до 200 keV и выше.

PACS: 52.58.Lq, 52.59.-f

Группы быстрых ионов наблюдались в экспериментах с различными схемами формирования плазменных сгустков (искровой вакуумный разряд, лазерная плазма, Z-пинч и т.д.). Были предложены механизмы (коллективное ускорение электронами, индукционное ускорение и другие) и развиты теории их ускорения [1,2]. Вместе с тем физика процессов ускорения ионов в каждой конкретной схеме формирования плазменного сгустка до сих пор недостаточно ясна и является предметом исследований. В экспериментах [3] по электродинамическому ускорению плазменных сгустков в конфигурации обратного Z-пинча, наряду с основной группой ускоренных ионов водорода с энергией 5–10 keV, были зарегистрированы ионы с энергией, по крайней мере, до 200 keV ($v \sim 6 \cdot 10^6$ m/s). В обратном Z-пинче цилиндрическая плазменная оболочка ускоряется пондеромоторной силой радиально от оси. Фаза ускорения оболочки сопровождается фазой ее свободного радиального разлета. Генерация быстрых ионов в данной схеме создания плазменных сгустков наблюдалась впервые. Необходимо отметить, что энергетический спектр ионов в [3] был корректно восстановлен лишь для энергий ионов менее 40 keV. Это связано с тем, что в сигнал

применяемого в экспериментах ионного коллектора с отрицательным смещением вносит вклад и фототок, обусловленный ультрафиолетовым (УФ) излучением плазмы. Задача выяснения механизма генерации быстрых ионов в указанной схеме формирования плазменного сгустка требует проведения экспериментальных исследований, направленных на определение максимальных энергий, углового и энергетического распределений быстрых ионов, области, момента и эффективности их генерации, а также зависимости выше перечисленных параметров от исходных параметров схемы создания и ускорения плазменного сгустка (начальный радиус, масса, длина ускоряемой оболочки и т.д.). В данной статье представлены результаты проведенных недавно на сильноточном генераторе МИГ [4] измерений энергетического спектра быстрых ионов, генерируемых при электродинамическом ускорении дейтериевой плазмы в конфигурации обратного Z-пинча. Генератор обеспечивает в индуктивной нагрузке около 20 пН нарастание тока до 2 МА за 60 ns. Схема блока нагрузки приведена в [3]. Исходная полая газовая оболочка (лайнер) создается в межэлектродном зазоре с помощью быстрого клапана и сопла кольцевого сечения. Обратным токопроводом служит стержень, расположенный на оси лайнера. При срабатывании генератора после пробоя газовой струи ток протекает по внутренней поверхности цилиндрической плазменной оболочки и возвращается по центральному стержню, ускоряя тем самым оболочку радиально от оси. На определенном радиусе устанавливается осесимметричная токоперехватывающая структура (ТПС) в виде „беличьего колеса“ из набора тонких стальных стержней. При прохождении токовой оболочкой области установки ТПС ток переключается на стержни, а ускоренная плазменная оболочка инерционно разлетается радиально от оси. Радиальное движение токовой оболочки в процессе ускорения отслеживается с помощью магнитных зондов. Результаты зондовых измерений сравниваются с расчетом движения оболочки по нульмерной модели с учетом сгребания газовой струи конечной толщины. Полная энергия в плазменном сгустке (энергосодержание) измеряется резистивным болометром, а энергетический спектр ионов в плазменном потоке измеряется набором коллекторов ионов по времяпролетной методике. Коллекторы заряженных частиц устанавливались как внутри вакуумной камеры (диаметром 0.84 м), так и на диагностических трубах, с помощью которых увеличивалась пролетная база ионов. Применение наряду с коллекторами ионов с отрицательным смещением коллек-

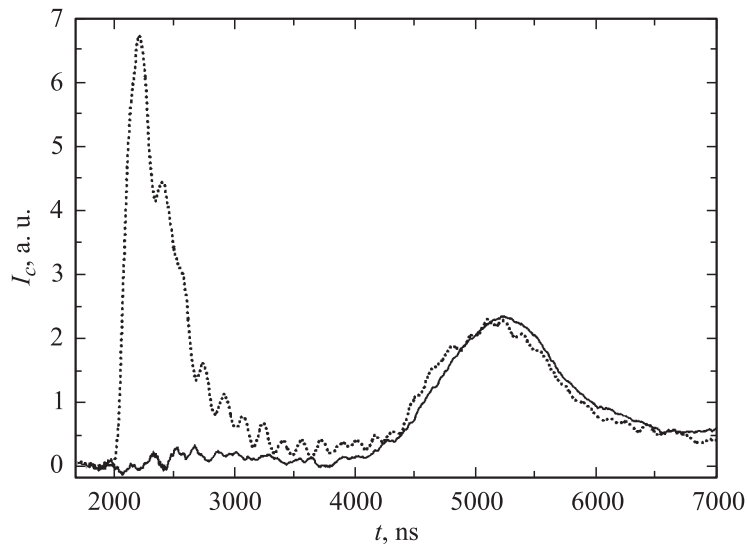


Рис. 1. Сигналы I_c с установленных рядом коллекторов со смещением (пунктирная линия) и с магнитным полем (сплошная линия).

торов с поперечным магнитным полем позволило зарегистрировать высокоэнергетическую часть спектра ионов. В сигнал коллектора со смещением вносит вклад фототок, обусловленный УФ-излучением плазмы. Длительность такого излучения — порядка времени пролета основного плазменного сгустка до стенок вакуумной камеры. В результате доступная база пролета ионов ~ 1.5 м позволяет выделить из фототока лишь ток ионов, имеющих скорость менее $(1.5 \div 3) \cdot 10^6$ см/с (в зависимости от скорости основного сгустка). Поперечное магнитное поле (~ 0.01 Т) перед поверхностью регистрирующего коллектора как убирает электроны из потока ионов на коллектор, так и „замагничивает“ фотоэлектроны и электроны ионно-электронной эмиссии. Для выяснения эффективности замагничивания электронов в коллекторе с поперечным магнитным полем представляет интерес сравнить сигнал такого детектора с сигналом детектора со смещением. На рис. 1 показаны сигналы с установленных рядом (на радиусе 1.6 м) детекторов со смещением и с магнитным полем для одного из выстрелов с

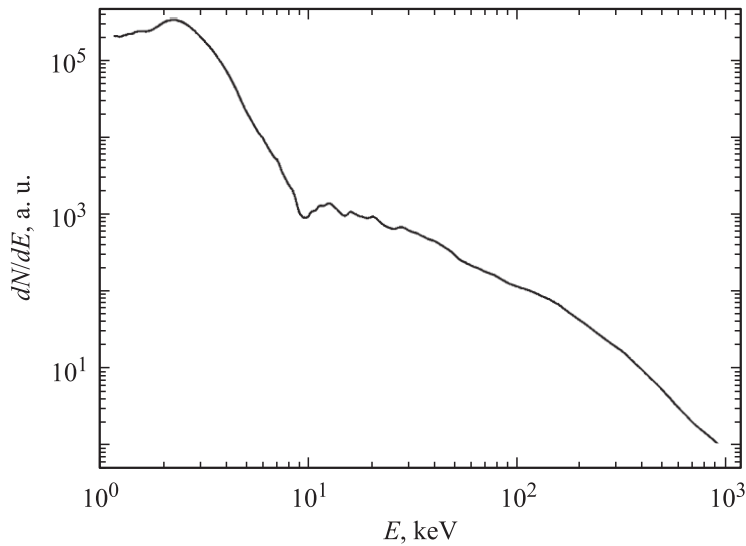


Рис. 2. Энергетическое распределение ионов, восстановленное по сигналу коллектора ионов с поперечным магнитным полем.

относительно невысокой $(2 \div 4) \cdot 10^5$ m/s скоростью ионов в основном сгустке. Видно, что фототок, имеющий место в течение ~ 1000 ns от начала тока генератора на коллекторе со смещением, отсутствует на датчике с магнитным полем. Сигнал на коллекторе с магнитным полем появляется лишь с приходом на него быстрых ионов. Формы сигналов во время поступления на коллекторы основного сгустка удовлетворительно совпадают (сигналы нормированы по максимуму тока основного сгустка). Небольшое различие в формах сигналов может быть объяснено вкладом в сигнал коллектора со смещением тока ионно-электронной эмиссии и зависимостью коэффициента ионно-электронной эмиссии от энергии иона (большой коэффициент для большей энергии). На рис. 2 показан энергетический спектр ионов, восстановленный по сигналу детектора (рис. 1) с магнитным полем. Необходимо отметить, что показанная на рисунке часть спектра выше 200 keV носит качественный характер. Это связано с тем, что: во-первых, уровень сигнала ионов этой области энергий сравним с уровнем высокочастотного шума и полезный

сигнал получен отфильтровыванием высокочастотных фурье-компонент сигнала; во-вторых, время подлета этих ионов до детектора (на радиусе 1.55 м) становится сравнимым с неопределенностью времени генерации ионов (порядка времени движения оболочки до ТПС, т.е. $\sim 40 \div 60$ ns). Для более надежной регистрации спектра ионов в этой области энергий необходимо увеличивать отношение сигнал-шум (за счет увеличения рабочей площади детектора) и пролетную базу ионов. Вместе с тем отметим, что в некоторых выстрелах при надежной регистрации ионов с энергией до ~ 100 keV сигнал, соответствующий ионам с энергией более 100 keV, практически отсутствовал. Возможно, это связано с отсечкой сигнала высокоэнергетических ионов в связи с тем, что диагностическая труба (длина 1.3 м, диаметр 4.2 см) неколлинеарна с направлением их движения, т.е. вошедшие в трубу быстрые ионы попадали на ее стенки и не достигали коллектора. В общем же случае за счет ухода частиц на стенку диагностической трубы спектр поступивших на коллектор ионов, по-видимому, несколько отличается от спектра ионов на входе в трубу. На рис. 3 показан интеграл от функции распределения ионов, умноженной на энергию иона:

$$W(E) = \int_0^E E' \frac{dN}{dE'} dE'.$$

Видно, что энергосодержание ионов в энергетическом интервале $30 \div 200$ keV сравнимо с энергосодержанием ионов основного сгустка ($2 \div 5$ keV). Необходимо отметить, что спектр ионов, поступивших на расположенный на трубе коллектор, лишь в той или иной степени характеризует спектр ионов, ускоренных в данном направлении. Для получения интегрального по угловому распределению спектра и оценки эффективности генерации быстрых ионов, вообще говоря, необходимо измерить угловую зависимость спектра.

Одним из возможных механизмов генерации быстрых ионов может быть их ускорение за счет передачи импульса электронов ионам на внешней границе разлетающейся плазмы (амбиполярное ускорение) [1]. Однако, согласно теоретическим предсказаниям, необходимым условием амбиполярного ускорения ионов до больших скоростей является наличие группы высокоэнергетических надтепловых электронов (с энергиями в десятки keV, чтобы ускорить дейтроны до сотен keV [5,6].

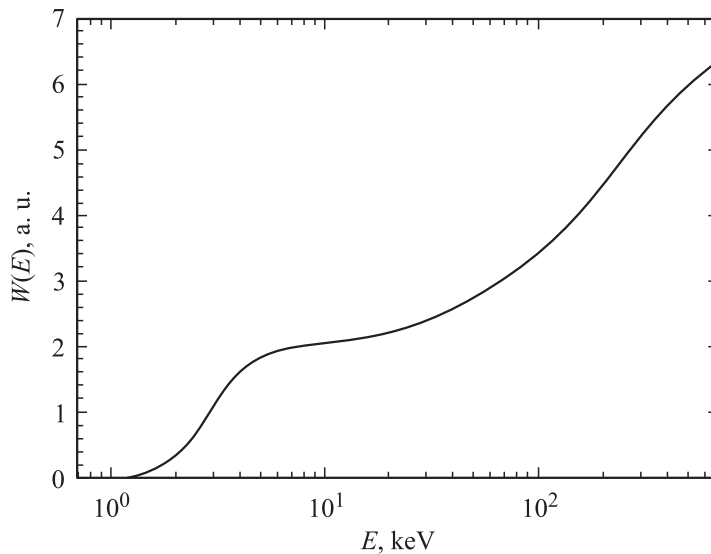


Рис. 3. Интеграл от функции распределения ионов, умноженной на энергию иона.

Кроме того, для высокой эффективности генерации быстрых ионов необходимо, чтобы значительная часть энергии генератора передавалась в электронную компоненту плазмы, что в условиях данного эксперимента может быть реализовано лишь за счет аномально высокой резистивности плазмы. Широкий энергетический спектр ионов может быть сформирован также в результате разрушения плазменной оболочки в процессе ее ускорения. Разрушение оболочки может быть обусловлено как ее уходом от сопровождающих электродов за счет конечной нормальной к поверхности электродов компоненты скорости плазмы, так и развитием рэлей-тейлоровской неустойчивости. В обоих случаях образуются области разреженной плазмы, которые ускоряются до более высоких по сравнению с основной плазмой скоростей. Процесс эволюции образовавшихся „пузырей“ завершается обрывом тока и генерацией высокоэнергетических частиц. Таким образом, в энергетическом спектре ионов наряду с основной группой относительно низкоэнергетических ионов присутствуют ускоренные пондермоторной

силой ионы умеренно высокой энергии и ускоренные в процессе обрыва тока высокоэнергетические ионы.

Для выяснения механизма ускорения ионов необходимо проведение дальнейших исследований, направленных на определение параметров группы быстрых ионов и их зависимости от исходных параметров плазменной оболочки.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и администрации Томской области (грант 05-02-98003 р).

Список литературы

- [1] *Гуревич А.В., Парийская Л.В., Потаевский Л.П.* // ЖЭТФ. 1965. Т. 49. В. 2. С. 647–654.
- [2] *Трубников Б.А.* // Физика плазмы и проблема УТР: Сб. / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Изд. АН СССР, 1958. Т. 4. С. 87.
- [3] *Сорокин С.А.* // Физика плазмы. 2005. Т. 31. № 3. С. 269–273.
- [4] *Лучинский А.В., Ратахин Н.А., Федущак В.Ф.* и др. // Изв. вузов. Физика. 1995. Т. 38. № 12. С. 58–66.
- [5] *Гуревич А.В., Мещеркин А.П.* // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. В. 5. С. 1810–1826.
- [6] *Ковалев В.Ф., Быченков В.Ю., Тихончук В.Т.* // ЖЭТФ. 2002. Т. 122. В. 2. С. 264–281.