

ТОКОВОЕ САМОСЖАТИЕ МНОГОПРОВОЛОЧНОЙ СБОРКИ КАК РАДИАЛЬНЫЙ ПЛАЗМЕННЫЙ ЛИВЕНЬ

*В. В. Александров, Е. В. Грабовский, Г. Г. Зукакицивили, М. В. Зурин, Н. Н. Комаров^а,
И. В. Красовский, К. Н. Митрофанов, С. Л. Недосеев*, Г. М. Олейник, И. Ю. Порофеев,
А. А. Самохин, П. В. Сасоров^б, В. П. Смирнов, М. В. Федулов,
И. Н. Фролов, А. А. Чернов*

*Государственный научный центр Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований
142092, Троицк, Московская обл., Россия*

*^а Всероссийский научно-исследовательский институт электромеханики
100000, Москва, Россия*

*^б Государственный научный центр Институт теоретической и экспериментальной физики
117218, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 4 апреля 2003 г.

Приводятся экспериментальные результаты рентгенографии быстрых излучающих Z -пинчей на основе цилиндрических многопроволочныхборок из вольфрама. Эксперименты проведены на установке «Ангара-5-1» на уровне электрической мощности до 4 ТВт при разрядном токе до 4 МА, нарастающем с темпом порядка $5 \cdot 10^{13}$ А/с. Линейная масса одинарных и композитныхборок — до 500 мкг/см, начальный радиус 4–10 мм, диаметр проволок 5–8 мкм. Экспериментально показано, что при токовом самосжатии многопроволочных вольфрамовыхборок, в результате «холодного старта» разряда и затянутого плазмообразования, возникают значительные азимутальные и аксиальные неоднородности плазмы, определяющие дальнейший ход сжатия. Пространственная неоднородность структуры Z -пинча сохраняется и в момент интенсивного рентгеновского излучения. Генерируемая неоднородная плазма стягивается к оси сборки в виде многочисленных плазменных сгустков, которые представляют собой радиально вытянутые сгущения плазмы со сравнительно малыми поперечными размерами. Поток плазменных сгустков назван «радиальным плазменным ливнем». По мере сжатия к оси сборки сгустки уменьшают свой радиальный размер и сливаются в отдельные плазменные токовые волокна, вытянутые, в основном, вдоль оси разряда. Критически обсуждаются модели излучающего Z -пинча в плазме из вещества с большим атомным номером, не учитывающие эффектов «холодного старта» и затянутого плазмообразования.

PACS: 52.59.Qy, 52.35.Ra

1. ВВЕДЕНИЕ

На установке «Ангара-5-1» изучаются самосжатые разряды (Z -пинчи) сверхтераваттной мощности в различных плазмообразующих средах, в том числе проводятся эксперименты с многопроволочнымибороками. В этих опытах мы обнаружили и исследовали явление затянутого плазмообразования [1–3]. Оно проявляется в быстрых Z -пинчах с «холодным

стартом» при высоком темпе нарастания разрядного тока ($dI/dt \sim 0.5\text{--}1.0 \cdot 10^{14}$ А/с). Для быстрого Z -пинча с затянутым плазмообразованием характерны следующие особенности.

а) При «холодном старте», т.е. при пробое изначально неионизованного плазмообразующего вещества импульсом напряжения от основного генератора электрической мощности, плазмообразование происходит пространственно неоднородно. Это свойственно как гомогенной плазмообразующей среде (газ), так и гетерогенным средам (твердотель-

*E-mail: nedos@triniti.ru

ная малоплотная пена, многопроволочные сборки), хотя механизмы пробоя и плазмообразования для этих сред различаются. В газовой плазмообразующей среде пространственная неоднородность проявляется в виде азимутальной филаментации тока с последующей аксиальной стратификацией образующейся плазмы [1]. В случае многопроволочныхборок азимутальная неоднородность задается самим построениемборок: расстояние между проволоками (200–1000 мкм) всегда оказывается значительно больше диаметра проволок (5–10 мкм).

б) В ходе нарастания разрядного тока магнитное ускорение плазмы в зоне плазмообразования начинается до завершения полного перехода всего плазмообразующего вещества в ускоряемую плазму. Создаваемая редкая плазма, пропитанная током, выносится вместе с ним из зоны плазмообразования. В конкретном случае разряда через многопроволочную сборку затянутость плазмообразования объясняется недостаточной интенсивностью потока тепла и излучения от редкой плазмы, по которой идет разрядный ток, на плотные тонкие плазмообразующие нити или микрокапли вещества взорванных проволок, по которым ток практически не идет. В результате плазмообразование оказывается затянутым во времени, так что ионизация плазмообразующего вещества, перенос плазмы с периферии пинча на ось и сжатое излучающее состояние пинча происходят во взаимно перекрывающихся интервалах времени.

Эти обстоятельства оказывают существенное влияние не только на начальную стадию разряда, но и на последующие стадии — сжатие и сжатое состояние излучающего Z-пинча. В наших опытах [3] обнаружено, что в зоне плазмообразования вольфрамовая плазма от проволок никогда не сливается в одну азимутально-однородную оболочку. В настоящей работе приведены экспериментальные результаты, показывающие, что азимутальная и аксиальная неоднородности плотности плазмы, которые возникают на стадии затянутого плазмообразования в многопроволочной сборке, приводят к образованию радиального потока многочисленных плазменных сгустков. При сжатии Z-пинча эти сгустки сходятся к оси симметрии сборки и создают неоднородную трехмерную структуру излучающего Z-пинча.

Статья построена следующим образом. В разд. 2 дано краткое описание экспериментальных параметров, которые были одинаковыми для работ [1, 3] и для настоящей работы. В разд. 3 кратко представлены характеристики динамики сжатия Z-пинчей, в том числе и многопроволочныхборок, исследован-

ные в наших работах ранее. Затем в разд. 4 приведены новые экспериментальные результаты исследования сжатия многопроволочной сборки. В разд. 5 предложена модель токового самосжатия многопроволочной сборки, основанная на экспериментальных данных.

2. ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ С МНОГОВОВОЛОЧНЫМИ СБОРКАМИ

Приведем основные параметры экспериментов [1, 3] с многопроволочными цилиндрическими сборками на установке «Ангара-5-1»: разрядный ток 2.5–4 МА, время нарастания тока 100 нс, разрядная мощность до 4 ТВт, диаметр многопроволочныхборок 6–20 мм, высота 10–15 мм, диаметр вольфрамовых проволок 6–10 мкм, погонная масса одиночныхборок от 120 до 500 мкг/см. Исследовались как одиночные сборки, так и двух- и трехкаскадные коаксиальные сборки. В качестве третьего, внутреннего, каскада использовались сплошные цилиндры из агар-агаровой пены малой плотности, насыщенной вольфрамовым микропорошком. Суммарная погонная масса трехкаскадных композиций достигала 1 мг/см. Схема размещенияборок между токоподводящими электродами с магнитной самоизоляцией показана на рис. 1.

Для диагностики в наших экспериментах применялись следующие методики: измерения производной полного разрядного тока, магнитные зондовые измерения, лазерное теневое зондирование и интерферометрия, измерения полной интенсивности мягкого рентгеновского излучения, оптический и рентгеновский ЭОП в режиме покадровой съемки и оптический ЭОП в режиме щелевой развертки, рентгеновское зондирование плотной составляющей плазмообразующей среды с помощью вспомогательного

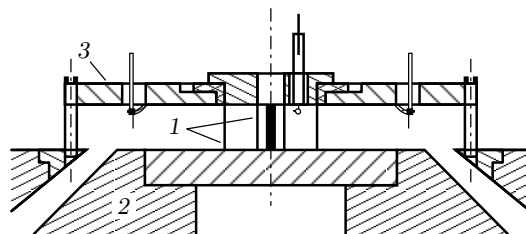


Рис. 1. Схема размещения многопроволочныхборок между токоподводящими электродами с магнитной самоизоляцией: 1 — многопроволочная сборка, 2 — катод, 3 — анод

x -пинча [3], интегральная во времени рентгеновская камера-обскура высокого пространственного разрешения.

3. ОСНОВНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТ [1–3]

Не повторяя многочисленные экспериментальные данные работ [1–3], приведем основные их результаты, ссылаясь на методики, которыми они были получены.

3.1. Стадия плазмообразования

В период плазмообразования азимутально разделенные плазменные потоки образуются в плоскостях rz от каждой проволоки (лазерное зондирование, рентгеновский ЭОП, щелевые развертки). Они сносятся силой Ампера в радиальном направлении, не сливаясь друг с другом, так что в проекции, ортогональной оси z , образуется плазменная конфигурация в виде звезды с числом лучей по числу проволок. Плотность плазмы в потоках ($\sim 10^{18}$ см $^{-3}$) мала по сравнению с плотностью плазмообразующего вещества взорванных проволок. Вблизи проволок проявляется аксиальная неоднородность электронной плотности генерируемой плазмы с характерным масштабом приблизительно 250 мкм (лазерное зондирование, рентгеновский ЭОП). Аксиальная неоднородность плотной составляющей плазмообразующих проволок сборки имеет масштаб на порядок меньший (зондирование излучением x -пинча). Внешняя граница редкой плазмы около проволок не смещается со стартового радиуса многопроволочной сборки до почти полного испарения плазмообразующей среды (щелевые развертки, лазерное зондирование, рентгеновский ЭОП).

3.2. Стадия сжатия

Плазмообразование завершается для разных проволок в разное время с разбросом 10–20 нс. При этом проявляются как аксиальная неодновременность завершения плазмообразования вдоль одной проволоки, так и азимутальная неодновременность прекращения плазмообразования для сборки в целом (рентгеновское зондирование). В зонах, где плазмообразование завершено, начинается сжатие внешних границ плазмы (щелевые развертки, лазерное теневое зондирование). Неодновременность завершения плазмообразования вдоль проволок вызывает начальную аксиальную неоднородность движения

внешних границ плазменных слоев (лазерное теневое зондирование и интерферометрия, рентгеновский ЭОП).

4. РЕНТГЕНОГРАФИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ СЖАТИЯ МНОГОВОВОЛОЧНОЙ СБОРКИ

В этом разделе мы приводим результаты рентгенографического исследования сжатия многопроволочныхборок, полученные, в основном, с помощью интегральных во времени камер-обскур с высоким пространственным разрешением. В камере-обскуре использовались отверстия диаметром от 10 до 60 мкм, профиль отверстия имел форму кратера с углом при вершине 30–50°. Отверстия пробивались лазерным импульсом в танталовой фольге толщиной 40 мкм. В связи с тем, что камера-обскура располагалась достаточно близко к объекту исследования и подвергалась воздействию мощных потоков рентгеновского излучения и микрочастиц, фольга с отверстием менялась после каждого эксперимента. За отверстиями 30 и 60 мкм ставились алюминиевые фильтры, отсекающие мягкую составляющую излучения. Расстояние от оси пинча до отверстия обскуры было 10 см, а расстояние от регистратора до отверстия обскуры — 5.3 см. Рентгеновское изображение регистрировалось на фотопластинках.

Рассмотрим сначала рентгенограмму Z -пинча многопроволочной сборки в мягком рентгеновском излучении (кванты с энергией > 150 эВ). Она приведена на рис. 2. Изображение приосевой зоны пересвечено, так что деталей структуры в этой области не видно. Периферийная зона имеет нормальную экспозицию и детали структуры свечения вольфрамовой плазмы видны достаточно хорошо. Двумерное изображение, представленное на рис. 2, является интегральным во времени образом эволюции трехмерного распределения источников рентгеновского излучения при их генерации и движении к оси сборки в процессе токового самосжатия вольфрамовой плазмы и ее излучения в сжатом состоянии. Прежде всего, можно сказать, что трехмерный интегральный во времени образ сжимающейся плазмы в мягком рентгеновском излучении имеет вид цилиндрической щетки, состоящей из отдельных игл, ориентированных в основном радиально. Для правильного формулирования экспериментальных результатов, следующих из рентгенограммы рис. 2, примем во внимание следующие соображения. Мягкое рентгеновское излучение периферийной плазмы в наших

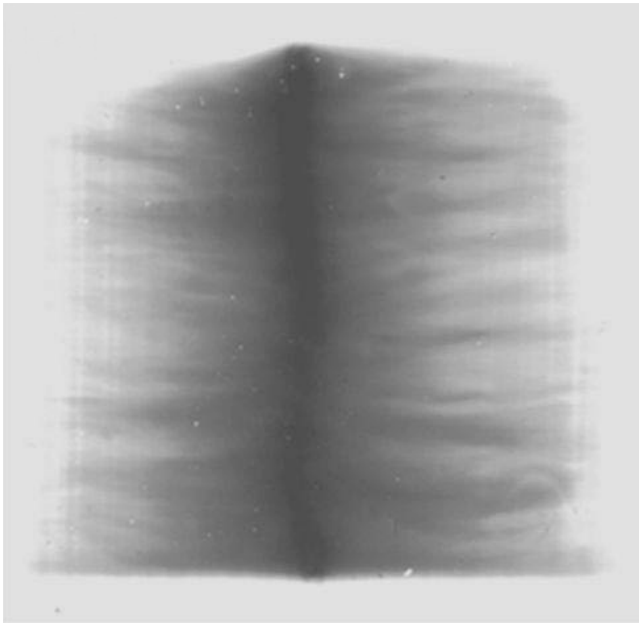


Рис. 2. Интегральное во времени изображение пинча многопроволочной сборки в диапазоне энергий, больших 150 эВ. Начальный диаметр сборки 12 мм, высота 10 мм

опытах может быть обусловлено различными факторами.

Во-первых, это может быть собственное излучение токонесущей плазмы, возникающее в процессе ее движения в приосевую зону — область максимального излучения пинча как целого. Это может быть также собственное излучение плазмы, уже заполнившей пространство внутри сборки, которое возникает в результате последующего МГД-турбулентного прорыва тока с периферии в приосевую зону.

Во-вторых, это может быть вспышка излучения периферийной плазмы, возникающая непосредственно в период максимального сжатия и излучения плазмы в приосевой зоне. Она может произойти вследствие воздействия сверхтераваттного потока квантов из плазмы, сжатой на оси пинча, на периферийную плазму. Фотоионизация периферийной плазмы этим потоком может привести к повышению ее излучательных характеристик. Возможно также, что повышение температуры плазмы в приосевой зоне в этот момент приводит к повышению температуры и интенсивности излучения периферийной плазмы вследствие температуропроводности. Наконец, вспышка излучения периферийной плазмы в момент максимума сжатия Z -пинча может быть обусловлена скачком напряжения между

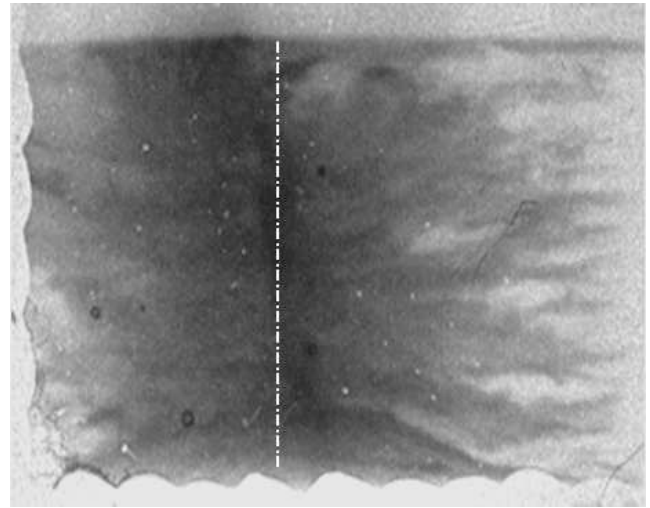


Рис. 3. Изображение части сжимающейся многопроволочной сборки в диапазоне энергий квантов больше 150 эВ через 138 нс после начала тока, экспозиция 3 нс. Линейная масса сборки 285 мкг/см, сборка из 30 вольфрамовых проволок диаметром 8 мкм, начальный радиус сборки 10 мм, высота 10 мм. Темные участки — плазма, белая линия — положение оси симметрии сборки

электродами, который возникает из-за резкого увеличения импеданса токонесущей плазмы, сжимающейся с высокой скоростью. Скачок напряжения, естественно, приводит к дополнительному джоулеву нагреву и излучению периферийной плазмы.

Если верен первый комплекс причин, то перед нами на рис. 2 образ, который может быть оставлен как движущимися к оси короткими, но долго излучающими сгустками плазмы, так и плазменными струями длиной порядка начального радиуса сборки, излучающими в сравнительно коротком временном интервале. При внимательном рассмотрении негативов можно видеть, что начала линий движения струй плазмы привязаны к проволокам и не выходят за внешний радиус сборки. Следовательно, это потоки сжимающейся плазмы, а не разлетающейся после сжатия Z -пинча. Сжимающаяся плазма многопроволочной сборки в значительной степени состоит из плазменных сгустков с аксиальным и азимутальным размерами менее 1 мм, т. е. малыми по сравнению с радиусом и длиной сборки. Радиальную длину этих сгустков из приведенной рентгенограммы, интегральной во времени, получить нельзя. Однако из фотографий в рентгеновских лучах, сделанных с экспозицией приблизительно 3 нс, следует, что в момент непосредственно перед основным импульсом

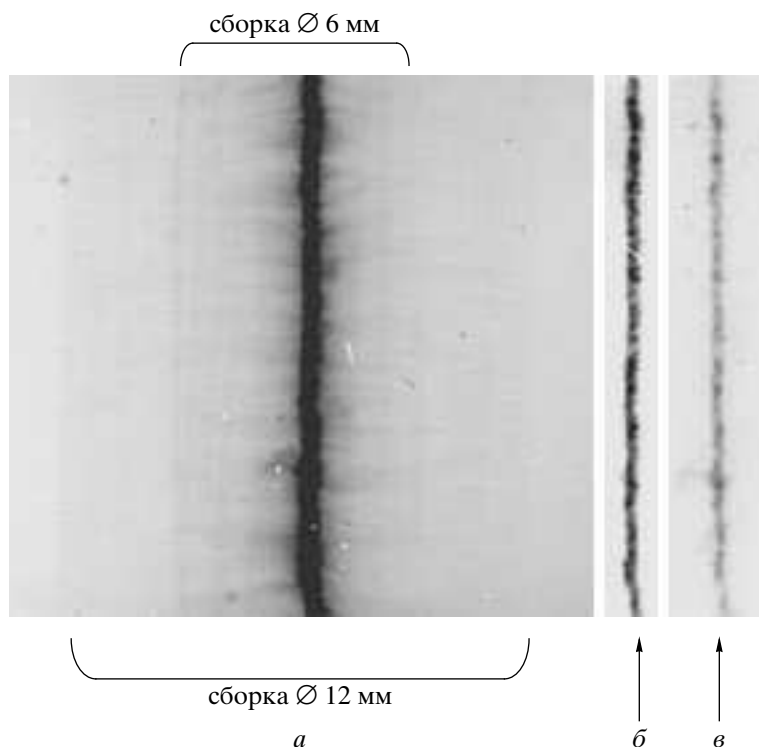


Рис. 4. Интегральная во времени обскурограмма композитного пинча длиной 15 мм. Энергия квантов больше 150 эВ (*a*), 1 кэВ (*б*), 1.5 кэВ (*в*), диаметр пинча на рис. 4*в* приблизительно 400 мкм

излучения длина некоторых сгустков сопоставима с начальным радиусом сборки (см. рис. 3).

Если верна вторая группа причин, то мы имеем рентгенограмму пинча, снятую в период максимума его сжатия и излучения (6–15 нс), из которой видно, что к этому времени далеко не вся плазма собрана в приосевой зоне.

В настоящее время мы не можем выбрать единственную причину из указанных выше, хотя наиболее вероятной представляется вторая группа причин. Но, во всяком случае, не подвергается сомнению основной вывод, следующий из рентгенограммы, представленной на рис. 2: пространственная структура сжимаемой плазмы столь сильно неоднородна в аксиальном и азимутальном направлениях, что ни о какой одномерной или даже двумерной сжимающейся плазменной оболочке речи быть не может. Начальная пространственная неоднородность ускоряемой плазмы и неодновременность ее генерации на стартовом радиусе столь велики, что применение формализма рэлей-тейлоровской неустойчивости для описания динамики сжатия плазмы пинча представляется некорректным.

Перейдем к изображениям плазмы, возникаю-

щей в результате токового самосжатия многопроволочных сборок, полученным в диапазоне энергий, превышающих 1 кэВ. Прежде всего отметим, что при использовании композиции, состоящей из двух коаксиальных многопроволочных сборок диаметром 12 мм и 6 мм и длиной 15 мм, удастся получить ее сжатое излучающее состояние весьма высокого геометрического качества. Рентгенограммы для этого случая представлены на рис. 4. Диаметр изображения пинча в диапазоне энергий больших 1.5 кэВ не превышает 400 мкм, что соответствует степени сжатия 30, считая от начального диаметра внешней сборки. Полный разрядный ток в этом опыте был равен приблизительно 3 МА, длительность рентгеновского импульса на полувысоте — приблизительно 6 нс, активная мощность в разрядной цепи — около 4 ТВт. Соответствующие временные зависимости разрядного тока и мощности рентгеновского излучения приведены на рис. 5.

В наших опытах высококачественное сжатие композитного пинча, представленное на рис. 4*a*, *б*, *в* и рис. 5, достигнуто в результате тщательного подбора начальных параметров многопроволочных сборок. Качество сжатия одиночных сборок и компо-

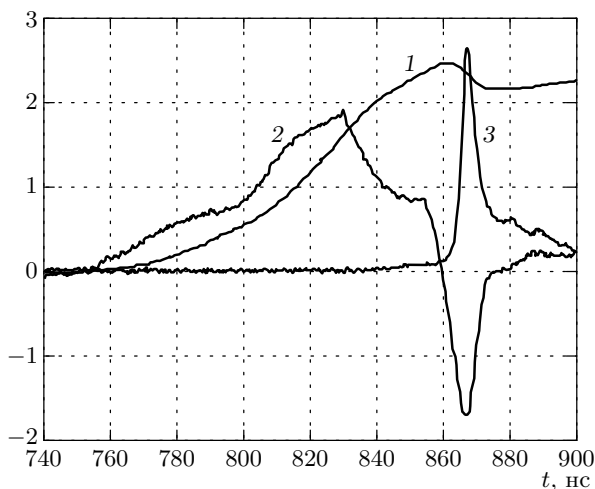


Рис. 5. Временные зависимости: 1 — разрядного тока I , МА, 2 — производной тока dI/dt , отн. ед., 3 — интенсивности мягкого рентгеновского излучения, отн. ед., для рентгенограммы рис. 4

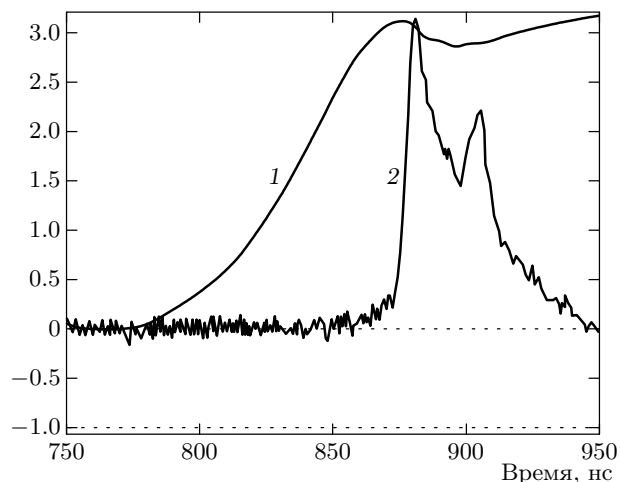


Рис. 7. Ток (I , МА) и мощность мягкого рентгеновского излучения (2, отн. ед.) ($h\nu \sim 200$ эВ), соответствующие обскурограмме, представленной на рис. 6

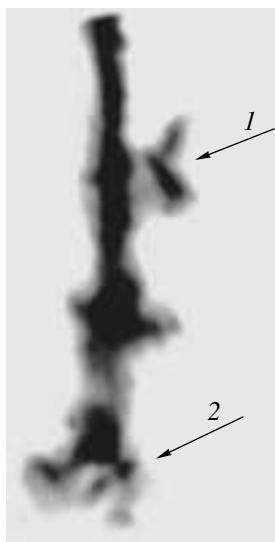


Рис. 6. Интегральная во времени рентгенограмма части пинча длиной около 5 мм с отдельно отстоящими плазменными сгустками для квантов с $h\nu > 1$ кэВ; 1 — плазменные «отростки», 2 — прикатодная область пинча

зитных систем при других параметрах было не таким высоким. На интегральных во времени рентгенограммах сжатия одиночныхборок видно, что в приосевой зоне многопроволочной сборки образуется азимутально- и аксиально-неоднородные структуры излучающей плазмы с «горячими точками» и некоторым количеством радиальных «отростков».

Такие структуры хорошо заметны на интегральных по времени рентгенограммах (см. рис. 6, 8 и 9), полученных в диапазоне энергий регистрируемых квантов 150–2000 эВ. Например, на рис. 6 интенсивно излучающие «отростки» вообще не соединены с основным телом пинча. Как правило, структура пинча наиболее неоднородна в прикатодной области. В случаях, когда неоднородности развиты сильно, импульс рентгеновского излучения расширен и содержит дополнительные максимумы (см. рис. 7). Можно предположить, что элементы структуры пинча, видимые на обскурограммах, излучают в разные моменты времени, увеличивая полную длительность рентгеновского импульса. Наличие радиально ориентированных излучающих элементов пинча можно объяснить также тем, что и разрядный ток течет по каналам, часть из которых имеет заметную радиальную составляющую не только вблизи электродов (катода), но и в объеме сжимающейся плазмы.

Высокая пространственная разрешающая способность наших камер-обскур позволяет рассмотреть тонкую структуру сжатой излучающей плазмы пинча даже при отсутствии временного разрешения. На рис. 8 и 9 показана тонкая структура излучающих участков пинчей с разрешением лучше 50 мкм по объекту наблюдения. Для пинча, приведенного на рис. 8, более характерна аксиальная неоднородность излучающей плазмы, в то время как на рис. 9 очевидна азимутальная неоднородность. Совокупность наших экспериментальных результатов показывает, что имеет место не трубчатая структура



Рис. 8. Азимутально-аксиальные неоднородности излучения участка пинча, диаметр пинча приблизительно 0.8 мм

пинча, а два отдельных токовых излучающих канала, взаимодействующих через собственные магнитные поля.

5. ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

5.1. Z-пинч многопроволочной сборки как «радиальный плазменный ливень»

В качестве рабочей модели быстрого самосжатия многопроволочной сборки, основанной на приведенных экспериментальных результатах и результатах работ [1–3], рассмотрим схемы, показанные на рис. 10 и 11. В процессе плазмообразования от каждой проволоки, как от начальной внешней границы в плоскости (rz) , плоский поток плазмы распространяется в направлении к оси многопроволочной сборки.

Число образовавшихся потоков равно числу проволок (рис. 10а). Рассмотрим поведение некоторого произвольно выбранного потока (рис. 10б, в, г). В течение всего периода плазмообразования внешняя граница потока строго привязана к плазмогенерирующей зоне — взорванной проволоке, которая практически не смещается. Внутренние границы плазменных потоков от проволок, дойдя до оси, образуют пинч-предвестник. Вдоль отдельно взятой проволоки плазмообразование заканчивается неодновременно. В тех местах, где оно завершилось, внешняя граница плоского потока плазмы начинает смещаться в радиальном направлении к оси. Неодновременность завершения плазмообразования вдоль проволоки приводит к значительной пространственной неоднородности внешней границы плазменного потока в плоскости (rz) , которая усугубляется действием силы $[\mathbf{j} \times \mathbf{H}]$ по мере радиального перемещения и радиального стягивания плоского потока плазмы.

Аксиально-неоднородное радиальное стягивание некоторых плазменных потоков от проволок (и даже их разрывы) приводит в приосевой зоне к образованию обособленных пинчей с «отростками», направленными примерно радиально, от оси наружу, к плазмообразующим проволокам. Объединение некоторых соседних плазменных потоков в обособленные пинчи и излучение из них могут происходить раньше, чем приход пинчей на ось сборки. Кроме того, некоторые обособленные пинчи также могут сливаться с соседними раньше, чем они достигнут оси сборки. При взаимодействии отдельных потоков возможно локальное возникновение азимутальной составляющей скорости у части стужков плазмы. Стужки плазмы с ненулевой азимутальной составляющей скорости движения не попадают на ось симметрии сборки. В результате возникает излучающая структура пинча, модельно показанная на рис. 11.

Регистрируемые азимутальная и аксиальная неоднородности сжимающейся плазмы многопроволочной сборки являются следствием прорыва азимутального магнитного потока через многопроволочную сборку в тех ее участках, где плазмообразование завершилось из-за испарения материала проволок. Для плазменного потока от каждой проволоки процесс плазмообразования и его завершения случаен. Таким образом, неоднородность predetermined строгой начальной структурой сборки, с одной стороны, и статистическим характером плазмообразования, с другой.

Структура радиально вытянутых стужков плазмы, движущихся в приосевую зону сборки, четко

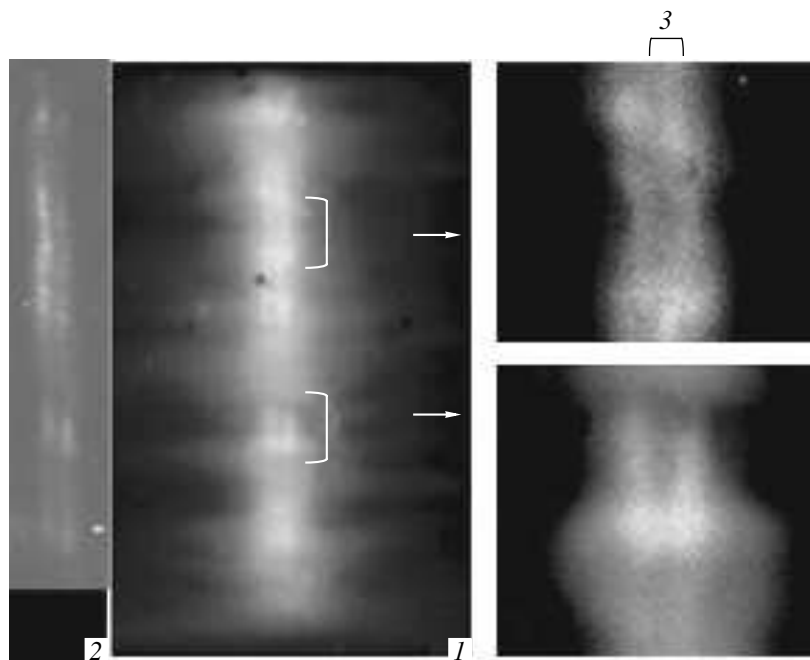


Рис. 9. Тонкая радиально-азимутальная структура пинча: 1 — для квантов с $h\nu > 150$ эВ, 2 — для квантов с $h\nu > 1$ кэВ, 3 — поперечный размер излучающего волокна 200 мкм

выражена на фоне более однородной плазмы с меньшей плотностью [4]. В дальнейшем будем называть этот поток «радиальным плазменным ливнем».

5.2. О существующих моделях Z-пинча

Давая такое название нашей феноменологической модели сжатия многопроволочной сборки, мы стремимся подчеркнуть отличительные особенности динамики ее сжатия, которые существенным образом проявляются в реальном эксперименте, но не учитываются в хорошо известных моделях Z-пинча. К таким моделям отнесем модели самосжатых рядов на основе «снежного плуга» и плазменного лайнера, а также их модификации для численного моделирования [5]. Эти модели предполагают наличие более или менее однородной цилиндрической плазменной оболочки до начала сжатия пинча с последующим развитием двумерных МГД-неустойчивостей в ходе сжатия. В последние годы появилась «эвристическая модель» Z-пинча многопроволочной сборки и ее модификации для численного моделирования, которые определяют начальную фазу и динамику токового сжатия многопроволочной сборки с учетом азимутальной и аксиальной неоднородностей начальной плазмы [6–8]. Для описания энергетике сжатого состояния бы-

строго Z-пинча предложена модель пинча на основе тороидальных магнитных пузырей, зарождающихся на периферии и проникающих к оси пинча (buoyant magnetic flux tubes) [9,10]. Эта одномерная модель предполагает МГД-турбулентное перемешивание магнитного потока, проникающего внутрь сжатого пинча со скоростью, близкой к альфвеновской скорости. Мощность процесса передачи магнитной энергии в этом потоке на единицу длины пинча оценивается в работах [9, 10] как

$$W = \chi \frac{H_\phi^2}{8\pi} 2\pi r V_A, \tag{1}$$

где H_ϕ [Э] — напряженность азимутального магнитного поля тока I [А], протекающего через пинч радиусом r [см], V_A [см/с] — альфвеновская скорость. Полагая

$$H_\phi = 0.2 \frac{I}{r}, \quad V_A \sim \frac{I}{10M^{1/2}},$$

где M [г/см] — погонная масса плазмы пинча, получим

$$W = 10^{-10} \frac{\chi I^3}{r M^{1/2}} \text{ [Вт/см]}. \tag{2}$$

Здесь параметр χ — численный безразмерный множитель порядка единицы, значение которого фактически можно определить только из эксперимента. В

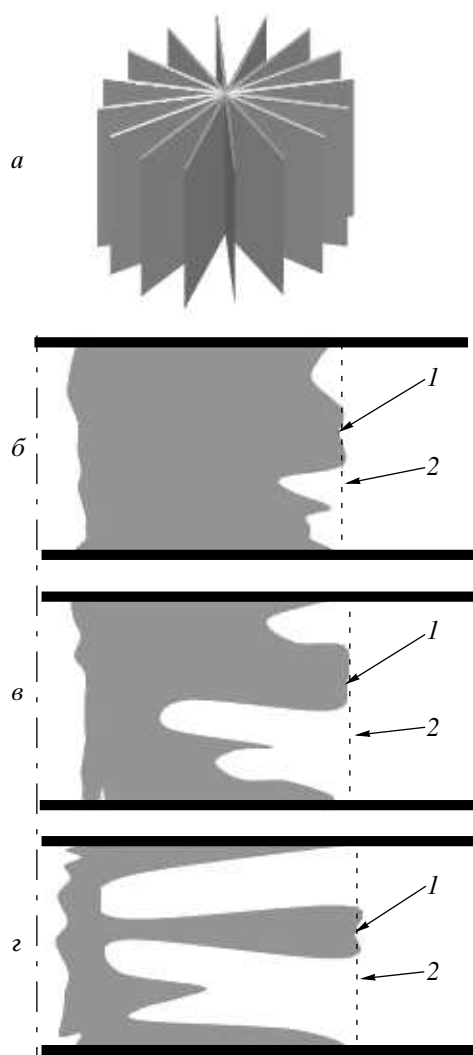


Рис. 10. Модельное представление сжимающейся плазмы многопроволочной сборки: *a* — ориентация плоскостей, в которых происходит движение плазмы от проволочек к оси сборки; *б, в, г* — развитие мгновенной r - z структуры плазмы в одной из плоскостей. Темные участки — плазма; 1 — участок проволоки, где еще происходит плазмообразование; 2 — участок, где плазмообразование уже закончилось

в работах [9, 10] он вычисляется в предположении, что некоторая часть сжимаемой плазмы пинча заполнена тороидальными магнитными пузырями, проникающими с периферии на ось пинча. Предполагая, что объем пузыря мал по сравнению с объемом плазмы, авторы работ [8, 9] считают такую модель одномерной, что позволяет упростить вычисления.

Результаты наших экспериментов показывают, что ни одна из перечисленных выше моделей не

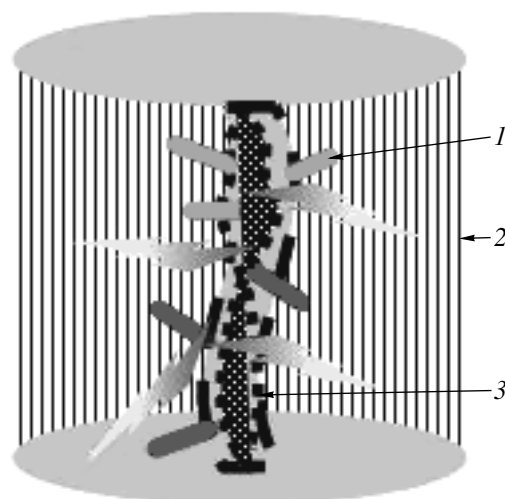


Рис. 11. Модельное представление структуры излучающей плазмы пинча: 1 — плазменные «отростки», 2 — взорванные проволоки, 3 — «горячие точки»

соответствует в должной мере реальной динамике быстрого Z -пинча многопроволочной вольфрамовой сборки. Нам представляется, что модель, описанная в работах [9, 10], ближе к эксперименту, потому что она учитывает МГД-турбулентный характер сжатого пинча. Но для аксиально-азимутальной неоднородности сжимаемой плазмы, реализуемой в эксперименте, понятие тороидальных магнитных пузырей [9, 10] неприменимо, так как тор является азимутально-однородной геометрической фигурой. В модели «плазменного ливня» неоднородностями являются не тороидальные магнитные пузыри на однородном плазменном фоне, а плазменные сгустки, трансформирующиеся по мере плазмообразования и сжатия пинча. По этой причине для учета структуры неоднородностей в «плазменном ливне» указанный выше параметр χ должен рассчитываться из других предположений. Кроме того, сильная зависимость мощности передачи энергии W от тока I и радиуса r сжатой плазмы ($W \propto I^3/rM^{1/2}$) в модели, представленной в работах [9, 10], требует детального знания радиального распределения тока в пинче. Необходимая теоретическая модификация формулы (2) выходит за рамки нашей экспериментальной работы.

Возможно, что «плазменный ливень», показанный на рис. 2 и 4а, может служить индикатором качества сжатия Z -пинча. «Ливень» занимает практически все пространство внутри сборки, если к моменту интенсивного излучения пинча еще не вся плаз-

ма собрана в приосевой зоне, т. е. плазмообразование слишком затянута, и качество сжатия недостаточно хорошее (рис. 2). Напротив, для композитного пинча с наилучшими параметрами излучения (рис. 4), «ливень» занимает лишь часть пространства внутри внутренней сборки. В этом случае затянута плазмообразование во внутренней сборке задерживает момент окончательного сжатия всей композиции, так что внешняя периферийная плазма успевает сжаться до меньшего радиуса.

5.3. Азимутальная неоднородность сжатого состояния Z-пинча

Обсудим теперь волокна — азимутальную неоднородность сжатого состояния Z-пинча. На этапе пространственно-неоднородного затянута плазмообразования плазменные сгустки представляют собой радиально вытянутые сгущения плотной плазмы со сравнительно малыми поперечными размерами. По мере сжатия к оси сборки они уменьшают свой радиальный размер и сливаются в отдельные волокна — плазменные образования, вытянутые, в основном, вдоль оси разряда.

Волокнистые структуры в Z-пинчах хорошо известны [11–16]. Необходимым условием их поддержания является превышение полного разрядного тока I над током J , соответствующим условию беннетовского равновесия пинча как целого:

$$I^2 > J^2 = 3.2 \cdot 10^{-22} (T_i + ZT_e) N_i. \quad (3)$$

Здесь I , J измеряются в МА, $N_i = M/m$ [см⁻¹] — линейная плотность ионов, m [г] — масса иона, T_e , T_i [эВ] — электронная и ионная температуры плазмы, Z — эффективный заряд ионов.

Максимально возможное при заданном токе I количество плазменных токнесущих волокон f определяется условием поддержания беннетовского равновесия для каждого волокна:

$$f = \frac{I^2 m}{3.2 \cdot 10^{-22} (T_i + ZT_e) M}. \quad (4)$$

Естественно, что беннетовское равновесие каждого волокна не препятствует их групповому сжатию.

В условиях типичного эксперимента на установке «Ангара-5-1» (при полном разрядном токе $I = 2.5$ МА, погонной массе вольфрамовой плазмы $M = 5 \cdot 10^{-4}$ г/см) два токовых волокна будут поддерживаться, например, при температуре электронов $T_e = 200$ эВ, $Z \sim (T_e)^{0.5} \sim 14$ и температуре ионов $T_i = 3000$ эВ. Два волокна в сжатом пинче мы наблюдали в целом ряде опытов. На стадии

нарастания разрядного тока, увеличения температуры и погонной массы сжимаемой плазмы могло бы поддерживаться большее число волокон в пинче, так как все параметры плазмы, входящие в знаменатель формулы (4), малы. Но в этот период развития процесса плазменные потоки имеют столь резко выраженную аксиальную неоднородность и радиальную ориентацию, что о токовых волокнах, вытянутых вдоль оси разряда, говорить не имеет смысла.

Количество волокон, реализуемое в конечной стадии сжатия пинча, зависит от многих факторов, в том числе, от начального азимутального распределения токов при «холодном старте» разряда и от времени диффузии магнитного поля, определяющего скорость размывания неоднородностей или слияния соседних волокон.

В связи с первым из этих факторов повторим, что при токовом самосжатии многопроволочных сборок начальные условия для образования структур задаются сильной азимутальной неоднородностью плазмообразующей среды. В разрядах с быстро нарастающим током через азимутально-однородную среду (газ) образуются многочисленные токовые филаменты, которые также сливаются при сжатии в несколько токовых волокон [1]. В этом контексте нет качественного различия между сжатием вольфрамовой многопроволочной сборки и сжатием газового лайнера из вещества с большим атомным номером, например, ксенона. Количественно степень сжатия многопроволочных сборок, особенно композитных, выше, чем степень сжатия ксенонового лайнера, так как начальная структура плазмообразования в сборках более регулярна по сравнению с хаотически разбросанными по азимуту токовыми филаментами в ксеноне.

Оценку времени размывания плазменных сгустков и волокон за счет диффузии плазмы в магнитном поле, τ , получим из условия

$$\tau \sim \frac{4\pi\sigma\delta^2}{c^2\beta}, \quad (5)$$

где δ — характерный поперечный размер структуры, σ — электропроводность плазмы, c — скорость света, β — отношение газокINETического давления плазмы к давлению магнитного поля в ней. Полагая для состояния, близкого к сжатому, равновесному, $\beta \sim 1$, $\delta \sim 1$ мм, $\sigma \sim 10^{14}$ с⁻¹, получим $\tau \sim 10^{-8}$ с. Как видим, полученное значение времени диффузионного размывания волокон в фазе сжатого пинча имеет порядок длительности импульса излучения пинча. На стадии развития разряда (~ 100 нс) в условиях затянута плазмообразования (~ 70 нс) параметр

$\beta \ll 1$, так что характерное время диффузионного размывания образующихся неоднородностей существенно больше, чем 10^{-8} с. Следовательно, и в это время неоднородности не будут размываться. Таким образом, оценки темпа диффузионного размывания неоднородностей как в фазе формирования «плазменного ливня», так и в сжатом состоянии пинча, не противоречат экспериментальным фактам их существования.

6. ВЫВОДЫ

Полученные экспериментальные результаты показывают, что при токовом самосжатии многопроволочных вольфрамовыхборок из-за «холодного старта» разряда и затынутого плазмообразования возникают значительные азимутальные и аксиальные неоднородности плазмы, определяющие дальнейшую динамику сжатия генерируемой плазмы. Генерируемая плазма стягивается силами $[\mathbf{j} \times \mathbf{H}]$ в приосевую зону в виде многочисленных плазменных сгустков, которые представляют собой радиально вытянутые сгущения плазмы со сравнительно малыми поперечными размерами. По мере сжатия к оси сборки они уменьшают свой радиальный размер и сливаются в отдельные плазменные токовые волокна, вытянутые, в основном, вдоль оси разряда. Пространственная неоднородность плазмы образующегося Z -пинча сохраняется и в момент интенсивного рентгеновского излучения.

Мы называем этот поток плазменных сгустков «радиальным плазменным ливнем». Учитывая, что исходные неоднородности сжимаемой плазмы, возникающие вследствие «холодного старта» и затынутого плазмообразования, оказывают определяющее влияние на конечные параметры сверхтераваттного излучающего Z -пинча, считаем, что модели сверхтераваттного Z -пинча в плазме из вещества с большим атомным номером, которые не учитывают эффекты «холодного старта» и затынутого плазмообразования, не соответствуют реальности.

Благодарим Г. С. Волкова за плодотворные обсуждения, С. Ф. Медовщикова за технологическое обеспечение экспериментов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 02-02-17200).

ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Браницкий, В. В. Александров, Е. В. Грабовский и др., *Физика плазмы* **25**, 1060 (1999).
2. В. В. Александров, А. В. Браницкий, Г. С. Волков и др., *Физика плазмы* **27**, 99 (2001).
3. V. V. Alexandrov, I. N. Frolov, M. V. Fedulov et al., *IEEE Trans. Plasma Sci.* **30**, 559 (2002).
4. I. Frolov, E. Grabovsky, K. Mitrofanov et al., in *Proc. Euroconf. on Advanced Diagnostics for Magnetic and Inertial Fusion*, Varenna, Italy (2001), p. 415.
5. D. L. Peterson, in *AIP Conf. Proc. 409, Dense Z-pinchs, 4th Int. Conf.*, Vancouver, Canada (1997), p. 201.
6. M. G. Haines, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **30**, 588 (2002).
7. J. P. Chittenden, S. V. Lebedev, A. R. Bell et al., *Phys. Rev. Lett.* **83**, 100 (1999).
8. M. H. Frese, S. D. Frese, S. E. Rosental, et al., *IEEE Trans. Plasma Sci.* **30**, 593 (2002).
9. R. H. Lovberg, R. A. Raily, and J. S. Shlachter, *AIP Conf. Proc. 299, Dense Z-pinchs, 3rd Int. Conf.*, London (1993), p. 59.
10. L. I. Rudakov, A. L. Velikovich, J. Davis et al., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 3326 (2000).
11. И. Ф. Кварцхава, К. Н. Кервалидзе, Г. Г. Зукакишвили и др., *Ядерный синтез* **3**, 285 (1963).
12. И. Ф. Кварцхава, К. Н. Кервалидзе, Ю. С. Гваладзе и др., *Ядерный синтез* **5**, 181 (1965).
13. Н. Н. Комаров, *Ядерный синтез* **5**, 174 (1965).
14. Н. Н. Комаров, И. Ф. Кварцхава, В. М. Фадеев, *Ядерный синтез* **5**, 192 (1965).
15. Г. Г. Зукакишвили, И. Ф. Кварцхава, Л. М. Зукакишвили, *Физика плазмы* **4**, 725 (1978).
16. A. V. Kukushkin and V. A. Rantsev-Kartinov, in *Proc. 27th Eur. Phys. Soc. Conf. on Plasma Phys. and Control. Fusion*, Budapest (2000).