

ГОСУДАРСТВЕННАЯ КОРПОРАЦИЯ ПО АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ “РОСАТОМ”
АКЦИОНЕРНОЕ ОБЩЕСТВО
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ТРОИЦКИЙ ИНСТИТУТ ИННОВАЦИОННЫХ И ТЕРМОЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ



На правах рукописи

МИТРОФАНОВ КОНСТАНТИН НИКОЛАЕВИЧ

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ
ПЛАЗМООБРАЗОВАНИЯ И ТОКОВОГО СЖАТИЯ ПЛАЗМЫ ЛАЙНЕРОВ
РАЗЛИЧНЫХ КОНСТРУКЦИЙ**

Специальность 01.04.08 – Физика плазмы

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание учёной степени
доктора физико-математических наук

Москва - 2019

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	6
ГЛАВА 1. Экспериментальные установки и диагностическая аппаратура	24
§1.1. Установка «Ангара-5-1» и ее диагностический комплекс	24
1.1.1. Лазерная диагностика (Nd:YAG-лазер EKSPLA SL233 на $\lambda=532$ нм). Теневое зондирование плазмы	27
1.1.2. Многокадровая рентгеновская регистрация изображений плазмы (рентгеновские камеры СХР6 и РЭОП)	27
1.1.3. Интегральная камера-обскура	31
1.1.4. Интегральный рентгеновский спектрограф скользящего падения (GIS) с пространственным разрешением	32
1.1.5. Детекторы рентгеновского излучения (ВРД, р-і-п диоды и калориметры)	34
1.1.6. Щелевая временная развертка изображения плазмы в оптическом диапазоне спектра (камера СФЭР-2)	35
1.1.7. Датчики измерения тока и напряжения	36
1.1.8. Магнитные зонды	36
§1.2. Установка плазменный фокус «ПФ-3» и ее диагностический комплекс	57
1.2.1. Оптическая кадровая регистрация изображений плазмы (ЭОП камеры, ЭП-16)	59
1.2.2. Щелевая временная развертка изображения плазмы в оптическом диапазоне спектра (камеры К008 и СФР-2М)	59
1.2.3. Датчики измерения тока в цепи установки (пояс Роговского, петлевые датчики dI/dt)	61
1.2.4. Детекторы рентгеновского излучения (ВРД и р-і-п диоды). Система регистрации рентгеновского излучения в спектральном диапазоне до 1 кэВ из объема многопроволочной сборки	61
1.2.5. Магнитный зонд для измерения B_{ϕ}-поля в плазмофокусном разряде	67
1.2.6. Система позиционирования многопроволочной сборки в приосевой области плазмофокусного разряда	69
§1.3. Установка плазменный фокус «PF-1000» и ее диагностический комплекс	71
1.3.1. Лазерная диагностика (Nd:YLF лазер на $\lambda=527$ нм)	72
1.3.2. Датчики измерения тока и напряжения	73
1.3.3. Магнитный зонд для измерения B_{ϕ}-поля в приосевой области плазмофокусного разряда	74

§1.4. Некоторые факторы, ограничивающие применение магнитных зондов, и способы их устраняющие.....	74
1.4.1. Длительность корректной регистрации магнитного поля в плазме. Зонды со структурированными оболочками.....	78
1.4.2. Экспериментальная проверка увеличения длительности корректной регистрации зондами магнитного поля.....	83
1.4.3. Возмущение плазмы при обтекании оболочек зондов различной формы.....	87
1.4.4. Выбор формы и материала оболочки зонда.....	93
 ГЛАВА 2. Определение интенсивности плазмообразования различных веществ.....	98
 §2.1. Цилиндрические проволочные и металлизированные напылением различных веществ волоконные сборки.....	104
2.1.1. Плазмообразование в волоконных и смешанных по составу цилиндрических сборках.....	104
2.1.2. Плазмообразование в металлизированных волоконных сборках.....	115
 §2.2. Вольфрамовые сборки в условиях плазмофокусного разряда на установке ПФ-3.....	119
2.2.1. Исследование структуры и динамики токово-плазменной оболочки.....	121
2.2.2. Результаты экспериментов по сжатию проволочныхборок.....	127
2.2.3. Исследование мягкого рентгеновского излучения при имплозии многопроволочныхборок в условиях плазмофокусного разряда.....	135
 §2.3. Вольфрамовые конические сборки. Зависимость интенсивности плазмообразования от радиуса расположения источника плазмы.....	147
 ГЛАВА 3. Динамика сжатия плазмы проволочных и волоконныхборок из различных веществ.....	157
 §3.1. Распределение магнитного поля внутриборок.....	157
3.1.1. Влияние несинхронности срабатывания модулей установки Ангара-5-1 на проникновение магнитного поля внутрь проволочной сборки $[B_{\varphi}(\varphi)]$	157
3.1.2. Радиальное распределение магнитного поля $B_{\varphi}(r)$. Плазменный предвестник.....	172
3.1.3. Исследование временной зависимости $\nabla B_{\varphi}(t)$. Скорость плазменных потоков из области плазмообразования проволочной сборки.....	194
3.1.4. Аксиальное распределение магнитного поля $B_{\varphi}(z)$. Прорыв магнитного потока внутрь сборки на финальной стадии плазмообразования.....	202
 §3.2. Сравнение темпов развития неустойчивостей на внешней границе плазмы для.....	227

проволочных и металлизированных волоконных сборок.....	
§3.3. Отставшая плазма, отставший ток.....	231
ГЛАВА 4. Имплоссия двухкаскадных вложенных сборок.....	245
§4.1. Одномерная МГД модель стационарного сжатия плазмы вложенных сборок с учетом затянутого плазмообразования.....	248
4.1.1. Предсказание режимов течения плазмы между каскадами.....	254
4.1.2. Выбор конструкции двухкаскадных сборок для реализации различных режимов течения плазмы между каскадами.....	258
§4.2. Имплоссия вложенных сборок смешанного состава.....	260
4.2.1. Экспериментальная реализация различных режимов течения плазмы между каскадами.....	263
4.2.2. Взаимодействие плазменных струй внешнего каскада с магнитным полем и плазмой внутреннего каскада.....	273
4.2.3. Экспериментальная реализация режима устойчивого сжатия плазмы внутреннего каскада. Влияние отставшей плазмы на параметры импульса рентгеновского излучения.....	281
4.2.4. Сравнение темпов развития неустойчивостей на внутреннем каскаде у вложенных сборок с различными параметрами.....	293
4.2.5. Результаты двумерного РМГД моделирования сжатия плазмы двухкаскадных вложенных сборок.....	298
§4.3. Возможный сценарий взаимодействия плазмы внешнего и внутреннего каскадов вложенных сборок (ударно-волновой механизм взаимодействия каскадов).....	306
ГЛАВА 5. Особенности имплоссии двухкаскадных лайнеров для использования в различных схемах ИТС.....	311
§5.1. Имплоссия пенно-проволочных конструкций.....	311
5.1.1. Исследование радиального распределения магнитного поля внутри пенно-проволочных конструкций.....	312
5.1.2. Подавление зиппер-эффекта. Параметры импульса рентгеновского излучения.....	319
§5.2. Имплоссия винтовых вложенных сборок со встречной закруткой каскадов (“basket arrays”).....	323
5.2.1. “Basket arrays” как метод генерации аксиального (B_z -) магнитного поля различной	325

величины и направления.....	
5.2.2. Взаимодействие плазмы каскадов в присутствии B_z -поля.....	337
5.2.3. Зависимость параметров источника излучения от величины B_z -поля в области пинча.....	343
§5.3. Имплоссия квазисферической сборки в качестве внешнего каскада вложенныхборок.....	348
5.3.1. Некоторые примеры сжатия одиночных проволочныхборок различной формы (конические сборки, «китайский фонарик», квазисферическая сборка).....	352
5.3.2. Перспективность осуществления трехмерного сжатия плазмы для повышения плотности потока мощности и энергии рентгеновского источника излучения.....	368
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	373
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	378
Приложение 1 Метод восстановления радиальной скорости сжатия плазмы.....	406
Приложение 2 Акты внедрения магнитозондовой диагностики на установках: Ангара-5-1, ПФ-3, PF-1000 и КПФ-4-Феникс.....	411

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность работы

Ограниченность традиционных ископаемых энергетических ресурсов (уголь, газ и нефть) и их слабая энергоемкость (29-31 МДж/кг, 44-50 МДж/кг и 46 МДж/кг соответственно) стимулируют поиск и разработку новых, экологически чистых и калорийных источников энергии для человеческой цивилизации. Известен теоретический предел энергоемкости вещества во Вселенной, который определяется теорией относительности – $E/m=c^2 \approx 8.9 \cdot 10^{10}$ МДж/кг. Одним из привлекательных источников в плане энергоемкости являются источники термоядерной энергии ($\sim 3.4 \cdot 10^8$ МДж/кг для $D-T$ реакции и $\sim 3.5 \cdot 10^8$ МДж/кг для $D-^3He$ реакции), что примерно в 4 раза выше, чем энергоемкость реакций деления ядер урана ($\sim 8.2 \cdot 10^7$ МДж/кг для ^{235}U) и всего лишь в 260 раз меньше, чем приведенный выше теоретический предел энергоемкости вещества. По-видимому, для практического применения нет топлива более теплотворного, чем термоядерное. Ярким примером таких источников естественного происхождения во Вселенной являются звезды, в том числе самая близкая к нам звезда – Солнце. В этих объектах гравитационные силы обеспечивают сжатие, нагревание изотопов водорода до температуры 10^7-10^9 К и их удержание для протекания термоядерной реакции, т.е. выполняется критерий Лоусона - $n\tau > 2 \cdot 10^{14}$ см⁻³·с (для $D-T$ реакции), $n\tau > 5 \cdot 10^{16}$ см⁻³·с (для $D-D$ реакции) и $n\tau > 7.5 \cdot 10^{18}$ см⁻³·с (для $D-^3He$ реакции). При выполнении данного критерия энергия, выделяющаяся в системе при управляемой термоядерной реакции, превышает энергию, вводимую в систему. В земных условиях для осуществления управляемой реакции синтеза легких ядер приходится удерживать вещество т/я топлива другими способами – стационарное удержание плазмы (характерное время удержания плазмы с плотностью $n > 10^{14}$ см⁻³ - $\tau \geq 1$ с) в сильном магнитном поле 3-4 Тл (установки типа ТОКАМАК, стелларатор, адиабатическая ловушка и др.) или инерционное удержание в импульсном режиме сжатия плазмы, когда вещество удаётся кратковременно сильно сжать (до $n > 10^{22}$ см⁻³) и нагреть. При этом выделение энергии носит взрывообразный характер и происходит за время ($\tau \sim 10^{-8}$ с), меньшее времени теплового разлета вещества, определяемого его инерцией. Взрыв термоядерной бомбы экспериментально доказал осуществимость инерционного удержания плазмы. На основе инерционного удержания плазмы создаются установки, использующие электромагнитную энергию сильноточных генераторов на основе емкостных накопителей, в том числе взрывомагнитных генераторов, мощных лазерных систем, а также пучки высокоэнергичных частиц (ионов, электронов). Как правило, в большинстве таких систем происходит преобразование первоначально накопленной электромагнитной энергии в энергию рентгеновского излучения, необходимого для облучения и инерционного сжатия вещества термоядерной мишени. Сжатие

вещества мишени происходит за счет реактивных сил, возникающих при испарении оболочки с помощью мощного лазерного или рентгеновского излучений. Определённые перспективы для инерционного термоядерного синтеза (ИТС) имеет использование рентгеновских лучей. Например, при сжатии плазмы электрическим разрядом в режиме быстрого Z-пинча на основе вольфрамовой проволочной сборки, окружающей дейтериевую мишень, плазма сжимается, создавая мощный рентгеновский импульс.

В настоящее время в мире активно проводятся эксперименты по сжатию токонесущих плазменных нагрузок, называемых лайнерами, для получения мощных источников мягкого рентгеновского излучения (МРИ) на основе Z-пинча. Для этих целей, как правило, используются сильноточные генераторы мегаамперных токов. По-видимому, первые эксперименты с лайнерами в виде проволочных сборок были выполнены еще на установке OWL II на мегаамперном уровне разрядного тока, а их результаты были опубликованы в статье [1]. Была показана перспективность сжатия плазмы проволочных сборок, состоящих из 4-х и 6-ти тонких алюминиевых проволок ($\varnothing \sim 20$ мкм и ~ 70 мкм), по сравнению с такими же одиночными проволоками.

Существенным прорывом в создании генераторов тераваттного уровня были установки «Блэк-Джек-5», «Proto-II», «PBFA-I» (модернизация «Saturn», 8 МА, 40 нс). В экспериментах на современных электрофизических установках: ZR (США); Ангара-5-1, С-300, ГИТ-12 и ВМГ (Россия); PTS (КНР); MAGPIE (Великобритания); SPHINX (Франция) и др., - в качестве лайнеров используются многопроволочные сборки, состоящие из нескольких десятков и даже сотен тонких проволок [2-9].

В середине 90-х годов прошлого века было обнаружено, что использование на данных установках нагрузок в виде многопроволочных сборок с большим числом проволок приводит к существенному сокращению длительности рентгеновского импульса при сохранении полной энергии излучения. На сегодняшний день такие многопроволочные сборки относятся к наиболее мощным лабораторным источникам МРИ. Их можно использовать для различных приложений фундаментального и технологического характера. Среди наиболее интересных приложений следует отметить использование проволочных сборок в исследованиях по ИТС [10, 11]. После запуска в США новой установки PBFA II (далее установка Z) [12, 13] (ток до 20 МА) в SNL (Sandia National Labs) было показано, что при сжатии вольфрамовых проволочных сборок, состоящих из большого числа проволок (больше 100), импульсом тока ~ 18 МА за 100 нс могут быть получены импульсы МРИ ($h\nu > 200$ эВ) длительностью несколько наносекунд ($\sim 5-8$ нс), мощностью $\sim 280-320$ ТВт и энергией $\sim 1.8-2$ МДж [5]. При этом достигнут высокий (~ 1) коэффициент преобразования кинетической энергии сжатия плазмы в энергию МРИ. Далее, после

модернизации установки Z в установку ZR (ток до 26 МА) [14, 15] были получены импульсы МРИ мощностью 350-450 ТВт и энергией 2-2.2 МДж [16].

В работах [17-19] экспериментально продемонстрировано, что такой рентгеновский источник с указанными параметрами возможно использовать для непрямого сжатия т/я мишени для ИТС [20, 21]. Получены высокий выход D-D реакции вплоть до 3×10^{11} нейтрон/имп и температура плазмы 1.1-3.0 кэВ.

Достигнутые на установке ZR параметры импульса МРИ близки к параметрам импульса рентгеновского излучения мощной лазерной системы NIF, созданной в LLNL (Lawrence Livermore National Laboratory, США) для опытов по зажиганию термоядерного топлива в мишенях непрямого облучения [22]. Это стимулировало дальнейший интерес к исследованиям Z-пинчевого разряда в качестве энергетического драйвера для сжатия мишеней непрямого облучения в различных схемах ИТС, так называемых «*Dynamic Hohlraum*», предложенной в 1988 году [18, 19, 23, 24], «*Double Z-Pinch Hohlraum*» (или «*Vacuum Hohlraum*») [25-28], «*Magnetized Liner Inertial Fusion*» (MagLIF) [29, 30] и ее вариации «*AutoMag*» [31]. Упомянутые схемы и их отдельные элементы обрабатываются в настоящее время как в России, так и за рубежом.

Преимуществом схемы «*Vacuum Hohlraum*» является, во-первых, возможность избежать потоков плазмы на т/я мишень и, во-вторых, большой коэффициент полезного действия при преобразовании энергии генератора в мягкое рентгеновское излучение. К недостаткам этой схемы следует отнести значительные потери излучения на стенках хольраума. К достоинствам другой схемы - динамического хольраума, следует отнести относительно малую площадь поверхности стен хольраума, а к недостаткам – сложность организации равномерного облучения мишени внутри внутреннего каскада и влияние потоков плазмы на расположенную в центре мишень.

На установке Ангара-5-1 было проведено теоретическое и экспериментальное исследование схемы динамического хольраума, и первые результаты были представлены в работах [23, 32]. В такой схеме используется двухкаскадная конструкция лайнера. В качестве вещества внутреннего каскада динамического хольраума используются смеси веществ из легких и средних элементов с добавкой тяжелых примесей, например, в виде пенного лайнера, внутри которого помещена термоядерная мишень. Внутренний каскад играет роль гидродинамической преграды и, в тоже время, излучателя МРИ. Плазма внешнего каскада при ударе о внутренний каскад помимо функции драйвера кинетической энергии осуществляет функцию изолирующей оболочки, препятствующей выходу излучения наружу, т.е. имеет высокую поглощающую способность. В этом случае может быть осуществлен режим усиления интенсивности и температуры излучения, падающего на мишень, расположенной внутри полости внутреннего каскада. В экспериментах на установке Z в такой схеме на основе двухкаскадных вложенных многопроволочных сборок была

получена интенсивность МРИ выше 287 ТВт/см^2 с длительностью импульса около 4 нс [17]. Яркостная температура излучения на мишень составила примерно 215 эВ .

В ходе многолетних исследований было показано сходство физики сжатия проволочных сборок на других электрофизических установках [2, 4, 33-36] и самой мощной на сегодняшний день установке ZR, несмотря на существенное различие разрядных токов установок. Так, эксперименты [37-39] на установке Ангара-5-1 [40] продемонстрировали, что при уровне тока до 4 МА возможно получение импульсов МРИ длительностью около 6 нс , мощностью примерно $5\text{-}7 \text{ ТВт}$ и энергией выше 30 кДж . Это указывает на сходство таких физических явлений, как «холодный старт» [41-44], затянутое плазмообразование [37, 45, 46], «плазменный ливень» [47], «зиппер-эффект» и др., происходящих на данных установках и присущих сжатию проволочных сборок. Действительно, в экспериментах по имплозии проволочных сборок, плазма готовится самим генератором электрической мощности в результате пространственно неоднородного электрического пробоя изначально неионизованного плазмообразующего вещества проволок («холодный старт»). Происходит образование гетерогенной структуры - остов взорванной проволоки и окружающая его плазменная корона. Разрядный ток перераспределяется между плазменной короной и остовом проволоки в пользу первой. Как следствие этого, вещество остовов проволок переходит в плазменное состояние не мгновенно, а в течение почти всего времени имплозии проволочной сборки («затянутое плазмообразование»). При этом интенсивность образования низкоплотной плазмы из высокоплотной $\dot{m}(t)$ [$\text{мкг}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$], приведенная к единице площади проволочного цилиндра, образованного проволоками, является важным параметром, определяющим распределение вещества и магнитного поля при сжатии проволочной сборки. Из-за непрерывного сноса токонесущей плазмы к оси возникает радиальное распределение плазмы с толщиной, заметно большей толщины скин-слоя. Образуется плазма, пропитанная током и магнитным полем. Она может быть и не сплошной (в азимутальном направлении) на начальных этапах сжатия. В этом случае, ускорение такой плазмы к оси системы обеспечивается не действием магнитного поршня на внешнюю границу плазмы проволочной сборки, а объемной силой Ампера $j \times B/c$, действующей по всей толщине плазмы.

Гетерогенность структуры, возникающая при «холодном старте», есть важный фактор, влияющий на развитие различного рода неустойчивостей на стадии окончания плазмообразования ($\dot{m}(t) \rightarrow 0$), например, магнитной Релей-Тейлоровской неустойчивости, что, в свою очередь, влияет на компактность сжатия плазмы на финальной стадии имплозии (явление «плазменный ливень» - несинхронный и пространственно-неоднородный прорыв магнитного потока внутрь лайнера) и приводит к образованию отставшей плазмы с током («*trailing mass*» [48]). Важными являются вопросы о диффузии и скинировании тока на протяжении всего времени имплозии, о

соотношении полного тока, протекающего через Z-пинч и через малоплотную отставшую плазму. При этом на стадии окончания плазмообразования происходит опережающее сжатие плазмы, обычно развивающееся в прикатодной области проволочной сборки, что является причиной несинхронного сжатия плазмы по высоте лайнера в приосевой области («зиппер-эффект»). Все эти факторы приводят к ухудшению параметров импульса мощности МРИ (понижению амплитуды и увеличению его длительности). Заметим, что описанные выше явления, возникающие при «холодном старте», также являются общими для таких конструкций, как газовые и пенные лайнеры.

Проблему «холодного старта» могла бы решить предыонизация плазмообразующей среды. При этом важно, чтобы сама предыонизация не породила пространственных неоднородностей плазмы, характерных для холодного старта разряда. Представляет интерес реализация режима «горячего старта» путем ионизации такого типа плазменной нагрузки, как пенный лайнер, например, внешней вспомогательной токовой оболочкой, если она осуществляется достаточно медленно, так что возникшие филаменты успевают расширяться и слиться с соседними. В таком случае можно создать начальные условия эксперимента, которые могут существенно отличаться от условий экспериментов на быстрых Z-пинчах. При этом важными являются вопросы взаимодействия плазменной оболочки, как драйвера тока, с пенным лайнером.

На установке Ангара-5-1 было показано, что медленная предыонизация пенного агар-агарового лайнера $[(C_{14}H_{18}O_9)_n]$ импульсом тока (145 кА, $\Delta t \sim 3$ мкс) за 3 мкс до основного импульса установки (до 4-5 МА, $\Delta t \sim 100$ нс) успевает ионизовать около 10% его массы. При этом данная плазма сильно расширялась наружу в вакуум на расстояние нескольких начальных диаметров пенного лайнера. В этом случае за время короткого основного импульса установки не удалось достичь эффективного сжатия плазмы [49]. Напротив, на установке Sphinx с более длинным импульсом основного тока (до 5 МА, $\Delta t \sim 600-700$ нс) было показано, что токовый предымпульс (10 кА, $\Delta t \sim 50$ мкс) уменьшает «зиппер-эффект» в алюминиевых и вольфрамовых сборках. Как следствие этого, мощность МРИ выросла примерно в 6 раз, энергия излучения – примерно в 2.5 раза [9].

Следует заметить, что в последнее время на установке MAGPIE [50] проведены эксперименты по сжатию алюминиевых проволочныхборок в условиях «горячего старта» [51], когда быстрым токовым предымпульсом (5 кА, $\Delta t \sim 25$ нс) за 140 нс до воздействия основного импульса тока установки (до 1.4 МА, $\Delta t \sim 250$ нс) генерировалась плазма с проволоки. В этом случае сжатие плазмы во время основного токового импульса установки происходило по типу сжатия плазменной оболочки (“*shell-like implosion*”), минуя фазу длительного плазмообразования (плазмообразование происходило на этапе предымпульса). При этом не наблюдались явления,

присущие «холодному старту», такие как гетерогенность структуры плазмообразующей области (остов-корона) и появление плазмы предвестника в области оси проволочной сборки до сжатия основной массы плазмы.

Дополнительные возможности моделирования условий «горячего старта» представляют относительно медленные установки микросекундного диапазона. При этом реализуется схема эксперимента, в которой по оси установки устанавливается нагрузка (напр. пенный лайнер или многопроволочная сборка), а драйвером служит плазменная токнесущая оболочка. В определенных условиях возможна частичная предыонизация вещества нагрузки излучением оболочки еще до непосредственного контакта оболочки с нагрузкой.

Первые опыты по взаимодействию мегаамперной токовой оболочки микросекундного плазменного фокуса установки PF-1000 (Польша) [52] с пенным агар-агаровым лайнером дали обнадеживающие результаты [53]. Было зарегистрировано образование однородной плазмы пенного лайнера при взаимодействии с ним более легкой токово-плазменной оболочки (ТПО).

Позже в экспериментах на мегаджоульной плазмодиффузионной установке ПФ-3 (НИЦ «Курчатовский институт», Россия) [54] была показана возможность сжатия лайнеров при переключении тока с нецилиндрической плазменной оболочки на различные конструкции лайнеров: многопроволочную вольфрамовую сборку, пенный агар-агаровый лайнер, пылевой лайнер из субмикронного алундового порошка [55-59]. При этом было обнаружено, что, используя особенности динамики разряда в филипповской геометрии электродной системы, заключающиеся в наличии длительной стадии радиального сжатия (~ 10 мкс), и при использовании сильноизлучающих рабочих газов (напр. Ne или Ar), можно провести «медленную» предыонизацию вещества лайнеров излучением оболочки еще до непосредственного контакта ТПО с нагрузкой [60].

В этих экспериментах ТПО ПФ-разряда можно представить, как внешний газовый лайнер, доставляющий разрядный ток на внутренний лайнер. Одним из ключевых вопросов в такой постановке эксперимента является вопрос об эффективности переключения тока. Механизм переключения тока с газовой цилиндрической оболочки на проволочную сборку изучался в экспериментах по сжатию проволочныхборок на установке ГИТ-12 (Россия, до 6 МА, $\Delta t \sim 1.5$ мкс) [61]. Было показано, что ток с плазмы внешнего газового лайнера может эффективно переключаться на проволочную сборку только тогда, когда полный импеданс плазмы газового лайнера выше, чем импеданс проволочной сборки, т.е. выполняется условие $R_{gas} + dL_{gas}/dt > R_{wa}$. При этом активное сопротивление проволочной сборки R_{wa} зависит обратно пропорционально от числа проволок в сборке и, следовательно, эффективность переключения тока с газовой оболочки будет

выше для многопроволочных сборок. Однако в экспериментах на ПФ-установках эта проблема до сих пор не исследована.

Таким образом, была продемонстрирована возможность использования микросекундных электрофизических установок в качестве стендов для оптимизации параметров лайнерных нагрузок по программе ИТС для мощных установок нового поколения - БАЙКАЛ, X-1 и т.п. В частности, изучение имплозии многопроволочных сборок (напр. определение величины интенсивности плазмообразования $\dot{m}(t)$ в $\text{мкг}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$) в условиях разряда плазменного фокуса и сравнение с результатами исследований на мощных сильноточных установках ZR, Ангара-5-1 и т.п. представляет значительный интерес с точки зрения понимания физики их сжатия.

Для реализации мощного источника МРИ на будущих установках необходимо разработать оптимальную конструкцию лайнера, способную обеспечить компактное сжатие плазмы лайнера и получение интенсивности излучения чернотельного излучателя 10^{14} - 10^{15} $\text{Вт}/\text{см}^2$ с температурой 200-220 эВ, необходимого для сжатия т/я мишени. Хотя эксперименты на установке ZR и демонстрируют некоторый оптимизм по созданию мощного источника рентгеновского излучения и свидетельствуют о возможности осуществления пороговых экспериментов по реализации ИТС при облучении т/я мишени импульсом МРИ Z-пинча, однако, по современным представлениям для зажигания топлива в термоядерной мишени непрямого облучения требуется мощность импульса МРИ выше 1000 ТВт [20, 22]. Для дальнейшего продвижения в этой области и достижения такого уровня мощности при токовой имплозии цилиндрических многопроволочных сборок необходимо увеличение амплитуды разрядного тока импульсной электрофизической установки до уровня 100 МА. Для этого в настоящее время проектируется новое поколение электрофизических установок петаваттной электрической мощности (~ 500 - 1000 ТВт) - БАЙКАЛ, ЭМИР (в России) и X-1 (в США) с уровнем тока 50-70 МА и временем нарастания ~ 100 - 800 нс [62-66]. Токи такого диапазона в настоящее время находятся на грани технической реализуемости, поэтому актуально понимание физических закономерностей сжатия лайнеров в режиме Z-пинча. Как показывают расчетно-теоретические оценки требований к параметрам Z-пинчового драйвера, предназначенного для сжатия термоядерных мишеней непрямого облучения и получения высокого коэффициента усиления мишени по энергии свыше 400–1200 МДж [20], для согласования профиля импульса тока установки с временем имплозии Z пинча потребуется применение излучающих нагрузок (лайнеров) с линейной массой свыше 100 мг/см. На установках будущего поколения большая масса нагрузки и, соответственно, большая масса пинча, образующегося при сжатии плазмы (в процессе имплозии лайнеров), как показывают расчеты [67], ограничивает пиковую мощность МРИ. Это ограничение связано с тем, что при большой массе пинча из веществ с высоким Z пиковая мощность МРИ падает с увеличением оптической толщины

пинча, а время выхода излучения из пинча увеличивается. Кроме того, выбор типа термоядерной мишени непрямого облучения налагает жесткие ограничения на временной профиль сжимающего мишень импульса МРИ для достижения требуемой степени сжатия топлива. Для сокращения времени выхода излучения из пинча и увеличения пиковой мощности выходного МРИ предполагается использование плазмообразующих веществ с малым Z , например, таких как бериллий ($Z=4$), углерод ($Z=6$) и др. Также рассматривается применение смешанных Z -пинчевых нагрузок, состоящих из смеси веществ, как с малым Z , так и с высоким Z (напр. вольфрам). Для оптимальной замены плазмообразующего вещества Z -пинчевых нагрузок проводятся исследования по сжатию лайнеров из различных материалов [68, 69]. В наших экспериментах на установке Ангара-5-1 для этих целей использовались лайнеры из веществ с малым Z - полиамидных (капроновых) или лавсановых волокон. Полимерное вещество, из которого изготовлены данные волокна, имеет среднее значение атомного номера $Z_{сред} \approx 3.3-4.5$.

Таким образом, в настоящее время ведутся исследования различных конструкций плазменных лайнеров, использующихся как в схемах ИТС, так и в отдельных частях этих схем. Поэтому для осмысленного конструирования лайнеров для установок нового поколения необходимо понимание физики их сжатия с целью получения максимальных интегральных и удельных параметров импульса рентгеновского излучения. Полученная экспериментальная информация по имплозии плазмы лайнеров различных конструкций также важна для верификации и усовершенствования РМГД кодов, описывающих сжатие таких нагрузок для мультимегаамперных установок нового поколения.

Цели и задачи диссертационной работы

Основной целью цикла работ, выполненных автором, было получение экспериментальных данных о сжатии плазменных лайнеров различных конструкций (одиночные проволочные и волоконные сборки, конические сборки, вложенные сборки смешанного состава, квазисферические сборки).

Для достижения поставленной цели предполагалось решение следующих основных задач:

- Исследование интенсивности плазмообразования $\dot{m}(t)$ [в $\text{мкг}/(\text{см}^2 \cdot \text{нс})$] проволочных или волоконныхборок, изготовленных из проволок (волокон) различных веществ. Сравнение полученных величин $\dot{m}(t)$ в экспериментах по сжатию проволочныхборок в вакууме и в условиях плазмфокусного разряда;
- Изучение особенностей токовой имплозии проволочных и волоконныхборок различных конструкций (одиночные, вложенные, конические и квазисферические), сравнение с результатами компьютерного моделирования;

- Измерение распределения магнитного поля (радиального, азимутального и аксиального) и его градиента в сжимающейся плазме сборки, определение плотности тока;
- Исследование прорыва магнитного потока на финальной стадии плазмообразования;
- Получение режимов устойчивого сжатия плазмы проволочных и металлизированных волоконных сборок, профилирование импульса рентгеновского излучения;
- Усовершенствование зондовой диагностики магнитных полей в плазме с высокой плотностью потока мощности и энергии на магнитный зонд (~ 1 ТВт/см² и ~ 10 -20 кДж/см²) и испытание ее работоспособности на мощных электрофизических установках.

Эти задачи решались с помощью модификации имеющихся (магнитные зонды) и применением современных диагностических средств, разработкой новых, нестандартных типов плазменных нагрузок (лайнеры смешанного состава с заданными свойствами плазмообразования и динамикой сжатия).

Структура представленной работы отражает характер экспериментальных исследований. Диссертация состоит из Введения, пяти глав, Заключения и двух Приложений, содержит 19 таблиц, 175 рисунков и список литературы, включающий 250 наименования. Общий объем диссертации составляет 414 страниц.

Содержание работы

Во введении обоснована актуальность выбранной темы диссертации, представлены цели и задачи, решенные в ходе выполнения исследований; показана научная новизна и практическая значимость работы; приведены основные защищаемые положения.

В первой главе диссертационной работы описаны технические параметры и характеристики электрофизических установок, на которых проводились исследования: термоядерный экспериментальный комплекс Ангара-5-1 (ГНЦ РФ ТРИНИТИ), плазмфокусные установки ПФ-3 (НИЦ «Курчатовский институт»), PF-1000 (ИФПиЛМ, Варшава, Польша) и КПФ-4-Феникс (СФТИ, Абхазия). Представлена часть диагностических методик данных установок (многокадровые рентгеновские и оптические камеры, камера-обскура, ВУФ-спектрограф, детекторы излучения, электротехнические датчики для измерения тока и напряжения и др.), использованных в экспериментах и развиваемых как самим автором, так и его коллегами. Особое внимание уделено магнитозондовой диагностике измерения магнитных полей в сжимающихся многопроволочных лайнерах, разработанной автором для условий эксперимента на указанных установках. Проанализированы факторы, ограничивающие применение данной методики (электронные пучки, разрушение зонда, экранировка плазмой и электростатическими экранами, возмущения плазмы, вносимое зондом и т.п.). Представлены усовершенствованные конструкции

миниатюрных магнитных зондов для измерения распределений магнитных полей в плазме с высоким энерговыделением: высокой плотностью потока мощности и энергии на магнитный зонд (~ 1 ТВт/см² и ~ 10 -20 кДж/см²) и результаты их испытаний на мощных электрофизических установках. Экспериментально обоснован выбор формы и размеров оболочки зонда для минимизации возмущения и загрязнения плазмы, вносимых зондом.

Во второй главе представлены результаты экспериментов по исследованию явления затянутого плазмообразования в одиночных проволочных и волоконных сборках, изготовленных из различных веществ (капрон, лавсан, Al, нерж. сталь, Cu, Mo и W) или пластиковых волокон, металлизированных напылением различных металлов (Al, In, Sn, Bi). Получены количественные значения интенсивности плазмообразования указанных веществ для экспериментальных условий установки Ангара-5-1. Проведено количественное сравнение интенсивностей плазмообразования $\dot{m}(t)$ вольфрамовых проволок при токовой имплозии многопроволочныхборок в вакуумных условиях установки Ангара-5-1 и при сжатии W-борок в условиях плазмфокусного разряда установки ПФ-3. Получено хорошее соответствие друг другу значений $\dot{m}(t)$ [в мг/(см²·с)] для W-проволок в данных экспериментах. В экспериментах с цилиндрическими и коническими проволочными сборками проверена функциональная зависимость интенсивности плазмообразования проволок от тока разряда I и от геометрических размеров (начального радиуса R_0) сборки согласно модели гетерогенного лайнера с затянутым плазмообразованием [37, 45] в виде $\dot{m}(t) \propto (I/R_0)^2$.

В третьей главе представлены результаты исследований особенностей динамики токового сжатия плазмы одиночных проволочных и волоконныхборок, изготовленных из различных веществ. Получены радиальное, азимутальное и аксиальное распределения магнитного поля внутри плазмыборок, восстановлено радиальное распределение плотности тока. Измерен градиент магнитного поля как в некоторой точке по радиусу сборки, так и вблизи зоны плазмообразования (вблизи начального положения проволок в сборке). Приведены результаты исследования прорыва магнитного потока на финальной стадии плазмообразования, когда $\dot{m}_{изм}(t) \rightarrow 0$. Показано, что окончание плазмообразования на проволоках в сборке происходит локально и несинхронно в некоторых местах вдоль длины проволок, что приводит к локальному прорыву магнитного потока внутрь объема проволочной сборки. Исследовано влияние несинхронности срабатывания модулей установки Ангара-5-1 (несинхронная подача тока на лайнер) на проникновение магнитного поля внутрь проволочной сборки и, как следствие этого, несимметричное сжатие плазмы в приосевой области установки и понижение выхода рентгеновского излучения.

В четвертой главе представлены результаты экспериментов и компьютерного моделирования имплозии двухкаскадных вложенныхборок, как одной из перспективных конструкций лайнера для ИТС на основе плазменных лайнеров (схемы «динамический хольраум» и MAGLiF). На основе экспериментальных данных, представленных в Главе 2 диссертационной работы, об интенсивности плазмообразования различных веществ, показано, что в зависимости от выбора отношения $\dot{m}_{in} / \dot{m}_{out}$, в частности, от выбора веществ проволок (или волокон) во внешнем и внутреннем каскадах и отношения их радиусов r_{in}/r_{out} , в пространстве между каскадами реализуется тот или иной режим течения плазмы (режимы сверхальфвеновского или доальфвеновского течения или течение плазмы с образованием области ударной волны УВ). В эксперименте получены все указанные режимы течения плазмы между каскадами. Результаты одномерного и трехмерного моделирования показывают хорошее соответствие динамики сжатия плазмы двухкаскадныхборок с экспериментом (формирование УВ и ее положение в пространстве между каскадами). Исследованы особенности взаимодействия плазменного потока с внешнего каскада с магнитным полем и плазмой внутреннего каскада. Показано, что при определенных условиях возможно такое взаимодействие каскадов, при котором на финальной стадии имплозии плазмы внутреннего каскада развитие магнитной Релей-Тейлоровской неустойчивости затруднено, образуется устойчивый пинч и отсутствует отставшая плазма с высоким атомным номером. Благодаря этому, получены короткие мощные импульсы рентгеновского излучения амплитудой 5-7 ТВт с длительностью около 5 нс на половине высоты. Предложен возможный сценарий взаимодействия плазмы внешнего и внутреннего каскадов вложенныхборок (ударно-волновой механизм).

В пятой главе идет речь о некоторых особенностях имплозии двухкаскадных лайнеров для использования в различных схемах ИТС. Представлены результаты экспериментов по сжатию плазмы пенно-проволочных лайнеров (один из каскадов – пенный лайнер, а другой проволочный), винтовых вложенныхборок и вложенныхборок с внешним каскадом квазисферической формы. Эксперименты со скрученными (винтовыми) вложеннымиборками (“basket arrays”) показали, что такая конструкция лайнера может быть использована в таких схемах ИТС, как MAGLiF или AutoMAG, для создания начального продольного (аксиального) магнитного поля определенной величины и направления и последующего сжатия аксиального магнитного потока. В экспериментах с “basket arrays” и пенно-проволочными конструкциями лайнеров зарегистрировано замедление образования предвестника на оси лайнера в процессе затянутого плазмообразования, что позволит в дальнейшем уменьшить неблагоприятное воздействие плазменных потоков веществ с высоким Z на т/я мишень в двухкаскадных схемах ИТС, указанных выше.

В опытах по имплозии плазмы квазисферических сборок оценена перспективность осуществления трехмерного сжатия плазмы квазисферической сборки в качестве внешнего каскада вложенных сборок для повышения плотности потока мощности и энергии рентгеновского источника.

В Заключении сформулированы основные выводы диссертационной работы.

В Приложении 1 представлен метод восстановления радиальной скорости сжатия плазмы из измерений градиента индукции магнитного поля внутри многопроволочной сборки во время ее имплозии.

В Приложении 2 представлены акты внедрения магнитозондовой диагностики на различных электрофизических установках (Ангара-5-1 в АО «ГНЦ РФ ТРИНТИ», ПФ-3 в НИЦ «Курчатовский институт», КПФ-4-Феникс в ГНПО «СФТИ», Абхазия и RF-1000 в ИФПиЛМ, Польша).

Научная новизна работы

Научная новизна проделанной работы обусловлена параметрами экспериментальных установок (Ангара-5-1, ПФ-3, КПФ-4-Феникс, RF-1000U), на которых проводились исследования, оригинальностью разработанных диагностических методик и полученных с помощью них результатов:

- Впервые подробно исследовано радиальное, азимутальное и аксиальное распределения магнитного поля в плазме во время имплозии проволочных сборок различных конструкций (одиночные, вложенные, квазисферические).

- Предложен метод определения радиальной скорости потока плазмы с проволочной сборки по данным измерения индукции магнитного поля и его градиента.

- Впервые определена интенсивность плазмообразования проволочных и волоконных сборок, изготовленных из различных веществ (капрон, лавсан, Al, нерж. сталь, Cu, In, Sn, Bi, Mo и W), в том числе, ранее недоступных для изучения в виде проволок или волокон. Интенсивность плазмообразования с пластиковых волокон оказалась в несколько раз меньше, чем с металлических проволок. Такая существенная разница в величине интенсивности плазмообразования позволила сконструировать новые типы лайнеров – металлизированные волоконные сборки цилиндрического и квазисферического типов.

- Предложен новый подход к исследованию влияния развития неустойчивостей на процесс сжатия пинча в многопроволочных сборках. Подход основан на сравнении данных о пространственной структуре рентгеновской эмиссии плазмы на внешней границе проволочной сборки вблизи ее начального радиуса, полученных из двумерных рентгеновских кадровых изображений, с данными о пространственном распределении магнитного поля в этой же области.

- Впервые реализованы различные режимы течения плазмы между каскадами вложенныхборок (сверхальфвеновский, доальфвеновский и режим с образованием переходной области - ударной волны) и получено устойчивое сжатие плазмы внутреннего каскада. Определены физические условия реализации того или иного режима сжатия плазмы в сборках такого типа. На основе новых экспериментальных данных предложен возможный сценарий взаимодействия плазмы каскадов.

- Получены новые экспериментальные данные, необходимые для верификации компьютерных кодов по моделированию токовой имплозии лайнеров, учитывающих явление затянутого плазмообразования, распределение магнитного поля внутри лайнера, развитие неустойчивостей плазмы и радиационные потери.

Научная и практическая значимость работы

- Впервые для экспериментов по имплозии проволочныхборок разработана и усовершенствована магнитозондовая методика, позволяющая проводить надежные измерения магнитного поля в плазме с высоким энерговыделением: высокой плотностью потока мощности и энергии на магнитный зонд (~ 1 ТВт/см² и $\sim 10-20$ кДж/см²). Созданы несколько универсальных конструкций миниатюрных магнитных зондов для исследования пространственного распределения магнитного поля в плазме на мощных электрофизических установках в экспериментах по сжатию быстрых Z-пинчей и сжатию токово-плазменной оболочки (ТПО) плазменного фокуса.

- Получены численные данные об интенсивности плазмообразованияборок $\dot{m}(t)$, изготовленных из различных веществ. Экспериментально подтверждена функциональная зависимость величины $\dot{m}(t)$ от тока разряда I и от геометрических размеров сборки (ее начального радиуса R_0) сборки в виде $\dot{m}(t) \propto (I / R_0)^2$.

- Изучены основные аспекты взаимодействия плазменных потоков во вложенныхбороках и реализован режим устойчивого сжатия плазмы такихборок на финальной стадии имплозии. Показана возможность получения в таких режимах мощных выходов рентгеновского излучения 5-7 ТВт длительностью около 5 нс.

- Продемонстрирована перспективность применения квазисферической сборки в качестве внешнего каскада во вложенныхбороках для увеличения потока мощности и энергии МРИ на термоядерную мишень. Показано, что плотность потока мощности и энергии при сжатии такого двухкаскадного лайнера существенно (в 4-9 раз) превосходят соответствующие величины, полученные в экспериментах с одиночными W-квазисферическими лайнерами с подобными параметрами.

- Результаты работы будут использованы для расчета, проектирования крупных установок и плазменных нагрузок (лайнеров) к ним, генерирующих импульс мощного рентгеновского излучения для ИТС и других приложений, проверки расчетных схем, описывающих сжатие проволочных сборок для создания излучателей с большим выходом рентгеновского излучения.

Достоверность и обоснованность результатов

Результаты и выводы диссертации основаны на большой экспериментальной информации, полученной на различных электрофизических установках при помощи набора взаимодополняющих диагностических методик. Они, в основном, согласуются с результатами численного моделирования.

Полученная величина интенсивности плазмообразования проволочныхборок в экспериментах на установке Ангара-5-1 независимо подтверждена в экспериментах по токовой имплозии проволочныхборок в условиях плазмфокусного разряда на установке ПФ-3.

Методология решения задач диссертационной работы основана на сопоставлении экспериментальных данных с данными численного РМГД моделирования имплозии многопроволочныхборок. Основные особенности имплозии одиночных цилиндрических, коническихборок и вложенныхборок различных конструкций подтверждены результатами компьютерного моделирования, включая моделирование течения плазмы в межкаскадном пространстве вложенныхборок с образованием переходной области – ударной волны, надежно наблюдаемой в эксперименте. Полученные экспериментальные данные позволяют верифицировать компьютерные коды для моделирования имплозии таких типов плазменных нагрузок.

Апробация работы и публикации

Основные результаты, изложенные в диссертации представлялись на ежегодной международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС в 2008-2018 годах, на 34th European Physical Society Conference on Plasma Physics (EPS2007, Warsaw, Poland, 2007), на 17th International Conference on High-Power Particle Beams (BEAMS'08, X'ian, China, 2008), на 13-й Всероссийской конференции ДИАГНОСТИКА ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ (ДВП-13, Звенигород, 2009), на 25th and 26th Symposium on Plasma Physics and Technology (Prague, Czech Republic, 2012, 2014), на 4th Euro-Asian Pulsed Power Conference and the 19th International Conference on High-Power Particle Beams. (Karlsruhe, Germany, 2012), на 19th IEEE Pulsed Power Conference (PPPS, San Francisco, USA, 2013), на 42nd IEEE International Conference on Plasma Science (ICOPS, Turkey, Belek, Antalya, 2015), а также на семинарах отдела в ГНЦ РФ ТРИНИТИ и НИЦ «Курчатовский институт».

Материал, на основе которого написана диссертация, опубликован в работах [45, 68, 76, 77, 79, 95, 96, 104-110, 112-114, 116, 117, 121, 123, 149, 155, 165, 173-177, 189, 220, 226-228, 230, 231, 235, 240, 244].

Результаты исследований изложены в 39 печатных трудах, среди которых:

- 33 статьи в рекомендованных ВАК российских периодических изданиях для диссертаций (журнал «Физика плазмы» - 30 статей, журнал «Приборы и техника эксперимента» - 1 статья, Письма в ЖЭТФ - 1 статья, журнал ВАНТ, Серия Термоядерный синтез - 1 статья);

- 2 статьи в журнале Plasma Physics and Controlled Fusion, 2 статьи в журнале IEEE Transactions on Plasma Science;

- два препринта ГНЦ РФ ТРИНИТИ.

Сделано 19 докладов на Международных и Российских симпозиумах и конференциях.

Цикл статей в журнале «Физика плазмы», в том числе, и по теме, касающейся диссертационной работы, удостоен премии издательства МАИК-Интерпериодика РАН за лучшую публикацию в 2004 и 2014 г.г.

Автор удостоен премии правительства РФ в области науки и техники для молодых ученых в 2008г. за создание методов измерения сильных магнитных полей в излучающей плазме с экстремальными параметрами на мощных электрофизических установках для новых источников энергии, лауреат премии имени И.В. Курчатова НИЦ «Курчатовский институт» за лучшую научную работу в 2012 и 2017 г.г. Внедрение магнитозондовой диагностики на мощных электрофизических установках в России (в АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ» и НИЦ «Курчатовский институт») и за рубежом (в Институте Физики Плазмы и Лазерного Микросинтеза в Польше и ГНПО СФТИ в Абхазии) позволило получить уникальные экспериментальные данные о сжатии плазмы лайнеров в режиме Z-пинча и токово-плазменной оболочки в плазмфокусном разряде, об испытании различных защитных оболочек магнитных зондов.

Некоторые из важных результатов, полученных в работе, были подтверждены результатами, опубликованными в статьях исследовательских центров в РФ и за рубежом: в США, КНР, Великобритании и других странах.

Личный вклад автора

Все результаты, представленные в диссертационной работе, получены самостоятельно или в составе исследовательской группы при определяющем участии автора. Автор принимал непосредственное участие в постановке и подготовке экспериментов, в развитии диагностических методик, в анализе и обработке экспериментальных результатов. Автором разработана и усовершенствована магнитозондовая методика измерений магнитных полей, разработана универсальная конструкция миниатюрных зондов, позволяющая проводить измерения полей в

плазме различных типов электрофизических установок (быстрые Z-пинчи и плазменный фокус). Автор разработал алгоритмы для численной обработки магнитозондовых результатов экспериментов с целью построения пространственно-временных характеристик магнитного поля в сжимающихся лайнерах. Автором проведены эксперименты по токовой имплозии проволочных и волоконныхборок различных конструкций (одиночные цилиндрические и конические сборки, вложенные сборки, квазисферические сборки), выполнена их обработка, анализ и интерпретация полученных результатов. Частично осуществлена постановка задачи по РМГД моделированию особенностей взаимодействия плазмы в двухкаскадных вложенных сборках, выполненного совместно с коллегами из ИПМ им. М.В. Келдыша РАН.

Основные положения выносимые на защиту

На защиту выносятся следующее:

1. Конструкции магнитных зондов, позволяющие проводить комплексные исследования радиального, азимутального и аксиального распределений магнитного поля внутри плазмы сжимающихся лайнеров на сильноточных ускорителях типа Ангара-5-1 с высокой плотностью потока мощности и энергии на магнитный зонд (~ 1 ТВт/см² и $\sim 10-20$ кДж/см²). Результаты экспериментального исследования обтекания оболочек зондов различной формы и сравнение с МГД расчетами. Экспериментально подтверждена работоспособность магнитных зондов на других электрофизических установках, например, плазменный фокус.
2. Количественные данные о физической величине, характеризующей явление затянутого плазмообразования при токовой имплозии лайнеров, - интенсивности плазмообразования \dot{m} [в мкг/(см²·нс)] для различных веществ (капрон, лавсан, Al, нерж. сталь, Cu, In, Sn, W, Bi). Экспериментально подтверждена физическая картина сжатия проволочных лайнеров согласно модели гетерогенного лайнера с затянутым плазмообразованием. В экспериментах на установке Ангара-5-1 и установке ПФ-3 подтверждена зависимость величины \dot{m} от вещества проволок (коэффициент K_m) и от начального радиуса (R_0) расположения источников плазмы согласно функциональной зависимости $\dot{m} \propto K_m (I / R_0)^2$. Полученные количественные данные по \dot{m} для указанных веществ могут использоваться при конструировании Z-пинчевого источника излучения, например, для одной из схем УТС – «динамического хольраума», а также для теоретического описания имплозии смешанных по составу лайнеров и их оптимизации.
3. Измеренное существенное различие величины \dot{m} для пластиковых волокон и металлических проволок ($\dot{m}_{\text{волокна}} < \dot{m}_{\text{проволоки}}$ в 2.5-3 раза) позволило разработать конструкции лайнеров с

заданной динамикой сжатия плазмы – металлизированные цилиндрические волоконные сборки, вложенные сборки смешанного состава и квазисферические сборки.

4. Результаты комплексного исследования проникновения магнитного поля внутрь сжимаемой током цилиндрической проволочной сборки. Впервые в мире получены подробные распределения магнитного поля с радиальным, азимутальным и аксиальным пространственным разрешением. Определено радиальное распределение плотности тока как на стадии плазмообразования, так и на стадии ее окончания. Показано, что локальное окончание плазмообразования вдоль длины проволок в сборке приводит к прорыву в этих местах магнитного потока внутрь проволочной сборки и развитию магнитной Релей-Тейлоровской неустойчивости на внешней границе плазмы, характерной для проволочныхборок на финальной стадии имплозии.

5. Метод определения скорости сжатия плазмы по измеренным значениям локального градиента и индукции магнитного поля на различных стадиях имплозии проволочной сборки. Показано, что на стадии плазмообразования скорость движения плазмы медленно возрастает от $0.9 \cdot 10^7$ до $1.3 \cdot 10^7$ см/с, а на финальной стадии наблюдается резкий рост до величины более $2 \cdot 10^7$ см/с.

6. В экспериментах по сжатию вложенныхборок смешанного состава (капрон-вольфрам) и металлизированных волоконныхборок (капрон с напылением веществ Al, In, Sn и Bi) обнаружен новый эффект - наличие отставшей плазмы из вещества пластиковых волокон на периферии сборки создает условия для уменьшения темпа развития магнитной Релей-Тейлоровской неустойчивости при сжатии плазмы внутреннего каскада или плазмы напыленных веществ и образования более устойчивого Z-пинча с малым поперечным размером (до ~ 1.5 мм). С использованием этих особенностей получены импульсы мощности МРИ с амплитудой 5-7 ТВт и длительностью около 5 нс. Эффект устойчивого сжатия плазмы в лайнерах, указанных конструкций, может быть использован в различных схемах ИТС.

7. Экспериментальная реализация различных режимов течения плазмы в пространстве между каскадами: доальфвеновский ($M_A < 1$), сверхальфвеновский ($M_A > 1$) и режим с формированием переходной области (ударной волны) между каскадами. Путем варьирования вещества проволок или волокон во внешнем каскаде (вольфрам и капрон) была показана зависимость режимов течения плазмы между каскадами от отношения интенсивностей плазмообразования внутреннего и внешнего каскадов $\dot{m}_{in} / \dot{m}_{out}$ и от отношения их радиусов r_{in} / r_{out} . Сравнительный анализ экспериментальных результатов и результатов МГД моделирования определил основные

физические условия реализации того или иного режима течения плазмы между каскадами. Наличие ударной волны между лайнерами установлено теоретически и экспериментально.

8. Перемещение области ударной волны в межкаскадном пространстве вложенныхборок является визуальным индикатором характеристик потоков плазмы. Обнаружено, что положение области ударной волны в пространстве между каскадами вложенныхборок меняется во времени, а ее форма позволяет судить о некоторых параметрах плазменного потока с внешнего каскада, а именно: его радиальной скорости движения V_r , кинетическом давлении плазмы ρV_r^2 и характерном пространственном масштабе неустойчивостей в плазменном потоке.

9. Механизм взаимодействия плазменных потоков внешнего каскада с магнитным полем и плазмой внутреннего каскада, основанный на новых экспериментальных данных по сжатию плазмы вложенныхборок смешанного состава и образования ударной волны в пространстве между каскадами.

10. Результаты предварительных экспериментов по сжатию вложенных лайнеров с внешним квазисферическим каскадом. Продемонстрировано значительное увеличение мощности и энергии МРИ при переходе от одиночной квазисферической сборки к вложеннымборокам, в которых внешний каскад является квазисферическим. Плотность потока мощности ($25-40 \text{ ТВт/см}^2$ для $h\nu > 100 \text{ эВ}$) и энергии излучения ($500-770 \text{ кДж/см}^2$ для $h\nu > 100 \text{ эВ}$ и $600-940 \text{ кДж/см}^2$ для $h\nu > 10 \text{ эВ}$) при сжатии такого двухкаскадного лайнера существенно (в 4-9 раз) превосходят соответствующие величины, полученные в экспериментах с одиночными вольфрамовыми квазисферическимибороками с подобными параметрами, и в 2-6 раз больше, чем в случае сжатия квазисферических волоконныхборок с оптимальным профилированием линейной массы ($m_l(\theta) \propto \sin^{-1}\theta$) волокон веществом с высоким атомным номером (Ві-напыление).

ГЛАВА 1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ И ДИАГНОСТИЧЕСКАЯ АППАРАТУРА

§1.1. ТЕРМОЯДЕРНАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА «АНГАРА-5-1» И ЕЕ ДИАГНОСТИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС

Комплекс «Ангара-5-1» [40] предназначен для исследований сжатия лайнеров по программе УТС. Одной из целей исследований является изучение механизмов генерации импульса мягкого рентгеновского излучения (МРИ) при сжатии плазмы лайнеров различных конструкций. Получаемый при таком сжатии плазмы импульс МРИ предназначен для облучения и последующего сжатия термоядерной мишени.

Термоядерная экспериментальная установка «Ангара-5-1» представляет собой 8-модульный генератор сверхвысокой электрической мощности. Каждый модуль рассчитан на получение 100 кДж электрической энергии в импульсе длительностью 90 нс на полувысоте на согласованную нагрузку 2 Ом. Отдельный модуль состоит из генератора импульсного напряжения по схеме Аркадьева - Маркса (ГИН), двойной формирующей линии (ДФЛ), водяной передающей линии (ПЛ) с предимпульсным разрядником и проходным изолятором вода-вакуум и вакуумной транспортирующей линии (ВТЛ). Общая масса трансформаторного масла, залитого в баки генераторов, составляет около 400 т. Двойная формирующая линия и водяная передающая линия содержат 160 т химически чистой воды. Коммутация установки осуществляется 450 газонаполненными разрядниками, работающими при напряжении от 80 кВ до 200 кВ. Модули длиной 20 м размещены радиально на площадке диаметром 50 м (см. рис. 1а). В режиме регулярной работы комплекс «Ангара-5-1» формирует электрический импульс энергией 600 кДж и мощностью до 7 ТВт. Режим зарядки 55-60 кВ является основным при эксплуатации комплекса. В этом режиме максимальное напряжение зарядки ДФЛ составляет 1.7 МВ, при этом амплитуда импульса напряжения в передающей линии равна 1.35 МВ. В центре, внутри кольцевой бетонной радиационной защитой диаметром 10 м, размещается малая реакторная камера (МРК) объемом 10 м³, содержащая концентратор энергии и мишенные узлы (см. рис. 1б). Камера откачивается до давления $\sim 10^{-3}$ Па. Комплекс оснащен информационно-измерительными и управляющими системами, набором средств физической диагностики и обеспечивающими технологическими системами (система высоковольтной синхронизации (СВС) и управляемой зарядки ГИНов, системы масло- и водоочистки). Суммирование электрической мощности восьми модульных генераторов и ее концентрация на нагрузке осуществляются концентратором, работающим по принципу вакуумной магнитной самоизоляции. Трехмерный концентратор имеет индуктивность ~ 12 нГн при зазоре 1 см. Мощность в нем концентрируется за счет уменьшения диаметра электродов в конической части

каждой вакуумной линии, а изменение формы линий и суммирование токов происходят непосредственно у нагрузки. В качестве нагрузки могут быть использованы многопроволочные (МПЛ), пенные и газовые лайнеры.

Рабочие параметры восьмимодульного генератора установки «Ангара-5-1»: волновое сопротивление генератора – 0.25 Ом, напряжение на согласованной нагрузке – 1.35 МВ, форма импульса напряжения – может быть приближена квадратом полусинусоиды с полупериодом 160 нс, ток в согласованной нагрузке – 5.4 МА, среднеквадратичный разброс времени срабатывания модулей - $\sigma \sim 10-12$ нс.

Диагностический комплекс [70] установки Ангара-5-1 включает электротехнические методы (датчики тока, напряжения, миниатюрные магнитные зонды), методы регистрации различных излучений (вакуумные рентгеновские и p-i-n диоды). Визуализация формы плазмы лайнеров осуществляется путем регистрации собственного излучения лайнеров в различных спектральных диапазонах (камеры щелевой оптической развертки, многокадровые рентгеновские камеры, рентгеновские спектрографы) и активным лазерным зондированием (теневое фотографирование).

Регистрация импульсных электрических сигналов, характеризующих процессы в лайнере, осуществляется посредством осциллографов TLS216 (16 каналов регистрации), TDS3054 (по 4 канала регистрации) и Lecroy WaveRunner 620Zi (по 4 канала регистрации) с верхними граничными частотами 500 МГц, 300 МГц и 1 ГГц соответственно. Длина кабеля от детектора до регистратора составляет 10-15 м. Используются кабели типа РК-75-9-35, РК-75-9-12, РК-75-17-31 и РК-50-17-51. При экспериментальной проверке кабельных трасс установлено, что коэффициент передачи для кабеля типа РК-75-9-35 длиной 15 м на частоте 1.4 ГГц не хуже 0.9. Для трасс длиной 10 м на основе кабеля РК-50-17-51 коэффициент затухания на частоте 3 ГГц составляет 1.8 дБ.

Ниже представлен ряд диагностических методик, результаты которых легли в основу представленной диссертационной работы. Некоторые диагностические методики исследования процессов при токовом сжатии лайнеров были развиты автором данной работы (миниатюрные магнитные зонды и многокадровые рентгеновские камеры).

а)



б)

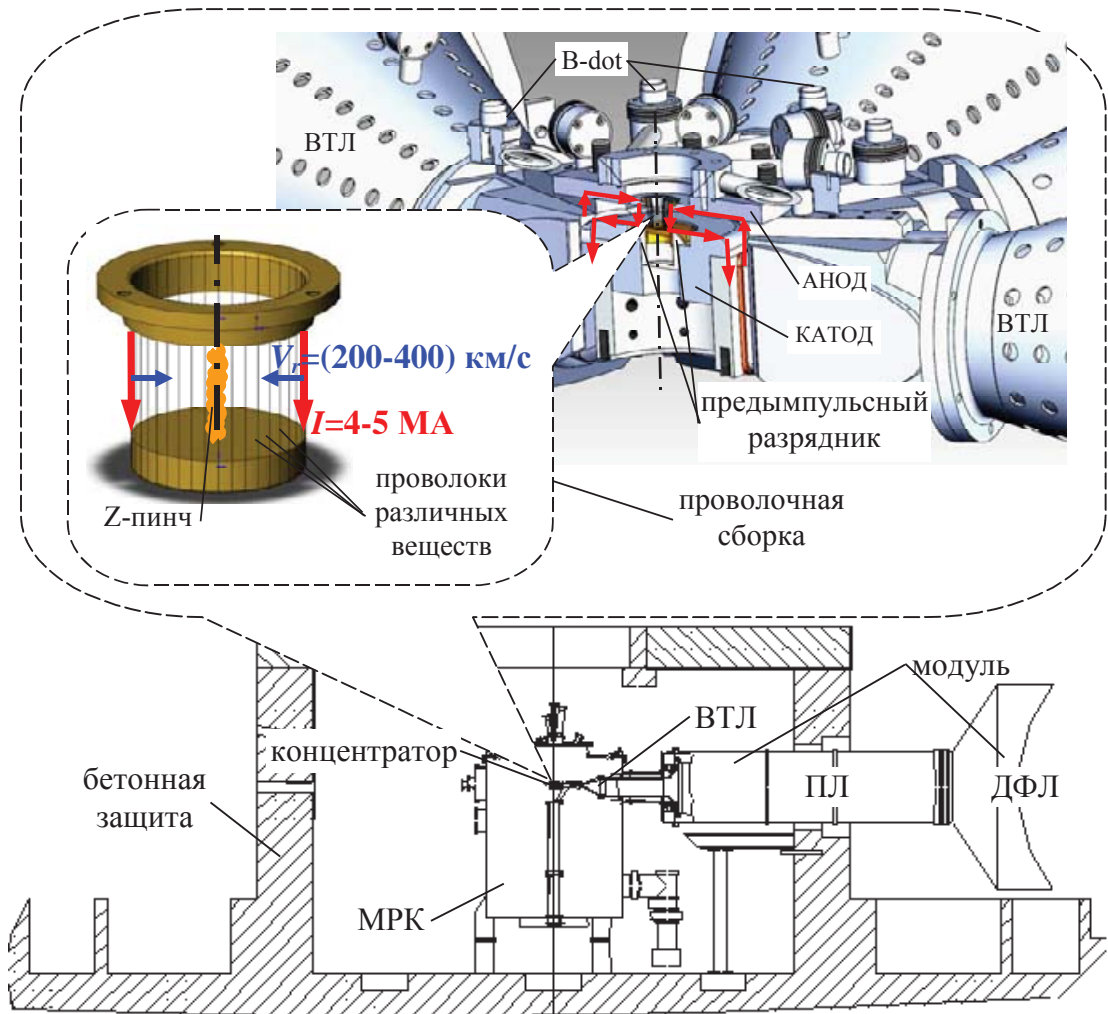


Рис. 1. Термоядерная экспериментальная установка «Ангара-5-1» (ГНЦ РФ ТРИНИТИ): а) - общий вид установки в зале; б) - вид сбоку: вакуумной камеры установки (MPK, диаметр 2.4 м), бетонной защиты и одного из 8-ми модулей установки. На выноске к рисунку показана центральная часть всех модулей (концентратор), ВТЛ которых объединены на общий катод и анод. В зазоре анод-катод установлен лайнер - многопроволочная сборка, показано направление протекания тока. B-dot – 8-ми петельный датчик тока.

1.1.1. ЛАЗЕРНАЯ ДИАГНОСТИКА (Nd:YAG-лазер EKSPLA SL233 на $\lambda=532$ нм). ТЕНЕВОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ ПЛАЗМЫ

Трехкадровое теневое зондирование плазмы лайнера осуществлялось световым пучком Nd:YAG-лазера марки EKSPLA SL233 [71] на $\lambda=532$ нм (зеленый свет) в радиальном направлении с регистрацией каждого кадра на свой цифровой фотоаппарат марки Canon EOS 450D (или Canon 1000D) без объективов. Для разведения в пространстве и согласования размеров трех изображений с размерами матрицы фотоаппарата служат объектив и призма. Также за объективом размещен оптический фильтр, служащий для отсечки излучения пинча. Пространственное разрешение лазерной диагностики по объекту было не хуже 50-100 мкм. Время экспозиции лазерным пучком около 0.1 нс на полувысоте лазерного импульса. Энергия лазерного импульса подбиралась экспериментально и составляла 8-10 мДж (суммарно на три кадра). Регистрация изображения 1-го кадра происходила на фотокамере Canon 1000D. Она имеет матрицу стандарта APS-C размером 22.2×14.8 мм и 3888×2592 пикселей. Это соответствует 1751 пикселей/см или 4448 пикселей/дюйм. Второй и третий кадры регистрировались на фотокамерах Canon 450D. Они имеют матрицу такого же типа и размера, что и фотокамера Canon 1000D, но с бóльшим числом пикселей - 4272×2848. Это соответствует 1924 пикселей/см или 4888 пикселей/дюйм. Лазерные пучки задержаны во времени относительно друг друга. Время задержки между кадрами можно было варьировать от 12 нс до 18 нс.

1.1.2. МНОГОКАДРОВАЯ РЕНТГЕНОВСКАЯ РЕГИСТРАЦИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ ПЛАЗМЫ (рентгеновские камеры СХР6 и РЭОП)

Сжатие плазмы проволочныхборок и размер излучающей области регистрировались при помощи рентгеновских кадровых камер (регистраторы СХР6 10 кадров с регулируемым временем экспозиции 1-10 нс и РЭОП 4 кадра с постоянным временем экспозиции 1.5 нс), расположенных в горизонтальном направлении (см. рис. 2а,б) и под углом 30° к вертикали (см. рис. 3) соответственно. Пространственное разрешение рентгеновских камер лежит в диапазоне 200-300 мкм для фотонов с энергией 20-500 эВ. Задержки между кадрами регулировались длиной кабелей питания от высоковольтного генератора до входа МКП матрицы рентгеновских камер и составляли от 2 нс до 10-15 нс.

Для построения изображения с оптического экрана регистратора РЭОП на КМОП-матрице фотокамеры Canon EOS-350D использовался светосильный объектив Canon EF 50 mm

$f/1.4$ USM с фиксированным фокусным расстоянием и разрешающей способностью около 41 лин/мм. Разброс времени запуска рентгеновских камер относительно запуска установки Ангара-5-1 составлял 5-10 нс.

Многокадровый режим регистрации рентгеновской камеры СХР6 достигался формированием 10-ти изображений излучающего объекта на отдельные участки секционированного фотокатода микроканальной пластины (МКП) с помощью матрицы отверстий-обскур, последовательной подачей импульсов напряжения на отдельные участки фотокатода МКП. Фотокатод МКП-матрицы чувствителен в диапазоне $h\nu \in (0.01-10)$ кэВ. Далее изображение с экрана МКП передается через фокон на ПЗС цифровой камеры СПМ20 [72]. Блок управления рентгеновской камеры СХР6 позволяет изменять длительность экспозиции и моменты времени регистрации электронных изображений для съемки излучающих объектов различной яркости. Рентгеновская камера располагалась в радиальном направлении по отношению к оси источника МРИ.

Расстояние от источника МРИ до блока отверстий камер-обскур составляло $a=1.623$ м. Расстояние от блока обскур до поверхности МКП - $b=0.477$ м, так что увеличение было $\Gamma=b/a \approx 0.294$ (см. рис. 2а). Геометрическое пространственное разрешение, достигаемое на поверхности МКП, составляло для диаметров отверстий камер-обскур 40-50 мкм примерно 200 мкм. Дифракционная составляющая пространственного разрешения на поверхности МКП для фотонов с энергией 200-300 эВ (длина волны 41-62 Å) составляла примерно 200-300 мкм. Полное пространственное разрешение на поверхности МКП-детектора соответственно - 280-360 мкм. При этом пространственное разрешение по паспорту МКП составляет не менее 13 пар лин/мм (≤ 77 мкм), что намного лучше дифракционной и геометрической составляющей разрешения примененных камер-обскур.

Спектральная чувствительность рентгеновской камеры СХР6 (см. рис. 4) определялась материалом МКП и в основном спектральным пропусканием фильтра (полипропилен $(C_3H_6)_n$, толщиной 1 мкм). При расчете использовались зависимости коэффициентов поглощения веществ фильтров от энергии квантов, взятые из работы [73] и информационных баз [74, 75]. Спектральная характеристика рентгеновской камеры позволяла регистрировать изображения плазмы в наиболее представительном по энергии спектральном диапазоне излучения Z-пинча многопроволочной сборки (отмечен серым прямоугольником на рис. 4).

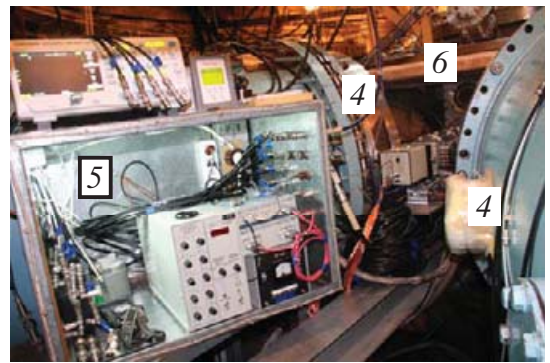
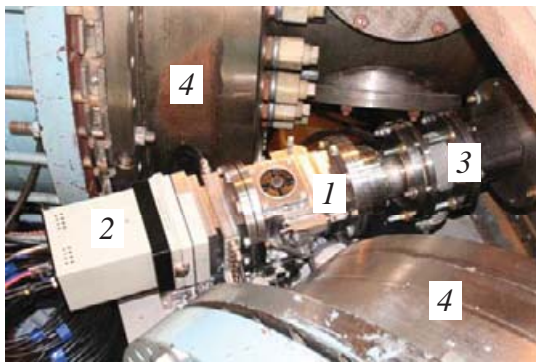
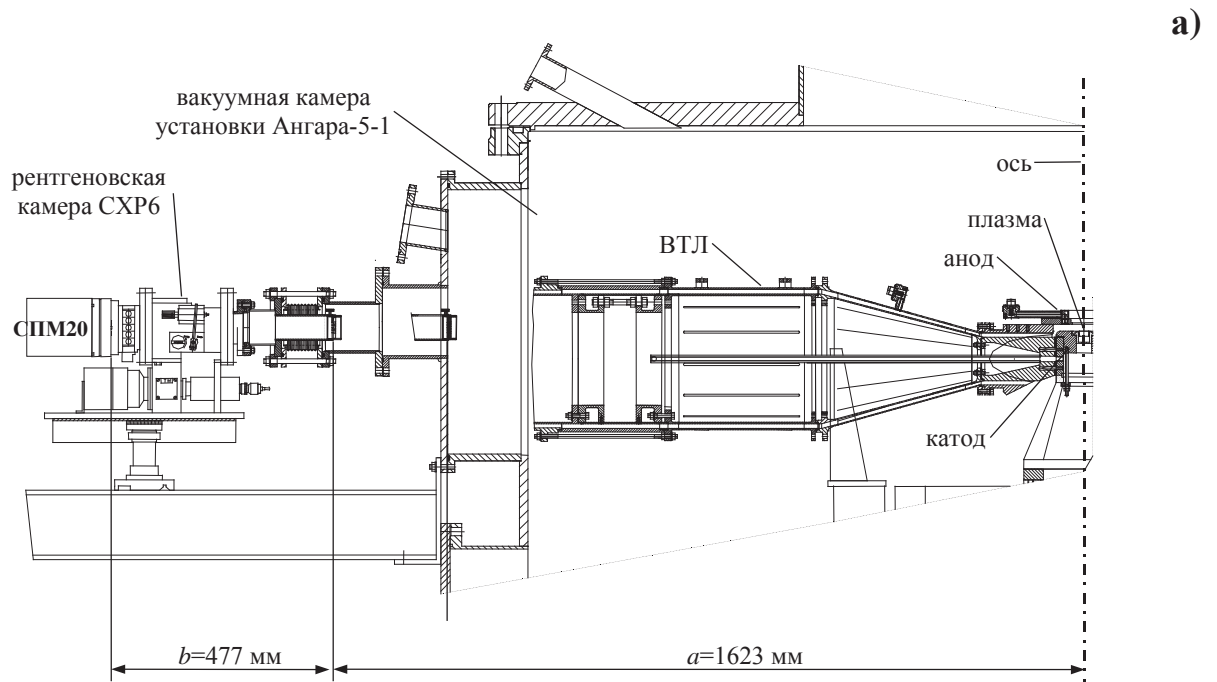
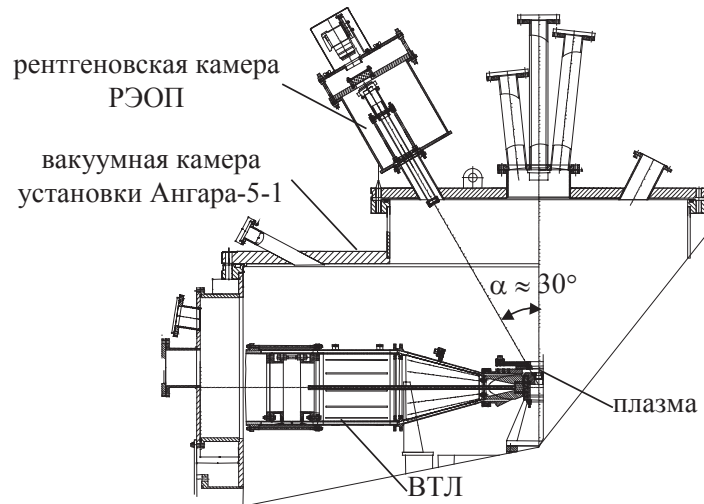


Рис. 2. Система 10-ти кадровой регистрации рентгеновских изображений СХР6 в радиальном направлении на установке Ангара-5-1 с устройствами контроля и управления: а) - схема подключения (вид сбоку) кадрового рентгеновского регистратора СХР6 к вакуумной камере установки Ангара-5-1 в радиальном направлении. ВТЛ – вакуумная транспортирующая линия одного из модулей установки; б) - фотографии: слева - вид сверху, справа - вид сбоку. 1 - СХР6; 2 - СПМ20; 3 - устройство юстировки; 4 - модули установки Ангара-5-1; 5 - диагностический ящик с приборами управления регистратором СХР6, ПЗС-камерой СПМ20 и контроля вакуума; 6 - вакуумная камера установки Ангара-5-1.

а)



б)

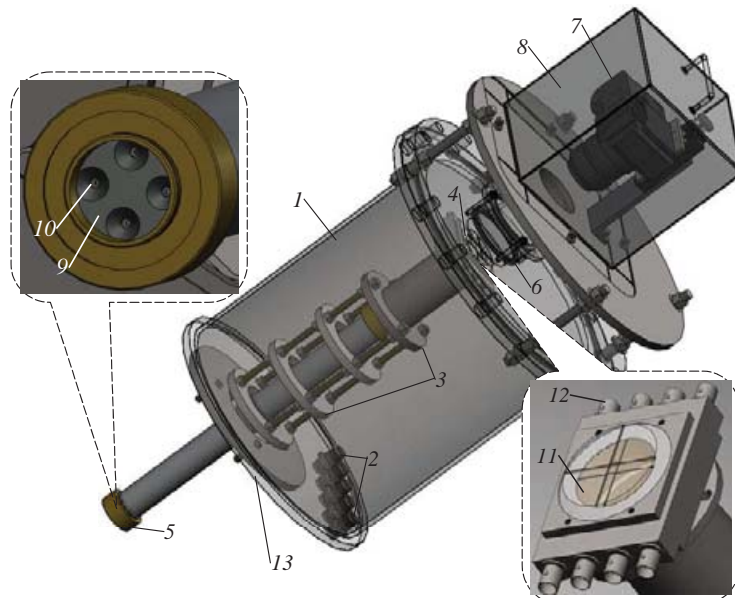


Рис. 3. Система 4-х кадровой регистрации рентгеновских изображений РЭОП в радиальном направлении на установке Ангара-5-1: а) - расположение рентгеновской камеры на крышке вакуумной камеры установки Ангара-5-1; б) - общий вид и устройство рентгеновской камеры: 1 – вакуумный объем; 2 – вакуумно-плотные РК-разъемы в/в кабелей питания и контроля запуска; 3 – юстировочное устройство; 4 – РЭОП (МКП-матрица+экран); 5 – обскурный блок; 6 – стекло разделительное вакуум-воздух; 7 – фотоаппарат Canon EOS-350D; 8 – защитный кожух фотоаппарата (сталь+свинец толщиной 5 мм); 9 – свинцовая шайба со смотровыми отверстиями толщиной 5 мм; 10 – обскурное отверстие; 11 – ВОП с люминофором; 12 – разъемы питания и контроля секций экрана и соответствующих секций МКП-матрицы; 13 – фланец стыковки с вакуумным объемом установки Ангара-5-1.

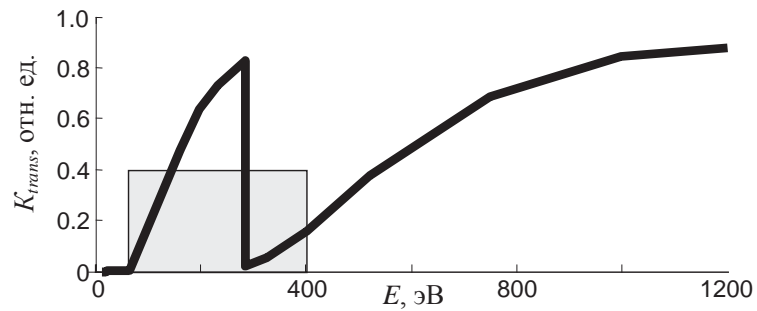


Рис. 4. Спектральное пропускание фильтра рентгеновской камеры СХР6 - полипропиленовой пленки толщиной 1 мкм. Серым прямоугольником выделен наиболее представительный спектральный диапазон по излучаемой энергии МРИ при сжатии Z-пинча многопроволочной сборки на установке Ангара-5-1.

В работах [76, 77] была проведена экспериментальная проверка линейности работы связки «МКП+ПЗС» рентгеновских камер СХР6 и РЭОП при регистрации кадровых изображений сжатия плазмы многопроволочной сборки. При проверке учитывались диаметры обскурных отверстий, а также напряжение питания участка МКП матрицы для каждого канала регистрации. Показано, что существует пропорциональность между полной интенсивностью полученных кадровых изображений и энергией излучения плазмы за время экспозиции кадровых изображений. Т.е. временная зависимость интенсивности кадровых изображений пропорциональна временной зависимости мощности рентгеновского излучения ($h\nu > 20$ эВ). Линейный режим работы связки «МКП+ПЗС» достигался во всем диапазоне мощности и энергии излучения Z-пинча многопроволочной сборки (до 5-7 ТВт и до 100 кДж соответственно).

1.1.3. ИНТЕГРАЛЬНАЯ КАМЕРА-ОБСКУРА

Интегральная по времени камера-обскура применялась как обзорный регистратор всего процесса имплозии лайнеров в различных спектральных диапазонах: на стадии плазмообразования, сноса плазмы и последующего ее пинчевания на оси [78, 38]. Чтобы получить максимально возможное пространственное разрешение, камера-обскура располагалась вблизи лайнера. Увеличение изображения составляло ~ 0.5 при расстоянии от объекта до отверстия камеры 10 см и расстоянии от регистратора до отверстия камеры 5.3 см. В качестве регистратора использовались фотопластины типа ВРП с максимальным разрешением 1730 штрих/мм. Три интегральных по времени рентгеновских изображения (без фильтра и за фильтрами лавсан 160 мкг/см^2 и Al 3 мкм) формировались отверстиями диаметром 10-60 мкм на поверхности фотопластины. Наилучшее разрешение по объекту для фотонов с энергией

200 эВ составляло около 30 мкм, а для энергии фотонов 20-100 эВ – около 100-200 мкм. Для защиты фотопластины от жесткого рентгеновского излучения камера была закрыта со всех сторон свинцовым экраном толщиной 2 мм. В некоторых случаях, за фотопластиной ВРП устанавливалась фотопленка типа РФ-3 для регистрации изображений плазмы Z-пинча в области энергий фотонов выше 20 кэВ. Компактность корпуса камеры-обскуры позволяла устанавливать ее вблизи излучающего объекта и на любом диагностическом направлении внутри вакуумной камеры.

1.1.4. ИНТЕГРАЛЬНЫЙ РЕНТГЕНОВСКИЙ СПЕКТРОГРАФ СКОЛЬЗЯЩЕГО ПАДЕНИЯ (GIS) С ПРОСТРАНСТВЕННЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ

Спектральный состав излучения Z-пинча многопроволочныхборок регистрировался при помощи интегрального по времени ВУФ-спектрографа (GIS) скользящего падения [77, 79]. Пространственное разрешение спектрографа составляло для энергии квантов более 20 эВ порядка 1 мм, для энергии квантов более 100 эВ – порядка 250 мкм.

GIS представляет собой компактный ВУФ-спектрограф скользящего падения, специально разработанный для экспериментов на термоядерных установках [80]. Ранее эта модификация спектрографа использовалась для исследования ВУФ спектров лазерной плазмы [81], плазмы капиллярного разряда [82].

Благодаря использованию внеоруландовской схемы регистрации удалось значительно упростить процедуру установки и юстировки прибора. Конструктивно спектрограф состоял из металлического корпуса, в котором установлены входная щель шириной 40 мкм, вогнутая дифракционная решётка с размерами 20x30 мм скользящего падения (радиус $R=1$ м, угол скольжения 4° , 600 штрих/мм, покрытие W/Re) и кассеты для фотопленки (см. рис. 5а). Для ограничения угловой апертуры использовалась дополнительная диафрагма, устанавливаемая между входной щелью и дифракционной решеткой. Для пространственного разрешения между спектрографом и источником излучения была установлена щель шириной 55 мкм, которая давала уменьшенное одномерное изображение источника на решетке (коэффициент уменьшения 0.3) в направлении, перпендикулярном направлению дисперсии.

В используемой внеоруландовской схеме спектр регистрируется на плоскости, перпендикулярной к дифрагируемым лучам. В этом методе точная фокусировка осуществляется только для одной, центральной длины волны λ_0 , которая соответствует точке пересечения плоскости регистрации с кругом Роуленда. Однако из-за малой угловой апертуры спектрографа скользящего падения возможна регистрация спектра в достаточно широком спектральном диапазоне $\lambda_0 \pm \Delta\lambda$. Величина $\Delta\lambda$ связана с наблюдаемым спектральным разрешением $\lambda/\delta\lambda$: чем шире диапазон $\Delta\lambda$, тем ниже спектральное разрешение $\lambda/\delta\lambda$, вызванное

дефокусировкой. Максимальное спектральное разрешение спектрографа для длины волны λ_0 было $\lambda/d\lambda \sim 100$.

Предварительно элементы спектрографа (дифракционная решетка и безэмульсионная фото пленка УФ-4) калибровались в спектральном диапазоне 5-20 нм с помощью рефлектометра на основе плазмы капиллярного разряда и монохроматора скользящего падения [83]. Данные по отражению дифракционной решетки и отклику фото пленки в более коротковолновом и более длинноволновом диапазоне спектра определялись экстраполяцией (интерполяцией) полученных данных. Коэффициент отражения дифракционной решетки с W/Re покрытием и 2° -м углом блеска составлял величину 12-18% в области длин волн 5-14 нм и плавно спадал до 7% в длинноволновой области спектра ($\lambda \sim 20$ нм) [84].

При проведении абсолютной калибровки фото пленки УФ-4 с помощью ВУФ рефлектометра за выходной щелью монохроматора наряду с исследуемой фото пленкой устанавливался абсолютно калиброванный рin-диод марки AXUV-100, производства фирмы IRD (США). Накопление различного количества импульсов позволило получать на фото пленке плотности почернения D , соответствующие различным экспозициям H , при этом экспозиция измерялась с помощью рin-диода в абсолютных величинах H (эрг/см²). Характеристическая кривая данной фото пленки представлена на рис. 5б. Также сенситометрические характеристики фото пленки УФ-4 исследованы [85] и уточнены в работе [86].

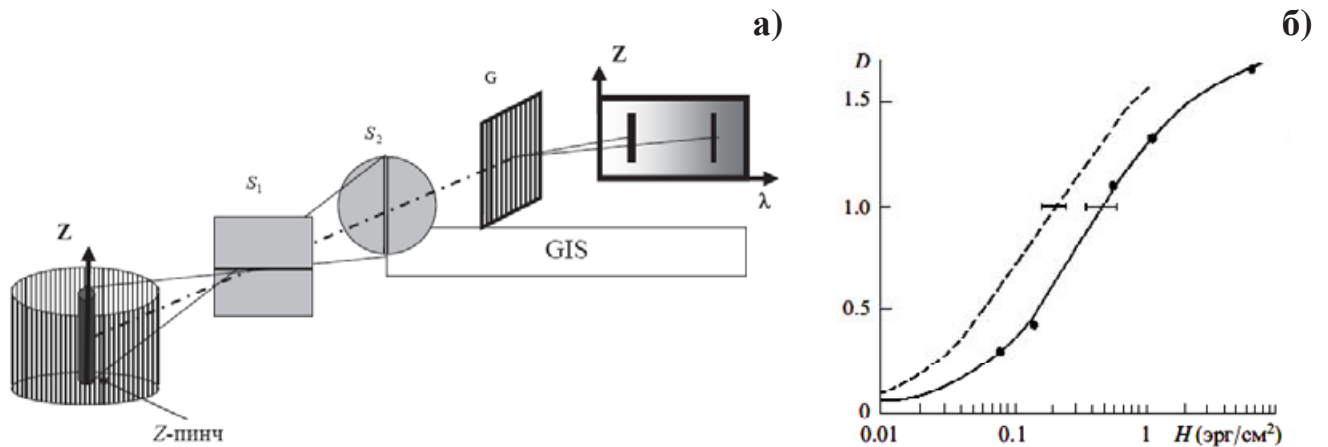


Рис. 5. ВУФ-спектрограф (GIS) скользящего падения:

а) схема регистрации GIS спектрографом спектров рентгеновского излучения с одномерным пространственным разрешением вдоль оси Z-пинча (ось Z): GIS – спектрометр скользящего падения; G – вогнутая дифракционная решетка; S₁ – пространственная щель; S₂ – входная щель спектрометра; [Z-λ] – плоскость регистрации изображения спектра; б) характеристические кривые для фото пленок УФ-4 (сплошная кривая с экспериментальными точками) и «Кодак 101-01» (пунктирная кривая) при $\lambda=18$ нм, взятые из работы [85].

Калибровка фотопленки показала, что

- оптическая плотность D линейна в зависимости от экспозиции H при малых плотностях ($D \leq 0.5-0.6$);

- оптическая плотность D линейна в зависимости от $\log(H)$ при D от ~ 0.5 до ~ 1.0 ;

- коэффициент контрастности $\gamma = 0.97 \pm 0.07$ для всех исследуемых длин волн ($\lambda = 5-20$ нм);

- насыщение оптической плотности начинается при $D > 1.2-1.3$;

- в пределах экспериментальной точности, относительная экспозиция H может быть оценена из измеряемой оптической плотности D с помощью аппроксимационной формулы

$$H = \exp(2.37 D) - 1 + 7D.$$

Таким образом, диапазон регистрации фотопленки УФ-4 составлял примерно два порядка. Полученные характеристические кривые на различных длинах волн могли использоваться для перевода плотности почернения в интенсивность излучения.

1.1.5. ДЕТЕКТОРЫ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ (ВРД, p-i-n диоды и калориметры)

Мощность и энергия рентгеновского излучения регистрировались при помощи набора вакуумных рентгеновских диодов (ВРД) за различными фильтрами, открытых калориметрических датчиков типа ВЧД-3 и p-i-n диодами типа СППД-11-04.

Калибровочный коэффициент термопарных калориметров с площадью детектирующей области площадью 0.63 см^2 составляет 0.43 кДж/мВ . Погрешность измерения импульсов электромагнитной энергии термопарными калориметрами не превышает $\sim 15\%$. Калориметр располагался на расстоянии ~ 3.5 м от пинча в радиальном направлении. Измерения показали, что вклад оптического излучения плазмы и плазменных потоков из пинча в сигнал с калориметрических датчиков ВЧД-3 пренебрежимо мал по сравнению со вкладом в его сигнал от рентгеновского излучения [87]. Учитывая вид спектра мягкого рентгеновского излучения Z-пинча проволочных и волоконных сборок, сигнал с термопарного калориметра в основном обусловлен квантами рентгеновского излучения с энергией выше $5-10 \text{ эВ}$. Заметим, что указанная нижняя граница энергий квантов весьма условная.

Набор из четырех ВРД был размещен на расстоянии $3-3.5$ м от источника излучения (оси установки) в радиальном направлении. Вакуумные рентгеновские диоды за разными фильтрами регистрировали импульс мягкого рентгеновского излучения в спектральном диапазоне от 20 эВ до $1-2 \text{ кэВ}$ (см. рис. 6а). Спектральный диапазон и чувствительность для каждого канала регистрации зависел от спектральной чувствительности фотокатода ВРД [73] и спектрального пропускания выбранных фильтров-поглотителей [74, 75]. В некоторых экспериментах

восстановление временной зависимости распределения энергии МРИ по спектральным диапазонам проводилось по методике, описанной в работе [88].

Использование р-і-п диодов типа СППД11-04 [89] (максимальная чувствительность детектора $S_{dmax}=14.51$ мА·см²/Вт, временное разрешение ~1.2 нс) за различными фильтрами позволило продлить область регистрации до 10 кэВ (см. рис. 6б).

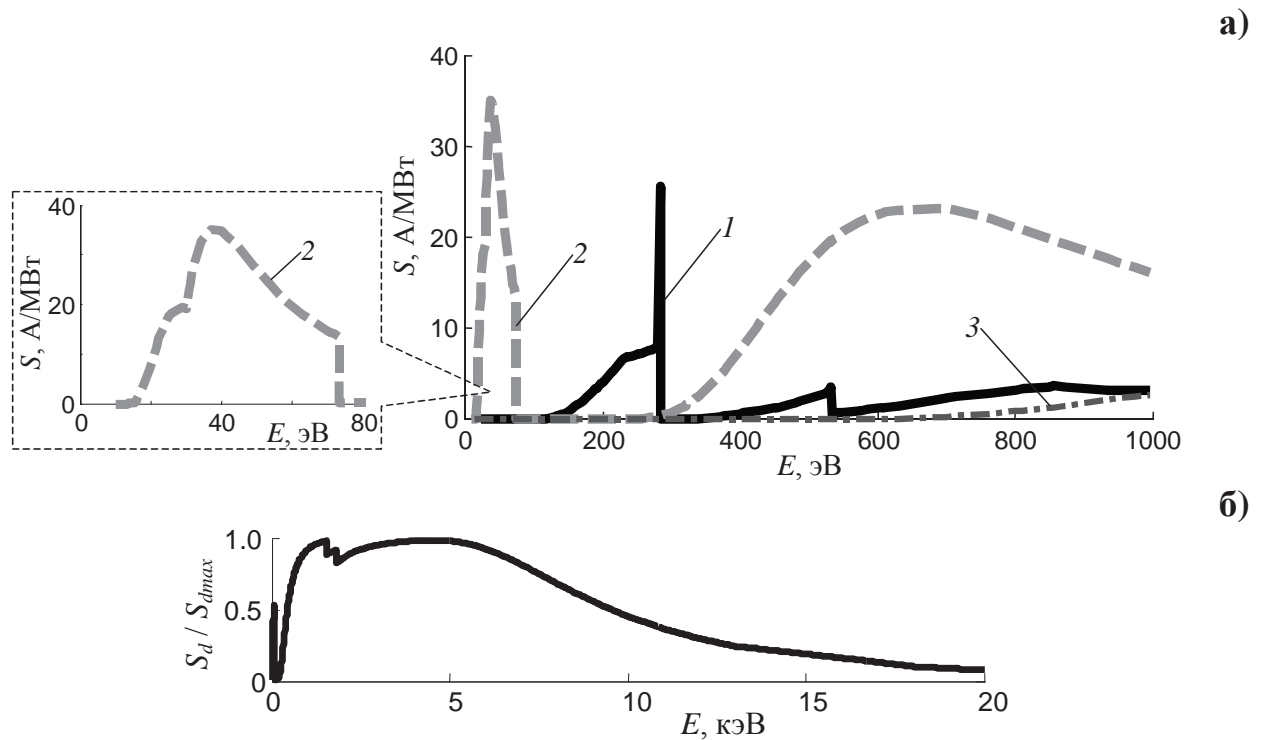


Рис. 6. Спектральные чувствительности (от энергии фотонов излучения): а) ВРД-детекторов за различными фильтрами: 1 - катод – углерод, фильтр - лавсан 316 мкг/см²; 2 - катод – молибден, фильтр - Al 0.75 мкм; 3 - катод – молибден, фильтр – Al 6 мкм; б) р-і-п диода типа СППД-11-04 (в отн. ед.).

1.1.6. ЩЕЛЕВАЯ ВРЕМЕННАЯ РАЗВЕРТКА ИЗОБРАЖЕНИЯ ПЛАЗМЫ В ОПТИЧЕСКОМ ДИАПАЗОНЕ СПЕКТРА (камера СФЭР-2)

Камера типа СФЭР-2 [72, 90] применялась для регистрации процесса сжатия плазмы лайнера с пространственным разрешением в радиальном или осевом направлениях. Регистрировалась временная развертка оптического свечения с направления, перпендикулярного оси плазменной нагрузки. Пространственное разрешение по объекту составляла 80 мкм, глубина резкости в области объекта - ±23 мм. Временное разрешение развертки составляло 0.3 нс. Камера щелевой оптической развертки с радиальным пространственным разрешением позволяла регистрировать динамику сжатия плазмы в двух позициях относительно поверхности катода. Для этого пространственные щели оптической

развертки были расположены на высотах $H_1=0.7$ см и $H_2=1.2$ см над катодом (в некоторых случаях $H_2=1.4$ см).

1.1.7. ДАТЧИКИ ИЗМЕРЕНИЯ ТОКА И НАПРЯЖЕНИЯ

Производная полного тока, протекающего через лайнерную нагрузку, регистрировалась с помощью 8-ми петель, расположенных на радиусе 40 мм от оси лайнера (в некоторых вариантах концентратора установки - 55 мм). Полный ток вычислялся путем численного интегрирования производной полного тока на компьютере. Временное разрешение токового датчика было около 1 нс.

Падение напряжения между анодом и катодом вблизи проволочной сборки измерялось на радиусе 60 мм с помощью индуктивного делителя [91, 92]. Индуктивный делитель измеряет напряжение между анодом и катодом примерно вдоль сепаратрисы - поверхности, разделяющей семейство магнитных силовых линий, охватывающих ось лайнера, от восьми семейств магнитных силовых линий, охватывающих восемь катодов ВТЛ различных модулей. Временное разрешение делителя напряжения не хуже 2 нс.

Места измерения напряжения и тока приблизительно соответствуют месту объединения токов отдельных модулей. Данные одновременного мониторинга профилей полного тока и напряжения вблизи нагрузки приблизительно в одной точке по радиусу позволили вычислять и исследовать временные профили индуктивности лайнера на стадии финального сжатия плазмы в предположении малости сопротивления плазмы на данной стадии процесса [93].

1.1.8. МАГНИТНЫЕ ЗОНДЫ

Для измерения пространственного распределения магнитных полей (плотности тока) внутри и вне сжимающегося лайнера использовались миниатюрные магнитные зонды [94-96]. Особенность работы таких зондов состоит в том, что они в процессе измерения находятся в плазме с экстремальными параметрами и подвергаются облучению МРИ с плотностью потока мощности ~ 1 ТВт/см² и энергии $\sim 10-20$ кДж/см².

Необходимо отметить, что в электрофизических установках большой мощности на поверхностях токоведущих элементов плотность тока вблизи плазменной нагрузки составляет больше 10^6 А/см. Это приводит к частичному испарению поверхности проводника и образованию приповерхностной плазмы [97-99]. Также приповерхностная плазма появляется под воздействием МРИ на поверхности проводников за счет их абляции [76, 100, 101]. Такая плазма изменяет конфигурацию электрических и магнитных полей вблизи проводника, что

делает измерение токов и напряжений вблизи нагрузки нетривиальной задачей [102]. Одной из трудностей в разработке электротехнических датчиков, работающих в условиях рентгеновского излучения большой мощности, является обеспечение высокого разрешения во времени $\sim 10^{-9}$ с. Для надежной работы датчиков приходится использовать защитные экраны, понижающие чувствительность датчиков и их временное разрешение. С учетом этих обстоятельств были сконструированы быстродействующие магнитные зонды, адаптированные к особенностям установки Ангара-5-1. При этом зонды позволяют проводить измерения магнитных полей в плотной плазме (n_e от $5 \cdot 10^{17}$ см⁻³ до 10^{19} см⁻³) с температурой $T_e = 20-100$ эВ, движущейся со скоростями от 10^6 см/с до $5 \cdot 10^7$ см/с.

Первые конструкции магнитных зондов миниатюрных размеров (характерный размер регистрирующей петли около 300 мкм из медного провода в лаковой изоляции толщиной 70 мкм), работающих в таких напряженных условиях, и результаты экспериментов обобщены в диссертационной работе [103] автора, защищенной в 2005 году. Известно, что электрический сигнал петли, с определенной из калибровки площадью, пропорционален производной магнитного поля в точке расположения петли ($U_p \sim \partial B_\phi / \partial t$). Абсолютная калибровка датчиков проводилась в однородном ($\sim 1\%$) магнитном поле катушки Гельмгольца известного направления. Для каждой измерительной петли была проведена абсолютная калибровка чувствительности в переменном магнитном поле с частотой 7 МГц, что сопоставимо с частотой изменения исследуемого магнитного поля в эксперименте. Коэффициент чувствительности петель лежал в диапазоне $(1-3) \times 10^{-11}$ В/(Гс/с). Также было проверено, что чувствительность зонда остается неизменной и на более высокой частоте изменения магнитного поля в 50 МГц. Погрешность калибровки чувствительного элемента зонда (определения эффективной площади петли) была не хуже $\varepsilon_{cal} \sim 5\%$.

Временное разрешение датчика определяется временем диффузии магнитного поля в экранирующую оболочку зонда из тонкой фольги. Расчетное время диффузии переменного магнитного поля через выбранную толщину NbTi-фольги (10-15 мкм) было не более 1 нс. Оценка временного разрешения магнитного зонда при измерении переменного магнитного поля с учетом измерительного тракта и условий обтекания зонда плазмой составила не более 1.5 нс.

В экспериментах измерялась временная зависимость производной магнитного поля ($\partial B_\phi / \partial t$) в месте расположения каждой петли зонда. При этом временной профиль индукции магнитного поля в месте расположения петель зонда (B_ϕ) рассчитывался путём численного интегрирования измеренных петлями временных зависимостей $\partial B_\phi / \partial t$. Общая погрешность измерения величины магнитного поля в плазме составляла 15-20%.

Таким образом первые конструкции зондов позволяли измерять величину и направление магнитного поля, но только в одной позиции внутри объема проволочной сборки. В каждом

выстреле магнитные зонды разрушались. При этом в некоторый момент времени регистрации зондами магнитного поля на них происходило воздействие электронного пучка, возникающего в межэлектродном зазоре установки на стадии финального сжатия плазмы и высоковольтного пробоя на петли зонда. Методы устранения данных факторов изложены в отдельной части диссертации (см. §1.4 Главы 1). Следует заметить, что обработка сигналов с зондов проводилась до этого момента времени. Простой способ определения промежутка времени надежной регистрации зондом магнитного поля был предложен автором диссертации еще в первых работах по магнитозондовой диагностике на мощных электрофизических установках [94, 104]. Он заключался в следующем: чувствительный элемент магнитного зонда состоял из 2-х петель, намотанных по часовой и против часовой стрелки, с отдельным каналом регистрации сигналов от каждой петли на осциллографе. Таким образом, оба сигнала с петель, связанные с изменением магнитного поля, должны были быть одинаковые по форме, но разной полярности. Нарушение одного из двух условий определяло момент времени окончания надежной регистрации зондом магнитного поля.

Конструкция чувствительного элемента магнитного датчика каждый раз адаптировалась под конкретные цели эксперимента и условия измерения. Так, например, для улучшения обтекания плазмой оболочки зонда, форма оболочки была выбрана в виде плоской пластинки, поперечный размер которой набегающему потоку плазмы был не более 0.5-0.8 мм.

Далее пойдет речь о некоторых конструкциях чувствительного элемента зонда для измерения распределения магнитного поля внутри плазмы проволочной сборки и градиента магнитного поля в экспериментах на установке Ангара-5-1.

- Зонды для измерения радиального распределения B_{ϕ} -поля и восстановления плотности тока

Использование многоканальных магнитных зондов позволяет провести измерения радиального распределения магнитного поля внутри плазмы проволочной сборки [105]. Для этого были применены модернизированные магнитные зонды, которые позволяли измерять магнитное поле в нескольких точках (от 6 до 9) по радиусу проволочной сборки, а не в одной-двух точках, как было ранее. Внутри плазмообразующей нагрузки, вблизи значений радиусов 4 мм, 6 мм и 8 мм, располагалось три датчика (см. рис. 7), чувствительный элемент которых состоял из 2-3 петель диаметром около 300 мкм, упакованных в общий электромагнитный экран из NbTi фольги толщиной 15 мкм. Для исследования распределения магнитного поля вблизи области плазмообразования - вблизи отдельной проволоки в составе многопроволочной сборки - использовался уникальный 5-ти петельный магнитный зонд, измеряющий магнитное

поле в малой области вдоль радиуса (~ 2 мм) с интервалом $\Delta r \sim 300-350$ мкм. Конструкция 5-ти канального варианта зонда показана на рис. 8. Зонды устанавливались в межэлектродный зазор со стороны анодного электрода на 3-4 мм, как показано на рис. 7. Экспериментально было показано, что при таком расположении зондов приэлектродная плазма анодного электрода не оказывает заметного влияния на их показания [104].

Сигналы с петель регистрировались на отдельных каналах 16-ти лучевого осциллографа TLS-216, что, с учетом длин кабелей, исключало возможные ошибки в синхронизации сигналов с зондов. Точность измерения магнитного поля в плазме с учетом погрешности калибровки ($\varepsilon_{cal} \sim 5\%$) была не хуже $\varepsilon(B_\phi) = 20\%$. Ток, протекающий внутри радиуса r , рассчитывался путем численного интегрирования сигнала с каждой конкретной петли зонда, расположенной на данном радиусе в предположении однородного распределения магнитного поля по азимуту по следующему выражению: $I(r,t) \propto B_\phi(r,t) \cdot r$.

Точность установки зондов внутри нагрузки определялась конструкцией юстировочного диска (см. рис. 7) и микрофотографированием (см. напр. рис. 7б) расположения петель внутри чувствительного элемента зонда. Это обеспечивало точность расположения петель зондов вдоль радиуса $\Delta r \sim 0.4$ мм. Для минимизации возмущений, вносимых зондами в плазму, чувствительные элементы зондов располагались под азимутальным углом 120° относительно друг друга, как показано на врезке рис. 7.

Для восстановления радиального распределения магнитного поля требуется измерение магнитного поля в большом количестве точек как вдоль радиуса, так и по азимутальному углу в цилиндрической геометрии. Чем больше точек измерения, тем меньше погрешность восстановления радиального профиля магнитного поля $B_\phi(r,t)$ в каждый момент времени имплозии. Малые размеры (не более 20 мм) плазменной нагрузки и возмущения плазмы, вносимые зондами, накладывают ограничение на возможное количество точек измерения. Некоторая предварительная информация о симметричности проникновения магнитного поля внутрь объема плазменной нагрузки позволяет ограничиться малым числом зондов по азимутальному углу. Так, в работах [106, 107] исследовалось влияние несинхронности срабатывания модулей установки Ангара-5-1 на симметрию сжатия плазмы проволочной сборки (см. также п. 3.1.1 Главы 3 диссертации). Было показано, что большой среднеквадратичный разброс времени старта модулей (> 30 нс) приводит к несимметрии ($\sim 70\%$) проникновения магнитного поля внутрь проволочной сборки, уменьшению мощности импульса МРИ и смещению Z-пинча относительно оси сборки. Определены условия, при которых сжатие проволочной сборки можно считать симметричным: при малом разбросе времени срабатывания модулей установки (~ 10 нс и менее) различие в сигналах магнитных зондов не превышает погрешности измерений порядка 20%. В этом случае для определения тока, проникшего внутрь

данного радиуса, можно ограничиться одной петлей. Для определения радиального распределения магнитного поля можно использовать небольшое количество многопетельных датчиков (3 зонда в нашем случае), разнесенных по азимутальному углу внутри проволочной сборки.

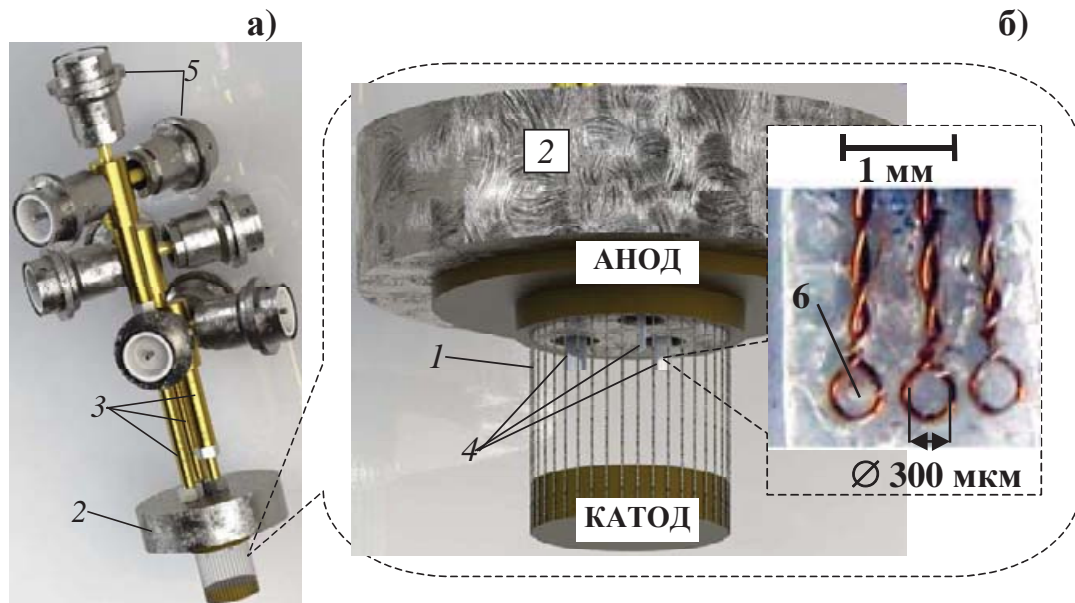


Рис. 7. Расположение многоканальных магнитных зондов внутри многопроволочной сборки в экспериментах по измерению радиального распределения магнитного поля: а) общий вид магнитных зондов с проволочной сборкой; б) увеличенный фрагмент рисунка с зондами внутри проволочной сборки и микрофотография взаимного расположения петель внутри чувствительного элемента зонда. 1 – многопроволочная сборка; 2 – юстировочный диск для позиционирования зондов на различных радиусах и азимутальных углах внутри нагрузки; 3 – корпус магнитных зондов; 4 – чувствительные элементы магнитных зондов; 5 – высокочастотные разъёмы (СР-50-135ФВ) для подключения коаксиальных кабелей; 6 – одна из петель.

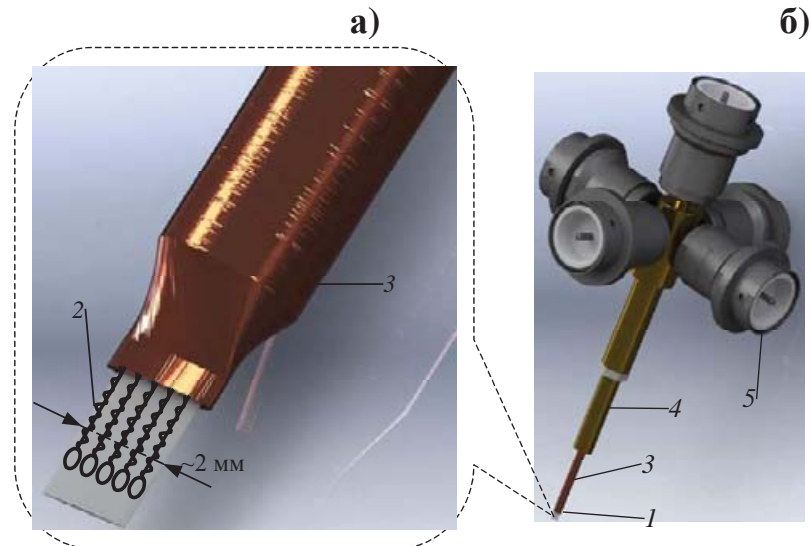


Рис. 8. Конструкция 5-ти канального магнитного зонда для измерения радиального распределения магнитного поля внутри плазмы с пространственным разрешением не хуже 350 мкм: а) увеличенный фрагмент рисунка чувствительного элемента магнитного зонда; б) общий вид 5-ти канального магнитного зонда. 1 – чувствительный элемент зонда (пластинка толщиной ~ 0.5 мм), покрытый NbTi фольгой толщиной 10-15 мкм; 2 – петли диаметром ~ 300 мкм внутри чувствительного элемента для измерения азимутального магнитного поля; 3 – медная трубка диаметром 2.5 мм; 4 – корпус зонда (латунь); 5 – высокочастотные разъёмы (СР-50-135ФВ) для подключения коаксиальных кабелей.

Восстановление радиального распределения плотности тока

Из экспериментально измеренных распределений азимутального магнитного поля $B_\varphi(r,t)$ можно восстановить радиальное распределение плотности тока $j_z(r,t)$. Из уравнений Максвелла с учетом выражения для $\nabla \times \mathbf{B}$ в цилиндрической геометрии выражение для плотности тока выглядит следующим образом

$$j_z(r,t) = \frac{c}{4\pi} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\varphi(r,t)) = \frac{c}{4\pi} \left(\frac{\partial B_\varphi(r,t)}{\partial r} + \frac{B_\varphi(r,t)}{r} \right). \quad (1)$$

Существуют два способа определения $j_z(r,t)$ из выражения (1). В первом способе дифференцируют кривые $B_\varphi(r,t)$, с тем, чтобы получить $\partial B_\varphi(r,t)/\partial r$. Главная сложность данного способа вычисления $j_z(r,t)$ состоит в том, что кривые $B_\varphi(r,t)$ измерены только в ограниченном количестве точек по радиусу. Это уменьшает точность дифференцирования $B_\varphi(r,t)$. При этом результат дифференцирования и, в конечном итоге, вычисления величины $j_z(r,t)$ будет сильно зависеть от выбора метода интерполяции кривых $B_\varphi(r,t)$ и точности определения радиусов

расположения зондов - $\varepsilon(r)=\Delta r/r \approx 0.4\text{мм}/(3-8)\text{мм}=(5-13)\%$. Оценка относительной погрешности вычисления плотности тока по выражению (1) составит $\varepsilon(j) = \sqrt{5[\varepsilon^2(B_\varphi) + \varepsilon^2(r)] + 8\varepsilon(B_\varphi)\varepsilon(r)} \approx (54-70)\%$. Чтобы минимизировать большую ошибку вычисления плотности тока, непосредственно измеряют обе величины, стоящие в выражении (1), градиентным магнитным зондом и обычным зондом в одной точке по радиусу, как это делалось в работе [108]. Относительная погрешность измерений градиента индукции магнитного поля градиентным зондом составляет $\varepsilon(\partial B_\varphi/\partial r) \approx 20\%$ и, следовательно, погрешность вычисления плотности тока $\varepsilon(j) = \sqrt{\varepsilon^2(\partial B_\varphi/\partial r) + \varepsilon^2(B_\varphi) + \varepsilon^2(r)} \approx (29-31)\%$. Более подробно об измерении величины $\partial B_\varphi/\partial r$ изложено в соответствующем разделе диссертации про градиентный зонд.

В данном же случае, если не проводить измерения градиентным зондом, чтобы уменьшить ошибку при интерпретации полученных данных, будем определять только среднюю плотность тока $\overline{j_z^{k,j}}$ в кольце между радиусами r_k и r_j ($r_j > r_k$) следующим выражением

$$\overline{j_z^{k,j}} = \frac{c}{4\pi} \frac{B_\varphi(r_j)r_j - B_\varphi(r_k)r_k}{0.5(r_k + r_j)(r_j - r_k)}. \quad (2)$$

Относительная погрешность вычисления $\overline{j_z^{k,j}}$ этим способом составит $\varepsilon(j) = \sqrt{2\varepsilon^2(B_\varphi) + 6\varepsilon^2(r)} \approx (31-43)\%$. Результаты измерения радиального распределения магнитного поля и восстановления плотности тока приведены в п. 3.1.2 Главы 3 диссертационной работы.

Расчет индуктивности лайнера по результатам измерения радиального профиля магнитного поля

Определение эффективного радиуса тока, по измеренному напряжению $U(t)$ (в вольтах) и полному току $I(t)$ (в амперах) в области сепаратрисы концентратора электромагнитной энергии установки – широко применяемый метод в исследованиях сжатия лайнеров [93] и, например, нецилиндрических пинчей [109]. Подробно этот метод для условий эксперимента на установке Ангара-5-1 описан в работе [93]. Суть его заключается в том, что по измеренным значениям напряжения и тока вычисляется индуктивность лайнера по формуле

$$L(t) = \frac{\int_{t_0}^t U(\tau) d\tau}{I(t)}. \quad (3)$$

Эта формула применима в том случае, когда резистивная составляющая напряжения много меньше индуктивной составляющей (менее 10%), как было показано в работе [93], т.е. начиная с момента t_0 образования вокруг проволок плазменной короны (~5-15 нс разряда для различных веществ проволок лайнера в экспериментах на установке Ангара-5-1) и вплоть до начала импульса МРИ. Считается, что в момент образования плазменной короны вокруг проволок весь ток протекает на начальном радиусе проволочной сборки – R_0 . Изменение индуктивности ΔL , начиная с момента t_0 , обусловлено проникновением плазмы с током внутрь проволочной сборки. Таким образом, зная, как меняется индуктивность, можно вычислить эффективный радиус тока R_L в любой момент времени в предположении цилиндрической геометрии сжатия плазмы, из формулы

$$\Delta L(t) = L_{array}(t) - L_0 = 2h \ln\left(\frac{R_0}{R_L(t)}\right), \quad (4)$$

где h (в см) – высота сборки, ΔL (в нГн), L_0 – постоянная индуктивность электрической цепи между сепаратрисой и поверхностью проволочной сборки. Эффективный радиус тока в данном случае это радиус тонкостенного цилиндра с током, имеющим ту же индуктивность, что и сжимающийся лайнер.

К сожалению, на стадии плазмообразования, когда индуктивность меняется слабо, этот метод неприменим, т.к. существующие утечки в цепи установки (в вакуумных транспортирующих линиях - в области сепаратрисы) влияют на измеренную индуктивность гораздо сильнее. Таким образом, измерить, как меняется индуктивность, можно только на финальной стадии сжатия плазмы к оси, когда индуктивность меняется быстро. При использовании этого метода предполагается, что индуктивность и, следовательно, эффективный токовый радиус на стадии плазмообразования не изменяется. В работе [93] изменение погонной индуктивности на стадии плазмообразования было оценено как 0.33 нГн/см, что составляет примерно 7% от изменения индуктивности на стадии финального сжатия плазмы. Ниже, в соответствующем разделе диссертации, будет показано, что такая оценка изменения индуктивности соответствует проведенным измерениям радиального распределения магнитного поля (см. п. 3.1.2 в Главе 3 диссертации).

Измеренные радиальные распределения магнитного поля $B_\phi(r,t)$ в Гс позволяют рассчитать изменение погонной индуктивности проволочной сборки $\tilde{\Delta L}$ в нГн/см на всей стадии плазмообразования (или пока зонды выдают достоверную информацию), по формуле

$$\tilde{\Delta L}(t) = \frac{10 \cdot \int_0^{R_0} B_\phi(r,t) dr}{I(t)}. \quad (5)$$

Конечно, у данного метода есть недостатки. Один из них – недостаточное пространственное разрешение полученных радиальных распределений $B_\phi(r,t)$ в той области, где магнитное поле и его градиент ($\partial B_\phi/\partial r$) наибольшие на стадии плазмообразования – на периферии проволочной сборки в области расположения взорванных проволок. Другой недостаток в том, что зонды не могут располагаться близко к оси, не влияя на образование пинча. Отсутствие информации о распределении магнитного поля в этих областях влияет на точность нахождения индуктивности.

- Зонды для измерения аксиального распределения B_ϕ -поля

Для исследования проникновения магнитного поля внутрь сжимающейся проволочной сборки применялся пятиканальный магнитный зонд, измерительные петли ($\varnothing \sim 300$ мкм) которого были упакованы в общий электромагнитный экран из NbTi-фольги толщиной 10-15

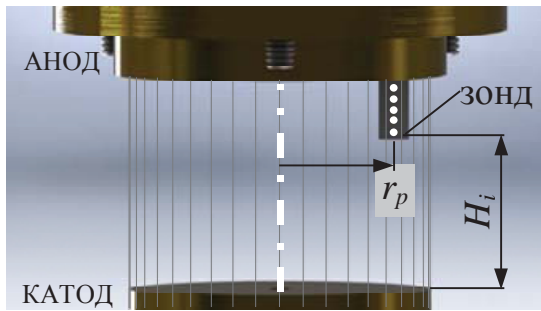


Рис. 9. Магнитный зонд внутри многопроволочной сборки.

мкм и были расположены на одном и том же радиусе вдоль высоты проволочной сборки, как показано на рис. 9 и 10. Такое расположение измерительных петель позволяло исследовать аксиальное распределение магнитного поля $B_\phi(z)$ и прорыв магнитного потока в области плазмообразования на финальной стадии имплозии сборки [110]. Положение петель внутри зонда определялось при помощи микрофотографирования (см. напр. рис. 7б) с

точностью не хуже 40 мкм. Точность позиционирования зонда внутри проволочной сборки была не хуже 300 мкм.

Универсальность конструкции зонда позволяла адаптировать его под различные экспериментальные задачи. Например, конструкция 9-ти канального зонда, представленная на рис. 10в,г, позволяла проводить измерения магнитного поля $B_\phi(r,z)$ как по радиусу сборки ($\Delta r \approx 2$ мм), так и по высоте ($\Delta h \approx 2$ мм). Обычно такой зонд применялся для исследования магнитных полей в области больших градиентов магнитного поля ($\partial B_\phi/\partial r$ и $\partial B_\phi/\partial z$), например, вблизи взорванных проволок многопроволочной сборки.

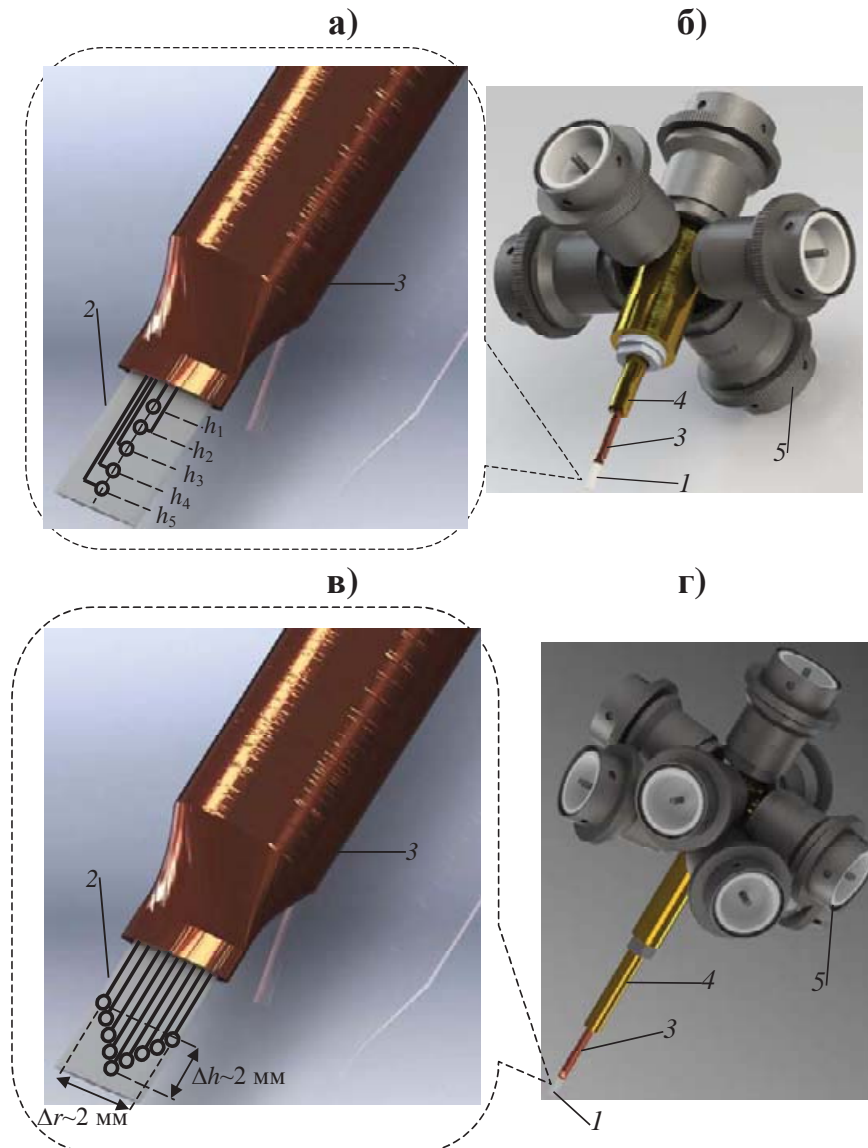


Рис. 10. Конструкции: 5-ти канального магнитного зонда (а,б) для измерения аксиального распределения магнитного поля внутри плазмы и комбинированного 9-ти канального магнитного зонда (в,г) для измерений радиального и аксиального распределений магнитного поля внутри плазмы с пространственным разрешением не хуже 350 мкм: а),в) увеличенный фрагмент рисунка чувствительного элемента магнитного зонда; б),г) общий вид многоканального магнитного зонда. 1 – чувствительный элемент зонда (пластинка толщиной ~ 0.5 мм), покрытый NbTi-фольгой толщиной 10-15 мкм; 2 – петли диаметром ~ 300 мкм внутри чувствительного элемента для измерения азимутального магнитного поля; 3 – медная трубка диаметром 2.5 мм; 4 – корпус зонда (латунь); 5 – высокочастотные разъёмы (СР-50-135ФВ) для подключения коаксиальных кабелей.

- Зонды для измерения азимутального распределения B_φ -поля

Для исследования влияния несинхронности срабатывания модулей установки Ангара-5-1 на симметрию сжатия плазмы проволочной сборки был использован набор из 3-х или 8-ми одно-петельных магнитных зондов, расположенных на одном и том же радиусе внутри сборки [107]. Данная информация была важна при проведении исследований радиального распределения магнитного поля $B_\varphi(r,t)$ внутри проволочной сборки ограниченным числом зондов, когда необходимо быть уверенным, что $B_\varphi(r,\varphi,t) \neq f(\varphi)$.

Зонды для измерения азимутального распределения B_φ -поля вкручивались в юстировочный диск в определенные позиции с координатами (r,φ) , который, в свою очередь, вставлялся в сборку со стороны анода, как показано на рис. 11.

Юстировочный диск позволяет расположить измерительные петли на заранее заданных радиусах внутри проволочной сборки с точностью не хуже 0.4 мм. Зонды были заглублены на 3-6 мм внутрь проволочной сборки со стороны анодного электрода.

В случае синхронного и симметричного по азимуту радиального сжатия проволочной сборки относительно оси и, зная значение магнитного поля в точке измерения (r,φ) , можно определить величину тока, проникшего внутрь данного радиуса r . Величина тока, проникшего внутрь сборки до заданного радиуса r , характеризует радиальное распределение тока внутри сборки и определяет параметры ее имплозии. Однако, если в процессе имплозии плазма сжимается несимметрично по азимутальному углу φ , необходимо использовать большее число зондов. Разместить большее количество зондов зачастую не представляется возможным как из-за малых размеров проволочной сборки (в нашем случае $r \leq 20$ мм), так и из-за возмущающего влияния зондов на свойства плазмы и характеристики магнитного поля.

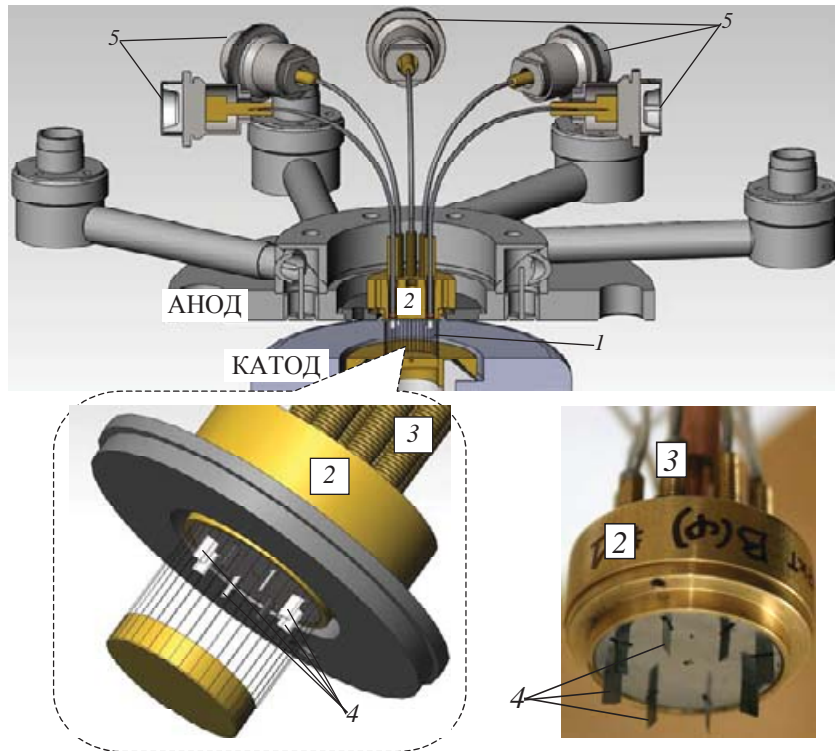


Рис. 11. Расположение магнитных зондов (набор из 8 шт.) внутри многопроволочной сборки в экспериментах по измерению азимутального распределения магнитного поля: а) общий вид магнитных зондов с проволочной сборкой, установленной в межэлектродном зазоре установки Ангара-5-1; б) увеличенный фрагмент рисунка с зондами внутри проволочной сборки. 1 – многопроволочная сборка; 2 – юстировочный диск для позиционирования зондов на различных азимутальных углах внутри нагрузки; 3 – корпус магнитных зондов; 4 – чувствительные элементы магнитных зондов; 5 – высокочастотные разъёмы (СР-50-135ФВ) для подключения коаксиальных кабелей.

Таким образом, в каждом эксперименте надо было определить условия (среднеквадратичный разброс срабатывания модулей установки Ангара-5-1), при которых процесс проникновения токовой плазмы внутрь проволочной сборки можно считать симметричным относительно оси сборки. При этом различие в величине тока, протекающего по проволокам, определялось путем сравнения величины азимутального магнитного поля вблизи сборки и внутри ее объема. Ниже для каждого случая будут отдельно оговорены позиции расположения магнитных зондов внутри и вне проволочной сборки.

Совместно с магнитозондовыми измерениями для исследования симметричности сжатия плазмы Z-пинча относительно оси проволочной сборки использовался ряд оптических и рентгеновских диагностик – щелевая оптическая развертка радиального сжатия плазмы, 4-х кадровая рентгеновская камера (РЭОП) и интегральная по времени камера-обскура. Данные

диагностики позволяли визуализировать несимметрию сжатия плазмы в приосевой области проволочной сборки.

- Градиентный зонд. Метод восстановления радиальной скорости сжатия плазмы

В этом разделе описана методика измерений градиента индукции магнитного поля внутри плазмы многопроволочной сборки во время ее имплозии.

Благодаря развитию магнитозондовой диагностики на установке Ангара-5-1, в экспериментах с мощными излучающими разрядами на базе проволочных сборок стала доступной информация о характере распределения магнитного поля внутри лайнера, причём для значительной части временного интервала вплоть до начала рентгеновского импульса. Для нахождения распределения магнитного поля $B_\phi(r,t)$ в плазменной оболочке в некоторых случаях оказывается проще и эффективнее измерять локальный градиент магнитного поля $\partial B_\phi/\partial r$. При этом обеспечивается большая точность измерения, чем при использовании обычных петельных зондов в близких точках пространства.

В качестве чувствительного к градиенту поля элемента магнитного зонда применяют две идентичные петли с небольшим смещением осей относительно друг друга, в нашем случае, вдоль радиуса. При этом петли включены в электрическую цепь зонда последовательно и намотаны в противоположных направлениях - по часовой и против часовой стрелки. Форма обмотки чувствительного элемента такого зонда напоминает цифру «8». Основная трудность заключалась в том, что необходимо было изготовить петли одинаковой площади. Идентичность петель восьмерки проверялась при калибровке в однородном поле катушки Гельмгольца, как это делалось для обычных петлевых зондов.

Был сконструирован магнитный зонд, измеряющий локальный градиент напряжённости магнитного поля одновременно двумя вышеизложенными методами. Это создавало дополнительные гарантии надёжности регистрируемых данных. Все петли зонда были абсолютно откалиброваны. В данном разделе остановимся подробнее только на калибровке градиентного канала такого зонда.

Конструкция 3-х канального зонда с градиентным каналом представлена на рис. 12а. Размер плоской оболочки чувствительного элемента зонда идентичен размеру оболочки обычного зонда - вдоль радиуса (в направлении потока плазмы) $\sim 1.5-2$ мм, поперечный ~ 0.5 мм. Наличие двух петель (каналы « $B_\phi(r_{1,2},t)$ ») обеспечивает одновременное измерение временных производных магнитного поля в двух точках по радиусу лайнера (r_1 и r_2). Третий канал зонда (« ∇B_ϕ ») обеспечивает измерение временной производной локального градиента магнитного

поля. Для расчета величины тока применялись численное интегрирование сигнала с зонда и частный случай закона Био-Савара-Лапласа в предположении симметрии токовой плазмы относительно оси установки.

Зонд устанавливался внутри проволочной сборки (лайнера) при помощи юстировочного диска, который позволял позиционировать зонд на определенном радиусе сборки с точностью не хуже 0.5 мм.

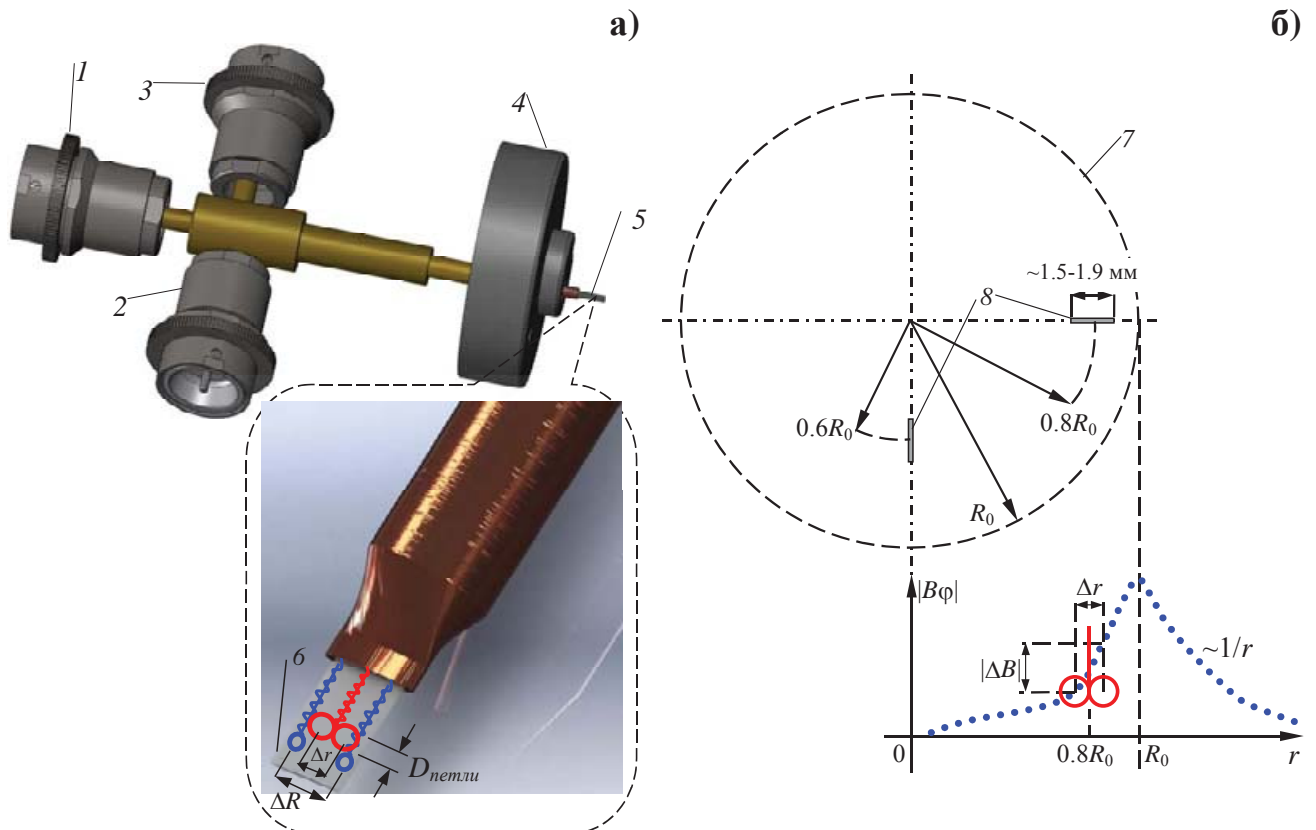


Рис. 12. Измерение градиента магнитного поля: а) конструкция 3-х канального азимутального магнитного зонда с градиентным каналом: 1, 2 – каналы, петли, для измерения азимутальной компоненты магнитного поля - $B_\phi(r,t)$ на разных радиусах внутри лайнера; 3 – канал, петли для измерения локального градиента азимутального магнитного поля - $\partial B_\phi(t)/\partial r$; 4 — юстировочный диск; 5 — чувствительный элемент зонда; 6 — оболочка зонда (слюда и фольга NbTi); б) расположение магнитного зонда с градиентным каналом внутри лайнера: 7 – лайнер (окружность радиусом R_0 начального расположения проволок лайнера); 8 – градиентный зонд; внизу – схематически показано распределение $B_\phi(r)$ и петля градиентного канала зонда.

О двух способах измерения градиента магнитного поля

Как уже отмечалось выше, градиент магнитного поля можно измерить двумя способами.

Первый способ - непосредственно при помощи градиентного зонда согласно выражению -

$$\frac{\partial B_{\varphi}(t)}{\partial r} \approx \frac{1}{K_{eff} \cdot \Delta r} \cdot \int_0^t U_p(\tau) d\tau, \quad (6)$$

где U_p – сигнал градиентного канала зонда (в В), $K_{eff}=10^{-8} \cdot S_{eff}$ – калибровочный коэффициент (чувствительность) зонда (в В/(Гс/с)), $S_{eff}=\pi \cdot (0.5D_{nemu})^2$ – эффективная площадь петли зонда (в см²), Δr – смещение осей петель градиентного зонда (в см), как показано на рис. 12а.

Второй способ – измерять разницу магнитного поля отдельными петлями, расположенными в непосредственной близости друг к другу. В этом случае градиент магнитного поля -

$$\langle \partial B_{\varphi} / \partial r \rangle = (B_{\varphi,2} - B_{\varphi,1}) / (r_2 - r_1), \quad (7)$$

где $B_{\varphi,1}$ и $B_{\varphi,2}$ – магнитные поля, измеренные в точках r_1 и r_2 , расстояние $\Delta R=r_2 - r_1 \ll R_0$ (см. рис. 12а,б).

Для плазмы высокой проводимости отношение $\Psi=B_{\varphi}/(\rho \cdot r)$ (где ρ - плотность плазмы) - лагранжев инвариант движения - $d\Psi(r,t)/dt=0$ (условие вмороженности магнитного поля). Зная градиент $\partial B_{\varphi}/\partial r$, производную $\partial B_{\varphi}/\partial t$ и индукцию B_{φ} магнитного поля в точке r , определим величину $v_f(r,t)$ -

$$v_f(r,t) = \frac{\partial B_{\varphi} / \partial t}{B_{\varphi} / r - \partial B_{\varphi} / \partial r} \Bigg|_{\partial B_{\varphi} / \partial r \gg B_{\varphi} / r} = - \frac{\partial B_{\varphi} / \partial t}{\partial B_{\varphi} / \partial r}. \quad (8)$$

Из инвариантности Ψ следует, что величина (8), измеряемая экспериментально, равна скорости плазмы V , при условии, что можно пренебречь изменением плотности плазмы $d \ln \rho / dt \ll d \ln(B_{\varphi} / r) / dt$. Следует отметить, что в общем случае величина $v_f(r,t)$ не равна радиальной скорости движения плазмы V . Величина $v_f(r,t)$ - это скорость перемещения вдоль радиуса лайнера некоторой точки радиального распределения магнитного поля, обладающей фиксированным уровнем магнитного поля. В теории распространения волн есть термин – фазовая скорость, которая равна скорости распространения фиксированной фазы. По аналогии с этим, далее по тексту величину $v_f(r,t)$ будем называть «фазовой» скоростью магнитного поля.

Следует заметить, что определение скорости плазмы V в точке измерения индукции и градиента индукции магнитного поля невозможно без привлечения МГД-уравнений.

Предложенный моим коллегой к.ф.м.н. Самохиным Александром Анатольевичем в соавторстве с автором диссертации метод определения величины V будет рассмотрен ниже, а вначале обсудим погрешность измерения градиента магнитного поля.

О погрешности измерения градиента магнитного поля

С помощью 3-х канального магнитного зонда, конструкция которого была описана выше, получаем два сигнала, которые можно трактовать, как градиент магнитного поля (см. формулы (6) и (7)). Сравнивая их, можно, до некоторой степени, контролировать как точность, так и надёжность измерения.

Однако использование второго способа (два разнесённых по пространству обычных магнитных зонда) для измерения градиента магнитного поля на практике оказывается ограниченным из-за погрешностей измерений. Пусть B_1, B_2 – значения индукции магнитного поля, измеренные при помощи двух петель зонда в близких по радиусу точках r_1, r_2 . Погрешность измерения магнитного поля складывается из погрешности калибровки магнитного зонда $\varepsilon_{cal}=5\%$ и погрешности, связанной с погружением зонда в плазму $\varepsilon_{pl}\approx 15\%$. Так как чувствительные элементы (петли) магнитных зондов конструктивно находятся в одной защитной оболочке-экране, возмущение плазмы погруженным в нее зондом искажает сигналы петель одинаковым образом. В выполненных экспериментах разность значений магнитной индукции достигала величины $\Delta B=B_1-B_2\approx 0.2B_1$. Относительная погрешность определения ΔB , связанная с калибровкой, равна

$$\varepsilon_{\Delta B}^{cal} \cong \varepsilon_{cal} \frac{\sqrt{B_1^2 + B_2^2}}{0.2B_1} = 35\% .$$

Таким образом, полная погрешность определения величины ΔB разностным методом достигает значительной величины $\varepsilon_{\Delta B} = \sqrt{(\varepsilon_{\Delta B}^{cal})^2 + \varepsilon_{pl}^2} \approx 40\%$.

Тогда как относительная погрешность измерений градиента магнитного поля в плазме градиентным каналом зонда оказывается меньше и составляет $\varepsilon_{\nabla B} \sim 20\%$ (см. ниже).

Сигнал градиентного зонда складывается из сигнала вследствие наличия градиента магнитного поля в пространстве и добавки из-за неравенства площадей петель «восьмерки». Чтобы контролировать погрешность, связанную с площадями петель, зонд помещался в однородное импульсное магнитное поле известной величины.

Для создания этого поля использовалась катушка Гельмгольца, в которой возбуждались затухающие колебания с периодом 140 нс (четверть периода - ~ 35 нс). Катушка обеспечивала

высокую однородность поля - отклонения не более $\sim 1\%$ в центральной области: ± 7.5 мм вдоль оси Z и оси X (см. рис. 13а). Область однородного поля намного больше размеров зонда и калибруемые петли находились в однородном магнитном поле.

Результаты калибровки 3-х канального зонда в однородном поле катушки Гельмгольца представлены на рис. 13б. Из калибровки следует, что сигнал с градиентного канала зонда $U_3(\nabla B)$, примерно на два порядка меньше по амплитуде сигналов с 2-х каналов $B_\varphi(r_{1,2}, t)$ (кривые $U_{1,2}$) при данной степени однородности магнитного поля в центральной части катушки Гельмгольца - $\sim 1\%$.

Таким образом, площади обеих петель градиентного зонда равны друг другу с точностью не хуже $\varepsilon_S \sim 1\%$.

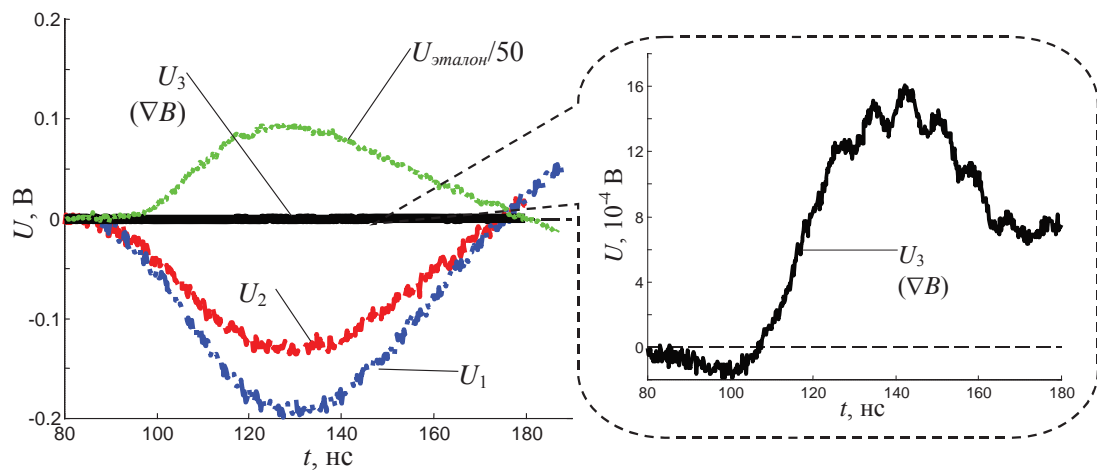


Рис. 13. Результаты калибровки зондов на стенде: $U_{\text{эталон}}$ - сигнал с эталонного датчика, уменьшенный в 50 раз, $U_{1,2}$ - сигналы с двух петель зонда (каналы $B_\varphi(r_{1,2}, t)$), $U_3(\nabla B)$ - сигнал с градиентного канала зонда (в выноске – в увеличенном масштабе).

Для определения калибровочного коэффициента градиентного канала K_{eff} в выражении (6) нужно найти эффективную площадь петли S_{eff} . Рассмотрим два метода. Первый - поместить зонд в известное неоднородное магнитное поле (напр. $B \sim 1/r$) и сравнить с эталонным датчиком магнитного поля. Второй метод - определить S_{eff} непосредственно по микрофотографиям петель зонда (см. напр. рис. 7б).

Проанализируем первый метод. Пусть имеется магнитное поле уединенного проводника с током I , напряжённость которого $B_\varphi = 0.2I/r$. Пусть одна из петель градиентного зонда находится на расстоянии r_1 от проводника и имеет площадь S_1 , другая - на расстоянии $r_2 = r_1 + \Delta r$ и имеет площадь S_2 . В дальнейшем будем считать площади петель приблизительно одинаковыми и равными S_{eff} с точностью не хуже $\varepsilon_S \sim 1\%$. Смещение осей петель градиентного зонда составляло

$\Delta r \sim 400$ мкм. Пусть точность установки градиентного зонда относительно центрального проводника с током не хуже $\Delta R \approx 1$ мм.

В данном методе погрешность калибровки определяется погрешностью ε_{par} из-за «паразитного» сигнала, обусловленного разницей в площади петель, и погрешностью установки зонда относительно центрального проводника с током $\varepsilon_{\Delta R}$. Относительную погрешность ε_{par} найдем как отношение «паразитного» сигнала к сигналу, связанному с градиентом магнитного поля –

$$\varepsilon_{par} = \frac{B_{\varphi}^{par}}{\Delta B_{\varphi}} = \frac{\varepsilon_S \cdot B_{\varphi}}{|\partial B_{\varphi} / \partial r| \cdot \Delta r} = \varepsilon_S \cdot \frac{r}{\Delta r}.$$

Величина ε_{par} оказывается большой, если $\Delta r \ll r$, из-за близкого расположения петель. Погрешность $\varepsilon_{\Delta R}$ равна

$$\varepsilon_{\Delta R} = \frac{\Delta R |\partial^2 B_{\varphi} / \partial r^2|}{|\partial B_{\varphi} / \partial r|} \approx \frac{2 \cdot \Delta R}{r}.$$

С целью минимизировать суммарную погрешность найдём оптимальное расстояние r_{opt} от центрального проводника до градиентного зонда из условия $\varepsilon_{par} = \varepsilon_{\Delta R}$. Оптимальный радиус r_{opt} и относительная погрешность калибровки $\varepsilon_{1/r}$ в неоднородном поле $B_{\varphi} \sim 1/r$ на этом оптимальном расстоянии равны

$$r_{opt} = \sqrt{\frac{2 \cdot \Delta R \cdot \Delta r}{\varepsilon_S}} \approx 9 \text{ мм}, \quad \varepsilon_{1/r} = \sqrt{\varepsilon_{par}^2 + \varepsilon_{\Delta R}^2} \approx 30 \text{ \%}.$$

Второй метод калибровки - нахождение площади петель зонда по их микрофотографиям (см. напр. рис. 7б). Чтобы оценить точность такого метода определения площади петли S_{eff} , по фотоизображениям определялся калибровочный коэффициент обычных (не градиентных) магнитных зондов, который сравнивался с коэффициентом, полученным при калибровке этих же зондов в однородном магнитном поле катушки Гельмгольца. Среднеквадратичное отклонение калибровочных коэффициентов зондов, определенных по большому количеству микрофотографий (около 100 шт.), от калибровочных коэффициентов, полученных при калибровке в катушке Гельмгольца, составило $\varepsilon_{photo} \sim 8\%$. Помня, что погрешность калибровки обычного зонда в однородном магнитном поле равна $\varepsilon_{cal} \sim 5\%$ получим общую относительную погрешность определения площади петли градиентного зонда по микрофотографии около $\varepsilon_{общ}^{photo} = \sqrt{\varepsilon_{photo}^2 + \varepsilon_{cal}^2} \approx 10 \text{ \%}$. Это значение заметно меньше, чем погрешность калибровки в неоднородном магнитном поле $\varepsilon_{1/r} \approx 30 \text{ \%}$, оцененная выше. По этой причине был использован

метод определения калибровочного коэффициента градиентного канала зонда по микрофотографии.

Помня, что погрешность измерения зондами магнитного поля в плазме составляет $\varepsilon_{pl} \sim 15\%$, можно оценить полную относительную погрешность градиентного канала зонда как

$$\varepsilon_{\nabla B} = \sqrt{\varepsilon_{общ}^{photo^2} + \varepsilon_{pl}^2} < 20\%.$$

Метод восстановления радиальной скорости сжатия плазмы

Предложен метод вычисления радиальной скорости движения плазмы в рамках системы МГД-уравнений по данным экспериментальных измерений индукции и градиента магнитного поля в некоторой точке внутри лайнера. Вычисление скорости плазмы сводится к решению одного обыкновенного дифференциального уравнения первого порядка относительно V , которое является одним из уравнений МГД-теории. В правой части полученного уравнения (см. вывод уравнения (П8) в Приложении 1), которое приведено ниже, находятся экспериментально измеряемые величины. По моему мнению, это является основным достоинством предложенной методики вычисления скорости плазмы

$$\frac{\partial V}{\partial t} = V \cdot \left(\frac{\partial \ln B_{\varphi}}{\partial t} + V \cdot \frac{\partial \ln B_{\varphi}}{\partial r} \right) - \frac{\Psi}{20\pi} \cdot \frac{\partial r B_{\varphi}}{\partial r}. \quad (\text{П8})$$

Для интегрирования по времени уравнения (П8) надо, кроме измеряемых в точке r характеристик магнитного поля, дополнительно задать начальные условия – время t_0 , скорость $V_0 = V(r, t_0)$, и функцию $\Psi(r, t)$ для $t \geq t_0$ (см. выражение (П5) в Приложении 1). Время t_0 соответствует моменту появления сигнала с магнитного зонда в точке его расположения – r .

О возможности определения профиля радиального распределения магнитного поля внутри плазменной оболочки по сигналу градиентного зонда

При некоторых условиях, например, когда плазменная оболочка уже сформирована и при своем движении еще не испытывает значительного сжатия, т.е. плотность ее плазмы практически не меняется, для нахождения распределения магнитного поля $B_{\varphi}(r, t)$ в плазменной оболочке в некоторых случаях оказывается проще и эффективнее измерять локальный градиент магнитного поля $\partial B_{\varphi} / \partial r$.

Чтобы показать данную возможность, было проведено моделирование сигнала градиентного магнитного зонда для выявления его зависимости от профиля радиального распределения магнитного поля внутри токово-плазменного слоя (или оболочки). Толщина слоя выбиралась произвольно, в данном случае – 0.2 см вдоль радиуса. Внутри данного слоя профиль распределения магнитного поля имел вид, показанный на рис. 14а. Проанализировано три варианта профиля распределения магнитного поля внутри плазменного слоя – линейное распределение (кривая 1), распределение с предвестником, характерное для проволочных сборок (кривые 2, 4), сложное распределение со структурой «ударная волна – магнитный поршень» (кривая 3). Последний вариант может реализовываться, например, как в расчётах токово-плазменной оболочки (ТПО) на установках типа плазменный фокус [111], так и в экспериментах [112-117].

При моделировании профиль радиального распределения магнитного поля в оболочке считался заданным и не изменялся во времени. Изменялась только величина магнитного поля в соответствии с изменением полного тока. За оболочкой поле спадало согласно функциональной зависимости - $\sim 1/r$. При проведении анализа предполагалось, что плазменный слой движется к оси с постоянной скоростью – $V \approx 1 \cdot 10^7$ см/с. Считалось, что полный ток в оболочке меняется по закону $I(t) \propto \sin^2(0.5\pi \cdot t/\tau)$, где $\tau \approx 90$ нс. Следует заметить, что время τ может быть выбрано любым.

При проведении анализа вычислялось магнитное поле в точках $r_1 = 0.8 \text{ см} - 200 \text{ мкм}$ и $r_2 = 0.8 \text{ см} + 200 \text{ мкм}$, хотя это не является принципиальным. В каждый момент времени из заданных радиальных профилей магнитного поля с учётом их смещения со скоростью V вдоль радиуса рассчитывалась магнитная индукция в этих точках. Градиент индукции магнитного поля находился разностным способом по формуле (7) из модельных радиальных распределений магнитного поля (кривые 1-4). Результаты расчёта представлены на рис. 14. Сравнение рис. 14а и 14б показывает, что имеет место взаимно-однозначное соответствие между различными профилями магнитного поля в плазменном слое и сигналами с градиентного зонда.

Полагая, что радиальная скорость движения плазмы на размере зонда (~ 400 мкм) почти не изменяется, можно подобрать профиль магнитного поля внутри оболочки, соответствующий измеренной временной зависимости градиента магнитного поля.

Таким образом показано, что градиентный магнитный зонд может быть применён для исследования структуры ТПО на установках типа плазменный фокус.

Описанные выше диагностические методики созданы многими участниками исследований коллектива установки Ангара-5-1, в том числе и самим автором. Впервые на данной установке была применена, разработанная автором, методика исследования магнитных полей, возникающих в плазме, посредством магнитных зондов миниатюрных размеров. Инициатором

магнитных измерений был один из моих учителей и наставников к.ф.м.н Гиви Георгиевич Зукакишвили.

Универсальность конструкции зондов (см. акты внедрения в Приложении 2) сделала возможным применение их на других сильноточных генераторах, например, на установках мегаджоульного типа плазменный фокус: ПФ-3 («Курчатовский институт»), КПФ-4-Феникс (СФТИ, Абхазия) и PF-1000 (ИФПиЛМ, Польша) для исследования структуры токово-плазменной оболочки [112-117], зависимости выхода нейтронов от тока в пинче [113-119], в том числе, на ПФ, работающих в частотном режиме [120], сжатия многопроволочных сборок в условиях плазмофокусного разряда [121-123], исследования осевых плазменных выбросов в ПФ-системах в рамках лабораторного моделирования астрофизических нерелятивистских джетов молодых звезд [124-130].

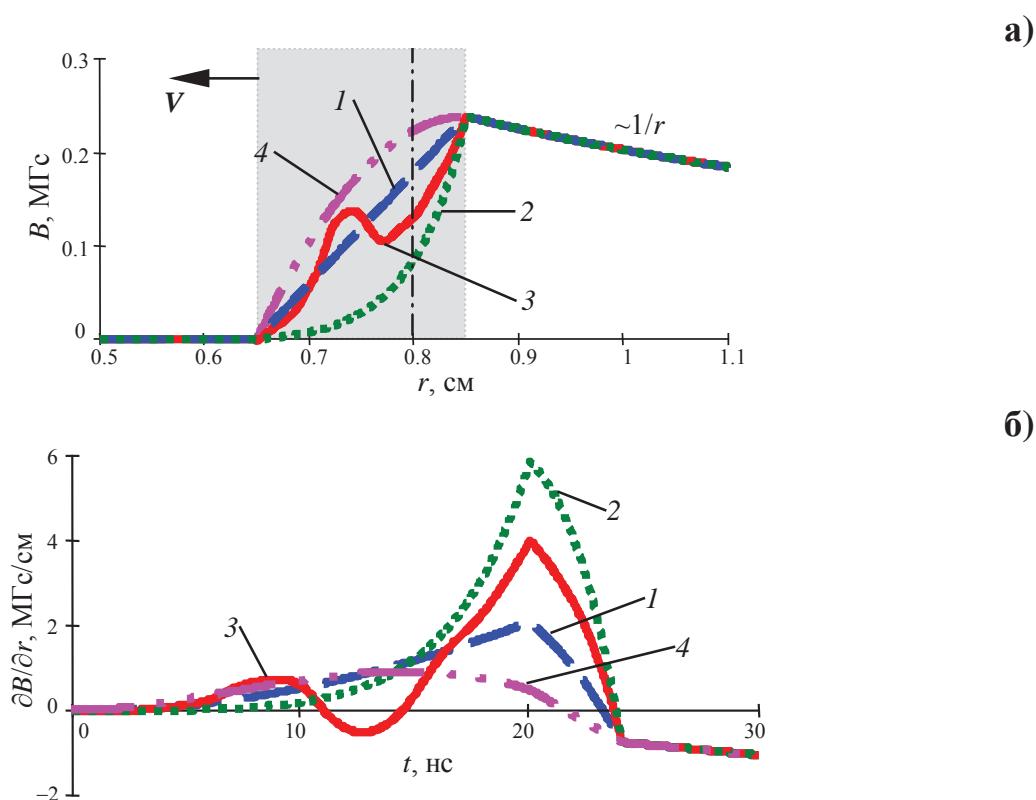
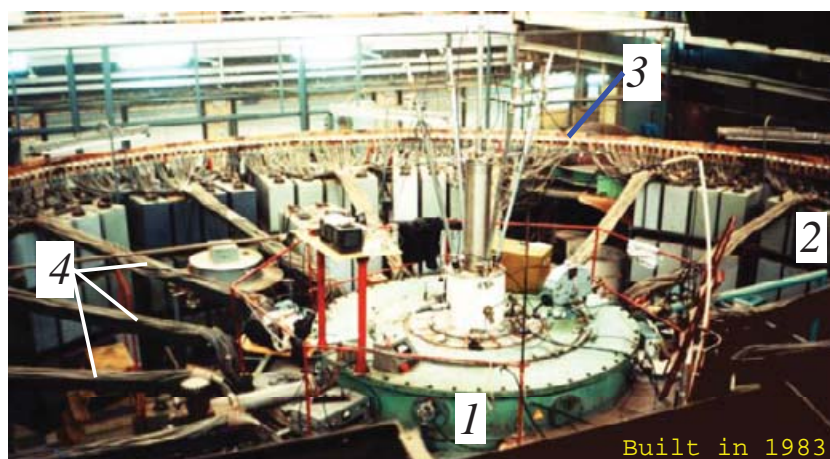


Рис. 14. Результаты моделирования зависимости сигнала с градиентного зонда от профиля радиального распределения магнитного поля в плазменной оболочке: а) модельные профили радиального распределения магнитного поля в плазменной оболочке на 15 нс после начала тока: 1 – линейное; 2 – с предвестником; 3 – со сложным распределением внутри оболочки («ударная волна - магнитный поршень»); 4 – «выпуклый» профиль; б) рассчитанные временные зависимости локального градиента индукции магнитного поля для представленных распределений магнитного поля. Протяженность плазменной оболочки вдоль радиуса 0.2 см, скорость движения оболочки к оси постоянна и равна $V \approx 1 \cdot 10^7$ см/с.

§1.2. УСТАНОВКА ПЛАЗМЕННЫЙ ФОКУС «ПФ-3» И ЕЕ ДИАГНОСТИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС

Установка ПФ-3 [131] представляет собой плазменный фокус с филипповским типом электродной системы [132, 133]. Общий вид установки показан на рис. 15а, а особенности электродной системы – на рис. 15б. Конденсаторная батарея собрана на 736 конденсаторах ИК-25-12 (25 кВ, 38 нГн, 12 мкФ) с общей внутренней индуктивностью не более 1.4 нГн. Кольцевой вакуумный разрядник (12 метров в диаметре) обеспечивает включение 368 секций (по 2 конденсатора каждая) емкостного накопителя и симметричный токоподвод на нагрузку. Минимальная внешняя индуктивность цепи 15 нГн. Полная емкость источника питания 9.2 мФ, максимальное зарядное напряжение – 25 кВ, максимальная запасаемая энергия – 2.8 МДж, время нарастания тока до максимума – $T_{1/4} \approx 18$ мкс. Для согласования динамики токово-плазменной оболочки (ТПО) с электрическими характеристиками конденсаторной батареи между высоковольтными подводами тока и анодом имеется возможность установки дополнительной согласующей индуктивности L_{aux} , позволяющей варьировать начальную индуктивность цепи от 15 нГн до 40 нГн. В установке ПФ-3 используется ситалловый изолятор диаметром 90 см и высотой 25 см. Рабочая высота изолятора H_{ins} в наших экспериментах была меньше и составляла примерно 16 см между точками a и b как показано на рис. 15б. Размеры изолятора фактически задают диаметр анода. Анод представляет собой секционированный медный диск диаметром 92 см и толщиной 2.5 см. В центральной части анода имеется сменная вставка, позволяющая значительно увеличить ресурс анода, а также управлять профилем сжимающейся ТПО путем изменения формы этой вставки. В описываемых экспериментах используется воронкоподобная вставка с диаметром в верхней части воронки 100 мм и глубиной 70 мм. Катодом служит корпус вакуумной камеры установки, изготовленный из углеродистой стали, диаметром 260 см и высотой 45 см. При таких размерах катода боковые стенки камеры и верхний фланец практически не влияют на динамику ТПО, обеспечивая ее свободное расширение вбок и вверх. Для управления формой оболочки внутри вакуумной камеры установлен дополнительный катод - штыревой обратный токопровод в виде «беличьего» колеса с верхним фланцем. Катод представляет собой 48 штырей ($\varnothing 1.8$ см), расположенных на диаметре 11.5 см. Такой конструкцией катода достигается разделение вакуумной и электрической функций разрядной камеры. Расстояние от плоскости анода до верхнего фланца дополнительного катода составляет 10 см. Основные рабочие газы – неон, аргон, дейтерий при давлении от 1 до 10 Торр с добавками криптона или ксенона.

а)



б)

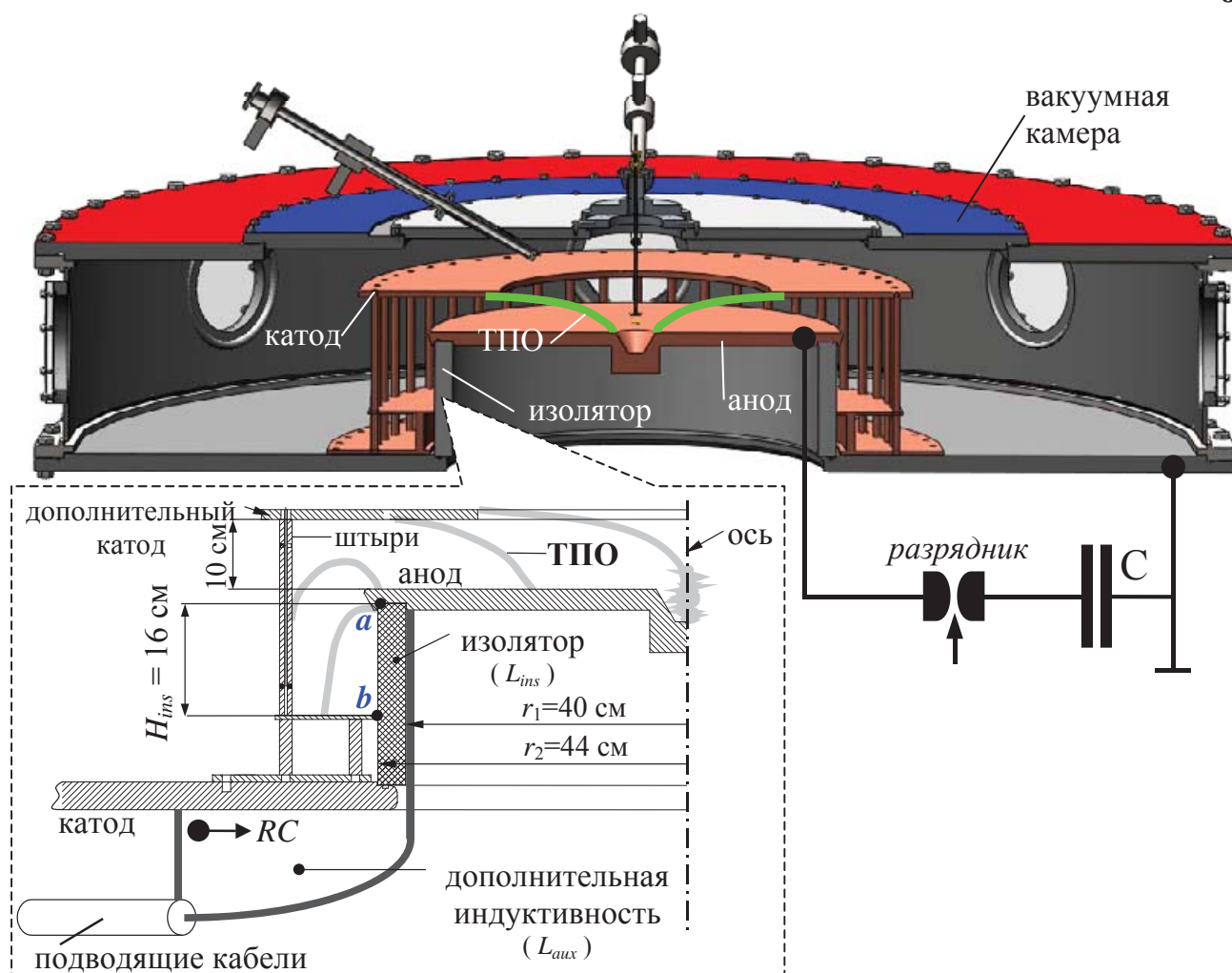


Рис. 15. Плазмодульная установка ПФ-3 (НИЦ «Курчатовский институт»): а) общий вид установки: 1 – вакуумная камера; 2 – батарея конденсаторов ИК-25-12; 3 – кольцевой вакуумный разрядник; 4 – подводящие кабели; б) особенности электродной системы установки (чертеж): RC – пояс Роговского.

1.2.1. ОПТИЧЕСКАЯ КАДРОВАЯ РЕГИСТРАЦИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ ПЛАЗМЫ (ЭОП камеры, ЭП-16)

Динамика и форма ТПО в момент ее сжатия в область расположения проволочной сборки исследовались с помощью электронно-оптических преобразователей типа ЭП-16 с электростатической фокусировкой изображения, работающих в кадровом режиме. Область регистрации около оси установки составляла 100 мм. Изображение на фотокатоде ЭОПа формируется при помощи объектива И-51 с фокусным расстоянием 210 мм. Световой поток регулируется диафрагмой и нейтральным оптическим фильтром НС-10. Изображение на фотопленке регистрируется контактным способом. Пространственное разрешение в центре поля экрана ЭОП-а было примерно 25 штрихов/мм. Нелинейность изображения по краю экрана не превышала 10 %. Джиттер включения ЭОП-регистраторов составлял ~ 30 нс.

Четыре ЭОП-камеры располагались в радиальном направлении с шагом 90° на боковой поверхности разрядной камеры установки. Порядок включения ЭОПов был последовательный. В каждом импульсе регистрировалось четыре кадра с разных направлений, как показано на рис. 17а. Экспозиция кадров составляла 12 нс, промежуток времени между кадрами 150 нс. Общее время стробирования составляло 450 нс.

1.2.2. ЩЕЛЕВАЯ ВРЕМЕННАЯ РАЗВЕРТКА ИЗОБРАЖЕНИЯ ПЛАЗМЫ В ОПТИЧЕСКОМ ДИАПАЗОНЕ СПЕКТРА (камеры К008 и СФР-2М)

Динамика радиального сжатия многопроволочных сборок на установке ПФ-3 регистрировалась при помощи камеры щелевой оптической развёртки. Схема регистрации ЭОП-камерой К008 производства Vifocompany [134-136] представлена на рис. 16. Щель устанавливалась перпендикулярно к оси плазменного объекта на высоте 7-8 мм от плоскости анода. За диагностическим окном вакуумной камеры установлена линза с фокусным расстоянием 200 мм, которая передаёт изображение объекта на световод с уменьшением 1:6. Перед световодом было установлено несколько фильтров для ослабления света: фильтры СС-14, ТС-4, СС-5, а также щель шириной 0.4 мм. Набор фильтров ослаблял излучение в 700 раз на длине волны 450 нм, в $3 \cdot 10^6$ раз на длине волны 550 нм и в $1.5 \cdot 10^4$ раз на длине волны 700 нм. Световод переносил изображение на входную волоконную шайбу ЭОПа марки ПВ-201. Регистрация изображения на выходе камеры производилась ПЗС-матрицей RU-05М телевизионной камеры (ТВК) с выводом изображения на компьютер.

В экспериментах использовалась развёртка, позволяющая получать изображение длительностью 1400 нс и пространственным (в данном случае радиальным) размером 36 мм. Пространственное разрешение камеры в режиме развертки составляла 5 п.л./мм. В пересчёте на объект пространственное разрешение было ~ 0.6 мм. Временное разрешение системы регистрации определялось шириной входной щели ЭОП-камеры и составляло 37 нс для развёртки 1400 нс на экран. Продольные темные полосы, наблюдаемые на изображениях щелевой развёртки, объясняются качеством световода и соответствуют «битым» волокнам. Система запуска камеры щелевой развертки обеспечивала синхронизацию регистрируемых изображений с сигналом производной полного тока.

Более подробно об особенностях использования камеры К008 для регистрации быстропротекающих процессов в экспериментах на импульсных генераторах тока описано в работе [137].

В некоторых экспериментах регистрация радиального сжатия плазмы в приосевой области установки производилась при помощи камеры СФР-2М [138], работающей в режиме фотохронографа (непрерывной развертки). Малый динамический диапазон применяемых фотоматериалов потребовал введения дополнительной фильтрации света и диафрагмирования. Это позволило избежать пересветки пленки и иметь возможность различать структуру плазмы в момент пинчевания. Поскольку основной целью экспериментов являлось исследование сжатия проволочной сборки, было проведено некоторое ослабление изображения ТПО на стадии сжатия до ее взаимодействия с проволочной сборкой. Проведена юстировка СФР (щель параллельна плоскости анода) в область предполагаемого размещения проволочной сборки так, чтобы щель прибора приходилась на середину проволочной сборки - приблизительно 10-12 мм от плоскости анода. Изображение разворачивалось вдоль оси 35 мм фотопленки КН-100 с линейной скоростью 3×10^6 мм/с. Это соответствовало временному разрешению до 70 нс.

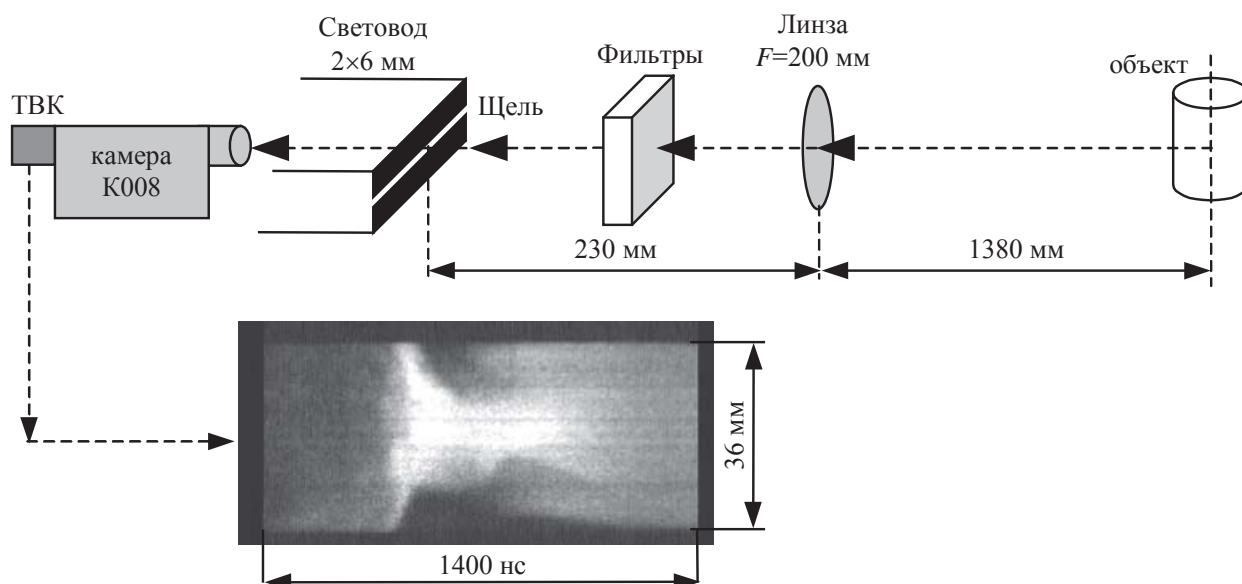


Рис. 16. Схема регистрации камерой K008 щелевой развертки радиального сжатия проволочной сборки на установке ПФ-3.

1.2.3. ДАТЧИКИ ИЗМЕРЕНИЯ ТОКА В ЦЕПИ УСТАНОВКИ (пояс Роговского, петлевые датчики dI/dt)

В экспериментах применялся ряд стандартных диагностик. Измерение полного разрядного тока проводилось поясом Роговского с калибровочным коэффициентом 192 кА/В, измерение производной полного тока - петлевым датчиком, расположенным вблизи одного из токопроводов коллектора установки.

- производная полного тока dI/dt измерялась при помощи петлевого датчика (типа “*B-dot*”), расположенного вблизи одного из токопроводов коллектора установки. Калибровочный коэффициент датчика составлял $(3.04 \pm 0.04) \times 10^{10}$ А/(В·с) [109].

1.2.4. ДЕТЕКТОРЫ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ (ВРД и p-i-n диоды). СИСТЕМА РЕГИСТРАЦИИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СПЕКТРАЛЬНОМ ДИАПАЗОНЕ ДО 1 кэВ ИЗ ОБЪЕМА МНОГОПРОВОЛОЧНОЙ СБОРКИ

Для исследования эмиссионных характеристик разряда была создана система регистрации рентгеновского излучения в спектральном диапазоне до 1 кэВ (см. рис. 17а). Основным требованием к системе регистрации рентгеновского излучения из пинча многопроволочной сборки было уменьшение эффекта поглощения излучения рабочим газом в разрядной камере установки и в самом тракте регистрации. Для этого тракт должен иметь собственную

вакуумную откачку. Внутреннее устройство одного из каналов регистрации излучения представлено на рис. 17б.

Для надежной регистрации МРИ ($h\nu < 1$ кэВ) в различных спектральных диапазонах были изготовлены два канала регистрации, расположенные на верхней крышке под углом 60° к оси камеры установки, как показано на рис. 17а. При меньших углах регистрация МРИ может искажаться потоками ионов и плазмой, ускоренных в аксиальном направлении. Каждый канал регистрации состоит из двух коаксиальных нержавеющей труб. Внешняя труба состыкована с рабочей камерой установки ПФ-3 через шибер, так что она служит вакуумным шлюзом для внутренней трубы. Внутренняя подвижная труба имела длину 1320 мм. Эту трубу, постоянно откачиваемую до давления менее 10^{-2} Торр, можно было вдвигать внутрь рабочей камеры установки. Отметим, что приближение торца трубы к пинчу на расстояние менее 100 мм приводило к сильному возмущению динамики токовой плазменной оболочки. Поэтому, в дальнейшем, внутренняя труба вдвигалась внутрь камеры на расстояние не ближе 130 мм. На обращенном к источнику излучения торце трубы располагалась щель, ширина которой составляла 0.2-0.5 мм, а длина - 10 мм. Щель закрывалась тонкой (с поверхностной плотностью 10-20 мкг/см²) нитроцеллюлозной (НЦ) пленкой, изготовленной из цапонлака (C₆H₉O₇N), которая препятствовала проникновению рабочего газа давлением 2-4 Торр в объем внутренней трубы.

Подвижная труба измерительного канала придвигалась к области источника излучения на требуемое расстояние только непосредственно перед рабочим пуском, что обеспечивало возможность проведения предварительных тренировочных разрядов, характерных для ПФ-систем, без повреждения НЦ-пленки. В каждом рабочем пуске НЦ-фильтр испарялся, а щель, изготовленная из медной фольги толщиной 0.2 мм, повреждалась. Целостность фильтров из НЦ-плёнки контролировалась по значению давления остаточного газа в откачиваемых каналах. На противоположном конце этой трубы был расположен детектор МРИ, представляющий собой вакуумный рентгеновский диод (ВРД) с никелевым катодом. Система диафрагм внутри подвижной трубы обеспечивала надежную коллимацию рентгеновского излучения из объема многопроволочной сборки.

Поверхностная плотность разделительной НЦ-пленки составляла 13-23 мкг/см². Ее спектральное пропускание наряду со спектральным пропусканием рабочего газа неона представлено на рис. 18а,б. На рис. 18в представлена абсолютная спектральная чувствительность ВРД с учетом пропускания НЦ-пленки. Зависимости массовых коэффициентов поглощения $\mu(h\nu)$ от энергии квантов взяты из [139, 140] и квантовая эффективность никелевого катода - из [73, 141].

По представленным на рис. 18 спектральным характеристикам ВРД можно сделать оценку эффективности применения измерительного вакуумного канала с фильтром из нитроцеллюлозы на удалении примерно 180 мм от источника излучения по сравнению с измерениями излучения на удалении 540 мм за штатным шибером. Одно только уменьшение в три раза толщины рабочего газа, который приходится преодолевать излучению от источника к детектору, дает увеличение потока квантов с энергией 200 эВ примерно в 37 раз. Предложенное устройство позволяет уверенно регистрировать МРИ.

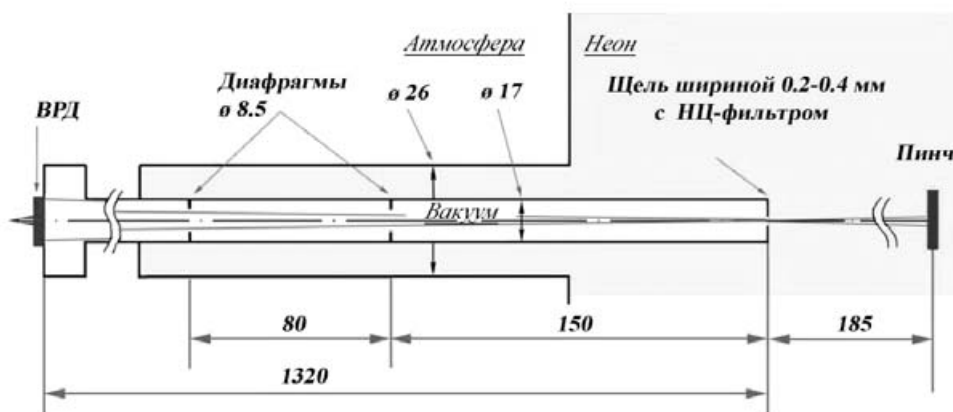
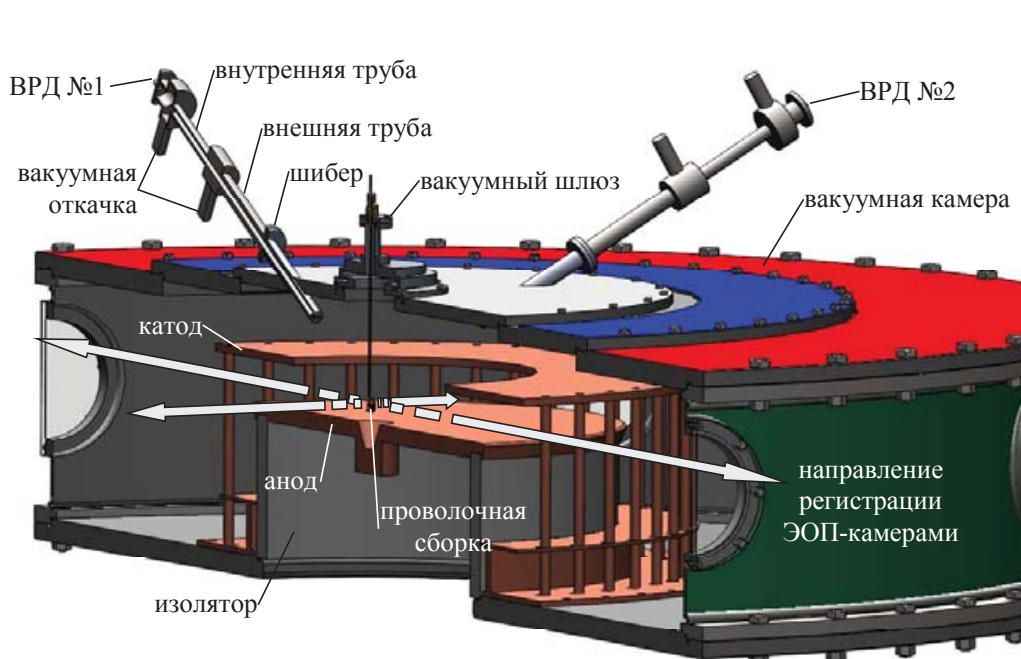


Рис. 17. Система регистрации РИ ($h\nu < 1$ кэВ) на установке ПФ-3: а) геометрия расположения двух трактов регистрации рентгеновского и оптического излучений (при помощи ЭОП-ов с 4-х направлений) из проволочной сборки в вакуумной камере установки ПФ-3; б) внутреннее устройство одного из двух каналов регистрации рентгеновского излучения в диапазоне энергии квантов менее 1 кэВ. Все размеры даны в миллиметрах.

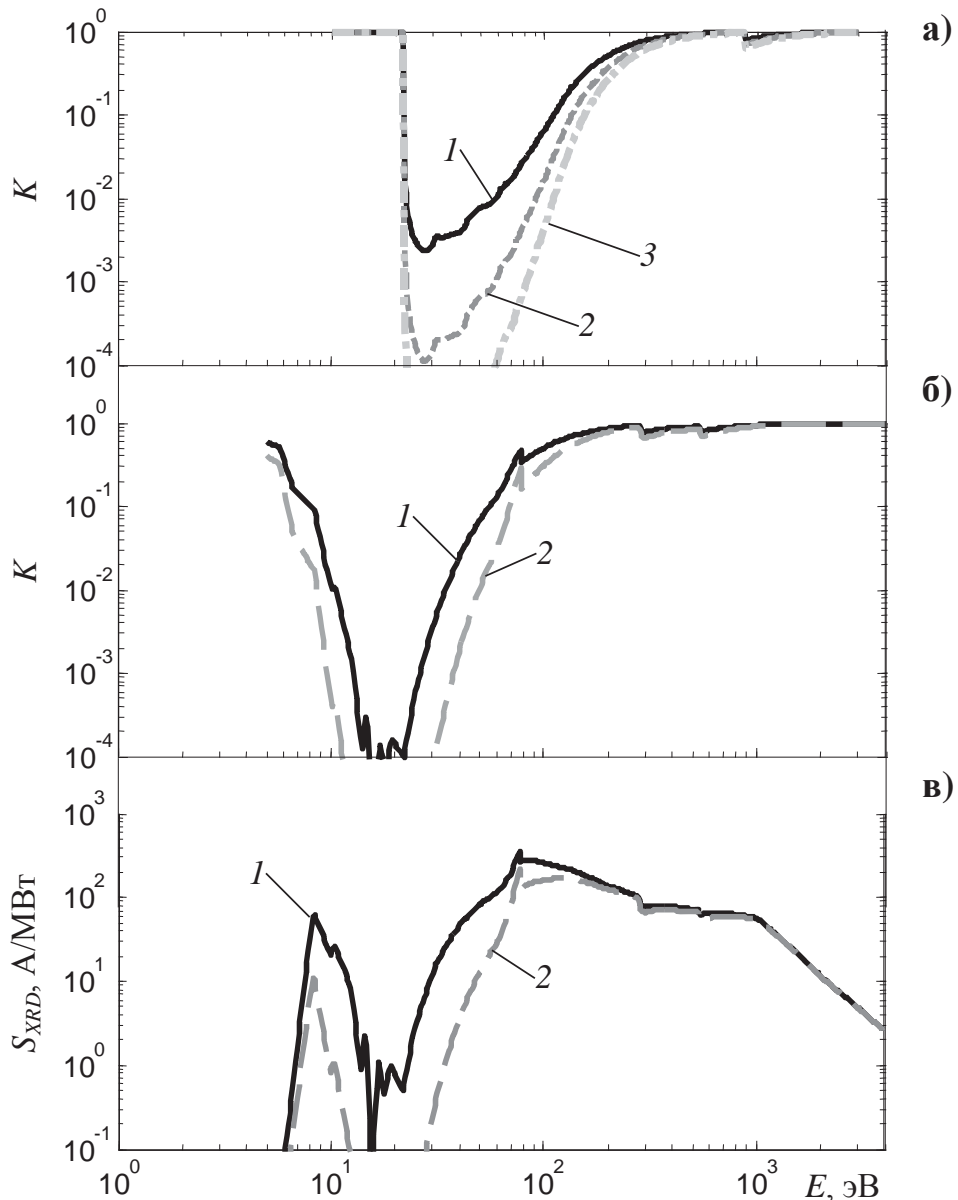


Рис. 18. Спектральные зависимости: а) коэффициента пропускания K излучения для неона при $a=10$ см и $T=295$ К: $\rho a=22$ мкг/см² при давлении 2 Торр (кривая 1), $\rho a=33$ мкг/см² при давлении 3 Торр (кривая 2), $\rho a=44$ мкг/см² при давлении 4 Торр (кривая 3); б) коэффициента пропускания излучения нитроцеллюлозной плёнкой с поверхностной плотностью 13.5 мкг/см² (кривая 1) и 23 мкг/см² (кривая 2); в) абсолютной чувствительности ВРД с никелевым катодом и фильтрами из НЦ-пленки с теми же значениями поверхностной плотности.

Щель измерительного канала ориентировалась поперёк оси пинча, в горизонтальной плоскости. ВРД с диаметром рабочей области катода $D=2$ см при помощи такой щели был коллимирован на небольшую по высоте часть пинча, составлявшую 2-4 мм в зависимости от удаления щели от плазмы (см. рис. 19). Анод ВРД представлял собой тонкую пластину с отверстиями; его прозрачность составляла величину $T=0.5$. На катод подавалось постоянное

напряжение -400 В. Для регистрации ВРД-сигналов использовался осциллограф Tektronix TDS3034C с полосой пропускания 300 МГц.

Оценим светосилу Φ тракта регистрации МРИ – «щель+ВРД», схема которого представлена на рис. 19. Она определяется телесным углом Ω , в котором излучение попадает на детектор из каждой точки пинча, следующим образом: $\Phi=(\Omega/4\pi)\cdot T\cdot f_{\text{цил}}(\theta)$, где $f_{\text{цил}}(\theta)$ - коэффициент анизотропии излучения для цилиндрического источника МРИ, который в дальнейших оценках полагается равным единице; θ - полярный угол; $T=0.5$ - прозрачность анодной сетки ВРД (см. обозначения на рис. 19). В нашей геометрии, с одной стороны щель является узкой в том смысле, что любая точка источника излучения (пинча) даёт проекцию этой щели, целиком укладывающуюся на катоде ВРД по высоте. С другой стороны, щель является длинной, поскольку вся ширина катода ВРД должна освещаться через эту щель. Следует заметить, что в нашем случае катод ВРД имел круглую форму, а, следовательно, ширина и высота катода были равны его диаметру D . Таким образом, считая щель узкой и длинной, т.е. $\Delta\psi=d/a < D/(a+b)$ и $\Delta\varphi=D/(a+b) < L/a$, запишем:

$$\Omega=\pi/4\cdot\Delta\varphi\Delta\psi=\xi\cdot(d/a)\cdot D/(a+b)=\xi\cdot d\cdot(D/a^2)/(1+\Gamma), \quad (9)$$

где $\Delta\varphi$ - азимутальный угол; $\xi=\pi/4$ - коэффициент, учитывающий входную апертуру ВРД круглой формы в оценке $\Delta\varphi$; D - диаметр катода; d - ширина щели; a и b - расстояния от пинча до щели и от щели до ВРД соответственно; $\Gamma=b/a$ - коэффициент увеличения.

Известной особенностью финальной стадии сжатия плазменного фокуса является непредсказуемое смещение пинча относительно оси разрядной камеры от пуска к пуску. Это смещение может достигать значение до 10 мм, что являлось определённой неприятностью для предпринимаемых измерений МРИ, поскольку обзор в радиальном направлении каждого из каналов регистрации МРИ был ограничен и составлял 11 мм. По вертикали, как уже отмечалось выше, обзор составлял 3 мм. При измерениях МРИ использовались два идентичных наблюдательных канала, располагавшиеся в двух азимутальных направлениях, угол между которыми составлял 90° (см. рис. 17а). Оба канала «видели» один и тот же отрезок по высоте пинча, что при обычном допущении осевой симметрии излучения позволяет делать сравнительные измерения. Каналы, благодаря использованию стандартного вакуумного соединения типа KF и специальных удерживающих устройств, сохраняли заданное направление наблюдения, несмотря на регулярную разборку-сборку для замены фильтров на входных щелях после каждого рабочего выстрела. Это было установлено двумя контрольными юстировками в ходе экспериментов: погрешность юстировки по вертикали составляла около 1 мм. Вследствие вышесказанного, сигналы, измеренные при помощи двух каналов регистрации МРИ, могли быть как идентичными по форме и величине, так и существенно различаться. При обработке экспериментальных данных обычно использовался максимальный из двух сигналов с ВРД.

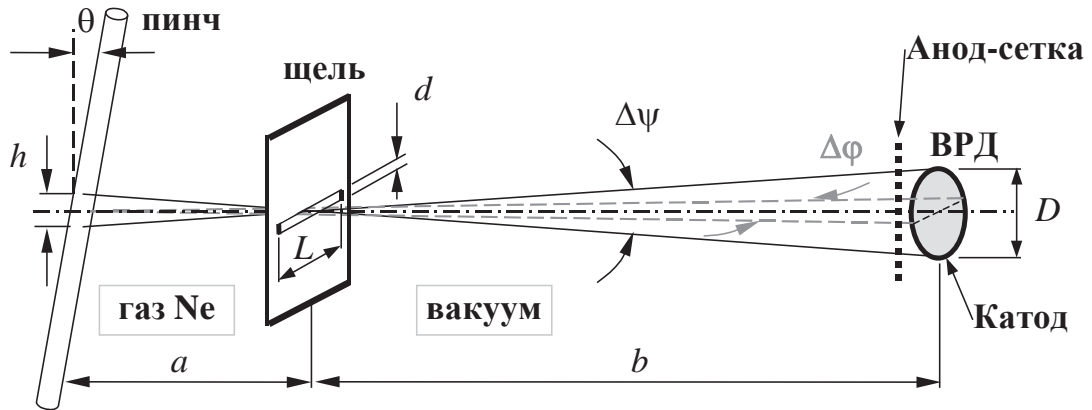


Рис. 19. Схема расположения источника МРИ (пинч), пространственной щели и детектора излучения (ВРД).

Восстановление мощности МРИ и параметров спектра по измеренным ВРД-сигналам обычно представляет собой решение обратной некорректной задачи, как это проводилось, например, в работе [88]. Для увеличения точности восстановления необходимо использовать как можно больше каналов измерения в различных спектральных диапазонах. Поскольку в наших экспериментах оба канала регистрации были снабжены одинаковыми фильтрами, интерпретация результатов измерения мощности излучения включала в себя несколько вариантов, соответствующих априорной информации о спектре источника излучения - в экспериментах с проволочными сборками на сильноточных генераторах мегаамперных токов было показано, что наиболее представительная по энергии часть спектра излучения Z-пинча лежит в диапазоне от нескольких эВ до 500 эВ. При таком подходе значение измеренного на осциллографе напряжения с ВРД составляет величину $U_{XRD}(t) = i(t) \cdot R = P_{SXR}(h\nu, t) \cdot \Phi \cdot K(h\nu) \cdot S_{XRD}(h\nu) \cdot R$, где R - нагрузочное сопротивление (волновое сопротивление кабеля, 50 Ом), $S_{XRD}(h\nu)$ - абсолютная чувствительность ВРД (в А/Вт) за фильтром, $i(t)$ - ток ВРД (в А), $P_{SXR}(h\nu, t)$ - мощность излучения плазмы (в Вт). В выражении для $U_{XRD}(t)$ учитывается коэффициент пропускания излучения рабочим газом $K(h\nu)$ в промежутке между источником и входной щелью измерительного тракта ВРД по графикам, представленным на рис. 18.

Формула для вычисления мощности излучения на единицу высоты пинча (в Вт/см) по значению напряжения на осциллографе с учётом поглощения в рабочем газе, геометрии измерительного канала и абсолютной чувствительности ВРД запишется следующим образом: $P(h\nu, t) = P_{SXR}(h\nu, t) / h = P_{SXR}(h\nu, t) \cdot \Gamma / D$, где $h = aD / b = D / \Gamma$ - высота пинча.

Подставив в выражение для погонной мощности $P(h\nu, t)$ все входящие в нее величины, окончательно получим

$$P(h\nu, t) = 0.64\Gamma(1 + \Gamma) \frac{a^2}{dD^2} \frac{U_{XRD}(t)}{S_{XRD}(h\nu) \cdot K(h\nu)}. \quad (10)$$

По выражению (10) оценивалась мощность МРИ при имплозии проволочныхборок в условиях плазмофокусного разряда на установке ПФ-3.

Контроль излучения в спектральном диапазоне выше 1 кэВ осуществлялся при помощи р-и-п диода марки РПД-11, закрытого 7 мкм алюминиевым фильтром, с временным разрешением не хуже 5 нс.

1.2.5. МАГНИТНЫЙ ЗОНД ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ B_φ -ПОЛЯ В ПЛАЗМОФОКУСНОМ РАЗРЯДЕ

Для исследования динамики и структуры ТПО при её движении к оси установки и сжатия многопроволочной сборки под воздействием ТПО применялась магнитозондовая методика. Высокая эффективность транспортировки тока плазменной оболочкой в приосевую область является критически важным при проведении экспериментов по имплозии многопроволочныхборок.

Исходя из предыдущего опыта измерений магнитных полей на установке Ангара-5-1, были спроектированы и испытаны абсолютно калиброванные магнитные зонды следующих конструкций (см. рис. 20):

- магнитооптический зонд (см. рис. 20а) для исследования структуры ТПО (ударная волна - магнитный поршень) и эффективности транспортировки тока в приосевую область установки;
- миниатюрный магнитный зонд (см. рис. 20б) с плоской формой оболочки, расположенный внутри объема многопроволочной сборки, для исследования проникновения магнитного потока (или тока) во время её имплозии. Применение такой формы оболочки зонда позволило улучшить обтекание зонда плазмой и минимизировать вносимое возмущение в плазменный поток. Конструкция этого зонда обеспечивала подачу проволочной сборки в приосевую область установки (см. рис. 21). Данный тип зонда также использовался в экспериментах по измерению тока в пинчевой области плазмофокусного разряда.

Чувствительность зондов, использованных в наших экспериментах, была (14-20) В·нс/кГс. Корпуса датчиков были вакуумно-плотные, что позволяло производить замену зондов без нарушения вакуумных условий в камере установки.

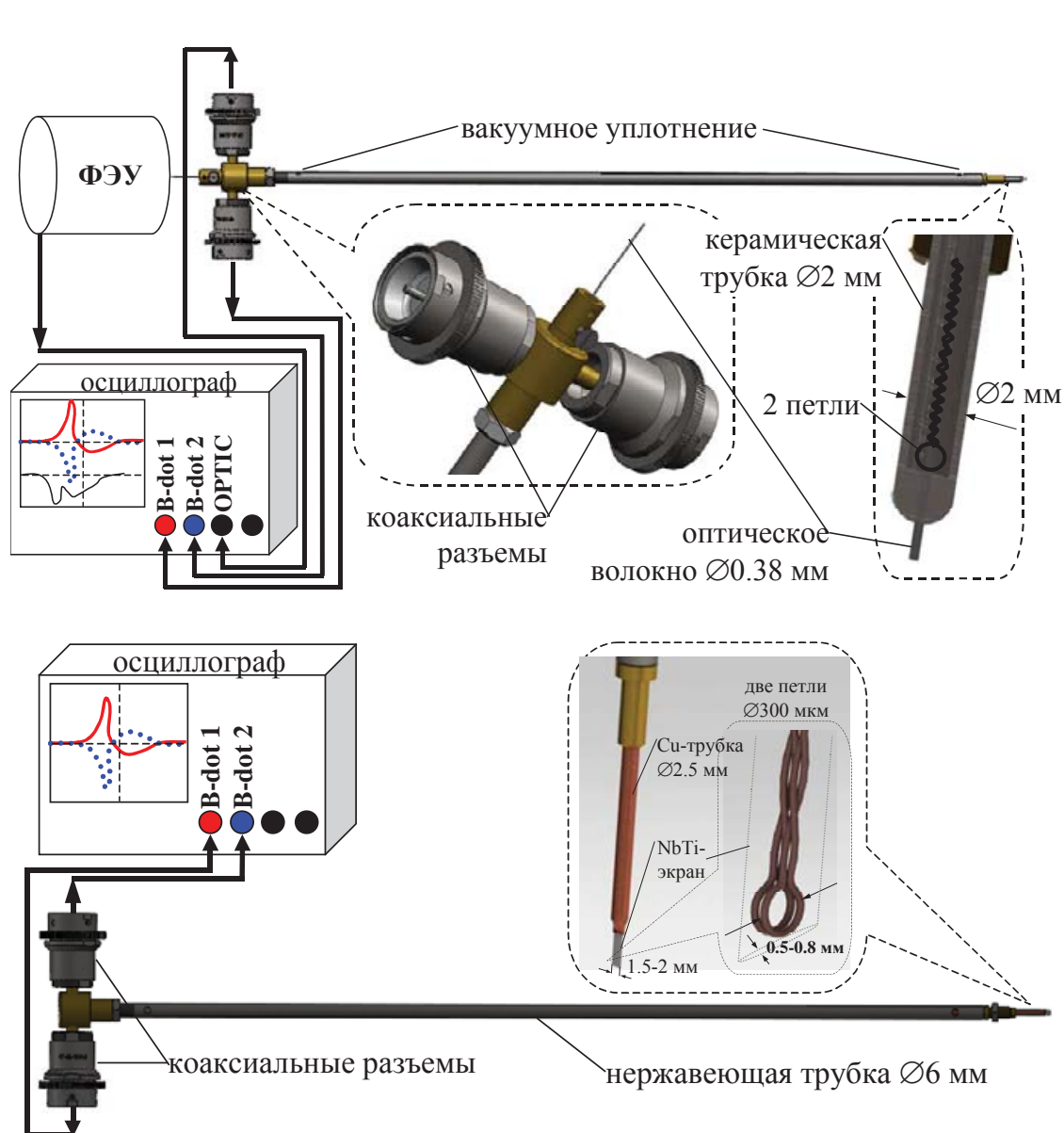


Рис. 20. Конструкции магнитных зондов и схемы регистрации их сигналов: а) для магнитооптического зонда; б) для миниатюрного магнитного зонда с плоской формой оболочки. На врезках к рисункам показано внутреннее расположение измерительных петель.

Магнитооптический зонд позволял одновременно измерять магнитное поле и оптическое свечение плазменной оболочки, т.к. наряду с двумя магнитными петлями, имеется канал для регистрации оптического излучения плазмы - полимерное оптическое волокно диаметром 0.38 мм, помещенное в общий корпус вместе с петлями (см. рис. 20а). Регистрация светового потока осуществлялась с помощью ФЭУ СНФТ-3 или другого типа с последующей передачей сигнала на осциллограф. Таким образом, появляется возможность при помощи одного датчика пространственно разделить область плотной плазмы (ударная волна) и область распределения магнитного поля (магнитный поршень). При помощи данного типа зонда можно изучать

изменение «тонкой» структуры ТПО (структуры «ударная волна - магнитный поршень») во время ее сжатия к оси. Оптический сигнал ассоциировался с прохождением ударной волной положения зонда, а электрический сигнал с магнитного канала – с прохождением магнитного поршня.

Представленные выше типы зондов успешно применялись в экспериментах не только на установке ПФ-3, но и на других ПФ-установках – PF-1000 (ИФПиЛМ, Польша) и КПФ-4-Феникс (СФТИ, Абхазия) [113, 116, 117].



Рис. 21. Магнитный зонд с устройством для крепления проволочной сборки.

1.2.6. СИСТЕМА ПОЗИЦИОНИРОВАНИЯ МНОГОПРОВОЛОЧНОЙ СБОРКИ В ПРИОСЕВОЙ ОБЛАСТИ ПЛАЗМОФОКУСНОГО РАЗРЯДА

Особенностью экспериментов на установках типа плазменный фокус является необходимость проведения серии тренировочных разрядов после каждого развакуумирования камеры для дегазации элементов конструкции разрядной системы. Поэтому требовалось производить замену проволочной сборки, а также зондов без нарушения вакуума в камере установки.

Зонды вводились в разрядный объем через вакуумные вводы на верхней крышке камеры, которые располагались на расстояниях 160 мм, 260 мм, 360 мм и 460 мм от оси системы (см. рис. 22). Вертикальная подача зондов в пределах вакуумных вводов позволяла выставлять зонды на различных расстояниях от поверхности анодного электрода установки. Обычно это расстояние выбиралось примерно 20 мм от поверхности анода.

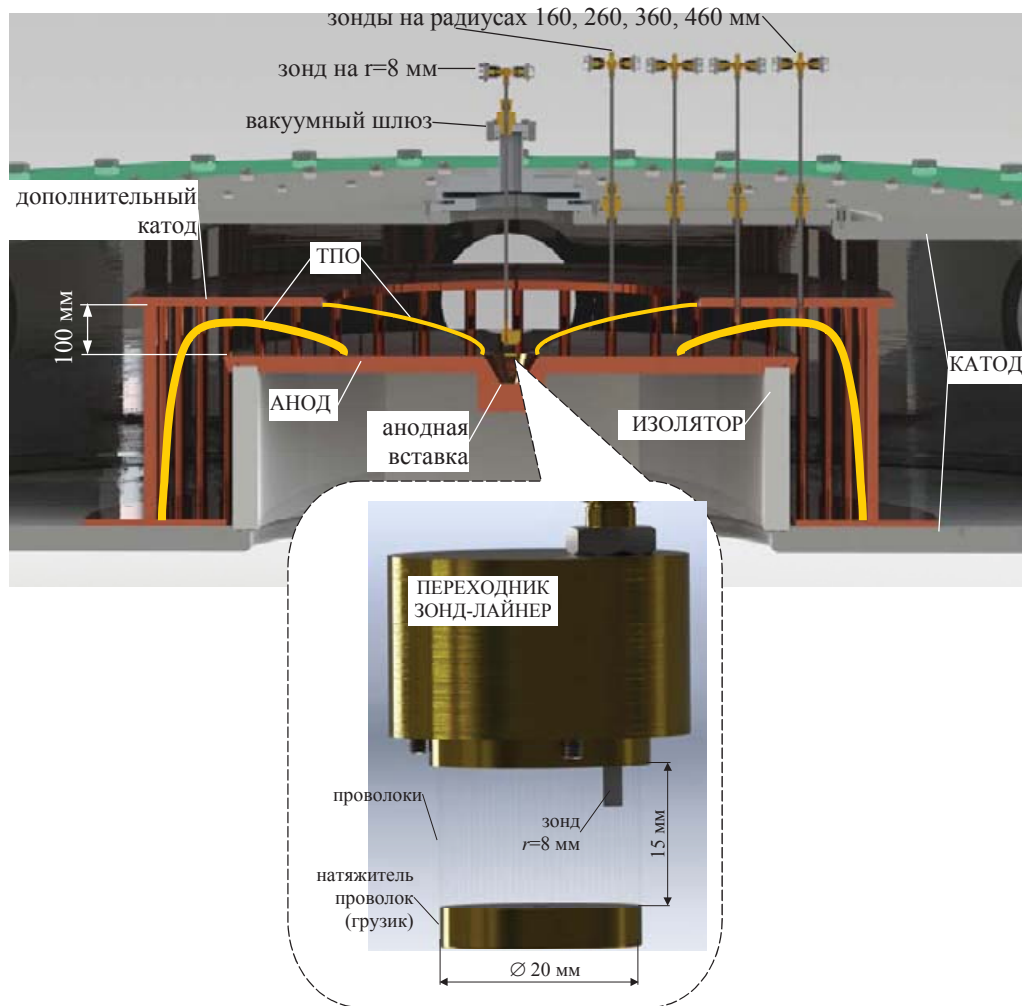


Рис. 22. Внутреннее устройство вакуумной камеры установки ПФ-3 (показано сечение камеры). Геометрия расположения магнитных зондов и проволочной сборки относительно оси камеры.

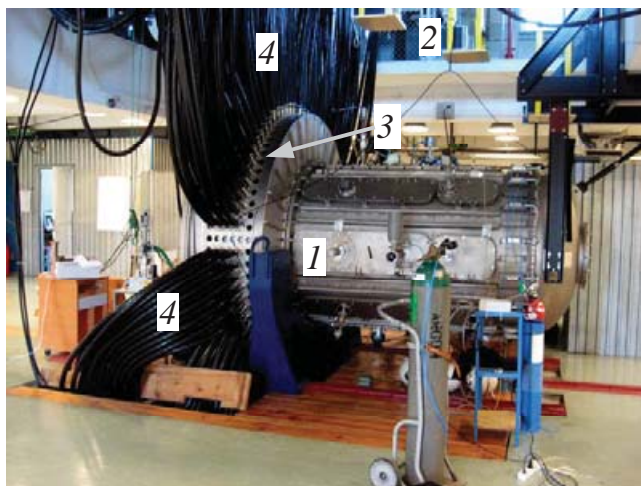
Для исследования оболочки на близком расстоянии от оси ($r < 2$ см), в области расположения проволочной сборки, зонд вводился через специальное шлюзовое устройство на крышке вакуумной камеры установки. Шлюз позволял производить замену зонда и проволочной сборки после каждого разряда без нарушения вакуумных условий в камере. Подача многопроволочной сборки в область формирования плазменного фокуса осуществлялась при помощи этого же магнитного зонда, расположенного внутри нее, как показано на рис. 21 и 22 (врезка к рисунку). Проволочная сборка крепилась к зонду при помощи специального переходника «зонд-лайнер». Таким образом, юстировка и расположение зонда на определенном радиусе внутри проволочной сборки была жестко задана конструкцией этого переходника (см. рис. 22). Точность установки зонда вдоль радиуса проволочной сборки была не хуже 500 мкм.

§1.3. УСТАНОВКА ПЛАЗМЕННЫЙ ФОКУС «PF-1000» И ЕЕ ДИАГНОСТИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС

Установка PF-1000 [52], представляющая собой плазменный фокус мейзеровского типа [142], показана на рис. 23а, а разрядная камера (ее электродная система) и расположение некоторых диагностических средств представлены на рис. 23б. На этом же рисунке схематически показаны положения при сжатии токово-плазменной оболочки (ТПО) и образование пинча на торце анодного диска. Электродная система представляет собой полый медный анод диаметром 23 см, окруженный штыревым катодом типа «беличье колесо» диаметром 39 см. Штыревой катод состоит из 12 полых штырей из нержавеющей стали диаметром 8 см каждый. Катод и анод разделены алундовым изолятором с диаметром, равным диаметру анодного электрода. Длина изолятора составляет 15 см, рабочая длина изолятора между точками *a* и *b*, как показано во врезке к рис. 23б, составляет величину порядка 10 см. Общая длина ускорительной части установки (анод+изолятор) равна около 45 см. Источник питания представляет собой конденсаторную батарею, собранную на 264 конденсаторах ИК-40-5 (40 кВ, 40 нГн, 5 мкФ) с общей внутренней индуктивностью L_{in} не более 2.5 нГн. Диаметр коллектора установки – 3 метра. Минимальная внешняя индуктивность цепи установки 8.9 нГн, а омическое сопротивление около 2.6 мОм. Полная емкость источника питания равна 1.332 мФ (в этой работе использовалась не полная емкость батареи, равная 1.0 мФ, часть секций была отключена), максимальное зарядное напряжение 40 кВ, максимальная запасаемая энергия около 1 МДж, время нарастания тока до максимума $T_{1/4} \approx 6$ мкс. Основным рабочим газом является дейтерий при давлении до 3-4 Торр.

Ниже пойдет речь только о тех диагностических средствах, которые были необходимы в экспериментах на установке PF-1000 по исследованию влияния обтекания плазмой различных форм (цилиндрическая и плоская) оболочки магнитного зонда на его показания – на амплитуду и фронт регистрируемых зондовых сигналов.

а)



б)

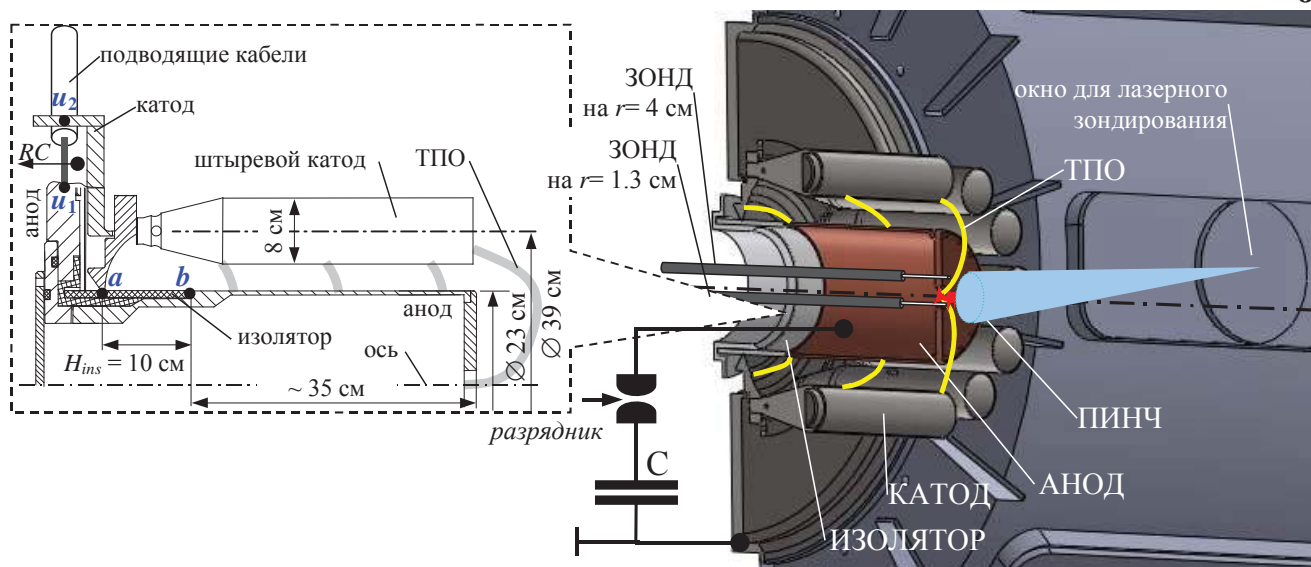


Рис. 23. Плазмофокусная установка PF-1000 (ИФПиЛМ, Польша) и расположение некоторых диагностик: а) общий вид установки: 1 – вакуумная камера; 2 – батарея конденсаторов ИК-40-5 (видна только верхняя секция батареи, нижняя секция батареи расположена под полом); 3 – коллектор; 4 – подводящие кабели; б) особенности электродной системы установки (чертеж): RC – пояс Роговского; u_1 - u_2 – место включения емкостного делителя напряжения.

1.3.1. ЛАЗЕРНАЯ ДИАГНОСТИКА (Nd:YLF лазер на $\lambda=527$ нм)

Динамика сжатия и структура ТПО исследовались с помощью системы 16-канальной лазерной интерферометрии (см. рис. 24) на основе второй гармоники (527 нм, зеленый свет) Nd:YLF лазера [143]. Основным элементом системы является интерферометр Маха-Цендера. Полная энергия лазерного импульса на этой длине волны составляла около 500 мДж. При этом

стабильность генерации энергии лазером была $\sim 7\%$. Длительность импульса была менее 1 нс. Пространственное разрешение методики было не хуже 15 мкм.

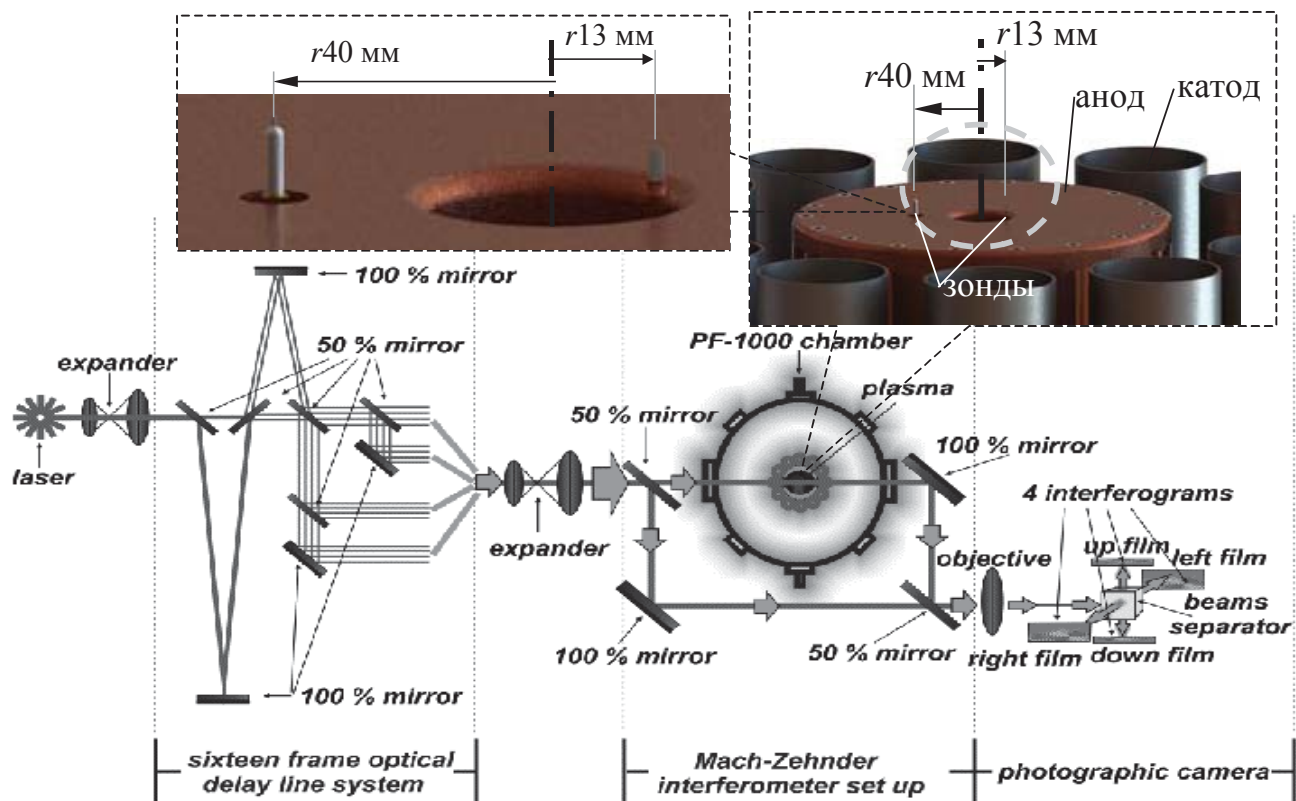


Рис. 24. Система лазерной диагностики на установке PF-1000: система оптических задержек лучей, схема лазерного интерферометра Маха-Цендера, фотографическая камера. Во врезках к рисунку показаны область лазерного зондирования в приосевой области на торце анода (показана серым кружком) и магнитные зонды на $r13$ мм и $r40$ мм.

Система пространственных задержек позволяла получать кадровые лазерные изображения исследуемого объекта с интервалом в 30 нс. Таким образом, общий промежуток времени лазерного стробирования составлял от 0 нс до 210 нс.

Фотографическая камера и ее призма, специально сконструированная для нужд этого эксперимента, распределяет 16 изображений на четыре широкоформатные пленки (130×180 мм) по четыре изображения на каждую. Набор оптических интерферометрических фильтров подавляет паразитную засветку от плазмы в видимом диапазоне спектра.

1.3.2. ДАТЧИКИ ИЗМЕРЕНИЯ ТОКА И НАПРЯЖЕНИЯ

Напряжение между электродами измерялось емкостным делителем напряжения. Коэффициент калибровки делителя составлял 4 кВ/В. Полный ток разряда регистрировался

калиброванным поясом Роговского, расположенным в коллекторной части установки (см. врезку на рис. 23б). Калибровочный коэффициент пояса был 470 кА/В.

Производная полного разрядного тока регистрировалась с помощью 3-х датчиков в виде одиночной петли, расположенных внутри коллектора установки на радиусе около 1 м. Петлевые датчики производной тока располагались с шагом 120° по периметру коллектора, что давало возможность оценить неоднородность растекания тока по коллектору при коммутации батареи на установку. Калибровочный коэффициент петлевых датчиков производной полного тока лежит в диапазоне $(4.0-6.58) \times 10^{11}$ А/(В·с). Дополнительно к трем датчикам использовался еще один с повышенной чувствительностью, также расположенный в коллекторе установки. Для него калибровочный коэффициент равнялся $(1.73 \pm 0.14) \times 10^{12}$ А/(В·с). Подробно методика калибровки датчиков производной тока представлена в работе [109].

1.3.3. МАГНИТНЫЙ ЗОНД ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ V_ϕ -ПОЛЯ В ПРИОСЕВОЙ ОБЛАСТИ ПЛАЗМОФОКУСНОГО РАЗРЯДА

Магнитные зонды, применявшиеся в экспериментах на установке PF-1000 для исследования сжатия ТПО, были двух типов: магнитооптический зонд с цилиндрической формой оболочки и миниатюрный зонд с плоской формой оболочки. Конструкции данных типов зондов и методика их калибровки подробно описаны выше в п. 1.2.5 данной главы диссертации. Абсолютная чувствительность зондов составляла $(0.7-1.2) \times 10^{-10}$ В/(Гс/с).

Зонды обеих конструкций устанавливались в приосевой области установки на радиусах 40 мм и 13 мм со стороны анодного электрода, как показано на рис. 23б и 24. Чувствительные элементы зондов располагались на расстоянии 5-10 мм от плоскости анода. Зонды вводились со стороны высоковольтного коллектора установки через вакуумный шлюз вдоль оси полого анода. Шлюзование позволяло заменять разрушенные зонды без нарушения вакуумных условий в камере установки.

Использование зондов с различной формой защитной оболочки позволило изучить влияние формы оболочки зонда на возмущение плазмы ТПО, а также связанное с этим искажение зондового сигнала как по форме, так и по амплитуде.

§1.4. НЕКОТОРЫЕ ФАКТОРЫ, ОГРАНИЧИВАЮЩИЕ ПРИМЕНЕНИЕ МАГНИТНЫХ ЗОНДОВ, И СПОСОБЫ ИХ УСТРАНЯЮЩИЕ

В физике существует ряд диагностических методик измерения магнитных полей в плазме – методики, основанные на эффекте Зеемана, на магнитооптическом эффекте Фарадея и метод

магнитных зондов. Наиболее распространенным из них является метод магнитных зондов, как наиболее простой способ измерения магнитного поля в точке расположения зонда. Несмотря на это, использование зондов для диагностики магнитных полей в плазме сталкивается с рядом существенных трудностей. В этом параграфе обсуждаются критические проблемы, без решения которых магнитозондовые измерения в плазме с высокой плотностью потока мощности и энергии на магнитный зонд (~ 1 ТВт/см² и ~ 10 -20 кДж/см²) на мощных электрофизических установках невозможны. Прежде всего, это сложность измерения магнитного поля внутри плазмы из-за вероятности разрушения зонда потоком горячих частиц, воздействие электронных пучков, возникающих в межэлектродных зазорах установки, и воздействие на зонд мощного потока рентгеновского излучения (РИ). Поскольку магнитозондовый метод является контактным, необходимо учитывать как эффекты влияния зонда на исследуемую плазму, так и возможное искажение его сигнала окружающей плазмой.

Несмотря на трудности использования магнитных зондов, данный метод диагностики был успешно использован для измерения магнитных полей на быстрых Z-пинчах и плазмфокусных (ПФ) установках. При этом в ряде работ значительное внимание было уделено именно анализу некоторых особенностей применения магнитозондового метода в плазме (например, влиянию формы оболочки зонда, обтекания плазмой оболочки зонда, расположения петель внутри оболочки зонда и др.).

Так в работе [144] были использованы магнитные зонды для измерения магнитных полей в области изолятора установки ПФ мейзеровского типа. Измерения проводились в газовой среде дейтерия. Зондовые сигналы калибровались по сигналу пояса Роговского при работе установки в режиме короткого замыкания для различных положений магнитного зонда. Однако, калибровка зондов по сигналу пояса Роговского в качестве эталонного датчика тока показала двойное превышение измеренного зондом тока над полным током установки во время эксперимента по сжатию токово-плазменной оболочки (ТПО). Вполне возможно, что в данном случае завышение измеренного зондом тока происходило из-за сильного возмущения корпуса зонда плазменной оболочкой. В данной работе сигналы зондов были представлены в единицах напряжения на датчике (в вольтах), и нельзя было судить о величине магнитного поля.

Для корректного измерения магнитного поля в динамическом потоке плазмы с вмороженным магнитным полем нужно учитывать некоторые процессы: обтекание плазмой оболочки зонда и образование плазмы на поверхности зонда при воздействии на него потока излучения из плазмы. Для качественного понимания этих физических процессов требуется исследование поведения плазмы вблизи зонда: скорости обтекания, времени диффузии магнитного поля из плазмы внутрь оболочки зонда, степени возмущения зондом потока плазмы и определение плотности и температуры плазмы вокруг зонда.

Одна из попыток проанализировать эффекты обтекания зонда плазмой, ее взаимодействие с оболочкой зонда и влияние этих эффектов на измеряемую зондом величину магнитного поля была осуществлена в работе [145]. В этой работе исследовалась зависимость величины измеренного магнитного поля от точки расположения измерительных петель внутри оболочки зонда и от толщины токовой оболочки, обтекающей зонд. Анализ проводился на основе решения стационарной задачи, в предположении постоянства скорости налетающей на зонд плазмы ТПО. При этом показано, что существенное влияние на величину измеряемого зондом магнитного поля может оказывать форма оболочки зонда. Следует заметить, что в данной работе при анализе влияния процесса обтекания плазмой зондовой оболочки не учитывалась диффузия магнитного поля из горячей плазмы внутрь оболочки зонда.

Как правило, в подобных экспериментах зонд взаимодействует со сверхзвуковым потоком замагниченной плазмы, движущегося со скоростью $V_r > V_A$, где V_A - альфвеновская скорость. Так в работах [95, 104] обтекание оболочки зонда плазменным потоком с замороженным магнитным полем и его влияние на измеряемую датчиком величину магнитного поля были рассмотрены в двух приближениях – аналитически для дозвукового обтекания и численно для сверхзвукового обтекания. Проведенные аналитические и численные расчеты указывают на важность выбора формы оболочки зонда. Было показано, что предпочтительно выбирать плоскую оболочку зонда размером меньше толщины скин-слоя плазмы с целью уменьшения поперечного сечения оболочки набегающему плазменному потоку, а, следовательно, уменьшения возмущения плазмы. Расчетная степень возмущения магнитного поля (B_ϕ/B_ϕ^∞), вносимого зондом цилиндрической формы, достигала около 60%, а для зонда плоской формы около 7%. При этом расчеты времени диффузии магнитного поля внутрь оболочки зонда плоской формы дают значение ≈ 1.5 нс, что определяет временное разрешение магнитозондового метода.

Особенность использования магнитозондовой методики в условиях установки Ангара-5-1 связана с тем, что на датчики воздействуют мощные потоки плазмы и рентгеновского излучения, достаточные для их разрушения. В принципе, еще до физического разрушения датчиков могут меняться их характеристики (чувствительность, временное разрешение) вследствие абляции вещества зонда и образования на его поверхности плазмы. Оценки и эксперимент показали, что возникающая на поверхности зонда плазма не успевает прогреться до температуры выше нескольких электронвольт и, следовательно, не приводит к заметной экранировке магнитного поля [104]. Важным фактором при измерениях является также замороженность магнитного поля в плазму лайнера, которое должно успеть продиффундировать из плазмы, обтекающей зонд, внутрь оболочки зонда, где расположены измерительные петли. Для уменьшения погрешности измерений, связанных с замороженностью магнитного поля в плазму, размеры зонда не должны превосходить толщину скин-слоя плазмы [146]. В

экспериментах на установке Ангара-5-1 и плазмофокусных установках ПФ-3, КПФ-4-Феникс и PF-1000 было показано, что возмущения, вносимые зондами в плазму, не приводят к существенному изменению режима разряда: характеристики рентгеновского, нейтронного излучения и параметры пинча практически не изменяются.

Влияние присутствия магнитного зонда на динамику ТПО вблизи области фокуса, а также на весь разряд в целом, изучалось в работе [147]. Эксперименты были проведены на рабочем газе аргон в установке ПФ мейзеровского типа. Основные результаты работы заключались в том, что в присутствии зонда образуется несколько областей сжатия - фокусов, плазма привязывается к зонду и при этом увеличивается электронная эмиссия и сопутствующее ей рентгеновское излучение. Следует заметить, что в этих экспериментах оболочка зонда имела внушительные размеры - около 6 мм в диаметре, что могло негативно влиять на весь разряд в целом. При этом радиус анода 8-9 мм был сравним с размером оболочки зонда.

Таким образом, можно утверждать, что наиболее существенными факторами, ограничивающими применение магнитных зондов в мощных разрядах, являются испарение оболочки зонда под воздействием рентгеновского излучения и корпускулярных потоков, экранировка магнитных зондов плазмой, возмущение плазмы при обтекании оболочки зонда, воздействие на зонд электронных пучков, возникающих в межэлектродном зазоре установки.

Мероприятиями по усовершенствованию магнитозондовой методики автором диссертации являлись:

- исследование влияния электронного пучка, возникающего в межэлектродном зазоре установки Ангара-5-1 на финальной стадии сжатия плазмы, и мощного выхода РИ (до 3 ТВт, $h\nu > 100$ эВ) на регистрацию зондами магнитного поля;
- разработка вариантов конструкций магнитного зонда с защитой от воздействия электронного пучка, выбор формы и материала оболочки зонда маловозмущающих плазменный поток;
- продление времени надежной регистрации зондом магнитного поля в плазме;
- экспериментальная проверка работоспособности зондов новой конструкции.

Ниже представлены результаты экспериментальной проверки работоспособности зондов новой конструкции (с нанесением защитных покрытий на оболочку зонда) в экспериментах с проволочными сборками на установке Ангара-5-1 при токах разряда до 4 МА. В экспериментах на мощных электрофизических установках Ангара-5-1, ПФ-3 и PF-1000 показано влияние формы и материала оболочки зонда на возмущение плазмы при обтекании зонда и, как следствие этого, на точность измерения магнитного поля.

1.4.1. ДЛИТЕЛЬНОСТЬ КОРРЕКТНОЙ РЕГИСТРАЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ПЛАЗМЕ. ЗОНДЫ СО СТРУКТУРИРОВАННЫМИ ОБОЛОЧКАМИ

Вначале рассмотрим несколько экспериментальных фактов, которые помогли нам выяснить, почему магнитный зонд имел ограниченную длительность работы внутри плазмы, образованной, например, многопроволочной сборкой на установке Ангара-5-1 или дейтериевым пинчем на установках плазменный фокус ПФ-3 и PF-1000. Чувствительный элемент магнитного зонда состоял из двух отдельных петель, намотанных по часовой и против часовой стрелки. Такая конструкция зондов обеспечивала получение на осциллографе разнополярных сигналов при измерении магнитного поля. Критерием нарушения работы датчика являлось нарушение подобия с учетом разнополярности регистрируемых сигналов и коэффициентов калибровки.

На рис. 25 представлены типичные зондовые осциллограммы из работ [95, 112-114, 148, 149], полученные в экспериментах на вышеуказанных установках. Во всех случаях зонд располагался вблизи оси установки в 0.6-4 см.

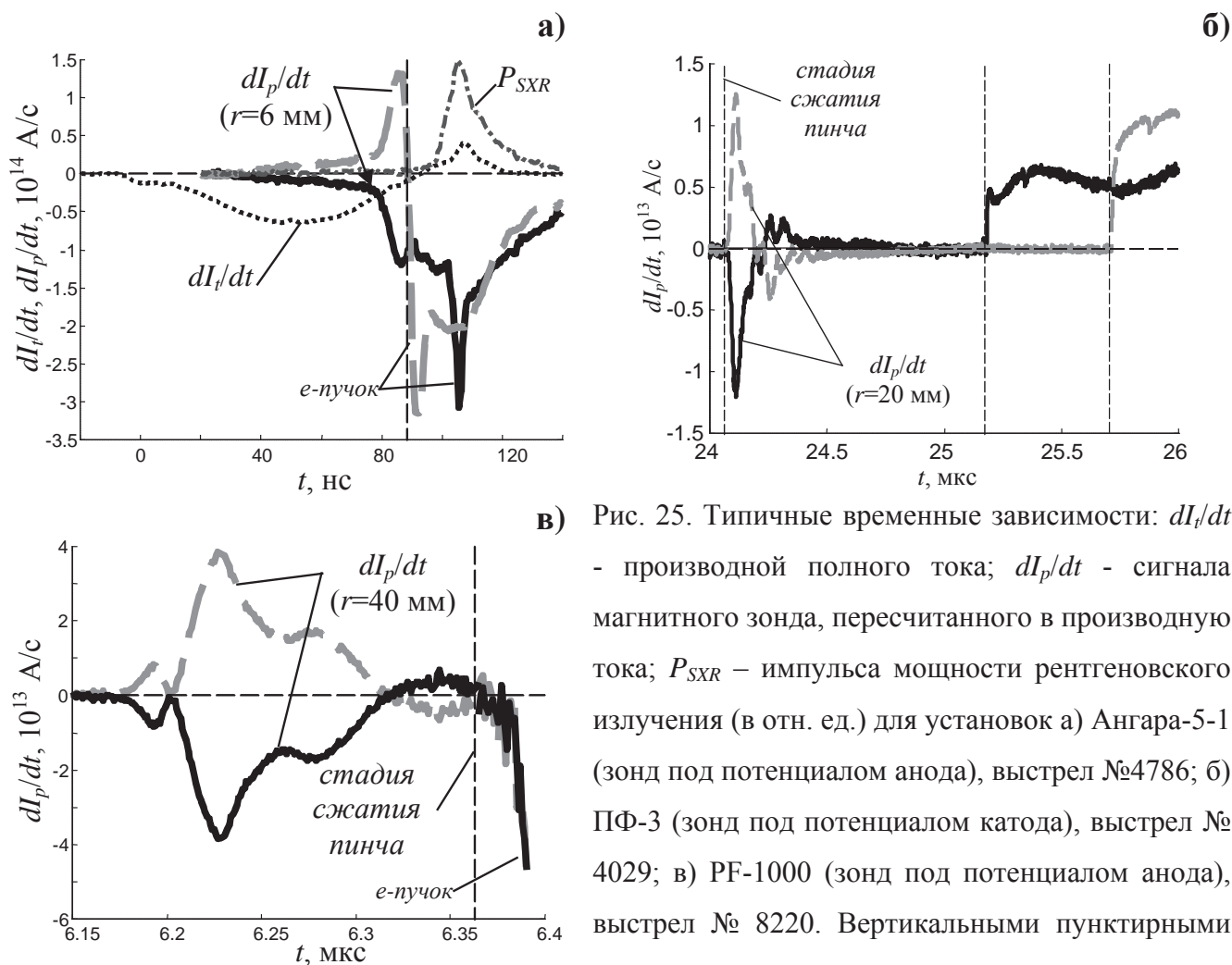
Из представленных зондовых осциллограмм следует, что в условиях экспериментов на установке Ангара-5-1 рабочий промежуток времени магнитозондовой методики составляет около 90 ± 10 нс. В условиях экспериментов на ПФ-установках рабочий промежуток времени измерений составляет уже до 1 мкс на установке ПФ-3 и 200-300 нс на установке PF-1000.

Заметим, что на данных установках магнитный зонд мог вводиться в разрядную камеру как со стороны анода (на установках Ангара-5-1 и PF-1000), так и со стороны катода (на установке ПФ-3). Как следует из экспериментов, в момент нарушения работы магнитных датчиков обычно начинают регистрироваться однополярные сигналы, не связанные с изменением магнитного поля в точке расположения зонда. В случаях, когда зонд имел потенциал анодного электрода, после этого момента времени регистрируются сигналы отрицательной полярности. В случае же, когда зонд был под потенциалом катода, регистрируются сигналы положительной полярности.

Скорее всего, на зонд, находящийся под потенциалом анода, воздействует электронный пучок. При попадании на провод, из которого изготовлены петли зонда, поток электронов частично отдает ему свой заряд. При этом зонд начинает регистрировать заряд электронного пучка, и сигналы становятся отрицательной полярности. Подтверждением данного факта могут служить интегральные по времени обскурোগраммы свечения оболочки зонда в спектральном диапазоне энергий фотонов $h\nu > 20$ кэВ (см. рис. 26), возникающего под воздействием электронного пучка [150]. Из рисунка видно, что в основном светится торец оболочки зонда, обращенный в сторону катода. Внутри оболочки зонда проникают электроны с определенной

энергией. Экспериментальная и теоретическая оценки энергии таких электронов будут приведены ниже.

В случае, когда зонд находится под потенциалом катода и расположен вблизи оси установки ($r < 2$ см на установке ПФ-3), после стадии пинчевания плазмы его петли оказываются под потенциалом плазмы и нарушается корректная работа магнитного зонда. В этом случае регистрируются сигналы положительной полярности (см. рис. 25б).



в) Рис. 25. Типичные временные зависимости: dI_p/dt - производной полного тока; dI_z/dt - сигнала магнитного зонда, пересчитанного в производную тока; P_{SXR} - импульса мощности рентгеновского излучения (в отн. ед.) для установок а) Ангара-5-1 (зонд под потенциалом анода), выстрел №4786; б) ПФ-3 (зонд под потенциалом катода), выстрел № 4029; в) PF-1000 (зонд под потенциалом анода), выстрел № 8220. Вертикальными пунктирными линиями показаны моменты времени прекращения надежной работы зонда.

Известно, что в экспериментах с пинчами во время финального сжатия плазмы в межэлектродном промежутке установки возникают высокие напряжения [93, 149] и

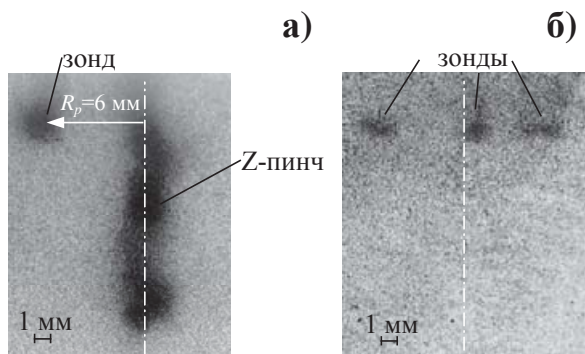


Рис. 26. Свечение оболочки зонда в экспериментах на установке Ангара-5-1. Изображения, полученные интегральной камерой-обскурой ($h\nu > 20$ кэВ): а) выстрел №4669, эксперимент с одним зондом внутри W-проволочной сборки; б) выстрел №5012, эксперимент с тремя зондами внутри Al-проволочной сборки. Анод - вверху, катод - внизу.

нс. Максимальная измеренная плотность тока электронного пучка составила $J_{max} \approx 1.5$ кА/см². Параметры этого пучка мы и возьмем для верхней оценки поглощения электронного пучка в материале оболочки зонда до момента максимума МРИ.

Пробег электронов R_x (в г/см²) данных энергий ($0.01 \leq E_e \leq 3$ МэВ) в материале оболочки зонда (NbTi-фольга) рассчитывался согласно [153] следующим образом

$$R_x(E_e) = R_{Al}(E_e) \cdot \frac{\left(\frac{Z}{A}\right)_{Al}}{\left(\frac{Z}{A}\right)_x}, \quad (11)$$

где $R_{Al}(E_e) = 0.412E_e^n$, $n = 1.265 - 0.0954 \ln E_e$ - пробег электронов с энергией E_e (в МэВ) в алюминии; Z/A - отношение заряда элемента к его атомной массе. Для сплава NbTi отношение $Z/A \approx 0.565$, тогда пробег электронов согласно выражению (11) составил $R_x \approx 4.3$ мг/см² (для электронов с $E_e = 50$ кэВ), что меньше поверхностной плотности данного материала 6.54-9.81 мг/см² при толщине NbTi-фольги 10-15 мкм. Отсюда следует, что электроны с энергией $E_e \leq 50$ кэВ полностью поглощаются в материале оболочки зонда.

Наряду с этой оценкой было проведено численное моделирование проникновения моноэнергетического электронного пучка ($E_e = 150$ кэВ, длительностью $\Delta t = 50$ нс) с плотностью тока пучка 1 кА/см² в материал оболочки зонда - NbTi-фольгу. Расчет сделан в рамках радиационной магнито-гидродинамической (РМГД) модели сверхзвукового обтекания плазмой оболочки зонда [95]. На рис. 27 представлено рассчитанное распределение плотности тока

электронные утечки [151, 152]. Из проведенных на установке Ангара-5-1 экспериментов по измерению тока электронного пучка [152] следует, что электронный пучок с энергией электронов $E_e > 200$ кэВ возникает через 5-10 нс после максимума мягкого рентгеновского излучения (МРИ, $h\nu > 100$ эВ). Его длительность составляет примерно 20-50 нс. Нижняя оценка плотности тока пучка составила $J \approx 70$ кА/см².

В тоже время, пучок электронов с энергией 50 кэВ $< E_e < 200$ кэВ возникает за 20 нс до максимума мягкого рентгеновского излучения [151]. Его длительность составляет примерно 20-30

быстрых электронов по толщине оболочки зонда $J(d)$, проникших внутрь оболочки-экрана зонда. Как видно из этого рисунка, в основном поглощение электронов происходит на глубине 10-20 мкм, но небольшая часть (1-3 %) распространяется на глубину вплоть до 150 мкм. Скорее всего, это и является причиной некорректной работы магнитных зондов в момент пинчевания плазмы.

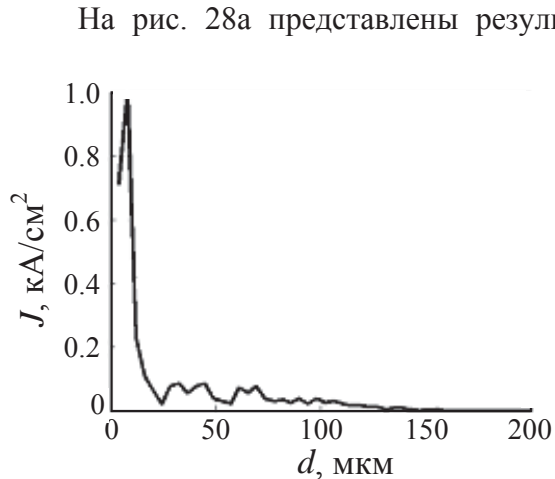


Рис. 27. Расчетное распределение плотности тока электронного пучка, проникшего в материал оболочки зонда из NbTi-фольги, по толщине фольги.

Из рис. 28а следует, что для оболочек, изготовленных из NbTi и висмута, наблюдается практически одинаковая эффективность поглощения электронов. Так при толщине оболочки больше 20 мкм будет наблюдаться полное поглощение электронов с энергией менее 100 кэВ. Для вольфрама нужна несколько меньшая толщина оболочки 8-9 мкм, чтобы полностью поглотить электроны с такими же энергиями.

Как было указано выше, в экспериментах при сжатии Z-пинча проволочных сборок на финальной стадии имплозии, в момент образования пинча и немного позже, регистрируются электроны больших энергий ($E_e > 100-200$ кэВ). Чтобы надежно защитить магнитные датчики от электронов таких энергий, нужно использовать оболочки большей толщины. Так, для NbTi (или Bi) требуется применять оболочки толщиной $d > 20$ мкм, для вольфрама - ≥ 10 мкм. С одной стороны, оболочки, изготовленные из вольфрама, имеют преимущество по отношению к оболочкам из NbTi или Bi в эффективности поглощения электронов, но с другой имеют явный проигрыш по времени диффузии магнитного поля через материал оболочки (см. рис. 28б). Это сильно ухудшает временное разрешение магнитозондовой диагностики. Оценка времени диффузии магнитного поля сквозь толщину проводящей оболочки зонда проводилась в двух предположениях: гармонических колебаний магнитного поля (T_{diff}^{garm}) и отклика на импульс магнитного поля в виде ступеньки (T_{diff}^{step}) согласно следующим выражениям

$$\begin{aligned} T_{diff}^{garm} &= 10^{-6} d^2 / \rho \Omega, \\ T_{diff}^{step} &= 2\pi 10^{-7} d^2 / \rho \Omega, \\ T_{diff} &= \frac{1}{2} (T_{diff}^{garm} + T_{diff}^{step}), \end{aligned} \quad (13)$$

различных энергий в некоторые материалы оболочек зонда - NbTi, вольфрам и висмут по следующему выражению

$$d_e(E_e) = R_x(E_e) / \rho, \quad (12)$$

где $d_e(E_e)$ – глубина (в см), на которую проникает электрон энергии E_e до полного поглощения его веществом оболочки зонда плотностью ρ (в г/см³).

Из рис. 28а следует, что для оболочек, изготовленных из NbTi и висмута, наблюдается практически одинаковая эффективность поглощения электронов. Так при толщине оболочки больше 20

где d - толщина проводящей оболочки зонда (в м) с удельным сопротивлением ρ_{Ω} (в Ом·м), времена диффузии выражены в секундах. Следует заметить, что оценки времен T_{diff}^{garm} и T_{diff}^{step} отличаются друг от друга не более чем в 1.6 раза, что не превышает точность нашей оценки. Далее полученные оценки времен усреднялись (время T_{diff}). Так при толщине вольфрамовой оболочки от 10 до 20 мкм время T_{diff} составляет от 1.5 до 8 нс. Для оболочек из NbTi или Bi это время заметно меньше 0.6 нс. Для Bi даже при толщине оболочки вплоть до 40 мкм это время составляет не более 1 нс.

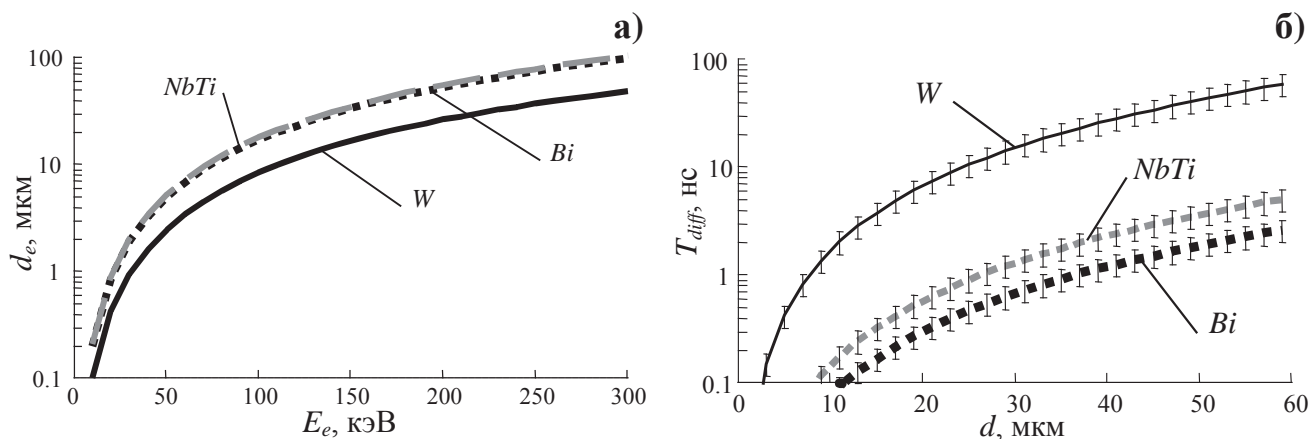


Рис. 28. Результаты расчета зависимостей: а) глубины проникновения d_e электронов в различные вещества оболочки зонда от их энергии E_e по выражению (12); б) времени диффузии T_{diff} магнитного поля в вещество оболочки зонда от толщины оболочки по выражениям (13). В виде разброса времени на кривых показана оценка по выражениям для времен T_{diff}^{garm} и T_{diff}^{step} .

Исходя из результатов расчета, представленных на рис. 28, были сконструированы магнитные зонды с оболочками, нивелирующими воздействие электронного пучка на петли зонда. Структурированные оболочки зондов могли состоять из тонкой NbTi фольги толщиной 15-20 мкм со слоем вещества с высоким Z , в нашем случае Bi толщиной около 30 мкм. В некоторых случаях применялся компаунд из эпоксидной смолы и мелкофракционного W-порошка с эффективным диаметром крупинок 3-15 мкм, в котором располагались петли. Применение таких оболочек позволило надежно экранировать петли зонда от электронного пучка энергией менее 200 кэВ. Более подробно конструкции и параметры зондов со структурированными оболочками чувствительного элемента приведены в работе [96]. Ниже остановимся лишь на результатах экспериментальной проверки работоспособности магнитных зондов в плазме с высоким энерговыделением на магнитный зонд на различных электрофизических установках.

1.4.2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА УВЕЛИЧЕНИЯ ДЛИТЕЛЬНОСТИ КОРРЕКТНОЙ РЕГИСТРАЦИИ ЗОНДАМИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

На стадии отладки магнитозондовой диагностики на установке Ангара-5-1 были использованы зонды с цилиндрической медной оболочкой толщиной 260 мкм больше скин-слоя (~ 30 мкм) магнитного поля в материале оболочки. В медной оболочке зонда $\varnothing 3$ мм была сделана щель шириной ~ 300 мкм для проникновения измеряемой компоненты магнитного поля - B_ϕ . Чувствительный элемент магнитного зонда (см. рис. 2в в работе [95]) состоял из двух миниатюрных петель, намотанных в разные стороны (по часовой и против часовой стрелки). Во избежание закорачивания и «заплывания» щели плазмой, щель была закрыта тефлоновой пленкой с фольговым экраном NbTi (15-20 мкм). Торцы цилиндрического медного экрана были закрыты свинцовой заглушкой толщиной 1-1.5 мм во избежание воздействия на зонд электронного пучка.

Эксперименты с таким типом зонда показали устойчивость данной конструкции к воздействию электронных пучков - зонд регистрировал подобные и разнополярные сигналы на промежутке времени, большем времени сжатия плазмы многопроволочной сборки T_{imp} (см. рис. 29а). Время T_{imp} определялось как промежуток времени от начала импульса тока ($t=0$) до момента максимума импульса мощности РИ (P_{SXR}). При этом зонд с цилиндрической оболочкой регистрирует примерно в 12 раз меньший сигнал, чем зонд с плоской оболочкой в виде пластинки (см. напр. рис. 8 или 20б). При уменьшении диаметра цилиндрической оболочки зонда с 3 до 1.2 мм отношение регистрируемых сигналов с такого зонда и с плоского зонда уменьшается до 2-6 раз (см. рис. 30б).

Также был проведен тестовый эксперимент с зондом без защитного экрана с целью выяснения влияния защитного экрана на уровень регистрируемого магнитного поля. В этом случае петли зонда $\varnothing 300$ мкм были непосредственно погружены в плазму. Время работоспособности такого зонда оказалось ~ 25 нс (см. рис. 30а), что значительно меньше времени импlosionии проволочной сборки T_{imp} . При этом на указанном промежутке времени зонд без защитной оболочки и зонд с плоской формой защитной оболочки регистрируют подобные как по амплитуде, так и по форме сигналы. Отсюда следует важный вывод о том, что плоская форма оболочки зонда не влияет на уровень регистрируемого зондом сигнала, т.к. покрыта NbTi-фольгой, «прозрачной» для магнитного поля.

В работах [95, 104] экспериментально и теоретически было показано, что для корректной регистрации магнитного поля важно выбирать размер оболочки зонда тоньше скин-слоя магнитного поля в плазме, а ее форму с малым поперечным сечением набегающему потоку

плазмы (плоская оболочка). Далее, во всех экспериментах на установке Ангара-5-1 использовались миниатюрные зонды с плоской формой оболочки.

На рис. 29 представлены результаты экспериментов по проверке работоспособности зондов с плоским корпусом различной конструкции. Видно, что на зонд с плоской формой оболочки (слюда + NbTi) воздействует электронный пучок (см. рис. 29а). На рис. 29б приведены результаты экспериментов с магнитным зондом с конструкцией защитной оболочки (эпоксидная смола + NbTi). В этом эксперименте два зонда этой конструкции (зонды №1 и №2) и один зонд №3 с конструкцией оболочки (слюда + NbTi) были расположены на одном и том же радиусе 8.5 мм внутри многопроволочной сборки. Как следует из результатов проверки, время корректного измерения магнитного поля плоским зондом (эпоксидная смола + NbTi) больше, чем время работы плоского зонда (слюда + NbTi). Причем один из зондов, №1 (эпоксидная смола + NbTi), регистрировал сигналы в течение ~ 100 нс после импульса МРИ, а зонд №2 той же конструкции перестал корректно работать вблизи максимума импульса P_{SXR} . Следует отметить, что корректная работа зонда №3 заканчивается в момент времени, близкий к моменту генерации электронного пучка с энергией $E_e < 200$ кэВ, в то время, как зонды №1 и №2 продолжают корректные измерения магнитного поля. При этом на сигналах зондов №1 и №2 видны небольшие «следы» от воздействия e -пучка. Возможной причиной прекращения корректной работы зонда №2 вблизи максимума импульса МРИ (P_{SXR}) является воздействие на зонд e -пучка с энергией $E_e > 200$ кэВ.

Были испытаны и другие конструкции структурированных оболочек зондов, и проведено сравнение с плоским зондом обычной конструкции (слюда + NbTi). Как видно из рис. 29в,г и рис. 30в,г, в среднем, магнитные зонды с конструкцией оболочки (эпоксидная смола + Вi, слюда + тефлон + NbTi или W-фольга толщиной 20 мкм) регистрируют сигналы дольше по времени на 30-40 нс, чем зонд обычной конструкции оболочки (слюда + NbTi). На сигналы зондов с конструкцией защитной оболочки (эпоксидная смола + NbTi) влияние электронного пучка менее выражено (см. рис. 29б). Зонды, где дополнительно использовалась изоляция в виде тефлоновой пленки толщиной 20 мкм, в среднем, продолжали корректно регистрировать сигнал вплоть до максимума импульса РИ.

Таким образом, экспериментально было показано, что зонды со структурированными оболочками менее подвержены воздействию электронного пучка, чем зонды с обычной конструкцией защитной оболочки (слюда + NbTi). Надежная регистрация зондами магнитного поля продолжалась вплоть до момента максимума импульса МРИ.

Экспериментально было показано, что плоская форма оболочки (в виде тонкой пластинки), ориентированная вдоль набегающего потока плазмы, предпочтительней, чем цилиндрическая форма зонда для условий эксперимента на установке Ангара-5-1. Хотя простое

уменьшение диаметра цилиндрической оболочки зонда немного улучшает ситуацию по надежной регистрации амплитуды сигнала, но все же, амплитуда регистрируемого сигнала в несколько раз ниже амплитуды сигнала с плоского зонда. Скорее всего это связано с процессом сверхзвукового обтекания плазмы с замороженным магнитным полем оболочки зонда. В этом случае плоская форма оболочки зонда более предпочтительна. Известно, что магнитный зонд возмущает плазменный поток. Была проведена проверка влияния формы зонда на возмущение исследуемой плазмы в экспериментах по сжатию токово-плазменной оболочки на установках плазменный фокус. Ниже представлены результаты этой проверки.

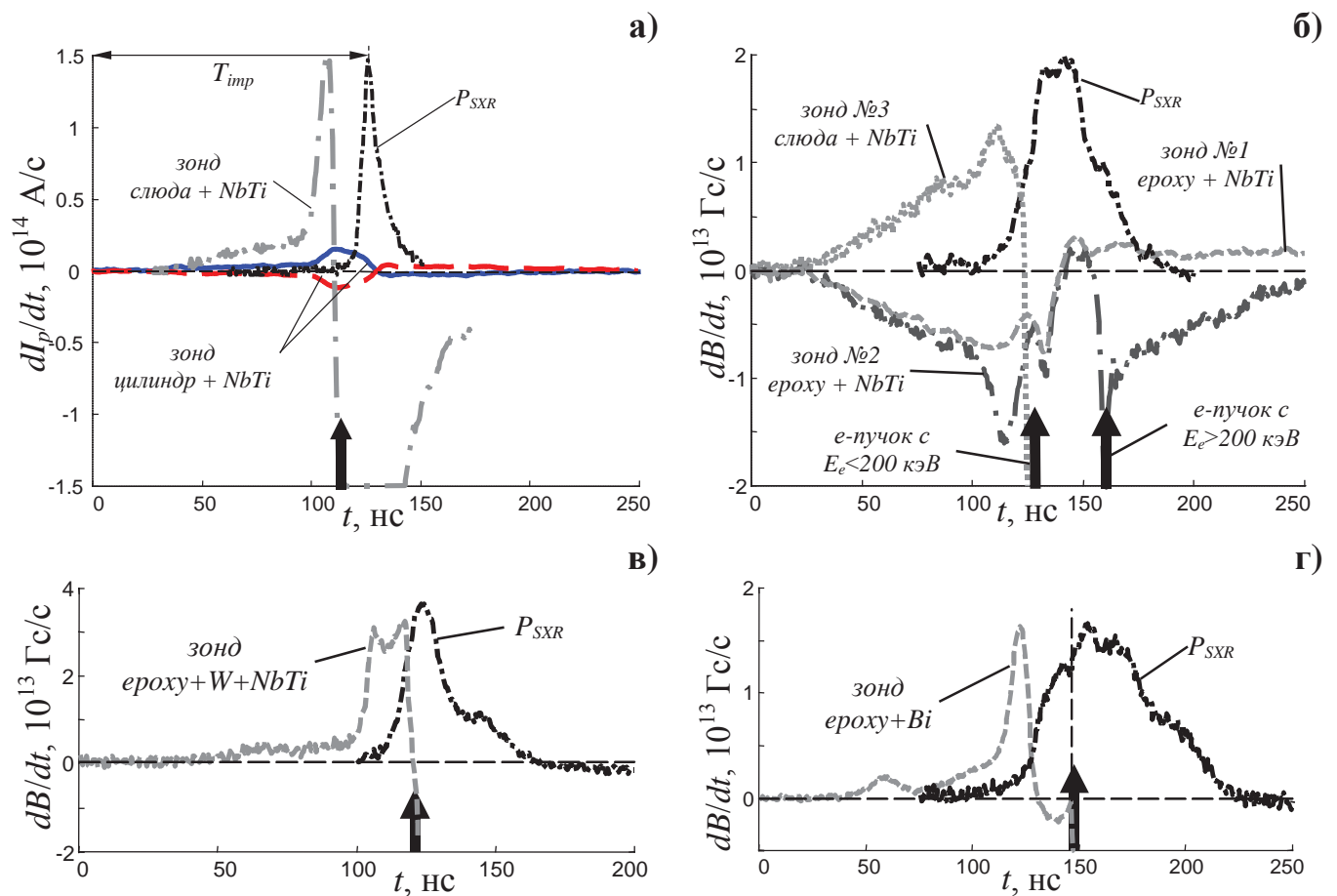


Рис. 29. Результаты регистрации магнитных полей внутри плазмы проволочной сборки на установке Ангара 5-1. Вертикальной стрелкой (\uparrow) отмечен момент времени начала воздействия электронного пучка на зонд. P_{SXR} – импульс мощности МРИ (в отн. ед.), T_{imp} – время имплозии проволочной сборки: а) зонд (цилиндр+NbTi) с цилиндрической медной оболочкой ($\varnothing 3$ мм) с щелью для магнитного поля, закрытой 15-20 мкм фольгой из NbTi; зонд (сланца+NbTi) с плоской оболочкой из слюды, закрытой 15-20 мкм фольгой из NbTi, зонды расположены на радиусе 5 мм; б) зонды №1, №2 с плоской оболочкой из эпоксидной смолы, покрытой 15-20 мкм фольговым NbTi экраном; зонд №3 с плоской оболочкой из слюды, покрытой 15-20 мкм NbTi-фольгой, зонды расположены на радиусе 8.5 мм; в) зонд с плоской оболочкой из эпоксидной смолы с добавкой W-порошка (50% смолы, 50% W), покрытой 15-20 мкм NbTi-фольгой; г) зонд с плоской оболочкой из эпоксидной смолы с напылением Bi толщиной 31 мкм, зонд расположен на радиусе 5 мм.

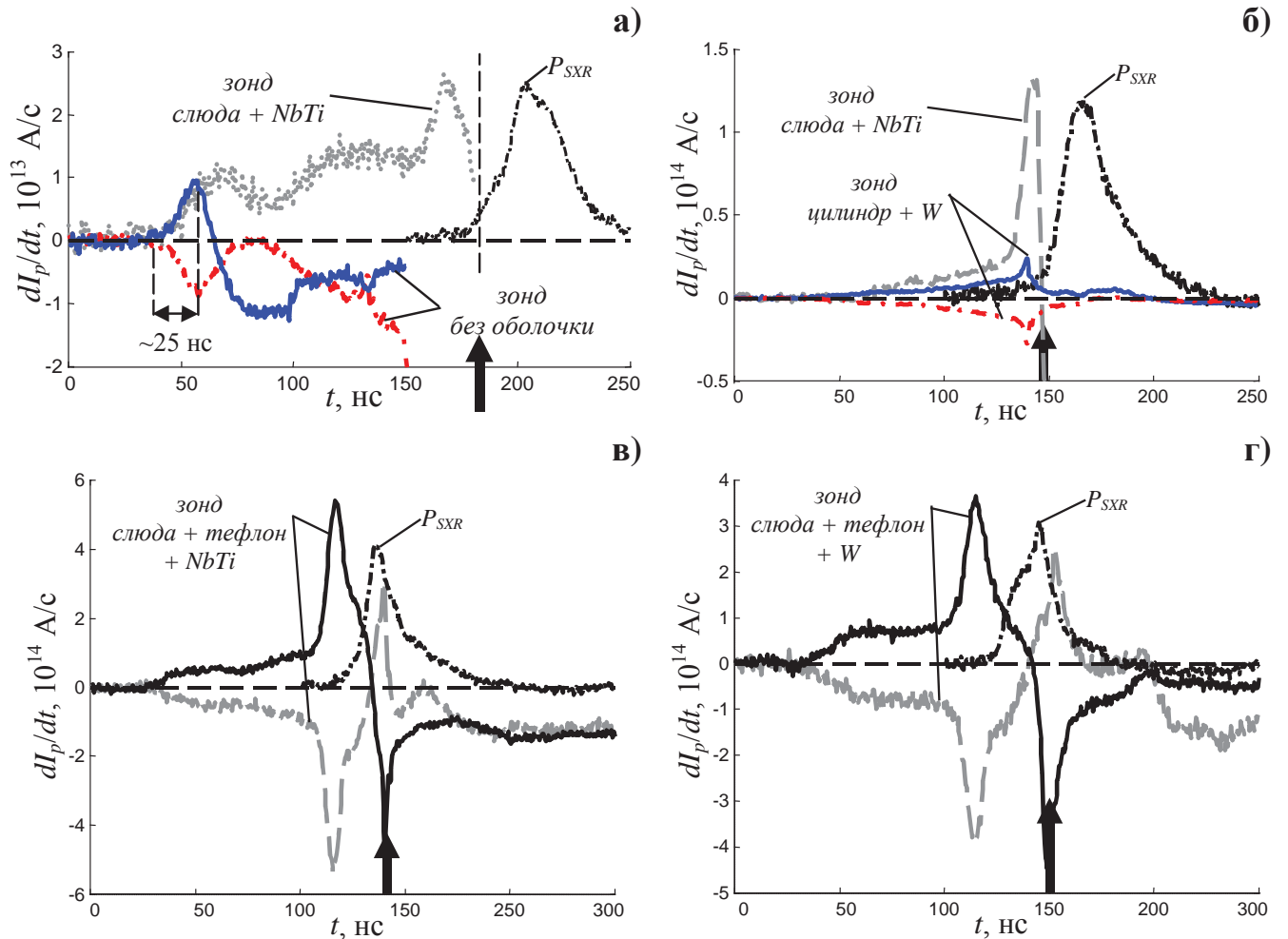


Рис. 30. Результаты регистрации магнитных полей внутри плазмы проволочной сборки на установке Ангара 5-1. Вертикальной стрелкой (\uparrow) отмечен момент времени начала воздействия электронного пучка на зонд. P_{SXR} – импульс мощности МРИ (в отн. ед.): а) зонд с открытыми петлями (без оболочки), зонд (слюда+NbTi) с плоской оболочкой из слюды, закрытой 15-20 мкм фольгой из NbTi, зонды расположены на радиусе 7.5 мм; б) зонд (цилиндр+W) с цилиндрической оболочкой ($\varnothing 1.2$ мм), закрытой 20 мкм фольгой из W; зонд (слюда+NbTi) с плоской оболочкой из слюды, закрытой 15-20 мкм фольгой из NbTi, зонды расположены на радиусе 5 мм; в) зонд (слюда+тефлон+NbTi) с плоской оболочкой из слюды, закрытой 20 мкм тефлоновой пленкой и 15-20 мкм фольгой из NbTi, зонд расположен на радиусе 5 мм; г) зонд (слюда+тефлон+W) с плоской оболочкой из слюды, закрытой 20 мкм тефлоновой пленкой и 20 мкм фольгой из W, зонд расположен на радиусе 5 мм.

1.4.3. ВОЗМУЩЕНИЕ ПЛАЗМЫ ПРИ ОБТЕКАНИИ ОБОЛОЧЕК ЗОНДОВ РАЗЛИЧНОЙ ФОРМЫ

В этом разделе представлены результаты исследований возмущения, вносимого зондом, при обтекании его сжимающейся ТПО в экспериментах на установках типа плазменный фокус. Эксперименты выполнены на двух установках с различным типом разрядной системы: ПФ-3 (филипповского типа) и PF-1000 (мейзеровского типа). В приосевой области разряда на установке PF-1000 посредством лазерной интерферометрии (см. п. 1.3.1 диссертации) оценивалась степень возмущения плазмы ТПО, вносимого зондом с цилиндрической и плоской формами оболочки.

На рис. 31 представлены результаты измерений магнитного поля при сжатии ТПО дейтерия в двух выстрелах на установке PF-1000 цилиндрическим зондом (кривая 4) и зондом с плоской формой оболочки (кривая 2), расположенными в 40 мм от оси установки. Следует отметить, что в этой серии экспериментов при оптимально подобранных начальных условиях повторяемость от выстрела к выстрелу была высокой. Например, полные токи отличались менее чем на 10% (см. кривые 1 и 3). Начальные условия для этих выстрелов были одинаковы, при этом интегральные нейтронные выходы Y_n отличались не более чем в 1.5 раза.

Как следует из рис. 31 (кривые 2 и 4) плоский зонд регистрирует в 1.6 раза больший по амплитуде ток, чем цилиндрический зонд. При этом следует отметить, что профили сигналов подобны. Через 150 нс после максимума сигналы с зондов совпадают в течение 200 нс. Дальнейшее расхождение сигналов происходит после сжатия плазмы и может быть связано с различным сценарием развития шунтирования тока пинча как вблизи оси установки, так и в области изолятора установки для этих выстрелов. По совокупности выстрелов (~20) отношение амплитуд измеренных токов данными зондами составляло около 1.8. Это подтверждают и экспериментальные данные тестирования цилиндрических и плоских зондов, проведенного на установке Ангара-5-1, и представленными выше в п. 1.4.2 диссертационной работы (см. рис. 29а и 30б).

Занижение амплитуды сигнала с цилиндрического зонда происходит за счет большего возмущения, возникающего при обтекании плазмой оболочки зонда, чем при обтекании плоского зонда. Дальнейшее совпадение сигналов, как по амплитуде, так и по форме, свидетельствует о затухании возмущения плазмы, вносимого датчиком. Чем меньше размер зонда или чем меньше его поперечное сечение набегающему потоку плазмы, тем меньше

происходит возмущение плазмы, и оно быстрее затухает со временем. Это также качественно подтверждается результатами лазерной интерферометрии.

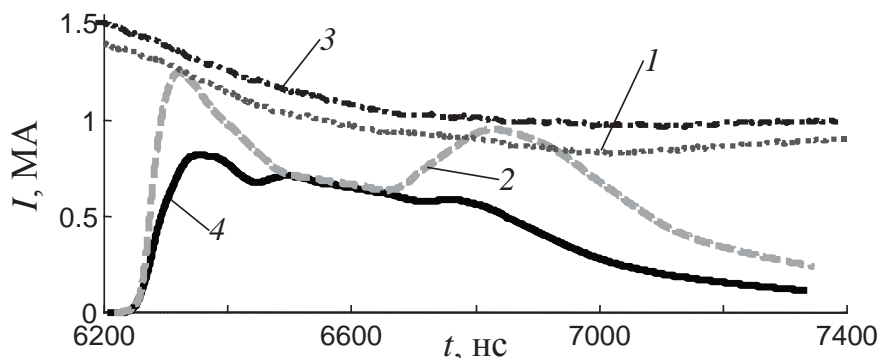


Рис. 31. Сравнение результатов измерений тока в приосевой области установки PF-1000 ($r=40$ мм) магнитными зондами с различной формой оболочки. Газ D_2 , $P_0=1.8$ Торр, $U_0=24$ кВ, $W_0=384$ кДж. 1, 2 – соответственно полный ток и ток, измеренный зондом с плоской оболочкой (слюда + NbTi) в выстреле №9341 ($Y_n=6.9 \times 10^{10}$ нейтронов/импульс); 3, 4 - полный ток и ток, измеренный цилиндрическим зондом (керамическая трубка $\varnothing 2.5$ мм) в выстреле №9340 ($Y_n=9.8 \times 10^{10}$ нейтронов/импульс).

На рис. 32а представлены результаты измерений магнитных полей (токов) магнитооптическими зондами цилиндрической формы (керамическая трубка $\varnothing 2.5$ мм), расположенными на различных радиусах 40 мм и 13 мм. Подробно конструкция данного зонда описана в п. 1.2.5 данной работы (см. рис. 20а). Как уже было показано, токи, измеренные цилиндрическими зондами, оказываются заниженными примерно в 1.6-1.8 раза по сравнению с измерениями при помощи плоского зонда. Однако следует заметить, что измеренный зондами ток в плазме в этом выстреле не только сильно отличается от полного тока (примерно в 2 раза меньше), но и не соответствует полученному в этом выстреле нейтронному выходу $Y_n=3.2 \times 10^{10}$ нейтронов/импульс. Следовательно, проводить измерения зависимости нейтронного выхода от тока, протекающего в плазме пинча, в данном случае некорректно. Скорее всего, это связано с сильными возмущениями плазменного потока оболочкой зонда.

Как видно из интерферограмм рис. 32б, на радиусе 40 мм возмущение плазмы цилиндрическим зондом составляет 2-3 размера зонда. Наблюдается подобие «шлейфа», тянущегося вдоль радиуса от ТПО до зонда (см. увеличенный фрагмент на этом же рисунке). ТПО еще не достигла зонда на радиусе 13 мм, и, соответственно, с него не регистрируется сигнал. Через 60 нс возмущение плазмы, вносимое зондом на радиусе 40 мм, сильно уменьшается (см. рис. 32в) и практически полностью исчезает еще через 60 нс (см. рис. 32г). В это же время начинается обтекание плазмой другого зонда на радиусе 13 мм. К моменту

финального сжатия плазмы на оси установки (см. рис. 32д) возмущение плазмы от зонда на радиусе 13 мм также сильно уменьшается.

На рис. 33-35 представлены данные, полученные в экспериментах с плоским зондом. Зонды с плоской формой оболочки располагались на тех же радиусах 40 и 13 мм, что и цилиндрические зонды. Сразу же следует отметить, что амплитудные значения токов, зарегистрированных плоскими зондами, выше значений токов, зарегистрированных цилиндрическими зондами в схожих условиях эксперимента. Так при одном и том же уровне нейтронного выхода ($Y_n \approx 3 \times 10^{10}$ нейтронов/импульс) амплитуда тока, измеренного плоским зондом (см. рис. 33, кривая 1), в ~ 1.8 раза больше, чем амплитуда тока, измеренного цилиндрическим зондом (см. рис. 32а, кривая 1). При этом на интерферограмме рис. 33 наблюдается в 4-6 раз меньший уровень возмущения плазмы (не более 0.5 размера зонда вдоль радиуса), обтекающей плоский зонд, чем возмущение плазмы цилиндрическим зондом (2-3 размера зонда).

Аналогичная картина наблюдается и для плоского зонда, расположенного вблизи оси установки - на радиусе 13 мм (см. рис. 34 и 35). Возмущение плазмы, вносимое плоским зондом, не только меньше, чем возмущение в случае цилиндрического зонда, но и быстрее затухает. Из интерферограмм рис. 34 в момент времени t_1 видно, что сразу же после прохождения ТПО радиуса 13 мм возмущение плазмы в области плоского зонда практически не наблюдается. В момент t_2 максимального сжатия плазмы вблизи анода в пространстве между зондом и пинчем не наблюдается возмущенной плазмы.

Таким образом, проведенные на установке PF-1000 эксперименты по регистрации магнитного поля в приосевой области установки показали важность правильного выбора формы оболочки зонда – в виде плоской пластинки.

Ранее подобные эксперименты по измерению магнитных полей проводились с аналогичными по конструкции магнитными зондами на установке ПФ-3 (филипповская геометрия электродов) в разрядах на различных рабочих газах - аргоне, неоне и дейтерии. Отличие экспериментов с зондами на установке ПФ-3 от экспериментов на установке PF-1000 заключалось в том, что цилиндрические зонды были расположены на значительном удалении от оси установки. На рис. 36 и 37 приведены результаты измерений магнитных полей на стадии ускорения ТПО от кромки анода до оси установки. Зонды с цилиндрической оболочкой $\varnothing 2.5$ мм были расположены на дальних радиусах 160-460 мм, а зонд с плоской оболочкой вблизи оси – на радиусе 20 мм. Как показал эксперимент, цилиндрические зонды после прохождения ТПО регистрируют ток, равный полному току на данный момент времени, что говорит об отсутствии токовых утечек и эффективном сгребании газа плазменной оболочкой. На данной стадии разряда ТПО имеет «рыхлую» структуру - большой скин-слой толщиной 3-6 см (см. рис. 53 в

§2.2 Главы 2 диссертации) и малую плотность. В этом случае размер цилиндрического зонда оказывается меньше скин-слоя, что обеспечивает меньшее возмущение плазмы при обтекании и корректную регистрацию тока таким зондом. Оценки, проведенные из экспериментальных данных работы [112], показывают, что в приосевой области установки ($r < 20$ мм) скин-слой ТПО составляет уже около 1 см, а значит, размер зонда должен быть, по крайней мере, в несколько раз меньше - 1-3 мм. В этом случае использовался плоский зонд толщиной ~ 0.5 мм и длиной вдоль набегающего потока плазмы ~ 2 мм. Результаты измерений тока (кривая б) таким зондом представлены на рис. 37. Амплитудное значение тока, измеренного плоским зондом на радиусе 20 мм, совпадает со значением тока, измеренного цилиндрическим зондом на радиусе 160 мм в тот же момент времени, и последующее поведение кривых этих токов полностью идентично.

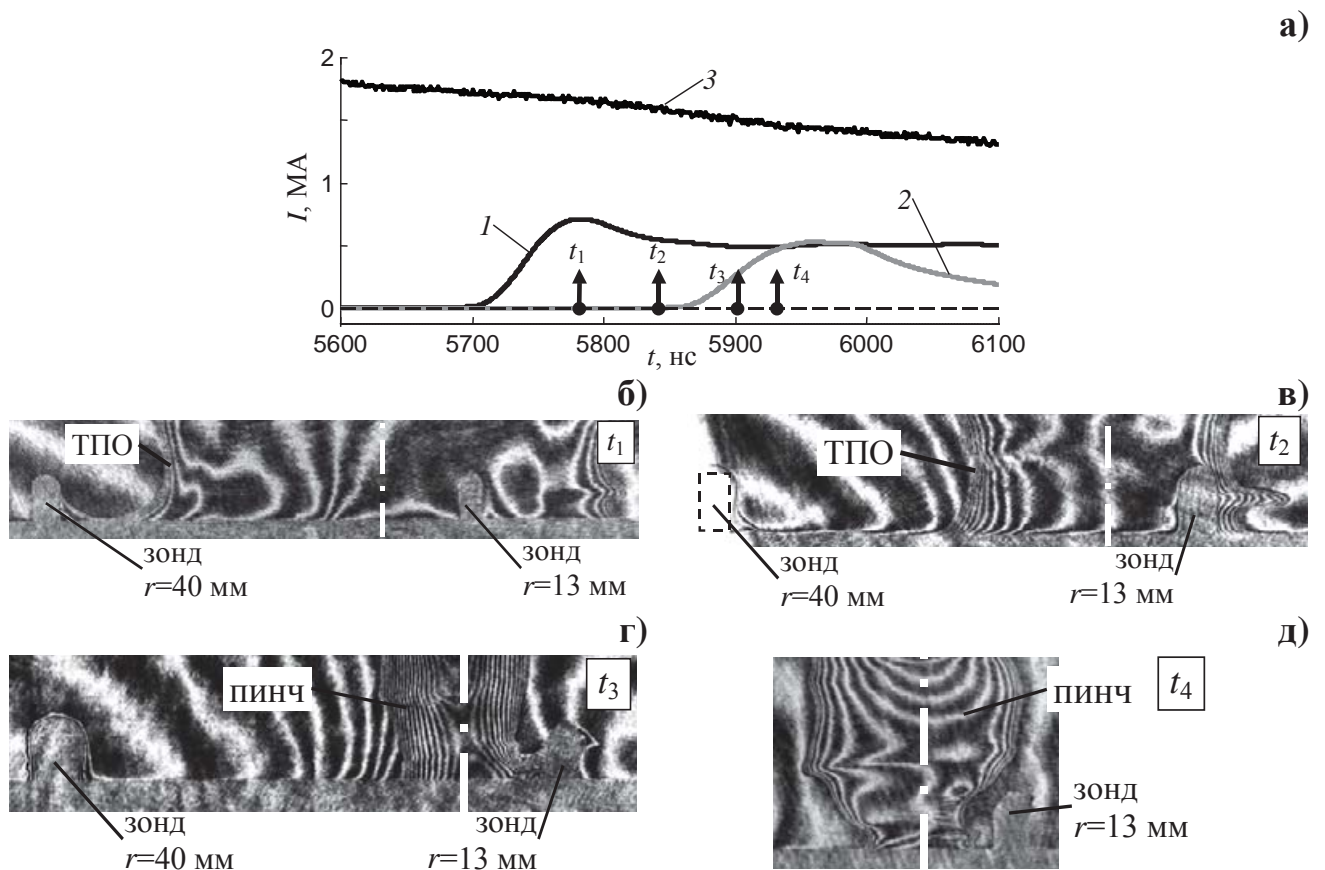


Рис. 32. а) Результаты измерений магнитных полей магнитным зондом на установке PF-1000 с цилиндрической оболочкой $\varnothing 2.5$ мм из керамики (выстрел №9373). Газ D_2 , $P_0=1.2$ Торр, $U_0=24$ кВ, $W_0=384$ кДж, $Y_n=3.2 \times 10^{10}$ нейтронов/импульс. 1, 2 – токи, измеренные зондами, расположенными на радиусах 40 и 13 мм соответственно; 3 – полный разрядный ток; стрелками (\uparrow) обозначены времена кадров t_1-t_4 лазерной интерферометрии, представленных на рис. (б-д); б)-д) интерферограммы ТПО в приосевой области в различные моменты времени: а) на 5781 нс; б) на 5841 нс; в) на 5901 нс; г) на 5931 нс. Обтекание зонда с цилиндрической оболочкой $\varnothing 2.5$ мм из керамики.

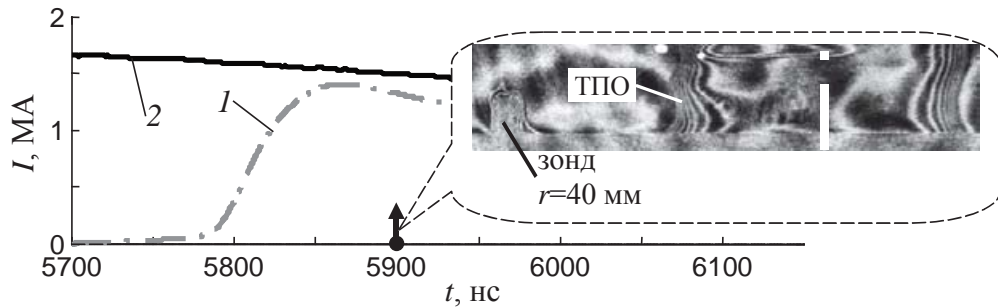


Рис. 33. Результаты измерений магнитных полей магнитным зондом на установке PF-1000 с плоской оболочкой из слюды, закрытой фольгой из NbTi толщиной 15-20 мкм (выстрел №9337). Газ D_2 , $P_0=1.3$ Торр, $U_0=24$ кВ, $W_0=384$ кДж, $Y_n=3.3 \times 10^{10}$ нейтронов/импульс. I – ток, измеренный зондом, расположенным на радиусе 40 мм; 2 – полный разрядный ток; стрелкой (\uparrow) обозначено время (5900 нс) кадра лазерной интерферометрии, представленного на этом же рисунке во врезке.

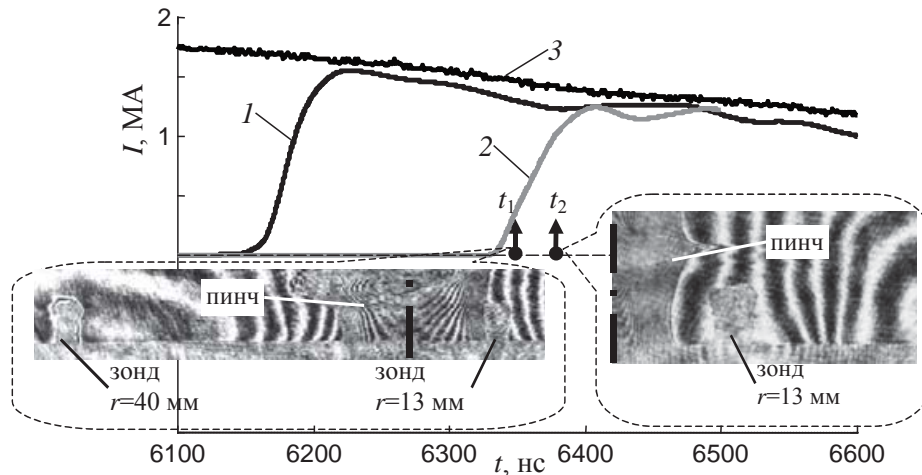


Рис. 34. Результаты измерений магнитных полей на установке PF-1000 магнитным зондом с плоской оболочкой из слюды, закрытой фольгой из NbTi толщиной 15-20 мкм (выстрел №9362). Газ D_2 , $P_0=1.8$ Торр, $U_0=24$ кВ, $W_0=384$ кДж, $Y_n=8.6 \times 10^{10}$ нейтронов/импульс. I , 2 – токи, измеренные зондами, расположенными на радиусах 40 мм и 13 мм соответственно; 3 – полный разрядный ток; стрелками (\uparrow) обозначены времена t_1 (6348 нс) и t_2 (6378 нс) кадров лазерной интерферометрии, представленные на этом же рисунке во врезках. Обтекание зонда с плоской оболочкой из слюды, закрытой фольгой из NbTi толщиной 15-20 мкм.

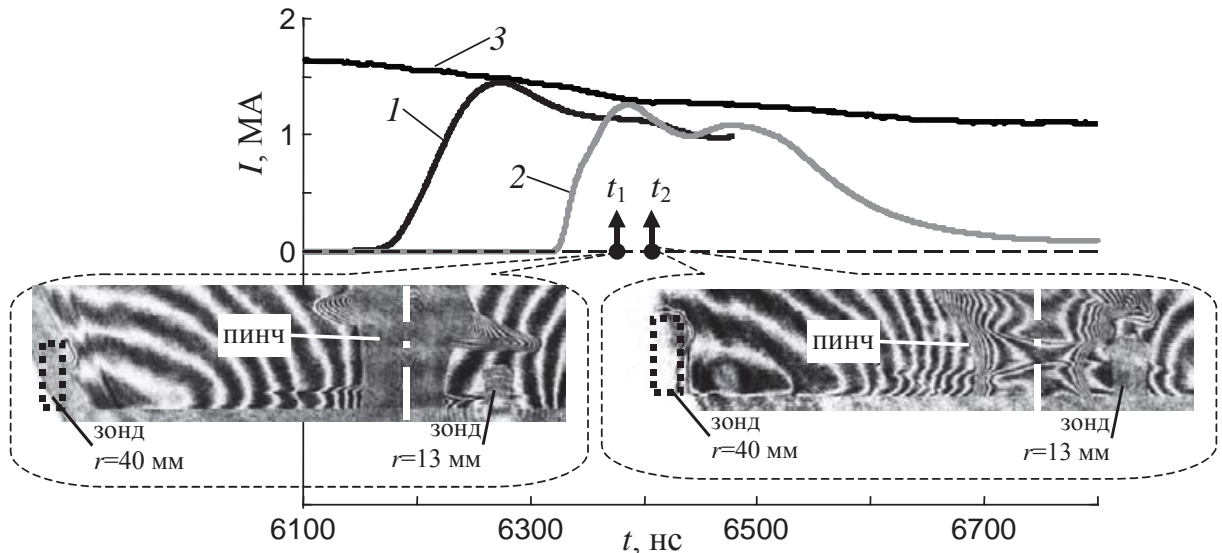


Рис. 35. Результаты измерений магнитных полей на установке PF-1000 магнитным зондом с плоской оболочкой из слюды, закрытой фольгой из NbTi толщиной 15-20 мкм (выстрел №9364). Газ D_2 , $P_0=1.8$ Торр, $U_0=24$ кВ, $W_0=384$ кДж, $Y_n=4.5 \times 10^{10}$ нейтронов/импульс. 1, 2 - токи, измеренные зондами, расположенными на радиусах 40 мм и 13 мм соответственно; 3 - полный разрядный ток; стрелками (\uparrow) обозначены времена t_1 (6377 нс) и t_2 (6407 нс) кадров лазерной интерферометрии, представленные на этом же рисунке во врезках. Обтекание зонда с плоской оболочкой из слюды, закрытой фольгой из NbTi толщиной 15-20 мкм.

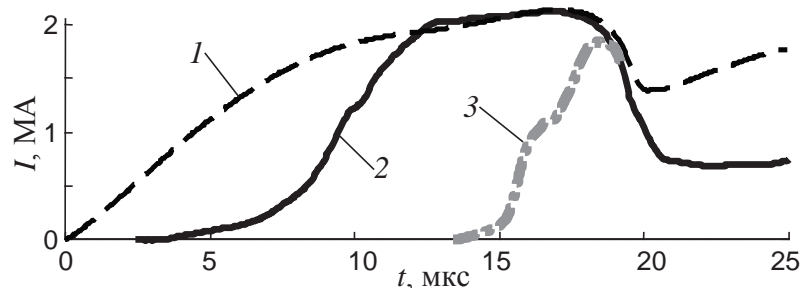


Рис. 36. Результаты измерений магнитных полей на установке ПФ-3 магнитным зондом с цилиндрической оболочкой $\varnothing 2.5$ мм из керамики (выстрел №4103). Газ $D_2+Xe(3\%)$, $P_0=3$ Торр, $U_0=11$ кВ, $W_0=500$ кДж, $Y_n=1.6 \times 10^{10}$ нейтронов/импульс. 1 – полный разрядный ток; 2, 3 – токи, измеренные зондами, расположенными на радиусах 460 и 260 мм соответственно.

Таким образом, эксперименты на установке ПФ-3 показали, что применение зондов цилиндрической формы возможно на ранних стадиях ускорения ТПО, когда скинирование магнитного поля в плазменной оболочке слабо выражено и толщина скин-слоя оказывается больше размера зонда. В приосевой области установки, где с большой скоростью ($V_r \sim 10^7$ см/с) сжимается плазменная оболочка, обязательно применение плоского зонда.

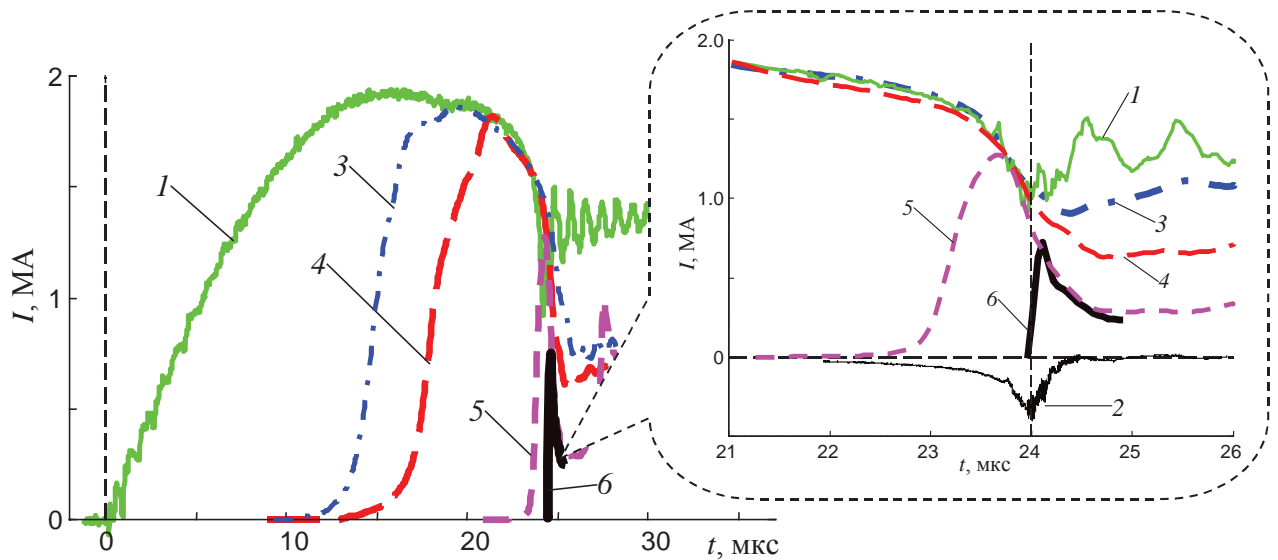


Рис. 37. Результаты измерений магнитных полей на установке ПФ-3 (выстрелы №4027, №4029). Газ Ar, $P_0=1.5$ Торр, $U_0=8$ кВ, $W_0=260$ кДж. 1, 2 – полный разрядный ток и его производная; 3, 4, 5 – токи, измеренные цилиндрическими зондами, расположенными на радиусах соответственно 460, 360 и 160 мм; 6 – ток, измеренный плоским зондом, расположенным на радиусе 20 мм.

1.4.4. ВЫБОР ФОРМЫ И МАТЕРИАЛА ОБОЛОЧКИ ЗОНДА

Трудности прямого детального измерения параметров плазмы при обтекании плазмой магнитного зонда и проблемы интерпретации результатов измерений определяют важную роль численного моделирования. Процессы в многозарядной излучающей плазме многообразны и взаимосвязаны: необходимо учитывать движение вещества в рамках магнитной гидродинамики (МГД), диффузию магнитного поля, теплопроводность, перенос излучения, ионизацию вещества. Также необходимо учитывать замагниченность транспортных коэффициентов. Для численного моделирования обтекания замагниченной плазмой тела в сверхзвуковом и близком к нему режимах в работе [95] использовалась двумерная МГД программа, разработанная в РФЯЦ ВНИИТФ и доработанная для расчета задач обтекания тел различной формы (цилиндрической и эллиптической) в магнитном поле (проведение расчетов И.В. Глазырин и А.В. Карпеев).

Параметры набегающей на зонд плазмы, близкие к реализуемым на установке Ангара-5-1, менялись в диапазоне: плотность электронов от $5 \cdot 10^{17}$ до $1 \cdot 10^{19}$ см⁻³, скорость плазмы от $1 \cdot 10^6$ до $5 \cdot 10^7$ см/с, магнитное поле от 0 до 100 кГс, температура от 1 до 30 эВ, проводимость предполагалась спитцеровской. Было проведено сравнение зондов цилиндрической и эллиптической форм. Последняя форма оболочки зонда была выбрана, как наиболее

приближенная к форме пластинки плоского зонда, применявшегося в наших экспериментах. Расчеты позволили оценить уровень вносимого зондом возмущения плазмы. Возмущение магнитного поля определялось, как отношение полей в точке наблюдения к невозмущенному магнитному полю - $B_{\phi}/B_{\phi}^{\infty}$. Как показали расчеты (см. рис. 38), возмущение магнитного поля в плазме в лобовой точке оболочки зонда в случае ее цилиндрической формы достигало ~60%. В области измерительных петель, расположенных внутри цилиндрического экрана, магнитное поле оказывалось вообще меньше невозмущенного уровня магнитного поля примерно в 1.3-1.4 раза. Возмущение плазмы при стационарном течении плазмы простиралось на 3-4 размера цилиндрического зонда. Этот результат качественно подтверждает экспериментальные результаты обтекания цилиндрического зонда на установках Ангара-5-1 и PF-1000. Наоборот, в случае эллиптической формы оболочки зонда, возмущение магнитного поля в плазме в лобовой точке было мало – около 7%, а в области измерительных петель еще меньше – примерно 3-5%. Пространственная протяженность возмущения плазмы позади зонда оказалась тоже мала и составила не более одного размера зонда вдоль направления движения плазмы.

Так как зонд непосредственно контактирует с сильно излучающей плазмой, происходит испарение материала оболочки зонда под воздействием рентгеновского излучения. Интенсивное испарение вещества оболочки зонда может вызвать сильное радиационное охлаждение диагностируемой плазмы. В проведенных расчетах стационарного сверхзвукового обтекания зонда плазмой учитывалось испарение вещества оболочки зонда. Было показано, что при облучении в течение 100 нс NbTi-фольги вольфрамовой плазмой с концентрацией ионов $\sim 10^{18}$ частиц/см³, температурой 25 эВ и начальной степенью ионизации 5 происходит испарение вещества оболочки зонда на толщине не более 1 мкм (см. рис. 39).

Для оценки толщины оболочки из других веществ (Cu, Nb, Ti), аблированной под воздействием импульса мягкого рентгеновского излучения, в работе [104] решалось уравнение теплопроводности. Сублимированным считался тот слой вещества оболочки зонда, где энергия на одну частицу была больше энергии сублимации данного вещества. Толщина аблированной оболочки составила 1.9, 1.2 и 1.1 мкм для Cu, Nb, Ti и сплава NbTi соответственно. Число сублимированных частиц было $4 \cdot 10^{18}$ (для Cu), $1.6 \cdot 10^{18}$ (для Nb), $1.5 \cdot 10^{18}$ (для Ti) и $1.0 \cdot 10^{18}$ (для NbTi). Видно, что меньше всего было аблированных частиц в случае применения оболочки зонда из фольги NbTi. Тем самым возможно уменьшить загрязнение исследуемой плазмы примесями.

Эллиптическая форма оболочки зонда

Цилиндрическая форма оболочки зонда

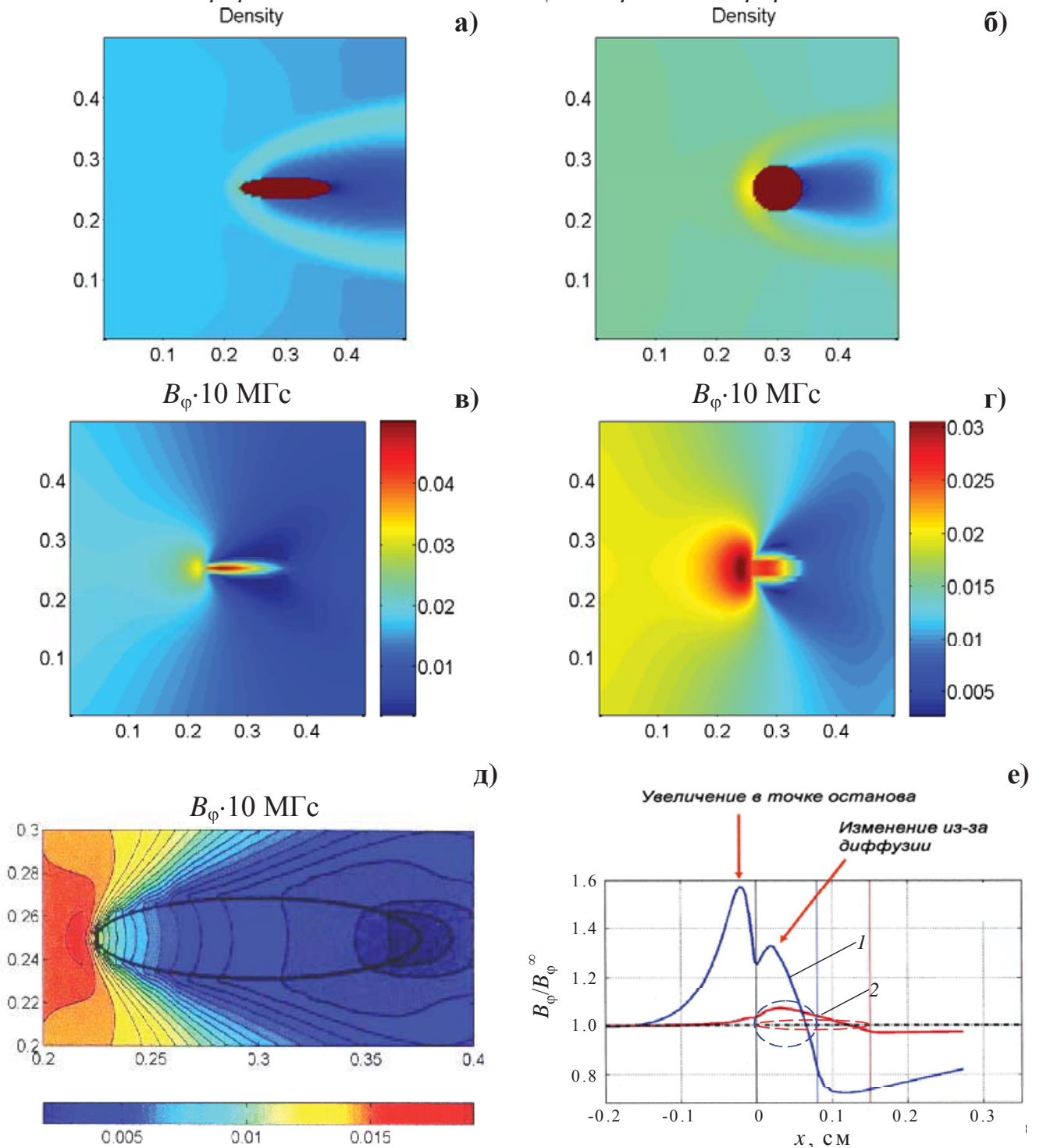


Рис. 38. Результаты численных расчетов сверхзвукового обтекания замагниченной плазмой зонда с различной формой оболочки (эллиптической-плоской и цилиндрической). Двумерные распределения: а)-г) плотности плазмы и B_ϕ -поля; д) B_ϕ -поля и его силовых линий для случая плоской формы оболочки зонда; е) возмущение азимутального магнитного поля (B_ϕ / B_ϕ^∞ , вносимое зондом цилиндрической формы (кривая 1) и эллиптической формы (кривая 2).

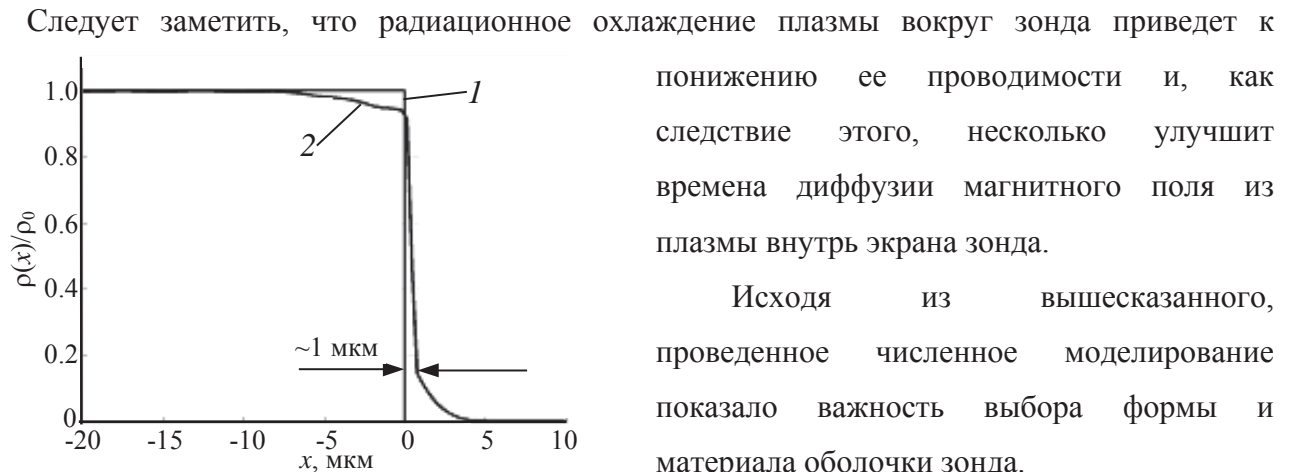


Рис. 39. Результаты численного моделирования испарения края (границы) NbTi-оболочки зонда под воздействием РИ плазмы, обтекающей зонд. Расчетное распределение плотности оболочки зонда $\rho(x)$, отнесенное к начальной плотности материала оболочки ρ_0 : 1 - начальное распределение; 2 - после воздействия излучения.

Проведенная экспериментальная проверка работоспособности магнитозондовой методики измерений магнитных полей в плазме с большим энерговыделением, получаемой на

сильноточных установках, позволяет сделать следующие выводы:

1. Сконструированы и испытаны на установке Ангара-5-1 магнитные зонды со структурированными оболочками, защищающими от воздействия электронного пучка с энергией до 200 кэВ. Это позволило продлить время регистрации магнитного поля на стадии финального сжатия плазмы и выхода мягкого рентгеновского излучения;

2. На установке Ангара-5-1 продемонстрирована возможность применения безоболочечного зонда (открытые петли, помещенные в плазму) в течение 20-25 нс на стадии плазмообразования в проволочных сборках;

3. Применение цилиндрического зонда с размерами бóльшими, чем скин-слой магнитного поля в плазме при исследованиях ТПО вблизи оси на установках типа плазменный фокус, вносит заметные возмущения в плазму и искажает регистрируемые сигналы. Для условий эксперимента на установке PF-1000 происходит занижение амплитуды сигналов, регистрируемых цилиндрическим зондом $\varnothing 2.5$ мм, примерно в 1.6-1.8 раза. Напротив, применение магнитного зонда с плоской формой оболочки (поперечное сечение набегающему потоку плазмы — ~ 0.5 мм, протяженность вдоль радиуса сборки — 1.5-2 мм) вносит минимальные возмущения в плазму и не искажает показания зонда;

4. Применение цилиндрического зонда с теми же размерами для условий эксперимента на установке Ангара-5-1 показало еще большее искажение сигнала зонда как по амплитуде (уменьшение в 12 раз), так и по фронту нарастания сигнала по сравнению с плоским зондом. Простое уменьшение диаметра цилиндрической оболочки с 3 до 1.5 мм дает небольшое

улучшение ситуации: занижение амплитуды регистрируемого сигнала уменьшается с 12 до 2-6 раз на разных стадиях сжатия плазмы;

5. Эксперименты на установке ПФ-3 продемонстрировали применимость больших цилиндрических зондов $\varnothing 2.5$ мм для исследования ТПО на стадии ее формирования и ускорения на дальних расстояниях от оси установки от 160 до 460 мм. В этом случае размер зонда оказывается меньше скин-слоя магнитного поля в «рыхлой» и еще формирующейся структуре ТПО (ударная волна - магнитный поршень). Оценка скин-слоя магнитного поля в плазме на этой стадии разряда лежит в диапазоне от 3 до 6 см в зависимости от расстояния до оси установки. Зонд с плоской оболочкой успешно применен на финальной стадии формирования плазменного фокуса в приосевой области установки в 1-2 см от оси;

6. Универсальность конструкции магнитных зондов позволяет применять их для исследований плазмы на сильноточных электрофизических установках различного типа (напр. плазменный фокус).

ГЛАВА 2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ПЛАЗМООБРАЗОВАНИЯ РАЗЛИЧНЫХ ВЕЩЕСТВ

В данной главе представлены результаты экспериментов по исследованию явления затянутого плазмообразования в одиночных проволочных и волоконных сборках, изготовленных из различных веществ (капрон, Al, нерж. сталь, Cu, Mo и W) или пластиковых волокон металлизированных напылением различных металлов (Al, In, Sn, Bi). Получены количественные значения интенсивности плазмообразования $\dot{m}(t)$ [в мкг/(см²·нс)] указанных веществ для экспериментальных условий установки Ангара-5-1. Проведено количественное сравнение интенсивности плазмообразования вольфрамовых проволок при токовой имплозии многопроволочныхборок в вакуумных условиях установки Ангара-5-1 и в условиях плазмодиффузионного разряда установки ПФ-3. В экспериментах с цилиндрическими и коническими проволочными сборками проверена функциональная зависимость интенсивности плазмообразования проволок от тока разряда и от геометрических размеров (начального радиуса R_0) сборки, в виде $\dot{m}(t) \propto (I(t) / R_0)^2$.

Как уже отмечалось, одной из особенностей динамики плазмы в многопроволочных сборках является процесс затянутого плазмообразования [33, 37, 45, 46, 108,]. Уже в первых экспериментальных и теоретических работах по сжатию проволочныхборок [2-4, 154] было показано, что до прихода основной массы плазмы проволок на ось сборки там появляется плазма, несущая часть разрядного тока (т.н. «плазменный предвестник»). Позже экспериментально было измерено, что по нему протекает примерно до 15% полного тока лайнера [151, 155-157]. В экспериментах на установках Ангара-5-1 и MAGPIE установлено, что 70-80 % всего времени имплозии проволочной сборки около 90% массы содержится в остовах проволок и в плазменных струях вблизи них, которые находятся в области своего начального расположения – на начальном радиусе сборки [158, 159], и лишь небольшая часть вещества, менее 1-2%, снесена в область оси [160]. Имплозия проволочной сборки носит характер постепенного «перетекания» вещества взорванных проволок на ось с образованием Z-пинча.

Известно, что явление затянутого плазмообразования является следствием «холодного старта» [42, 43], когда плазма приготавливается самим генератором электрической мощности в результате электрического пробоя изначально неионизированного плазмообразующего вещества в лайнере, например, проволок [161, 162]. Под плазмообразованием понимается не просто процесс ионизации, а процесс формирования плазмы с достаточно высокой проводимостью. Последовательные стадии этого процесса после старта тока через проволоки включают: вклад электромагнитной энергии в вещество проволок, который сопровождается омическим нагревом вещества и увеличением сопротивления проволок, переходом его в паро-капельное состояние

(электрический взрыв проволок); высоковольтный пробой вещества взорванных проволок под действием проложенного к ним импульса напряжения генератора тока с образованием каналов пробоя и, в итоге, формирование гетерогенной структуры «остов-корона» [44, 161, 163] с относительно горячей малоплотной плазменной короной ($T_e \sim 10-20$ эВ, $n_e \sim 10^{17}-10^{18}$ см⁻³) вокруг холодных плотных остовов проволок (T_e менее 1 эВ, $n_e \sim 10^{20}-10^{21}$ см⁻³). Поток энергии из плазменной короны за счет потока тепла и излучения на поверхность остовов проволок образует новые порции плазмы. По мере ионизации вещества остовов проволок магнитное поле вмораживается [151, 155] во вновь образующуюся горячую плазму короны, по которой протекает почти весь разрядный ток. Под действием пондеромоторной силы $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ такая плазма с частью разрядного тока со скоростью V_r сносится к оси, постепенно заполняя все внутреннее пространство проволочной сборки. Так как размеры холодных остовов проволок меньше скин-слоя, то они на протяжении практически всего времени плазмообразования остаются на своих местах. При этом внешняя граница плазмы лайнера остается неподвижной до тех пор, пока не закончится плазмообразование с остовов проволок.

Таким образом, вещество проволок преобразуется в плазму не мгновенно, а поставляется в разряд относительно медленно, в течение примерно 70-80% времени имплозии проволочной сборки. При этом формируется непрерывный поток плазмы с остовов взорванных проволок в сторону оси согласно выражению $\dot{m} V_r \propto (I/R_0)^2$, «пропитанный» вмороженным магнитным полем. Возникает радиальное распределение плазмы (токового слоя) с толщиной, заметно большей толщины скин-слоя для характерных времен сжатия лайнера. При этом ускорение такой плазмы к оси системы обеспечивается не действием магнитного поршня на внешнюю границу плазмы, что приводило бы к сильным неустойчивостям, а объемной силой Ампера, действующей по всей толщине плазмы. Следует заметить, что такой замагниченный плазменный поток толщиной больше скин-слоя оказывается менее подвержен разрушительному действию Релей-Тейлоровской неустойчивости, чем, например, слой плазмы при сжатии тонких оболочек. При этом скорость образования низкоплотной плазмы из высокоплотной \dot{m} оказывается важной величиной, характеризующей процесс затянутого во времени производства плазмы и определяющей распределение вещества и магнитного поля при сжатии проволочной сборки. В свою очередь, распределения магнитного поля и вещества внутри проволочной сборки должны существенным образом определять характер ее сжатия, длительность и мощность генерируемого импульса рентгеновского излучения, которое генерируется в процессе ударно волнового нагрева плазмы при столкновении сжимающегося плазменного слоя на оси лайнера. Очевидно, что существует оптимум по толщине такого плазменного слоя, при котором сжатие плазмы будет компактно и устойчиво, и возможна

генерация мощного импульса МРИ [48]. Поэтому важно учитывать при моделировании сжатия таких плазменных нагрузок явление затянутого плазмообразования.

В настоящее время существует несколько простых моделей имплозии проволочной сборки, учитывающих явление затянутого плазмообразования. Одна из них - модель гетерогенного лайнера с затянутым производством плазмы, развиваемая коллективом установки Ангара-5-1 [37, 45, 46], другая – “*rocket ablation model*”, развиваемая на установке MAGPIE [33]. В отличие от первой модели, в «ракетной» модели считается, что плазма с проволок сносится без тока к оси сборки с постоянной скоростью абляции (т.н. «*ablation velocity*») – V_{abl} . Скорость абляции по совокупности экспериментов, проведенных на установке MAGPIE, составляет величину приближенно равную $(1.0-1.5) \cdot 10^7$ см/с. Скорость производства плазмы dm/dt (в кг/с) согласно этой модели определяется следующим выражением

$$\frac{dm}{dt} = - \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{1}{V_{abl}} \frac{I^2(t)}{R_0}, \quad (14)$$

где m – погонная масса плазмы, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м, $I(t)$ - полный ток по проволокам, R_0 - начальный радиус сборки. Фактически уравнение (14) заменяет 0-мерное уравнение движения тонкой оболочки в классической модели Леонтовича-Осовца [164]. В данном случае уравнение (14) описывает поток вещества внутрь лайнера с неподвижной стенки, расположенной на его начальном радиусе R_0 .

По другой модели - модели гетерогенного лайнера интенсивность плазмообразования [в мкг/(см²·нс)], необходимая для поддержания стационарного радиального истечения плазмы из области плазмообразования с неподвижной внешней границей, выражается следующим образом:

$$\dot{m}(t) = K_m \left(\frac{I(t)}{R_0} \right)^\mu \frac{d^\alpha}{\Delta^\beta}, \quad (15)$$

где $I(t)$ – полный ток через проволочную сборку (в МА), R_0 – начальный радиус сборки (в см), K_m – коэффициент, зависящий от вещества проволок или металлизированных волокон, $\mu \approx 1.8-2.0$ [105], $\alpha, \beta = 0.1-0.4$ зависят от соотношения между тепловыми и диффузионными параметрами плазменной короны вокруг проволок (или волокон), с одной стороны, и геометрическими параметрами сборки: межпроволочным расстоянием (Δ) и диаметром холодных продуктов начального взрыва проволок или волокон (d). Следует заметить, что эксперименты с вольфрамовыми коническими проволочными сборками [165] подтвердили сильную зависимость $\dot{m}(t)$ от радиуса проволочной сборки в виде $\propto 1/R_0^{1.8+2.0}$. Более подробно о результатах экспериментов с коническими сборками пойдет речь в §2.3 данной главы.

Зависимость $\dot{m}(t)$ от других параметров геометрии проволочной сборки, например, от межпроволочного зазора (при количестве проволок в сборке $N > 8$), оказалась пренебрежимо мала по сравнению с зависимостью от начального радиуса сборки R_0 .

Интересно, в плане понимания динамики сжатия плазмы лайнеров, получить выражение для скорости V_{abl} в выражении (14) аналогично тому, как это было сделано в работе [48], в предположении, что обе представленные выше модели плазмообразования предсказывают одинаковую величину dm/dt . Приравнявая правые части выражений (14) и (15) с учетом размерностей входящих в них величин и пренебрегая дискретной двумерной структурой проволочной сборки ($d^\alpha/\Delta^\beta \rightarrow 1$), получим следующее выражение для скорости V_{abl} , слабо зависящее от тока и радиуса проволочной сборки в предположении $\mu \approx 1.8$

$$V_{abl[\text{cm/c}]} \approx 7.95 \times 10^6 \left(\frac{I(t)_{[MA]}}{R_{0[\text{cm}]}} \right)^{0.2}. \quad (16)$$

Следует заметить, что на установке Ангара-5-1 в работе [108] экспериментально было определено, что скорость проникновения плазмы с магнитным полем внутрь проволочной сборки на стадии плазмообразования слабо изменяется во времени от $\sim 10^7$ см/с до 1.5×10^7 см/с. Это хорошо согласуется с выражением (16). Более подробно сравнение полученных значений скорости плазмы будет проведено в п. 3.1.3 Главы 3 диссертации.

Из экспериментально накопленного опыта известно, что во время имплозии проволочных

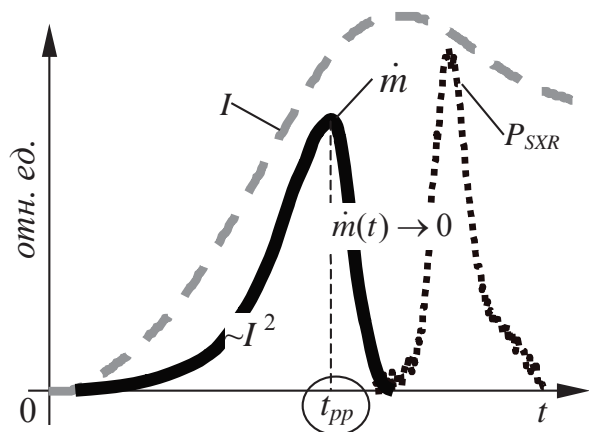


Рис. 40. Временные зависимости полного тока $I(t)$, интенсивности плазмообразования $\dot{m}(t)$ и мощности МРИ P_{SXR} .

сборок к моменту начала финального сжатия плазмы - t_{pp} (когда $\dot{m}(t) \rightarrow 0$, см. рис. 40), регистрируемому, например, на оптических радиальных развертках (см. напр. рис. 41а) в виде начала движения внешней границы лайнера, почти вся начальная масса M_0 (мкг/см) вещества сборки (не менее 70-80 %) успевает перейти в плазму [48, 155, 166, 167]. Исходя из вышесказанного, можно записать равенство, которое соответствует тому факту, что к моменту времени t_{pp}^{calc} от начала протекания

разрядного тока по проволочной или волоконной сборке не менее 70-80 % ее линейной массы M_0 превращается в плазму

$$2\pi R_0 \int_0^{t_{pp}^{calc}} \dot{m}(t) dt \approx (0.7 \div 0.8) M_0. \quad (17)$$

Решая равенство (17) методом подбора коэффициента K_m в выражении (15), можно получить оценку времени t_{pp}^{calc} (см. рис. 41б) и сравнить его с экспериментально измеренным временем плазмообразования t_{pp} . Для большей точности определения момента старта тока по проволочной (или волоконной) сборке использовалась кривая производной полного разрядного тока dI/dt . Из данных оптической щелевой развертки следует, что момент начала сжатия светящейся границы плазмы, который соответствует исчезновению свечения вещества и истощению вещества остовов проволок (или волокон) в исходном положении сборки – вблизи ее начального радиуса R_0 . По измерению промежутка времени от старта тока до этого момента (см. рис. 41а) было оценено время t_{pp}^{opt} , которое требуется для полного истощения вещества остовов проволок (или волокон) вблизи R_0 .

В некоторых случаях, когда данные радиальной оптической развертки были не доступны, использовались другие диагностические методы, в частности, определение момента времени t_{pp} осуществлялось по сигналам магнитных зондов и/или по рентгеновским кадровым изображениям, полученных в момент возникновения неустойчивостей на внешней границе плазмы сборки. В дополнение к этому использовались данные об изменении индуктивности на финальной стадии имплозии сборки, полученные из электротехнических измерений тока и напряжения (см. рис. 41а, момент t_{pp}^{elec}), когда нарушается пропорциональность между кривыми напряжения и производной полного тока, т.е. $U(t) \neq L \cdot dI/dt$.

Сравнение времен t_{pp}^{calc} и t_{pp} для проволочных (или металлизированных волоконных)борок различных начальных радиусов и линейной массы, но изготовленных из одного и того же вещества (вещества металлизации), показывает, с какой точностью определяется коэффициент K_m в выражении (15) и каково его значение для выбранного вещества проволок или металлизации волокон при прочих равных условиях (амплитуда разрядного тока, начальный радиус сборки и т.п.). Хорошее совпадение расчетного t_{pp}^{calc} и измеренного t_{pp} значений времени, требующегося для плазмообразования вещества сборки, будет свидетельствовать о том, что физические предположения модели согласно выражениям (15) и (17) достоверно описывают имплозиюборок.

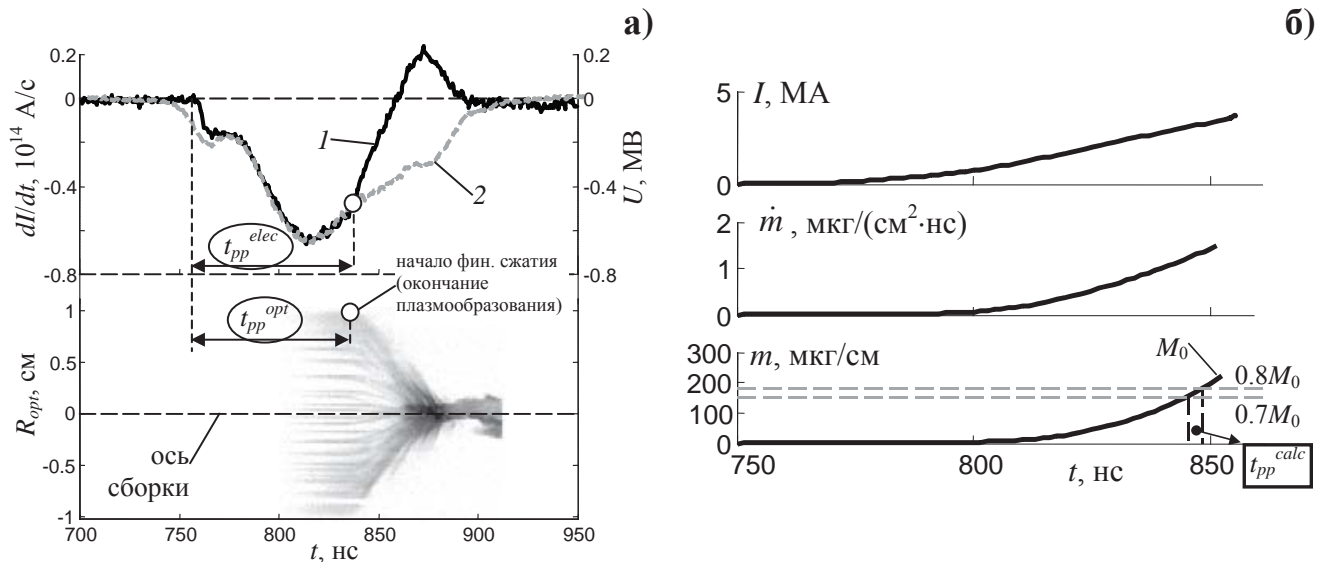


Рис. 41. Определение интенсивности плазмообразования проволочных или волоконных сборки, изготовленных из различных веществ: а) метод определения времени окончания плазмообразования t_{pp}^{elec} по электротехническим измерениям производной тока dI/dt и напряжения $U(t)$ и по оптической развертке радиального сжатия плазмы t_{pp}^{opt} ; б) временные зависимости: I - полного разрядного тока [в МА] (из эксперимента); \dot{m} , m - интенсивности плазмообразования [в мкг/(см²·нс)] и линейной массы плазмы проволок (или волокон) [в мкг/см] соответственно, рассчитанных по выражениям (15) и (17) с учетом подбора коэффициента K_m .

Следует отметить, что данный метод определения значения коэффициента K_m из уравнения (17) несколько отличен от метода его определения по данным магнитных измерений, выполненным в работах [45, 168], но дает качественно похожие результаты.

Однако, следует заметить, что ни одна из упомянутых выше моделей затянутого плазмообразования не объясняет поведение временной зависимости $\dot{m}(t)$ на заключительной стадии плазмообразования, когда оставшихся масса остовов проволок в области плазмообразования стремится к нулю и ток уходит из этой области, т.е. $\dot{m}(t) \rightarrow 0$ (см. рис. 40). Действительно, как следует из выражений (14) и (15), $\dot{m}(t)$ является монотонно возрастающей при возрастании разрядного тока. На основе экспериментальных данных в работе [155] было показано, что начиная с некоторого момента времени t_{pp} , как условно показано на рис. 40 (см. кривую $\dot{m}(t)$), интенсивность плазмообразования уменьшается при возрастающем разрядном токе $I(t)$. Модельный закон уменьшения $\dot{m}(t)$ в моменты времени, близкие к t_{pp} исследовался в работах [37, 45, 93]. Характер обращения $\dot{m}(t)$ в ноль определяет распределение отставшей

плазмы с током вне Z-пинча, образованного на оси сборки, и тем самым может влиять на устойчивость и компактность сжатого состояния плазмы.

По завершении процесса плазмообразования, когда заканчивается вещество в остовах проволок, происходит финальное сжатие плазмы к оси. Неодновременность по пространству и по времени окончания плазмообразования (локальное окончание плазмообразования на остовах проволок [169]) приводит к прорыву магнитного потока сквозь освобожденные от источников плазмы участки остовов проволок и образованию в процессе финального сжатия отстающей массы.

Ниже, представлены экспериментальные данные о времени t_{pp} плазмообразования в цилиндрических многопроволочных (или волоконных) сборках, изготовленных из различных веществ, и получены значения коэффициента K_m , входящего в выражение (15) для $\dot{m}(t)$.

§2.1. ЦИЛИНДРИЧЕСКИЕ ПРОВОЛОЧНЫЕ И МЕТАЛЛИЗИРОВАННЫЕ НАПЫЛЕНИЕМ РАЗЛИЧНЫХ ВЕЩЕСТВ ВОЛОКОННЫЕ СБОРКИ

Экспериментальные исследования [45, 168] плазмообразования для вольфрамовыхборок показали, что до начала исчерпания вещества проволок интенсивность плазмообразования хорошо описывается приведенной выше формулой (15) при значении коэффициента $K_m^W = (0.125-0.18)$ мкг/(нс·МА²) и $\mu \approx 1.8-2.0$. Следует заметить, что данный коэффициент для Al-проволок составляет примерно ту же величину $K_m^{Al} \approx 0.2$ мкг/(нс·МА²) [105, 155], которая была уточнена в работе [170] до $K_m^{Al} = (0.13-0.14)$ мкг/(нс·МА²).

2.1.1. ПЛАЗМООБРАЗОВАНИЕ В ВОЛОКОННЫХ И СМЕШАННЫХ ПО СОСТАВУ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ СБОРКАХ

Вначале рассмотрим результаты экспериментов на установке Ангара-5-1 по сжатию плазмы вольфрамовых и волоконных цилиндрическихборок, в том числе смешанного состава – капрон-вольфрам или капрон-алюминий. Проведем количественное сравнение величин интенсивности плазмообразования волоконныхборок из капрона ($[-HN(CH_2)_5CO-]_n$), лавсана ($[C_{14}H_{18}O_9]_n$) и вольфрамовых проволочныхборок.

Подобные эксперименты имеют большое значение для понимания физики имплозии лайнеров из смеси веществ, т.к., например, капроновые волоконные сборки не обладают начальной проводимостью в отличие от металлических проволочныхборок, а динамика имплозии, формирование спектра и профиля мощности импульса МРИ на основе лайнеров из

смеси веществ были изучены в недостаточной степени по сравнению с многопроволочными лайнерами и требовали дополнительного исследования.

В данной серии экспериментов изучались как одиночные волоконные сборки, состоящие из капроновых волокон диаметром 25 мкм (см. рис. 42а), так и одиночные сборки смешанного состава, состоящие из симметрично чередующихся по азимутальному углу на поверхности цилиндра капроновых волокон и проволок вольфрама диаметром 6 мкм (см. рис. 42б) или проволок алюминия диаметром 15 мкм. Основные параметры сборок представлены в табл. 1.

Следует отметить, что линейная масса 25 мкм капронового волокна равнялась линейной массе 6 мкм вольфрамовой проволоки или 15 мкм Al-проволоки и составляла 5.5 мкг/см. Имеющийся в наличии набор проволок и волокон позволял сравнивать проволочные и волоконные сборки одинаковой массы с одинаковым количеством проволок (волокон) и конструировать сборки смешанного состава (W+капрон, Al+капрон) с различным содержанием компонентов смеси при фиксированной полной линейной массе и количестве проволок и волокон в смешанной сборке ($m_l=220$ мкг/см и $N=40$ соответственно).

Табл. 1. Параметры нагрузок.

волоконные сборки
40 капроновых волокон, диаметром 25 мкм, линейной массы 220 мкг/см, диаметры сборок 6, 12 и 20 мм. Высота сборок - 15 мм.
60 лавсановых волокон, диаметром 20 мкм, линейной массы 264 мкг/см, диаметр сборки 20 мм. Высота сборки - 16 мм.
смешанные по составу капрон-вольфрамовые сборки
(2÷38) капр. волокон, диаметром 25 мкм + (38÷2) вольфрамовых проволок диаметром 6 мкм, линейной массы 220 мкг/см, диаметр сборок 20 мм. Общее количество волокон и проволок – 40. Высота сборок - 15 мм.

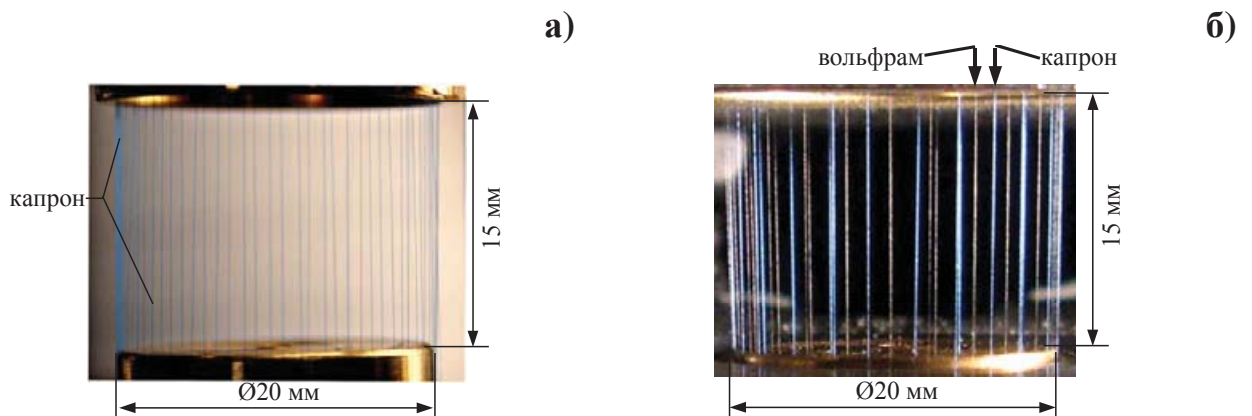


Рис. 42. Типы нагрузок (сверху анод, снизу катод): а) одиночная сборка из капронового волокна; б) смешанная по составу одиночная сборка из капроновых волокон и вольфрамовых проволок.

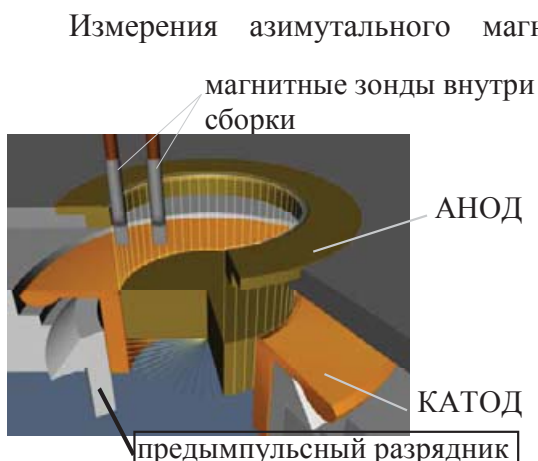


Рис. 43. Расположение магнитных зондов внутри одиночной сборки.

Измерения азимутального магнитного поля внутри объема смешанной капрон-вольфрамовой сборки проводились магнитными зондами (см. п. 1.1.8 в Главе 1 диссертации), расположенными на разных радиусах ($0.9R_0$ и $0.5R_0$, где R_0 - начальный радиус сборки). Геометрия расположения зондов показана на рис. 43.

Ранее, в работе [68] была обнаружена существенная разница в проникновении магнитного поля внутрь сборки на начальной стадии имплозии (вплоть до окончания процесса плазмообразования) в случае полимерного лайнера (из пены агар-агара)

по сравнению с обычной проволочной сборкой. Так, в случае многопроволочной сборки, изготовленной из металлических проволок (Al, Cu, нерж. сталь, Mo, W и др.) в эксперименте наблюдается токовый предвестник, формирующийся на оси сборки задолго до образования Z-пинча. При этом ток предвестника может достигать до 15% полного разрядного тока [155]. Отличительной особенностью имплозии лайнера из полого цилиндра малоплотной агар-агаровой пены являлось отсутствие тока внутри лайнера на ранней стадии имплозии вплоть до начала импульса МРИ. С другой стороны, для волоконной сборки из веществ с малым Z , в нашем случае капрона ($[-\text{HN}(\text{CH}_2)_5\text{CO}-]_n$, $Z_{\text{сред}} \approx 3.3$) или лавсана ($[\text{C}_{10}\text{H}_8\text{O}_4]_n$, $Z_{\text{сред}} \approx 4.5$), характерно раннее проникновение плазмы и магнитного потока внутрь объема сборки (см. кривые 1 и 7 на рис. 44), хотя элементный состав капроновых или лавсановых волокон сборки близок к составу пены из агар-агара ($[\text{C}_{14}\text{H}_{18}\text{O}_9]_n$, $Z_{\text{сред}} \approx 4.2$).

Для выяснения причины такого различия в возникновении на оси лайнера токового предвестника были проведены измерения магнитных полей внутри волоконной сборки, состоящей из 40 капроновых нитей, линейной массы 220 мкг/см, расположенных на диаметре 20 мм. Заметим, что подобная сборка не имеет начальной проводимости волокон, как и сплошной лайнер из малоплотной пены. Параметры волоконной сборки были подобраны таким образом, чтобы они были равны также параметрам вольфрамовой проволочной сборки (диаметр сборки, количество проволок, линейная масса сборки и ее высота) и параметрам пенного лайнера (диаметр лайнера, линейная масса лайнера и его высота).

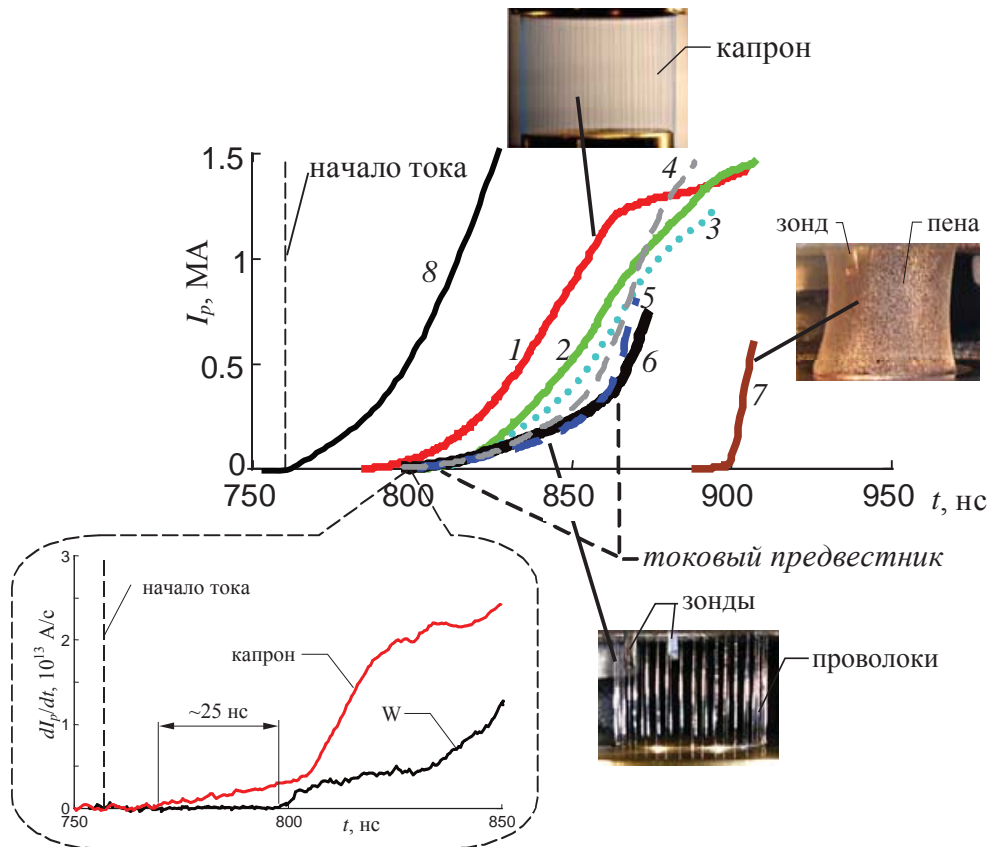


Рис. 44. Измерения магнитных полей (тока) внутри лайнеров различных конструкций: характерные профили тока (I_p) плазменного предвестника на $r=0.5R_0$ для сборок различного состава. Параметры сборок: общее количество волокон (проволок) – 40, диаметр сборки 20 мм, высота сборки 15 мм, линейная масса 220 мкг/см; материал волокон (проволок) - капроновые волокна $\varnothing 25$ мкм (вольфрамовая проволока $\varnothing 6$ мкм). 1 – 40капр; 2 - 32капр+8W; 3 - 24капр+16W; 4 - 20капр+20W; 5 - 2капр+38W; 6 - 40W; 7 - пенный лайнер (агар-агар, 250 мкг/см, 1.2 мг/см^3 , диаметр 20-22 мм, высота 16 мм); 8 – кривая полного разрядного тока. Внизу во врезке к рисунку: характерные профили производной тока (dI_p/dt) плазменного предвестника на половинном радиусе для сборок различного состава.

При подаче напряжения на капроновую сборку ток начинает протекать по сборке только после пробоя предимпульсного разрядника и капроновых волокон. Диэлектрический (полиэтиленовый) предимпульсный разрядник установлен последовательно с нагрузкой (см. рис. 43). Пробой большинства капроновых волокон наблюдается еще на начальной стадии разряда (на 35-40-ю нс разряда, см. рис. 45). Напряжение пробоя составляет около 70-100 кВ/см. Промежуток времени до пробоя (время задержки появления тока относительно напряжения на нагрузке) составляет менее 10-20 нс. При этом скорость нарастания напряжения за счет использования предимпульсного разрядника составляет $\sim 10^{13} \text{ В/(см}\cdot\text{с)}$. Следует заметить, что из-за отсутствия начальной проводимости волокон из капрона на начальной стадии разряда (до образования плазменной короны вокруг волокон) не происходит омического вклада энергии генератора в вещество волокон в отличие от металлических проволок из вольфрама (или

алюминия и др.). Возможно, вероятность пробоя волокон цилиндрической сборки зависит от скорости нарастания напряжения в момент пробоя [171].

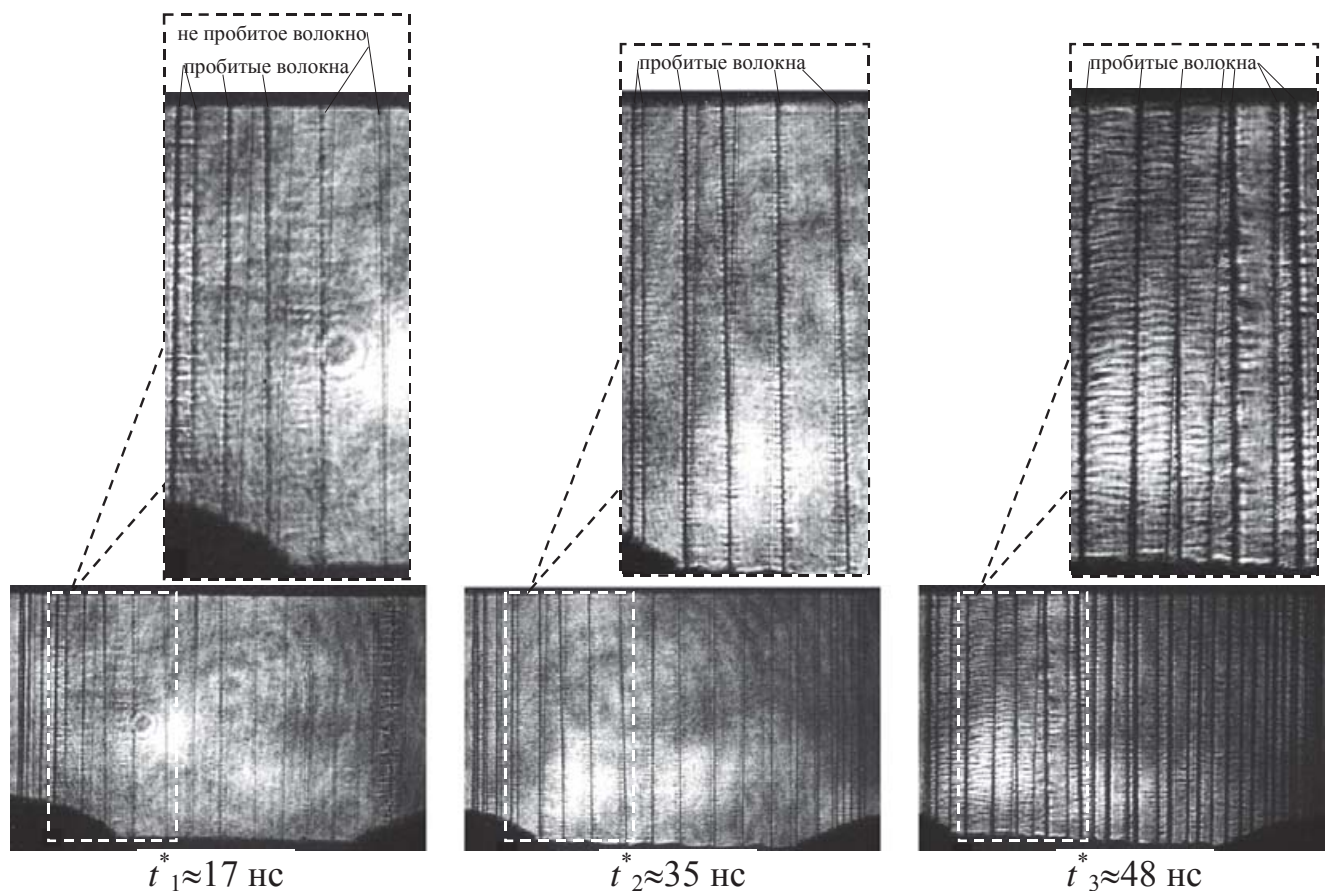


Рис. 45. Лазерные кадровые теневые изображения (позитив) взорванных волокон в волоконной сборке из 40 капроновых 25 мкм волокон, погонной массы 220 мкг/см, радиус сборки - 10 мм, высота - 16 мм. Во врезках показан увеличенный фрагмент изображения волокон, отмеченный прямоугольником.

Измерения магнитного поля внутри плазмы лайнеров показали (см. рис. 44, кривая 1), что в случае волоконной сборки ток плазменного предвестника примерно в 3 раза больше (~ 1 МА), чем в вольфрамовой сборке (кривая б). Первые порции плазмы капроновой сборки проходят половину начального радиуса сборки быстрее в среднем на 20-25 нс, чем в случае вольфрамовой сборки, и несут больший ток. Эта разница времен прихода первых порций токовой плазмы определялись по сигналам производной магнитного поля (dI_p/dt) по уровню $\sim 10^{12}$ А/с, измеряемой магнитным зондом, как показано во врезке к рис. 44. Для сравнения на этом же рисунке представлены результаты измерений магнитного поля в полимерном лайнере из полого цилиндра со сплошной стенкой из агар-агаровой пены. Эти измерения показали, что токовый предвестник не проникает внутрь пенного лайнера вплоть до начала финального сжатия плазмы (см. рис. 44, кривая 7). Отсутствие проникновения тока внутрь лайнера

наблюдается, пока все вещество стенки пенного цилиндра не перейдет в плазменное состояние и стенка цилиндра не разрушится под воздействием неустойчивостей, характерных для сжатия тонких оболочек (напр. магнитной Релей-Тейлоровской неустойчивости) [68].

Следует отметить, что микроструктура квазисплошной стенки полой пенной оболочки с плотностью $\sim 1.2 \text{ мг/см}^3$ неоднородна. По данным оптической микроскопии характерный размер отдельного волокна составляет $\sim 5-10 \text{ мкм}$. Волокна хаотически перепутаны. Зазор между волокнами (размер т.н. «пор» пены) составляет примерно $10-50 \text{ мкм}$ [160, 172], а полная толщина стенки цилиндра из пены агар-агара составляет $\sim 100-200 \text{ мкм}$.

Отсутствие зарегистрированного зондами тока внутри полого цилиндрического лайнера со стенкой из агар-агаровой пены на стадии плазмообразования свидетельствует о том, что такая плазменная оболочка ускоряется к оси установки как единое целое. Скорее всего, после высоковольтного пробоя вещества пенного лайнера на его внешней поверхности образуется плазма («плазменная шуба»), по которой начинает протекать разрядный ток. Отсутствие магнитного поля внутри объема такого лайнера свидетельствует о том, что либо ток протекает по внешней поверхности полой цилиндрической оболочки равномерно, либо в виде отдельных токовых каналов (т.н. токовых филамент), но при этом цилиндр из возникшей «плазменной шубы» эффективно экранирует магнитное поле отдельных токовых филамент. Возможно, что при протекании плазмы сквозь «поры» стенки из пены возникает взаимодействие (трение) между плазмой и волокнами пены такое, что вся оболочка ускоряется как целое к оси установки без отрыва переднего фронта плазмы от пены, т.е. без образования плазменного предвестника. Тем не менее, экспериментальные данные в настоящее время не позволяют сделать выбор между отмеченными выше альтернативами.

Заметим, что при межпроволочном зазоре $\sim 100 \text{ мкм}$ при сжатии многопроволочной вольфрамовой сборки диаметром 20 мм также регистрировался плазменный предвестник [173]. Вопрос о масштабе зазора между волокнами в пене, в проволочной или волоконной сборках, при котором плазма не может проникнуть внутрь сборки, остается открытым.

Низкий темп плазмообразования в капроновых сборках, подробно обосновываемый ниже, приводит к небольшой массе плазменного предвестника и, следовательно, к большой скорости его движения V_r согласно выражению $\dot{m}(t)V_r \propto I^2(t)$. В результате магнитное поле быстрее проникает внутрь волоконной сборки и зонд на половине радиуса регистрирует быстрый рост тока по сравнению с проволочными сборками (см. кривые 1 и 6 на рис. 44) у которых темп плазмообразования выше.

Наряду с магнитными измерениями внутри плазмы пенных лайнеров и волоконныхборок исследовано влияние на имплозию цилиндрических волоконныхборок добавок веществ с большим Z (6 мкм вольфрамовых проволок). Полное число проволок и волокон в

таких смешанных капрон-вольфрамовых сборках (см. табл. 1) было фиксировано и составляло 40 штук. В опытах варьировалось относительное массовое содержание вольфрамовых проволок в смешанных капрон-вольфрамовых сборках, m_W/M_0 , где m_W - масса вольфрамовых проволок; M_0 – полная масса смешанной сборки.

Для наглядности результаты измерений азимутального магнитного поля (тока плазменного предвестника) в таких сборках представлены на том же рис. 44. Из данного рисунка видно, что с ростом содержания вольфрама в смешанной капрон-вольфрамовой сборке, форма и амплитуда сигнала, измеренного зондом на расстоянии $0.5R_0$ от оси сборки (кривые 1-5), становятся все больше похожими на сигнал, измеренный зондом в случае вольфрамовой сборки (кривая б). Таким образом, временная зависимость магнитного поля, измеренная зондом, отражает динамику проникновения плазменного потока в область оси из зоны плазмообразования, которая, в свою очередь, зависит от темпа образования плазмы из вещества проволок $\dot{m}_{пров}(t)$ и волокон $\dot{m}_{капр}(t)$.

На рис. 46 представлены зависимости времени $\Delta t_{0.5}$ проникновения токового предвестника внутрь сборки (см. рис. 46а) и относительной доли его тока I_{pr}/I_{tot} (см. рис. 46б) от доли вольфрама в полной массе смешанной сборки, где I_{pr} - ток, измеренный зондом на расстоянии $0.5R_0$ от оси сборки на момент времени, показанный на рис. 44 стрелкой с надписью «токовый предвестник»; I_{tot} - полный ток через сборку в тот же момент времени. Из рис. 46а следует, что чем больше содержание вольфрама в смешанной сборке, тем позже первые порции токонесущей плазмы (токовый предвестник) проникают внутрь радиуса $0.5R_0$. При этом относительная доля полного тока в предвестнике уменьшается от ~50% до ~13-19%.

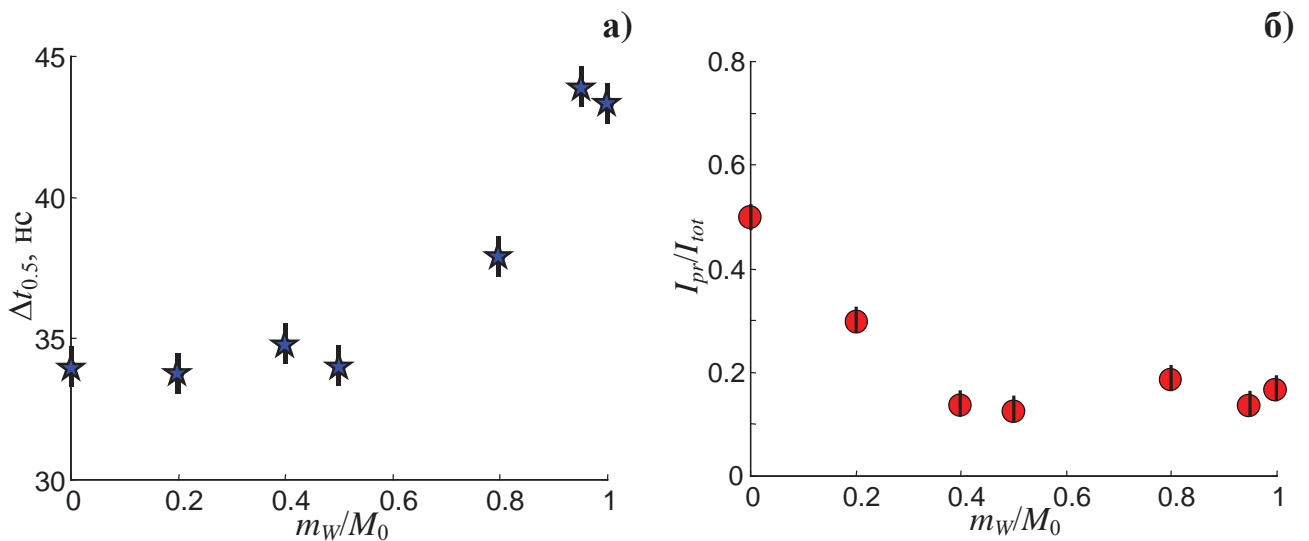


Рис. 46. Зависимость времени задержки Δt проникновения тока на расстояние меньше $0.5R_0$ от оси сборки (а) и относительной доли тока I_{pr}/I_{tot} в плазменном предвестнике (б) от доли вольфрама m_W/M_0 в полной массе смешанной сборки.

На рис. 47а-е представлены изображения оптических щелевых разверток динамики радиального движения плазмы смешанныхборок с разным относительным содержанием вольфрамовых проволок. На каждом рисунке изображение оптической развертки синхронизовано по времени с осциллограммами производной полного тока (dI/dt), напряжения (U) и импульса мощности МРИ (P_{SXR}). Осциллограммы производной полного тока, напряжения и импульса МРИ представлены в относительных единицах. Момент времени (точка A), обозначенный кружком, где производная тока и напряжения перестают быть пропорциональны друг другу ($U(t) \neq L \cdot dI/dt$), означает начало изменения индуктивности смешанной сборки, т.е. $dL/dt \neq 0$. Из приведенных разверток следует, что, так же, как в работе [93], момент начала возрастания индуктивности в случае вольфрамовой проволочной сборки соответствует началу уменьшения радиуса внешней светящейся в оптическом диапазоне границы плазмы (см. рис. 47а, точка A). Подобное совпадение двух моментов времени (см. также рис. 41а): момента начала движения внешней границы сборки (t_{pp}^{opt}) и полученного независимым способом момента (t_{pp}^{elec}) начала уменьшения эффективного токового радиуса (см. выражение (4) в Главе 1 диссертации), является основанием для использования именно этого момента времени для сравнения с рассчитанным временем окончания плазмообразования - t_{pp}^{calc} в выражении (17). Следует заметить, что уменьшение по каким-либо причинам интенсивности плазмообразования $\dot{m}(t)$ в моменты времени, большие или близкие к t_{pp}^{opt} , приводит к понижению плотности плазмы, находящейся на начальном радиусе сборки, и, соответственно, к уменьшению светимости в оптическом диапазоне. При этом свечение плазмы в месте исходного положения вольфрамовых проволок пропадает как следствие истощения вещества проволок, но на внешней границе смешанныхборок остается слабое свечение, связанное с присутствием вещества капроновых волокон.

Из рис. 47 следует, что вне зависимости от количества вольфрамовых проволок в составе смешанной сборки, сжатие плазмы вольфрама к оси наступает раньше по времени (см. т. A), чем сжатие плазмы с капроновых волокон. Характерно, что вплоть до максимума импульса мощности МРИ наблюдается свечение плазмы капроновых волокон на начальном радиусе смешанной сборки (см. точку B). При этом количество светящихся капроновых волокон соответствует начальному количеству волокон в смешанной сборке. Из этого экспериментального факта следует, что $\dot{m}_{капр}(t) < \dot{m}_w(t)$. Данное отличие в интенсивности плазмообразования будет обсуждено ниже.

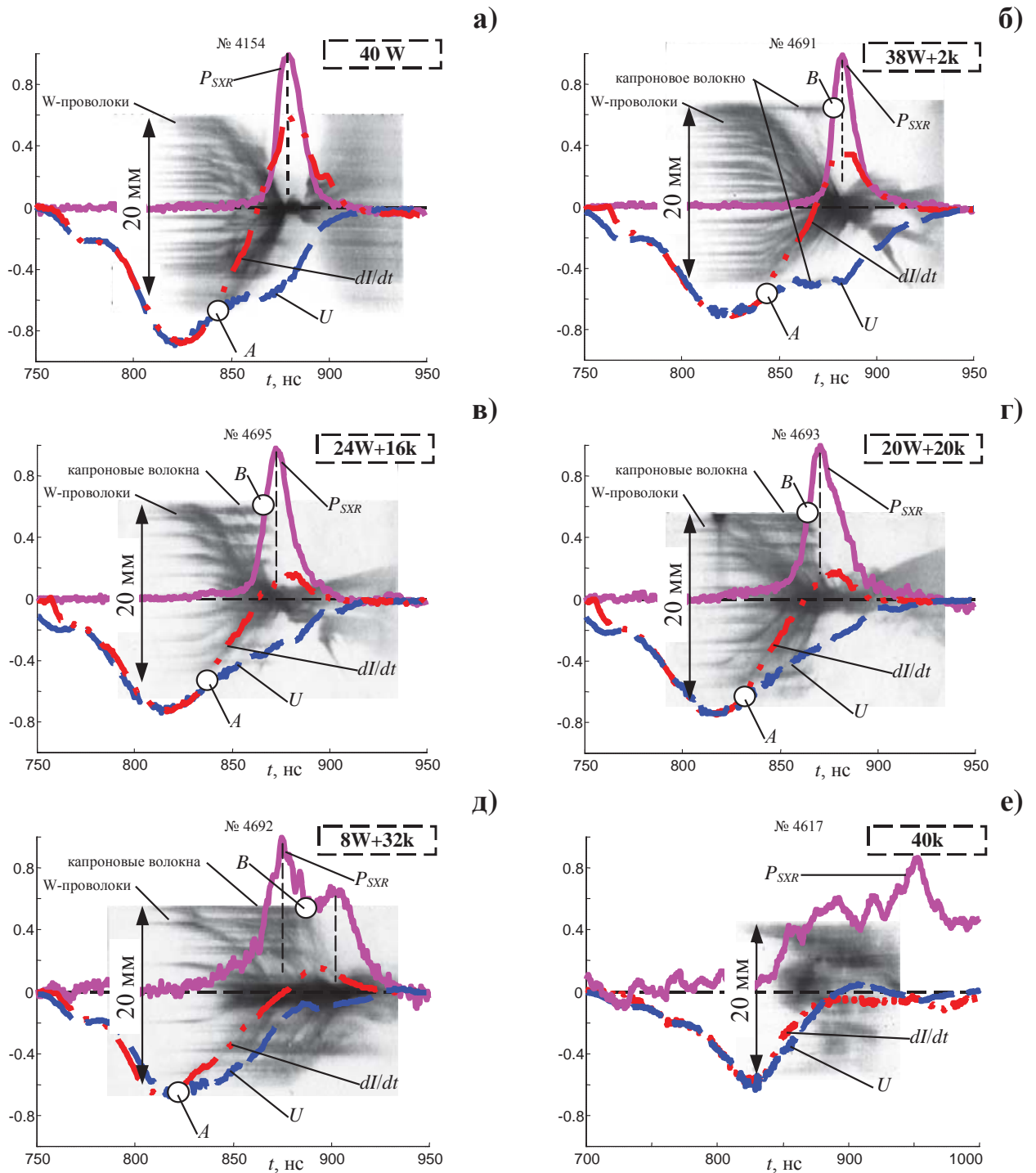


Рис. 47. Сжатие смешанной сборки капрон-вольфрам по данным оптической щелевой развертки: а) 40W; б) 2капр+38W; в) 16капр+24W; г) 20капр+20W; д) 32капр+8W; е) 40капр. Параметры сборок: $R_0=10$ мм, общее количество 6 мкм W-проволок (25 мкм капроновых волокон) – 40 шт., линейной массы 220 мкг/см, $h=15$ мм. Положение щели развертки над катодом - 5 мм. Изображения развертки синхронизированы с производной полного тока (dI/dt в отн. ед.), напряжения (U в отн. ед.) и импульсом мощности МРИ (P_{SXR} в отн. ед., $h\nu > 150$ эВ).

Из данных радиальной оптической развертки (см. рис. 47) следует, что чем больше доля вольфрама в смешанной сборке, тем позже начинает уменьшаться эффективный токовый

радиус (см. промежуток времени от начала производной полного тока dI/dt до т. А), а значит позже начинается финальное сжатие плазмы, несущей основной ток разряда. Так, при увеличении m_W/M_0 от 0.2 до 1.0 промежуток времени $\Delta t_A = t - t_0$ возрастает от ~ 55 нс до ~ 85 нс. Отсюда следует, что сжатие вольфрамовой плазмы сопровождается проникновением основной части разрядного тока в осевую область сборки.

Сделаем оценку доли полного тока, протекающего на финальной стадии сжатия по плазме из вольфрама в смешанных сборках в зависимости от массы вольфрама. Если предположить, что полная масса вольфрама движется к оси согласно модели тонкой оболочки [164], то можно оценить долю полного тока I_W/I_{tot} , протекающего по этой плазме. Для этого проведено сопоставление расчетного радиуса по модели тонкой оболочки R_{0-D} с радиусом R_{opt} , полученным по изображениям с оптической развертки (см. рис. 47). На рис. 48а приведен пример для смешанной сборки с равной массой капроновых волокон и вольфрамовых проволок ($m_W/M_0=0.5$) и представлено сравнение расчетного радиуса R_{0-D} с измеренным радиусом R_{opt} .

Зависимость доли полного тока I_W/I_{tot} , протекающего по сжимающейся плазме вольфрама в смешанной сборке, от содержания вольфрама m_W/M_0 представлена на рис. 48б. Эта доля тока возрастает от $\sim 75\%$ до $\sim 100\%$ при увеличении количества вольфрама в смешанной сборке от 20% до 100%. Заметим, что для смешанной сборки с равной массой капроновых волокон и вольфрамовых проволок по плазме вольфрама протекает до $\sim 85\%$ полного тока смешанной сборки, а остальные $\sim 15\%$ полного тока (отставший ток) протекают по отставшей плазме [48], сосредоточенной между начальным радиусом сборки R_0 и осью. Отставшая плазма, как следует из данных оптической развертки, состоит в основном из вещества капроновых волокон.

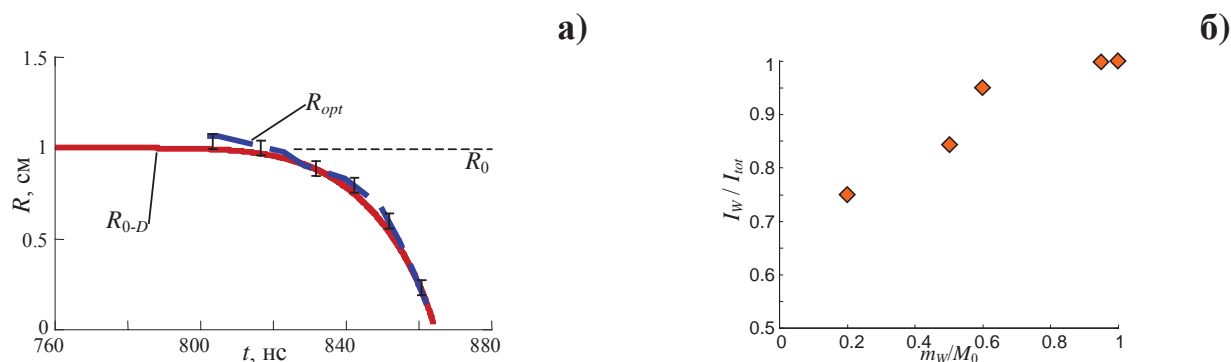


Рис. 48. Некоторые зависимости для смешанной капрон-вольфрамовой сборки: а) сравнение рассчитанного радиуса R_{0-D} по модели тонкой оболочки с радиусом R_{opt} , полученным из изображений оптических разверток. Приведен пример для смешанной сборки: 20капр+20W, полной линейной массы $M_0=220$ мкг/см, линейной массы W-проволок $m_W=110$ мкг/см, $R_0=1$ см; б) зависимость доли полного тока, протекающего по сжимающейся W-плазме, от содержания вольфрама в смешанной сборке.

Сделаем оценку, во сколько раз интенсивность плазмообразования с капроновых волокон меньше темпа плазмообразования с вольфрамовых проволок. В нашем случае такие параметры проволочной сборки как межпроволочный зазор, начальный диаметр сборки, количество проволок в сборке были фиксированы. Предполагая, что показатель степени μ в формуле (15) для капроновых волокон такой же, как и для вольфрамовых проволок ($\mu \approx 1.8-2.0$), по экспериментально найденной длительности плазмообразования (t_{pp}) из оптических щелевых разверток и измерений индуктивности был найден коэффициент K_m для капрона. Для определения $\dot{m}(t)$ для капрона использовалось уравнение (17) в предположении, что время t_{pp} , необходимое для истощения $\sim 80-100\%$ массы вещества капроновых волокон, составляет промежуток времени от старта тока до момента времени t_B , отмеченного точкой B на рис. 47б-д.

По совокупности выстрелов со сборками смешанного состава (капрон-вольфрам) получено, что коэффициент $K_m^{капр} \approx (7.3 \pm 1.4) \cdot 10^{-2}$ мкг/(нс·МА²). Относительная ошибка определения K_m данным способом составила примерно 20%. Таким образом, интенсивность плазмообразования с проволок вольфрама оказалась в 2.5-3 раза выше, чем с капроновых волокон. При токе $I=2$ МА и $R_0=1$ см интенсивность плазмообразования для капроновых волокон и вольфрамовых проволок равна $\dot{m}(t)|_{капр} \approx 0.25$ и $\dot{m}(t)|_w \approx 0.6$ мкг/(см²·нс) соответственно. Следует заметить, что аналогичная картина наблюдалась и при имплозии волоконныхборок диаметром 20 мм, изготовленных из 60-ти лавсановых 20 мкм волокон (линейная масса Lv-волокна около 4.4 мкг/см). Соответствующее значение коэффициента K_m для лавсановых волокон составило - $K_m^{Lv} \approx (7.0 \div 8.0) \cdot 10^{-2}$ мкг/(нс·МА²).

Поскольку в соответствии с выражением (15) параметры, от которых зависит величина $\dot{m}(t)$, в наших опытах сохранялись (вещество и диаметр волокон, полный разрядный ток по волокнам), найденная величина $K_m^{капр}$ должна сохраняться для волоконныхборок с другим начальным радиусом R_0 расположения волокон при прочих одинаковых условиях (начальная масса сборки, общее количество волокон в сборке). Поэтому были выполнены эксперименты с одиночными волоконнымибороками меньшего диаметра: 12 мм и 6 мм при фиксированных параметрах: погонная масса сборки - 220 мкг/см, количество волокон в сборке - 40, высота сборки - 15 мм (см. рис. 49). Следует заметить, что при одинаковом уровне полного разрядного тока в представленных выстрелах (не более 12-15%) и при уменьшении диаметра сборки от 20 мм до 12 мм или 6 мм интенсивность плазмообразования согласно выражению (15) увеличивается соответственно в ≈ 2.8 раз и в ≈ 11 раз. Таким образом, у сборки диаметром 12 мм из капроновых волокон величина $\dot{m}(t)$ примерно равняется величине $\dot{m}(t)$ для вольфрамовой сборки диаметром 20 мм. В эксперименте наблюдается сжатие такой одиночной капроновой сборки по данным оптической щелевой развертки (см. напр. рис. 49а). При этом было показано,

что коэффициент $K_m^{канп}$ сохраняется с точностью 20%. Результаты опытов, проведенных, когда величина $\dot{m}(t)$ для капрона достигает значения соответствующего вольфрамовым проволокам, позволяет сделать вывод о том, что физические предположения модели гетерогенного лайнера с затянутым плазмообразованием [37, 45] достоверно описывают имплозию как сборок из вольфрама, так и капрона в пределах экспериментальной точности измерения тока и промежутка времени производства плазмы.

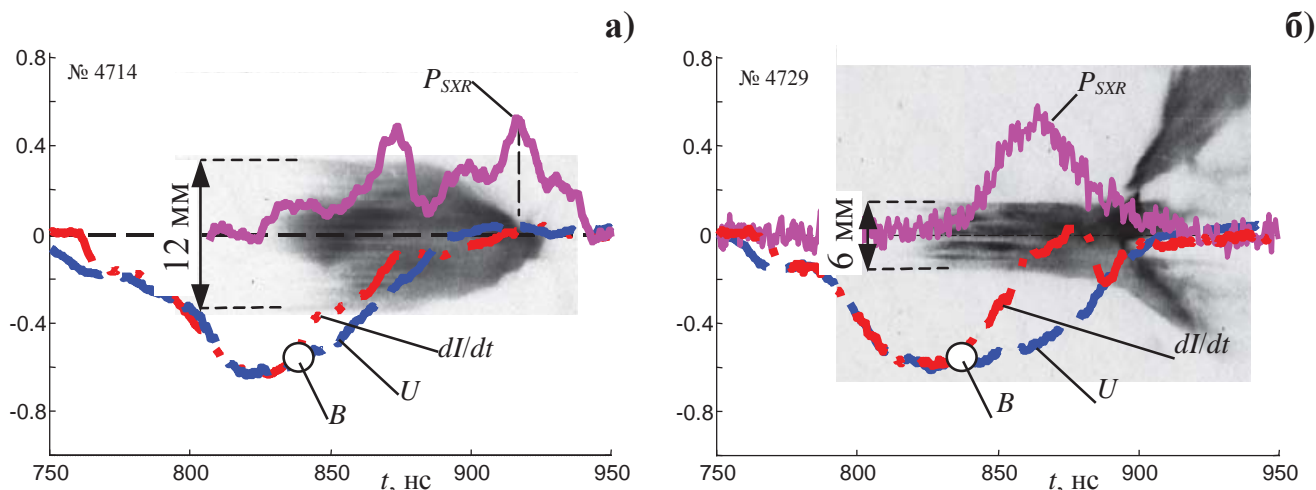


Рис. 49. Сжатие капроновой волоконной сборки по данным оптической щелевой развертки: а) для сборки диаметром 12 мм; б) для сборки диаметром 6 мм. Остальные параметры волоконныхборок: количество 25 мкм волокон 40 штук, линейная масса 220 мкг/см, высотаборок - 15 мм. Положение щели развертки над катодом - 10 мм. Изображения развертки синхронизированы с производной полного тока (dI/dt в отн. ед.), напряжения (U в отн. ед.) и импульсом мощности МРИ (P_{SXR} в отн. ед., $h\nu > 150$ эВ).

2.1.2. ПЛАЗМООБРАЗОВАНИЕ В МЕТАЛЛИЗИРОВАННЫХ ВОЛОКОННЫХ СБОРКАХ

Чтобы использовать проволочные лайнеры из веществ с различным Z в схеме ИТС «динамический хольраум» для облучения т/я мишеней необходимо знать интенсивности плазмообразования тонких проволок из таких веществ. Для большого числа веществ такие проволоки не производятся. Использование пластиковых волокон, покрытых тонким слоем различных веществ (металлизированные волокна), предоставляет уникальную возможность определить интенсивность плазмообразования такого покрытия, используя тот факт, что интенсивность плазмообразования пластика, как было показано выше, в несколько раз меньше интенсивности плазмообразования металлов (напр. Al и W). Таким образом,

экспериментальные данные работ [174, 175] о сжатии волоконныхборок, изготовленных из волокон капрона или лавсана, показали, что их можно использовать в виде пространственного каркаса для нанесения различных плазмообразующих веществ. При этом для определения $\dot{m}(t)$ нужно, чтобы толщина покрытия была достаточно мала для полной абляции металла за время импульса тока установки. Предваряя результаты экспериментов по сжатию металлизированных волоконныхборок, представленных ниже, отметим следующее: вначале происходит плазмообразование нанесенных на волокна металлических слоев, сжатие плазмы напыления к оси сборки и генерация импульса МРИ. Уже во время генерации импульса МРИ усиливается плазмообразование вещества самих волокон [174] и происходит последующее его сжатие. Затянутое во времени, по сравнению с напыленным металлом, плазмообразование капроновых волокон также позволяет экспериментально моделировать влияние отставшей плазмы (т.н. “*trailing mass*”, см. §3.3 в Главе 3 диссертации) на такие параметры Z-пинча, как компактность сжатия, развитие неустойчивостей, мощность излучения.

Ниже представлены результаты экспериментов на установке Ангара-5-1 с металлизированными (Al, In, Sn и Bi) волоконнымибороками. Применение такого типа лайнеров позволило исследовать процесс плазмообразования и динамику сжатия плазмы различных веществ и их смесей, ранее недоступных для изучения в виде проволок – индий ($Z=49$), олово ($Z=50$) и висмут ($Z=83$). Определены интенсивности плазмообразования данных веществ и проведено их количественное сравнение в сводной таблице. Использовались цилиндрические бороки, состоящие из 40-240 штук 25 мкм капроновых волокон, расположенных на диаметре 12 мм или 20 мм. Высота сборки была 15-16 мм. Металлизация волокон осуществлялась методом вакуумного термического напыления [176] слоев веществ с различным атомным номером, в нашем случае - алюминия, олова, индия и висмута. Линейная масса напыления варьировалась от 90 мкг/см до 300 мкг/см.

По изображениям оптических щелевых разверток радиального сжатия плазмы металлизированных волоконныхборок, по данным магнитозондовых измерений и рентгеновских кадровых изображений (см. напр. рис. 109, 110, 112 в §3.3 Главы 3 диссертации) определялось время, необходимое для окончания плазмообразования слоя напыления ($t_{pp}^{нан} \equiv T_n$) на волокна и самого вещества волокон ($t_{pp}^{кан} \equiv T_k$).

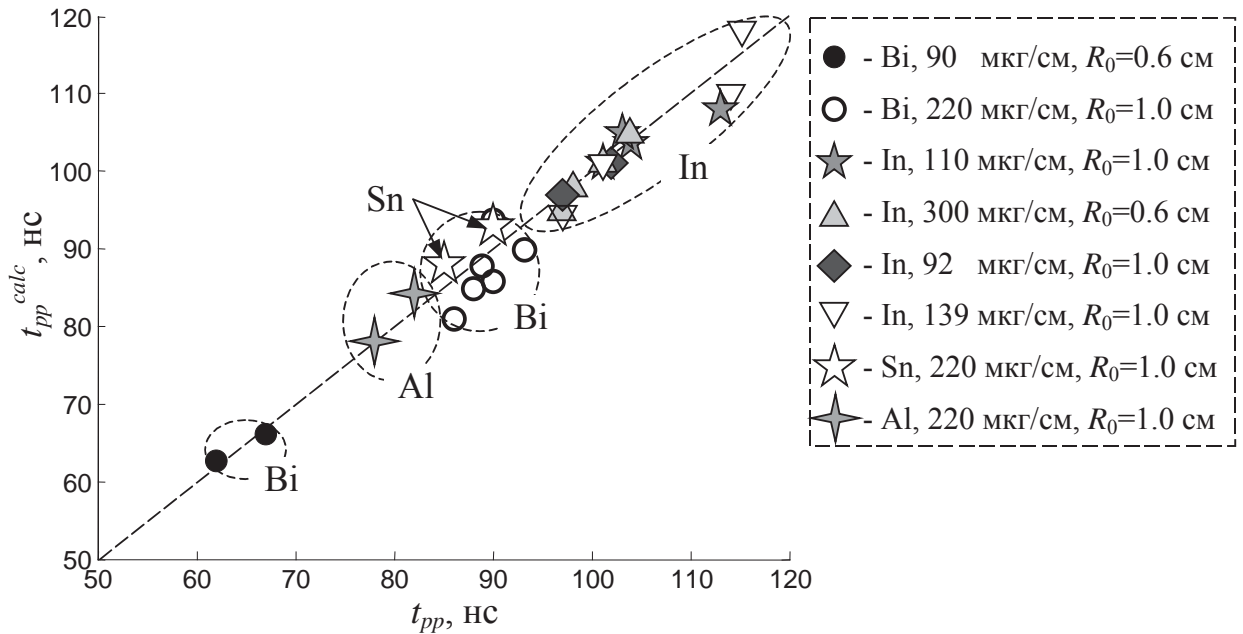


Рис. 50. Определение интенсивности плазмообразования металлизированных волоконных сборок, изготовленных из различных веществ: сравнение момента окончания плазмообразования для различных веществ, полученного из изображений радиальной оптической развертки сжатия плазмы, сигналов магнитных зондов, рентгеновских кадров (t_{pp}) и момента времени (t_{pp}^{calc}), рассчитанного из выражений (15) и (17).

На рис. 50 представлено сравнение момента окончания плазмообразования для различных веществ, полученного из эксперимента (t_{pp}) и момента времени (t_{pp}^{calc}), рассчитанного из выражений (15) и (17) путем подбора соответствующего значения коэффициента K_m для каждого вещества. Например, для Bi-напыления коэффициент $K_m^{Bi}=(0.094\pm 0.002)$ мкг/(МА²·нс), а для In-напыления $K_m^{In}=(0.074\pm 0.008)$ мкг/(МА²·нс). Из представленного графика следует, что указанные значения коэффициентов K_m сохраняются для сборок с различным значением начального радиуса (0.6 см и 1 см) и линейной массы (90-300 мкг/см) вещества металлизации волокон.

В табл. 2 сведены количественные данные о величине интенсивности плазмообразования различных веществ (Al, нерж сталь, Cu, Mo, In, Sn, W, Bi, капрон, лавсан), полученные в экспериментах на установке Ангара-5-1 на момент написания диссертации. В частности, было интересно сравнить интенсивность плазмообразования алюминиевых проволочных сборок и волоконных сборок, металлизированных тем же веществом - алюминием. Оказалось, что интенсивности плазмообразования $\dot{m}(t)$ при $R_0=1$ см и $I=1$ МА сопоставимы по величине для этих двух типов лайнеров: 0.13-0.14 мкг/(см²·нс) для Al-проволок и 0.11-0.12 мкг/(см²·нс) для Al-напыления на капроновые волокна. Таким образом, полученные значения интенсивности плазмообразования можно использовать для описания имплозии проволочных лайнеров.

Табл. 2. Зависимость интенсивности плазмообразования цилиндрическихборок от вещества проволок или волокон, а также от вещества металлизации диэлектрических волокон.

Вещество проволок или волокон	Экспериментальное значение \dot{m} , мкг/(см ² ·нс), при $I=1$ МА, $R_0=1$ см	Ссылки
Al-проволока, 15 мкм	≈ 0.2	[105, 155]
	0.136-0.138	[170]
нерж. сталь, 10 мкм	0.180±0.018	[наст. работа]
Cu-проволока, 18(20) мкм	0.340±0.032	
Mo-проволока, 20 мкм	0.128-0.145	
W-проволока, 6 мкм	0.125-0.180	[105, 155, 175]
капроновое волокно, 25 мкм	0.040-0.070	[174]
лавсановое волокно, 20 мкм	0.070-0.080	[наст. работа]
Bi-напыление на капроновое волокно	0.095±0.015	[175]
	0.094±0.002	[177]
In-напыление на капроновое волокно	0.074±0.008	
Sn-напыление на капроновое волокно	0.070-0.100	
Al-напыление на капроновое волокно	0.110-0.120	

Экспериментально показано, что интенсивность плазмообразования из различных веществ оказывает существенное влияние на динамику имплозии цилиндрических проволочных и металлизированных волоконныхборок с профилированием линейной массы [175]. В процессе имплозииборок поток излучения из формирующегося пинча существенно ускоряет интенсивность производства плазмы из вещества, оставшегося на периферии сборки. Данный эффект необходимо учитывать в численных расчетах имплозии различных типов лайнеров (напр. квазисферических проволочныхборок) по оптимизации мощности импульса рентгеновского излучения

Приведенные же в табл. 2 данные необходимы при конструировании и численном моделировании плазменного источника с заданной величиной интенсивности плазмообразования $\dot{m}(t)$ для получения мощного источника рентгеновского излучения применительно к различным схемам управляемого термоядерного синтеза, например для схемы «динамического хольраума» на установках следующего поколения (напр. Байкал).

В частности, изучение имплозии многопроволочныхборок (напр. определение величины интенсивности плазмообразования $\dot{m}(t)$ в мкг/(см²·с)) в условиях разряда плазменного фокуса и сравнение с результатами исследований на мощных сильноточных установках ZR, Ангара-5-1 и т.п. представляет значительный интерес с точки зрения понимания физики их сжатия.

§2.2. ВОЛЬФРАМОВЫЕ СБОРКИ В УСЛОВИЯХ ПЛАЗМОФОКУСНОГО РАЗРЯДА НА УСТАНОВКЕ ПФ-3

На относительно медленных установках микросекундного диапазона, в данном случае установках типа плазменный фокус, была реализована схема эксперимента, в которой по оси установки располагается нагрузка (напр. многопроволочная сборка), а драйвером тока служит токонесящая плазменная оболочка (ТПО).

Целью экспериментов, результаты которых представлены в этом разделе, было:

- определение эффективности транспортировки тока в область расположения проволочной сборки и переключения на нее тока. Информация о проникновении магнитного поля внутрь проволочной сборки позволит провести сравнение с результатами измерений магнитных полей, выполненных на установке Ангара-5-1 в последние годы;

- изучение параметров токового предвестника (уровня тока и времени его появления внутри сборки), возникающего на оси сборки задолго до финального сжатия основной массы плазмы;

- изучение явления затянутого плазмообразования с проволок сборки при воздействии ТПО плазменного фокуса. Сравнение с существующими моделями имплозии проволочныхборок;

- определение компактности сжатия плазмы ТПО и проволочной сборки;

- исследование эмиссионных характеристик Z-пинча проволочной сборки в спектральном диапазоне $h\nu < 1$ кэВ.

В качестве плазмообразующих нагрузок использовались многопроволочные сборки, изготовленные из вольфрамовых проволок $\varnothing 6$ мкм или $\varnothing 8$ мкм. Измеренная линейная масса одной 6 мкм вольфрамовой проволоки составляла примерно 5.5 мкг/см, а 8 мкм проволоки - ~9.7 мкг/см. Количество проволок в сборке варьировалось от 40 до 120 штук в случае 6 мкм проволок и 60 штук в случае 8 мкм проволок. Таким образом, полная погонная масса проволочныхборок была от 220 до 660 мкг/см (см. табл. 3). Кроме этого, в данной таблице представлены начальные условия (рабочий газ, его давление, зарядное напряжение и энергозапас батареи установки), радиусы расположения магнитных зондов.

Динамика ТПО и проникновение плазмы с магнитным полем внутрь проволочной сборки исследовалась при помощи магнитных зондов, конструкции которых описаны в п. 1.2.5 Главы 1 диссертационной работы. Система позиционирования многопроволочной сборки в приосевой области установки ПФ-3 представлена в п. 1.2.6. Остальной набор стандартных диагностических средств (пояс Роговского, петлевые датчики для измерения dI/dt ,

рентгеновские детекторы, кадровые ЭОПы, оптические развертки на базе камер К008 и СФР-2М), используемый на данной установке, представлен в §1.2 Главы 1 диссертации.

Табл. 3. Параметры проволочных сборок в экспериментах на установке ПФ-3.

Выстрел	Нагрузка в приосевой области установки (проволочная сборка)*	Параметры разряда	Радиусы расположения зондов, мм	Примечание
4162	-	газ Ne; $P_0=1.5$ Торр; $U_0=7$ кВ, $W_0=0.22$ МДж	20; 160; 360	зонд на радиусе 20 мм заглублен в анодную вставку на 10 мм от поверхности анода ($h=-10$ мм)
4163				зонд на радиусе 20 мм расположен заподлицо с поверхностью анода ($h=0$ мм)
4237				
4238-4242	40 W 6 мкм проволока, линейной массы 220 мкг/см.	газ Ne; $P_0=3.0$ Торр, $U_0=10$ кВ, $W_0=460$ кДж	-	измерения МРИ ($h\nu < 1$ кэВ)
4189		газ Ne; $P_0=2.75$ Торр; $U_0=11$ кВ, $W_0=0.56$ МДж	8; 360	зонд на радиусе 8 мм расположен внутри проволочной сборки и заглублен в нее на 3-4 мм (см. рис. 22)
4190, 4192				
4191		газ Ne; $P_0=2.75$ Торр; $U_0=10$ кВ, $W_0=0.46$ МДж		
4193				
4194, 4196	60 W 6 мкм проволока, линейной массы 330 мкг/см.	газ Ne; $P_0=3$ Торр; $U_0=10-13$ кВ, $W_0=0.46-0.76$ МДж	-	по данным работы [55, 60]. В выстрелах 4194 и 4195 эксперименты проведены без дополнительного катода (см. рис. 22)
4195	60 W 8 мкм проволока, линейной массы ~600 мкг/см.			

* - Радиус сборки - 10 мм, высота - 15 мм.

2.2.1. ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ И ДИНАМИКИ ТОКОВО-ПЛАЗМЕННОЙ ОБОЛОЧКИ

Особенности эксперимента по сжатию проволочныхборок в условиях плазмофокусного разряда обуславливают необходимость исследования нескольких важных параметров, от которых в значительной степени зависит конечный результат. Прежде всего, это, конечно, эффективность переключения тока оболочки на проволочную сборку, определение которой являлось одной из основных целей данных экспериментов. Однако, очевидно, что не меньшее значение имеет эффективность транспортировки разрядного тока к оси системы. Ранее в работах [112, 149] было показано, что при наличии длительных предварительных стадий ПФ-разряда, возможно формирование шунтирующих утечек тока, в результате чего ток в приосевой области может значительно отличаться от полного разрядного тока. Поэтому большое значение приобретает поиск оптимальных режимов разряда, обеспечивающих фокусировку полного разрядного тока к оси системы. В экспериментах на ПФ-установке мейзеровского типа PF-1000 [114] была показана возможность сжатия плазмы с полным разрядным током вплоть до радиуса 1.4 см, что близко к радиусу используемых нами проволочныхборок ($R_0=10$ см). На установке ПФ-3 было показано сжатие полного тока до радиуса 160 мм. При этом зонд, помещенный на радиусе 20 мм и на высоте 10-15 мм от плоскости анода, регистрировал уже лишь ~50% от полного разрядного тока [108, 112]. Не менее существенным фактором, влияющим на эффективность переключения тока на нагрузку, является структура токовой оболочки.

Поэтому вначале были проведены предварительные эксперименты с целью исследования эффективности транспортировки тока в область оси установки и структуры токово-плазменной оболочки с помощью зондов, расположенных на радиусах 20 мм, 160 мм и 360 мм. В качестве рабочего газа использовался неон при начальном давлении в камере установки 1.5 Торра. Зарядное напряжение батареи установки было 7-8 кВ. Максимальный ток разряда составлял до 2 МА. Величина общего энергозапаса батареи установки в этих опытах лежала в диапазоне ~0.2-0.3 МДж.

С помощью магнитооптических зондов, расположенных на радиусах 360 мм и 160 мм, исследована динамика структуры ТПО во время её радиального движения к оси вдоль поверхности анода. Так, в выстреле (№4162), представленном на рис. 51, зарегистрировано, что ТПО подходит к зондам, расположенным на радиусах 360 мм и 160 мм на ~15.8 мкс и ~21.2 мкс соответственно. Это соответствует средней скорости движения ТПО на участке между данными радиусами $V_r \sim 3.7 \cdot 10^6$ см/с. Оптический сигнал с зонда на $r=360$ мм начинается на ~3.7 мкс

раньше, чем магнитный сигнал. В момент пика на оптическом сигнале, соответствующем прохождению области ударной волны (УВ), магнитный зонд уже регистрирует протекание тока внутри радиуса 360 мм (см. кривые 3 и 4 на рис. 51). При этом в области УВ протекает до 30% тока ТПО. Фронт нарастания тока, зарегистрированный зондом на $r=360$ мм, составил ~ 3.2 мкс. Толщина скин-слоя оценивалась из выражения (18) для производной тока, измеряемой зондом во время прохождения ТПО его положения

$$dI/dt \approx I \cdot (V_r / \delta_{skin}), \quad (18)$$

где I - ток, измеренный зондом, V_r - средняя скорость движения плазменной оболочки в месте расположения зонда (см. данные рис. 53а), δ_{skin} - толщина скин-слоя. Величинам производной тока $\sim 1 \cdot 10^{12}$ А/с и тока ~ 1.5 МА, зарегистрированным зондом на $r=360$ мм, соответствует оценка толщины скин-слоя по выражению (18) примерно 5.5 см.

Оптический сигнал с зонда на $r=160$ мм начинается раньше магнитного сигнала на ~ 1.4 мкс (см. рис. 51 кривые 5 и 6). В момент прохождения областью УВ магнитного зонда (пик на оптическом сигнале - кривая 5) внутри данного радиуса протекает не более $\sim 20\%$ тока ТПО. При этом ток нарастает до максимума примерно за 800 нс. Соответствующая толщина скин-слоя ТПО в момент ее прохождения радиуса 160 мм для измеренной зондом $dI/dt \approx 1.5 \cdot 10^{12}$ А/с и $I \approx 1$ МА составляет примерно 2.5 см. В области $r=20$ мм толщина скин-слоя ТПО становится еще меньше и составляет уже около 0.7 см для измеренной зондом $dI/dt \approx 2 \cdot 10^{13}$ А/с и $I \approx 1$ МА.

Таким образом, по сигналам этих зондов зарегистрировано изменение структуры ТПО. Толщина оболочки сокращается, и возрастает доля тока, протекающего в области магнитного поршня. Из результатов экспериментов на другой установке PF-1000 [114, 115] следует, что на радиусе $r \sim 1.4$ см оболочка имеет компактный вид (~ 1 см). Это совпадает с оценкой толщины скин-слоя на $r=20$ мм в экспериментах на установке ПФ-3, и при этом большая часть тока уже протекает в области магнитного поршня. Следует заметить, что зонды на радиусах 360 мм и 160 мм зарегистрировали ток, соответствующий полному разрядному току, что говорит об эффективности транспортировки тока в данном режиме разряда. Аналогичный результат получен и в разряде, приведенном на рис. 52.

По совокупности проведенных экспериментов на установке ПФ-3 по измерению магнитного поля получена оценка толщины скин-слоя ТПО по выражению (18) на разных расстояниях от оси установки от 460 мм до 20 мм (см. рис. 53б). Показано, что происходит сокращение толщины скин-слоя δ_{skin} от (6 ± 1) см (на пролетной базе $r=460$ мм \div $r=360$ мм) до (3 ± 1) см (внутри $r=160$ мм). На финальной стадии сжатия в области оси (внутри $r=20$ мм) скин-слой может быть еще меньше - до 1 см. При этом средняя на участке радиальная скорость движения ТПО V_r , определенная из зондовой и оптической диагностик (см. напр. оптическую развертку на рис. 53в), возрастает от $\approx (1-3) \cdot 10^6$ см/с (на $r=460$ мм) до $\approx 1.3 \cdot 10^7$ см/с на финальной стадии

разряда (см. рис. 53а), что сопоставимо со скоростями сжатия многопроволочныхборок на сильноточных ускорителях (Ангара-5-1, MAGPIE, ZR и т.п.).

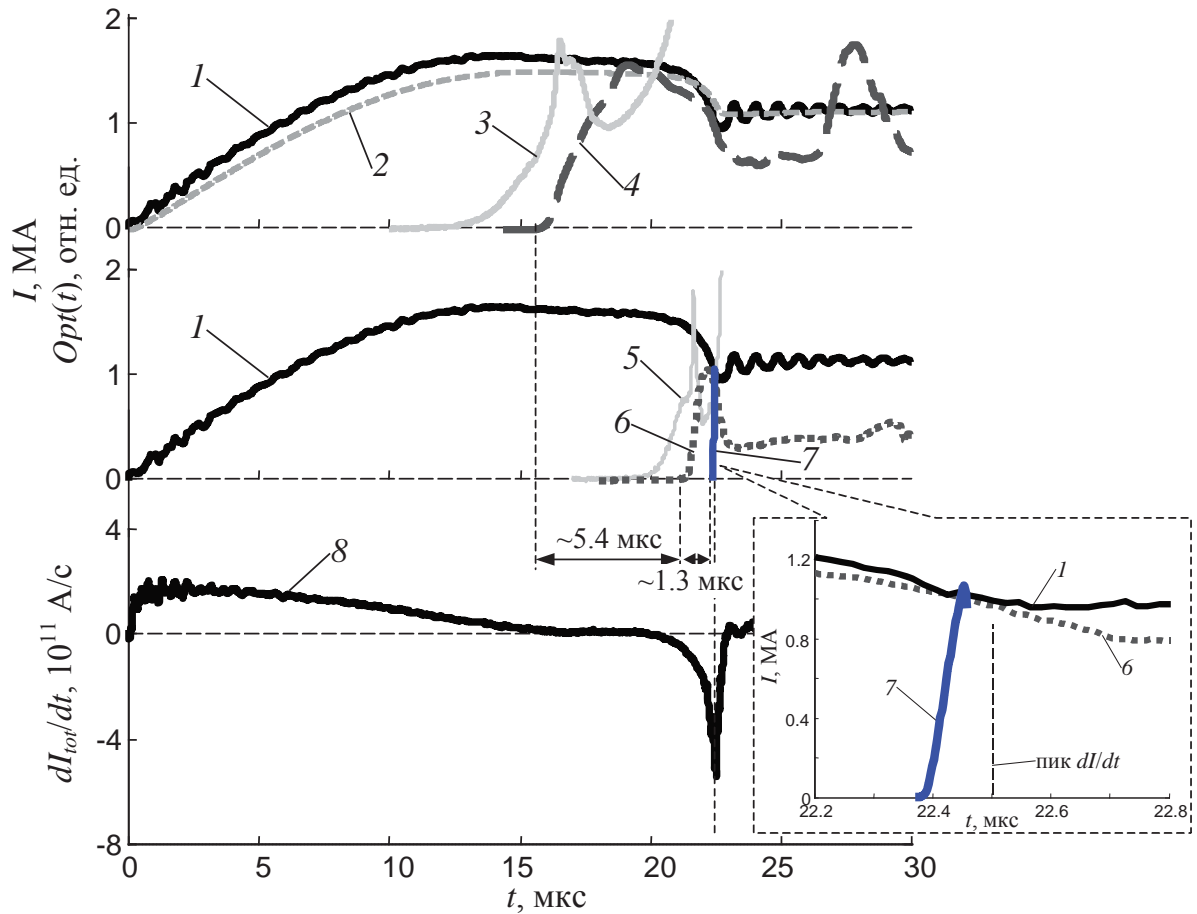


Рис. 51. Результаты измерений азимутальных магнитных полей в плазме ТПО (импульс №4162, газ Ne, $P_0=1.5$ Торр, $U_0=7$ кВ, $W_0=0.22$ МДж): 1, 2 – полный разрядный ток, измеренный поясом Роговского и петлевым датчиком тока; 4, 6 – токи, измеренные зондами на радиусах 360 мм и 160 мм соответственно (высота зондов над анодом – 20 мм); 3, 5 - сигналы ФЭУ с зондов на тех же радиусах; 7- ток, измеренный зондом на радиусе 20 мм (зонд заглублен в «анодную яму» на 10 мм); 8 – производная полного тока.

Особый интерес представляют измерения тока вблизи оси установки зондом, расположенным на $r=20$ мм. Информация о величине тока, проникшего внутрь данного радиуса на финальной стадии разряда, является важной для экспериментов по токовому сжатию многопроволочныхборок, так как именно внутри данного радиуса предполагалось размещать проволочную сборку.

Как уже отмечалось выше, в предыдущих экспериментах зондом, помещенным на радиусе 20 мм и на высоте 10-15 мм от плоскости анода, было зарегистрировано не более ~50% от полного разрядного тока (см. врезку к рис. 52 и работы [112, 113, 149]). Одной из причин этого может быть влияние формы оболочки на результаты измерений. В приосевой области

установки ПФ-3 существует углубление в анодном электроде - «анодная яма» (см. рис. 54, а также 15б и 17а).

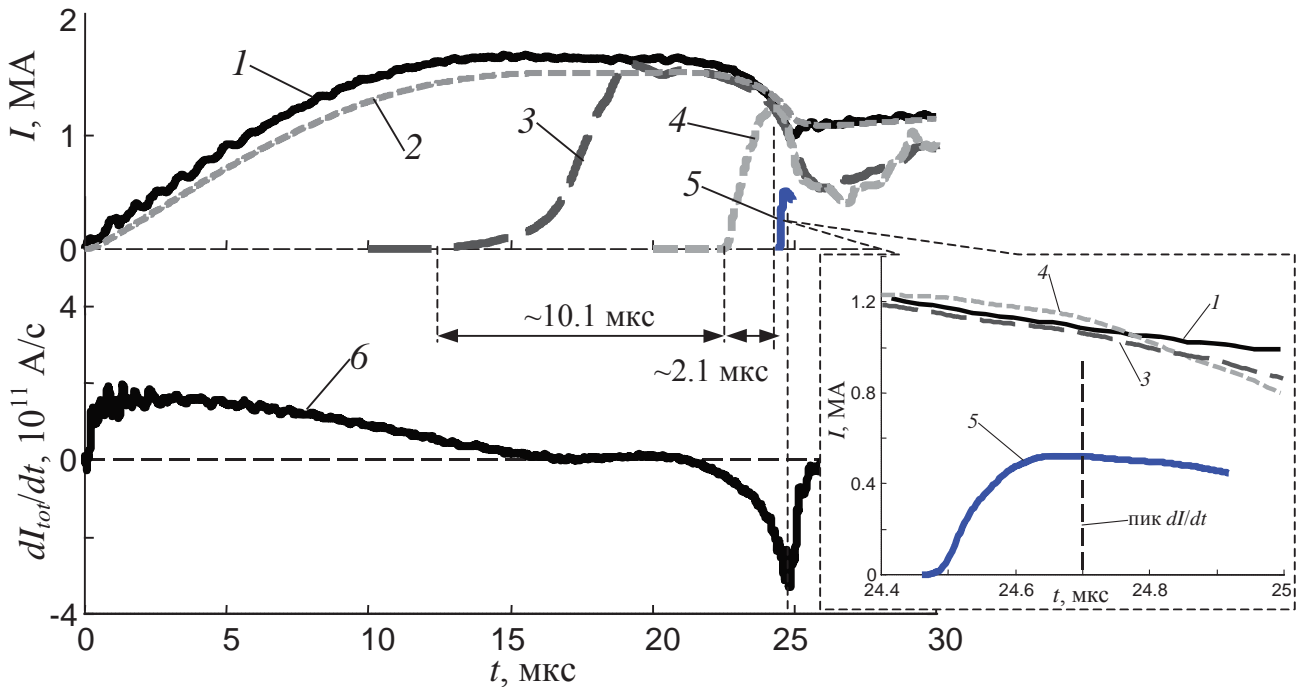


Рис. 52. Результаты измерений азимутальных магнитных полей в плазме ТПО (импульс №4163, газ Ne, $P_0=1.5$ Торр, $U_0=7$ кВ, $W_0=0.22$ МДж): 1, 2 – полный разрядный ток, измеренный поясом Роговского и петлевым датчиком тока; 3, 4 – токи, измеренные зондами на радиусах 360 мм и 160 мм соответственно (высота зондов над анодом – 20 мм); 5 – ток, измеренный зондом на радиусе 20 мм (зонд заподлицо с анодом); 6 – производная полного тока.

Такая форма анода обуславливает сложную динамику ТПО в приосевой области. Ранее с помощью коллимированных детекторов мягкого рентгеновского излучения и камер-обскур было показано [148, 149, 178], что, так как сжатие ТПО на плазмофокусных установках носит сугубо нецилиндрический характер, то пинчевание плазмы сначала происходит именно в этой «анодной яме», и постепенно область сжатия распространяется вдоль оси установки. В это время происходит диссипация электромагнитной энергии формирующимся в «анодной яме» пинчем и, как следствие этого, падение тока в разрядной цепи. В такой ситуации величина тока, регистрируемого зондом, сильно зависит от степени кривизны оболочки и высоты расположения зонда над плоскостью анода [112]. В случае сильной кривизны и высокого расположения зонда над поверхностью анода, оболочка может достичь зонда уже после формирования пинча в «анодной яме» на стадии диссипации магнитной энергии и шунтирования части тока в область изолятора. С целью исследования эффективности сгребания

тока в приосевую область установки были проведены эксперименты с различным расположением зонда по высоте относительно плоскости анода. Для этого зонд на радиусе 20 мм был заглублен в «анодную яму» на 10 мм ($h=-10$ мм, см. рис. 54а), либо располагался заподлицо с поверхностью анодного электрода ($h=0$ мм, см. рис. 54б).

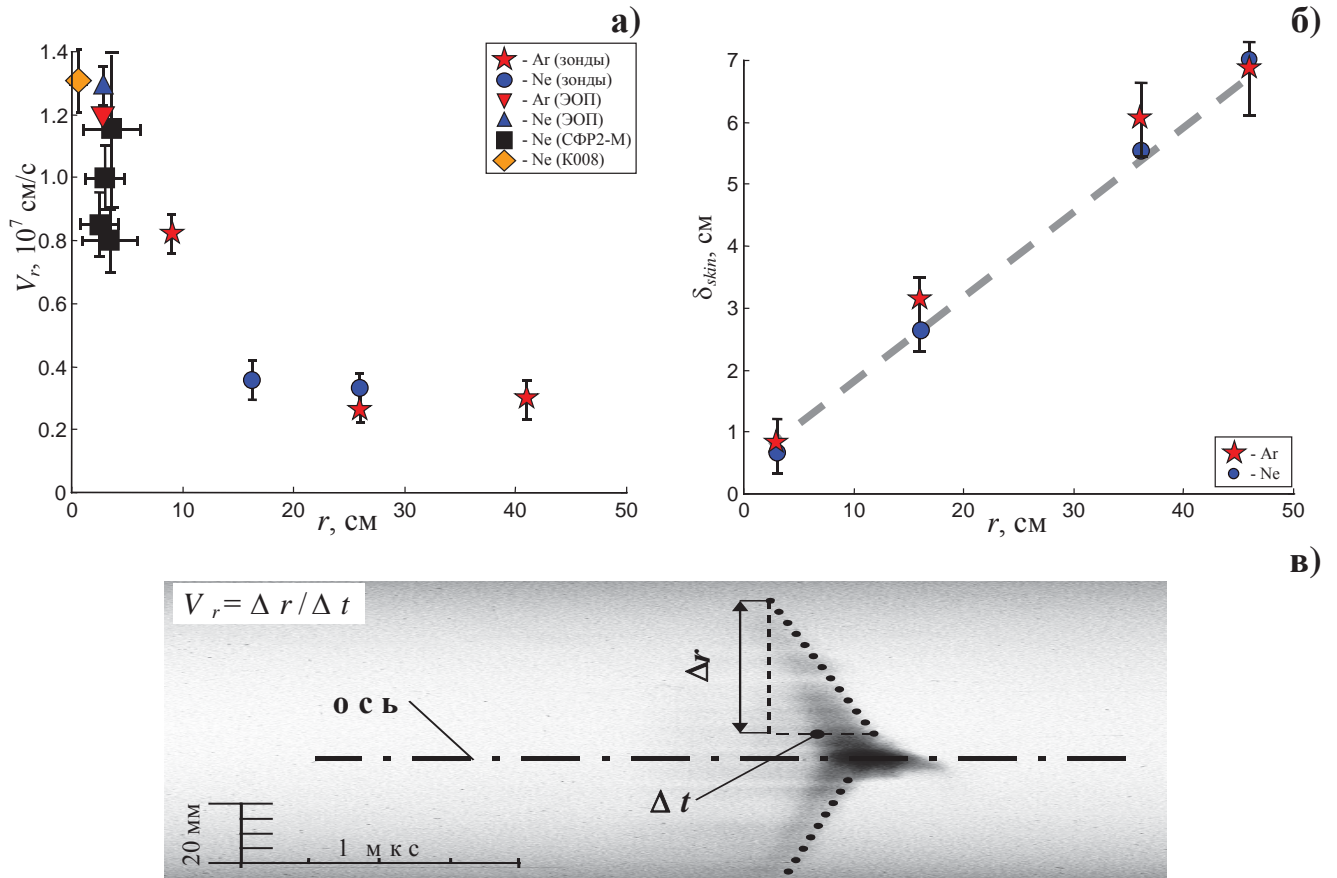


Рис. 53. Параметры ТПО в разрядах (газ Ar или Ne, $P_0=1.5-1.75$ Торр, $U_0=7-10$ кВ, $W_0=0.22-0.46$ МДж) по данным зондовых измерений и кадровой оптической регистрации (ЭОП и оптич. разверток): зависимости средней радиальной скорости ТПО V_r (а) и ее толщины скин-слоя δ_{skin} (б) от радиуса ее расположения относительно оси установки; типичная СФР-грамма сжатия ТПО (газ Ne, $P_0=1.5$ Торр, $U_0=7$ кВ, $W_0=0.22$ МДж) на установке ПФ-3 (в). По углам наклона линий, проведенных по внешней границе ТПО, определялась средняя скорость ее движения - V_r .

Зонд, расположенный в «анодной яме» в приосевой области установки ($r=20$ мм, $h=-10$ мм), начинает регистрировать сигнал за ~ 125 нс до особенности на производной полного тока. Этому соответствует средняя скорость движения ТПО вблизи оси $\sim 1.5 \cdot 10^7$ см/с. Зонд зарегистрировал уровень тока ~ 1.05 МА (см. врезку к рис. 51 кривую 7), что соответствует полному разрядному току на данный момент времени (за ~ 50 нс до момента особенности на

производной полного тока). Таким образом, впервые для экспериментов на установке ПФ-3 показана возможность сжатия полного разрядного тока величиной более 1 МА в область радиусом менее 2 см, т.е. в место предполагаемого расположения проволочныхборок.

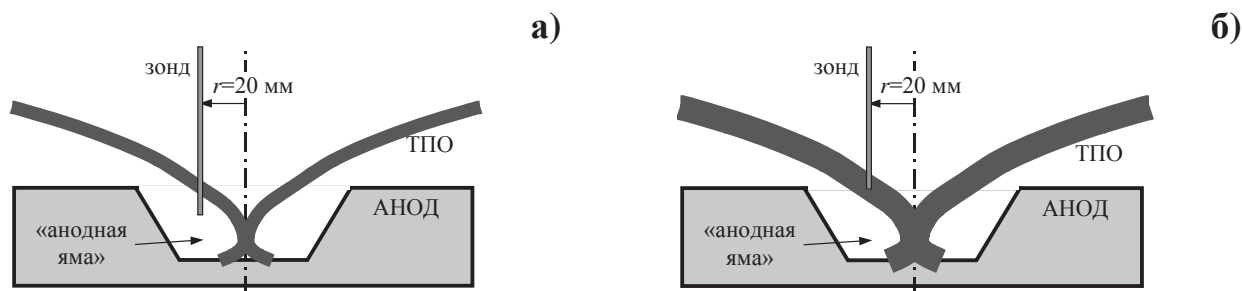


Рис. 54. Взаимное расположение ТПО и зонда для двух случаев его расположения вблизи оси установки – зонд заглублен в «анодную яму» на $h=-10$ мм (а); зонд расположен заподлицо с поверхностью анодного электрода на $h=0$ мм (б).

Величина регистрируемого тока зависит не только от места расположения зонда, но и от структуры оболочки. На рис. 52 приведен пример (выстрел №4163), когда зонд на радиусе 20 мм был расположен над «анодной ямой» (заподлицо с поверхностью анода, $h = 0$ мм). Зонд также начинает регистрировать сигнал еще за 340 нс до особенности на производной полного тока. Однако зарегистрированный уровень тока составил меньшую величину - ~ 0.5 МА (примерно 45% полного тока), несмотря на то, что зонды на радиусах 360 мм и 160 мм показали соответствие полному току. При сравнении результатов, представленных на рис. 51 и 52, обращает на себя внимание различие в структуре оболочки: все зонды показывают толщину скин-слоя в выстреле №4163 (см. рис. 52), почти в 2 раза превышающую толщину скин-слоя в выстреле №4162 (см. рис. 51). Т.е. оболочка в выстреле №4163 значительно уширена. Логично предположить, что токовый слой приходит в расположение зонда также еще до начала пинчевания в «анодной яме». Однако, из-за значительной кривизны оболочки, более высокого расположения зонда и уширенного распределения тока в оболочке, в результате скользящего, «прижатого» к аноду движения, ТПО не полностью пересекает зонд, что приводит к неполной регистрации тока.

Исходя из этого, наиболее предпочтительным местом расположения проволочной сборки с точки зрения прихода ТПО с максимальным уровнем тока, и, соответственно, достижения наиболее эффективного сжатия ее плазмы, является место в «анодной яме» на глубине до 10 мм. Однако, исследование динамики сжатия лайнера оптическими методами при расположении его в анодной «яме» в данной схеме эксперимента было бы невозможно. Поэтому, в описанной ниже серии экспериментов с проволочными сборками, выбран компромиссный вариант, при котором возможно достижение максимального уровня тока и удовлетворяются требования

диагностики: нижний фланец лайнера (грузик-натяжитель проволок) располагался «заподлицо» с плоскостью анода (см. рис. 22).

2.2.2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО СЖАТИЮ ПРОВОЛОЧНЫХ СБОРОК

В этом разделе представлены результаты экспериментов по сжатию вольфрамовых многопроволочныхборок под воздействием ТПО установки плазменный фокус. Начальные параметры эксперимента, такие как сорт рабочего газа, его начальное давление, напряжение зарядки батареи, были практически одинаковыми, чтобы по возможности максимально исключить влияние динамики ТПО на сжатие проволочной сборки. Вольфрамовые проволочные сборки имели одинаковые геометрические размеры (диаметр сборки и ее высота) и отличались только количеством 6 мкм проволок, т.е. погонной массой. Начальные условия экспериментов и основные параметры проволочныхборок приведены в табл. 3, а основные диагностические средства, использованные при проведении исследований – в §1.2. Главы 1 диссертации. Момент прихода ТПО в область расположения проволочной сборки, период плазмообразования проволок сборки, и дальнейшее ее сжатие исследовалось посредством оптических камер щелевой развертки СФР-2М и К008. Качество и форма ТПО контролировались при помощи кадровых оптических ЭОП-ов. Динамика ТПО и величина протекающего по ней тока оценивались по сигналам магнитных зондов, расположенных на различных радиусах от оси установки, в том числе и внутри проволочной сборки. По производным тока, измеряемым магнитными зондами, определялись времена задержек появления ТПО на радиусах расположения датчиков, и по времяпролетной методике оценивалась средняя скорость движения ТПО.

Рассмотрим результаты экспериментов со «стандартной» многопроволочной сборкой состоящей из 40 вольфрамовых 6 мкм проволок, расположенных на радиусе 10 мм. Полная погонная масса проволочной сборки была 220 мкг/см, высота сборки - 15 мм. Это было необходимо для проведения сравнения с результатами исследований таких же проволочныхборок на установке Ангара-5-1. На рис. 55 представлены результаты измерений магнитных полей (тока) как снаружи проволочной сборки ($r=360$ мм), так и внутри нее ($r=8$ мм).

Как видно из рис. 55а, токово-плазменная оболочка проходит радиус 360 мм примерно на 12 мкс разряда (кривая 2) и по ней протекает весь разрядный ток (см. рис. 55б, кривая 3). На 20 мкс разряда ТПО достигает расположения проволочной сборки, в момент времени близкий к 1-му пику на производной полного разрядного тока (см. кривую 1 на врезке к рис. 55а). На этот

момент уровень тока в оболочке равняется примерно 1.25 МА. Средняя скорость движения ТПО при подходе к проволочной сборке, определенная из оптических щелевых разверток достигает значений от $0.9 \cdot 10^7$ см/с до $1.4 \cdot 10^7$ см/с по данным высокоскоростной камеры СФР-2М (см. рис. 56а) и $\sim 1.3 \cdot 10^7$ см/с по данным камеры К008 (см. рис. 56б). После прихода ТПО к проволочной сборке часть ее тока переключается на проволоки. Через примерно 168 нс плазма вместе с током проникает внутрь объема проволочной сборки в область расположения магнитного зонда (см. рис. 55а, кривые 3). Следует еще раз отметить, что специальная конструкция магнитного зонда позволяла регистрировать разнополярные сигналы (кривые 3), связанные с проникновением магнитного потока внутрь проволочной сборки. Аналогичный результат следует из оптических методов регистрации динамики ТПО: из оптической развертки радиального сжатия плазмы проволочной сборки (см. рис. 56б) следует, что через время $t_{pp}^{opt} \sim 140-170$ нс после прихода ТПО на проволочную сборку начинается ее финальное сжатие со средней скоростью примерно $(0.5-0.6) \cdot 10^7$ см/с. Это время t_{pp}^{opt} требуется для преобразования вещества проволок в плазму, известное как явление длительного плазмообразования в проволочных сборках.

На оптических кадровых изображениях рис. 57 зарегистрированы моменты времени:

- (t_1), через ~ 293 нс после прихода плазменной оболочки на проволочную сборку, когда уже закончилось плазмообразование с проволок. На кадровом изображении наблюдается явление плазменного ливня - неоднородного по пространству сжатия плазмы. На оси проволочной сборки уже присутствует плазменный предвестник. К этому моменту времени, ток внутри радиуса 8 мм достигает ~ 0.7 МА, что на 400 кА меньше, чем полный ток разряда на данный момент времени (см. рис. 55б, кривые 3 и 4). Это может означать, что часть тока продолжает протекать в области начального расположения проволок по отставшей массе (т.н. «*trailing mass*»). Следует заметить, что такая разница в уровне тока, зарегистрированная магнитным зондом вблизи оси (на $r=8$ мм), может быть также вызвана несимметричным проникновением токовой плазмы внутрь объема проволочной сборки. Как следствие этого, возможно существенное уменьшение точности восстановления тока по сигналу данного зонда;

- (t_2-t_3) - стадии финального сжатия плазмы к оси со средней скоростью не более $0.6 \cdot 10^7$ см/с и образования Z-пинча с минимальными размерами 2-2.5 мм. При этом ток, протекающий внутри радиуса 8 мм, существенно падает, что может быть связано с активной диссипацией электромагнитной энергии плазмой Z-пинча. При этом на производной полного тока регистрируется 2-й пик (см. врезку к рис. 55а). Сжатие плазмы проволочной сборки завершается примерно на 20.6 мкс разряда;

- (t_4) - стадия несимметричного развала пинча.

Следует указать на сходство зарегистрированных явлений, присущих имплозии проволочных сборок на сильноточных ускорителях типа Ангара-5-1, MAGPIE или ZR - образование токового предвестника на оси до сжатия основной плазмы сборки, плазменный ливень и “trailing mass” на финальной стадии имплозии.

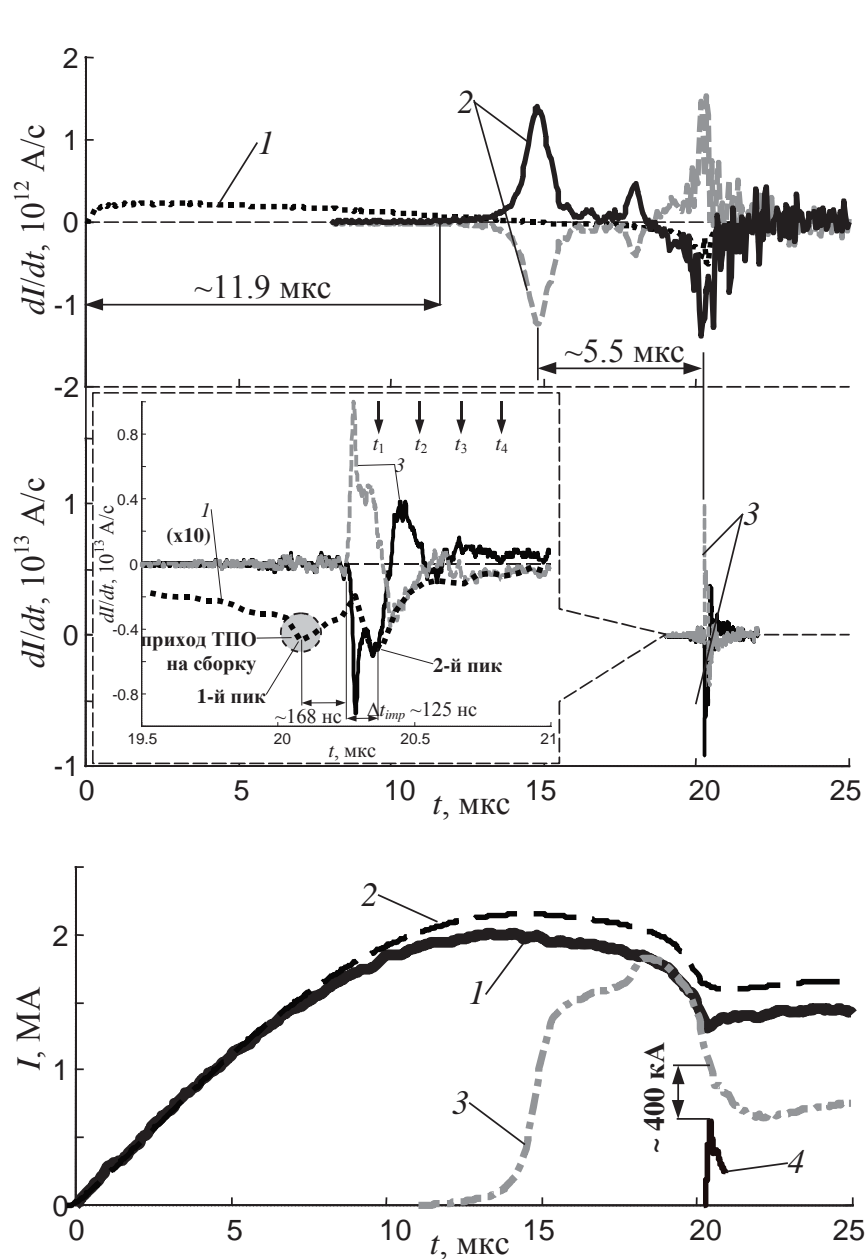


Рис. 55. Результаты измерений магнитного поля: импульс №4190, газ Ne, $P_0=2.75$ Торр, $U_0=10$ кВ, $W_0=0.46$ МДж. Нагрузка на оси: сборка из 40 вольфрамовых 6 мкм проволок, линейной массы 220 мкг/см. Радиус сборки - 10 мм, высота - 15 мм. Временные зависимости: а) 1-3 производных полного тока и производных токов, измеренных зондами на радиусах 360 мм и 8 мм соответственно. Моменты времени t_1-t_4 оптических кадров рис. 57 указаны стрелками (\downarrow); б) 1, 2 - полного тока, измеренного поясом Роговского и петлевым датчиком тока соответственно; 3, 4 - токов, протекающих внутри радиусов 360 мм и 8 мм соответственно.

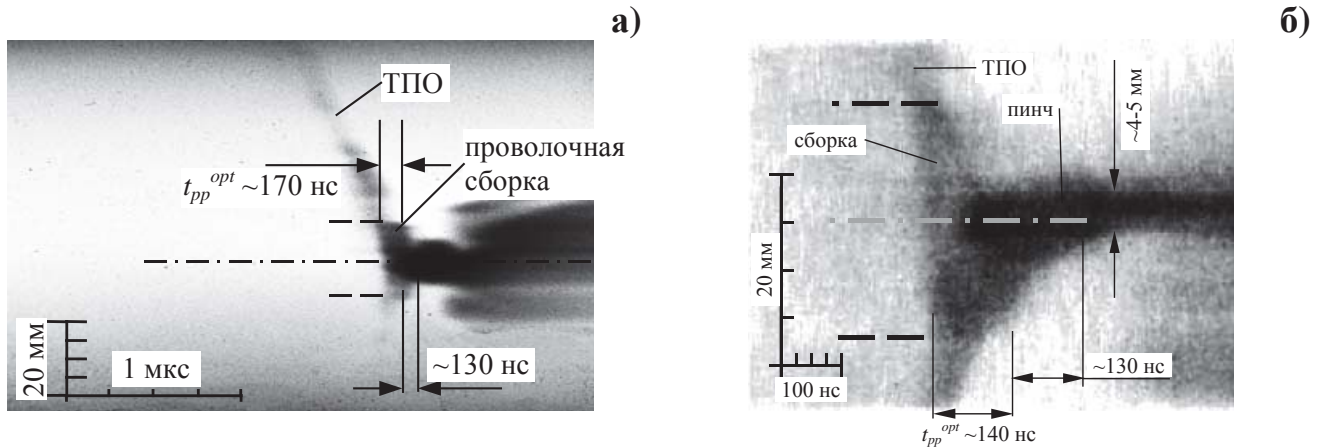


Рис. 56. Сжатие ТПО и проволочной сборки по данным оптических щелевых разверток для выстрела №4190. Проволочная сборка из 40 W 6 мкм проволок, погонной массы 220 мкг/см. Радиус сборки - 10 мм. Высота - 15 мм. По данным оптических камер: а) СФР-2М; б) K008.

Обсудим результаты экспериментов по сжатию проволочныхборок при помощи ТПО установки плазменный фокус с точки зрения модели гетерогенного лайнера с затянутым плазмообразованием, основанной на большом экспериментальном материале.

В представленных в данной работе экспериментах взаимодействие ТПО с многопроволочной сборкой по данным щелевых оптических разверток (см. напр. рис. 56 и 58) подобно тому, что наблюдалось при сжатии вложенных проволочныхборок на сильноточных генераторах [6, 38]. В некоторый момент времени плазменная оболочка сжимается в область расположения проволочной сборки и начинает с ней взаимодействовать - наблюдается увеличение оптического свечения в области проволочной сборки. Следует заметить, что взаимодействие с ТПО приводит к увеличению радиального размера проволочной сборки в оптическом диапазоне спектра, примерно на 1.5-2.5 мм (см. рис. 58). Это связано с испарением и последующей ионизацией вещества проволок под воздействием как самой ТПО, так и, возможно, под воздействием излучения еще приближающейся ТПО. Ранее был показан эффект предыонизации пенных лайнеров излучением оболочки [60]. Очевидно, что и в случае проволочныхборок имеет место, по крайней мере, преднагрев вещества проволок. Однако, вследствие тугоплавкости вольфрама и малой облучаемой поверхности по сравнению с пенным лайнером, мощности излучения при данных разрядных токах, по-видимому, недостаточно для демонстрации эффекта предыонизации в пределах точности измерений имевшимися в наличии оптическими диагностиками. Этот эффект может проявиться при увеличении мощности разряда и числа проволок в сборке (за счет увеличения облучаемой поверхности). Так как проволочная сборка гидродинамически прозрачна [179, 180], то взаимодействие ТПО и плазмы проволок происходит через магнитное поле тока, протекающего через ТПО преимущественно в

области магнитного поршня. За время такого взаимодействия (Δt_f) некоторая часть тока переключается на плазму проволочной сборки. Начинается интенсивное плазмообразование с проволок в течение некоторого промежутка времени (t_{pp}), которое зависит от параметров проволочной сборки (массы, радиуса сборки, межпроволочного зазора и др.) и тока, протекающего по ней. Указанный промежуток времени можно измерить из эксперимента по оптическим щелевым разверткам ($t_{pp}=t_{pp}^{opt}$), представленным на рис. 56, 58 и более подробных данных работы [121], а также оценить в предположении, что плазмообразование происходит с интенсивностью согласно формуле (15). Решая равенство (17), получим оценку времени t_{pp}^{calc} и сравним его с экспериментально измеренным временем t_{pp}^{opt} .

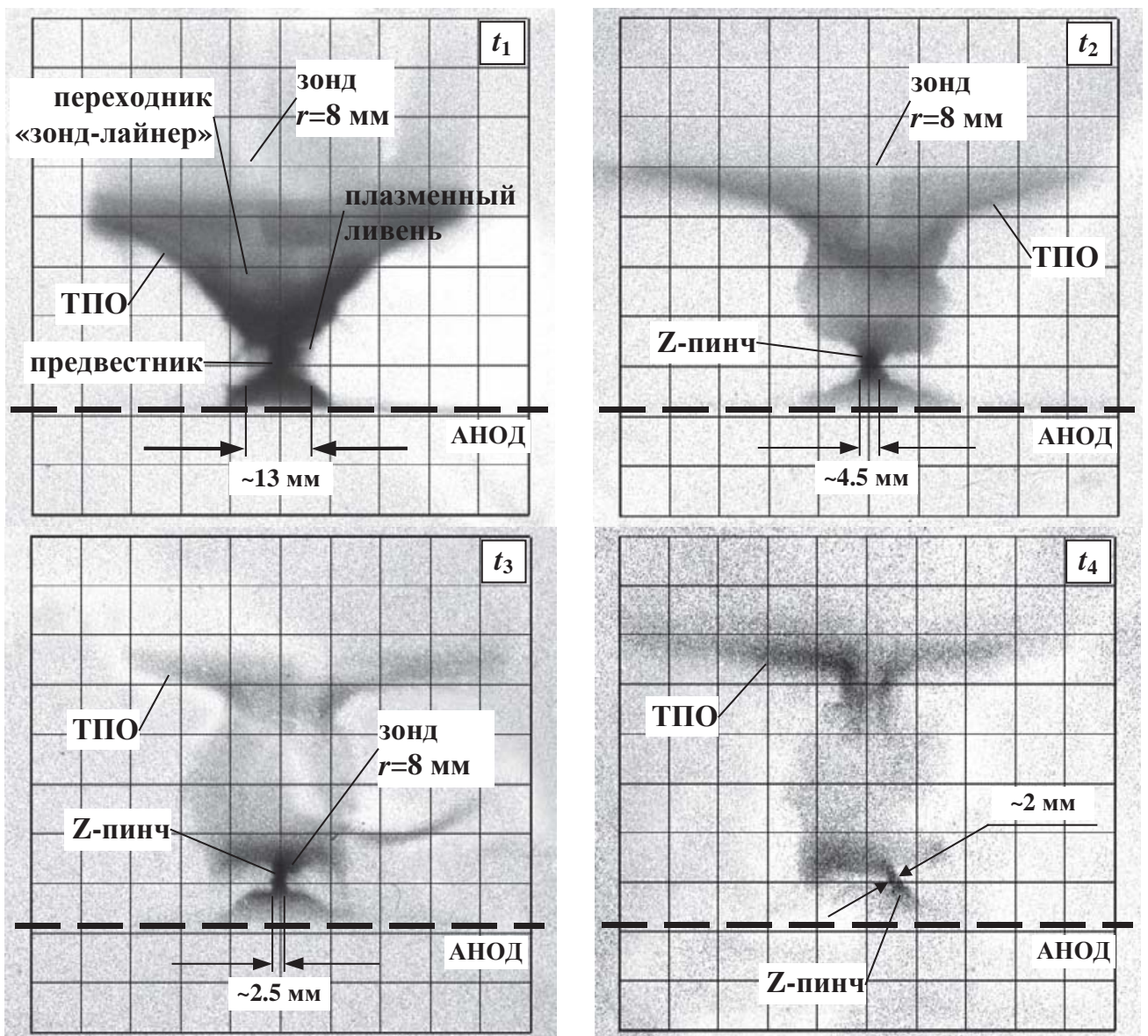


Рис. 57. Сжатие ТПО и проволочной сборки из 40 W 6 мкм проволок, погонной массы 220 мкг/см, $R_0=10$ мм, $h=15$ мм по данным кадровых оптических изображений для выстрела №4190. Масштаб сетки приведен к объекту – 1×1 см. Моменты времени относительно особенности на производной полного тока $t_1=+10$ нс; $t_2=+160$ нс; $t_3=+310$ нс и $t_4=+460$ нс.

Из данных щелевых оптических разверток рис. 58а,б определено, что ТПО полностью проходит положение начальной границы проволочной сборки массы (330 мкг/см и 600 мкг/см) за время $\Delta t_f \sim 100-130$ нс. Будем считать, что ТПО, несущая ток в момент ее взаимодействия с проволочной сборкой амплитудой $I \sim 1.2$ МА (по магнитозондовым измерениям), полностью переключает его на проволочную сборку за указанное выше время Δt_f . Ниже представлены результаты расчета времени t_{pp}^{calc} для вольфрамовых проволочныхборок линейной массы 330 мкг/см (см. рис. 59а) и 600 мкг/см (см. рис. 59б). Проведенные по выражению (17) оценки показали, что расчетное значение $t_{pp}^{calc} \sim 224-245$ нс хорошо соответствует измеренному $t_{pp}^{opt} \sim 227$ нс на рис. 58а для случая проволочной сборки линейной массой 330 мкг/см. Аналогично, для проволочной сборки большей линейной массы (~ 600 мкг/см) наблюдается хорошее соответствие расчетного значения $t_{pp}^{calc} \sim 337-375$ нс и измеренного $t_{pp}^{opt} \sim 380$ нс из данных щелевой оптической развертки рис. 58б.

На рис. 60 по совокупности проведенных экспериментов представлено сравнение рассчитанного времени t_{pp}^{calc} с измеренным временем по данным оптических разверток - t_{pp}^{opt} . Сравнение проведено как при разных значениях массы проволочной сборки (220, 330, 600 и 660 мкг/см), так и при различном уровне тока через ТПО, полностью переключаемом на проволочную сборку (1.2-2.5 МА). Следует заметить, что если бы данные времена идеально совпадали, то все точки лежали бы на диагональной пунктирной линии.

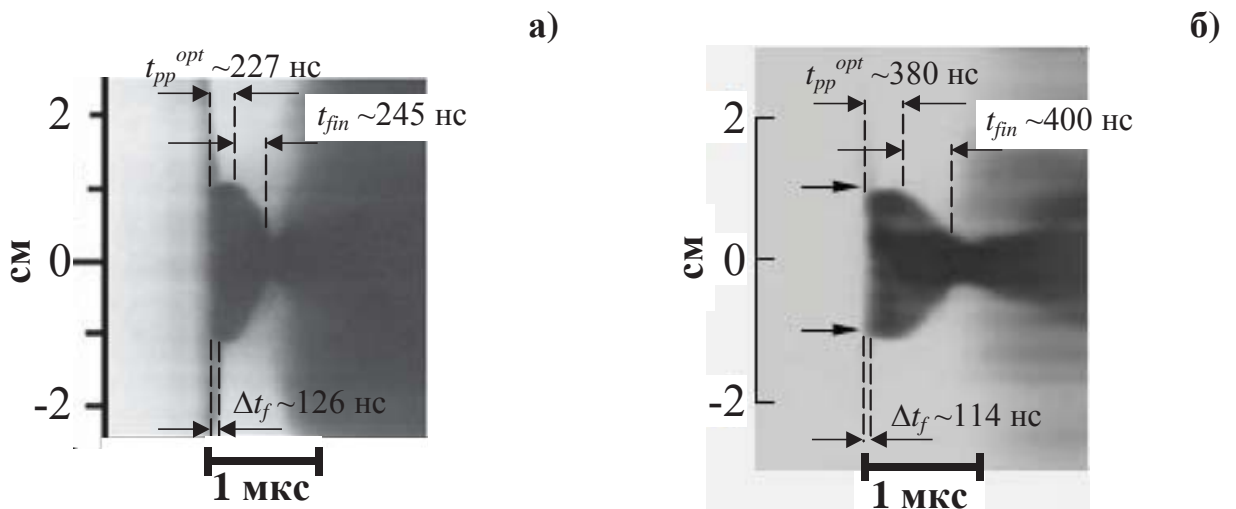


Рис. 58. Сжатие ТПО и проволочной сборки по данным щелевых оптических разверток работы [60]. Импульсы № 4194, 4195 (газ Ne, $P_0=3$ Торр, $U_0=10-13$ кВ, $W_0=0.46-0.76$ МДж): а) проволочная сборка линейной массы 330 мкг/см (60 W проволока $\varnothing 6$ мкм); б) проволочная сборка линейной массы 600 мкг/см (60 W проволока $\varnothing 8$ мкм).

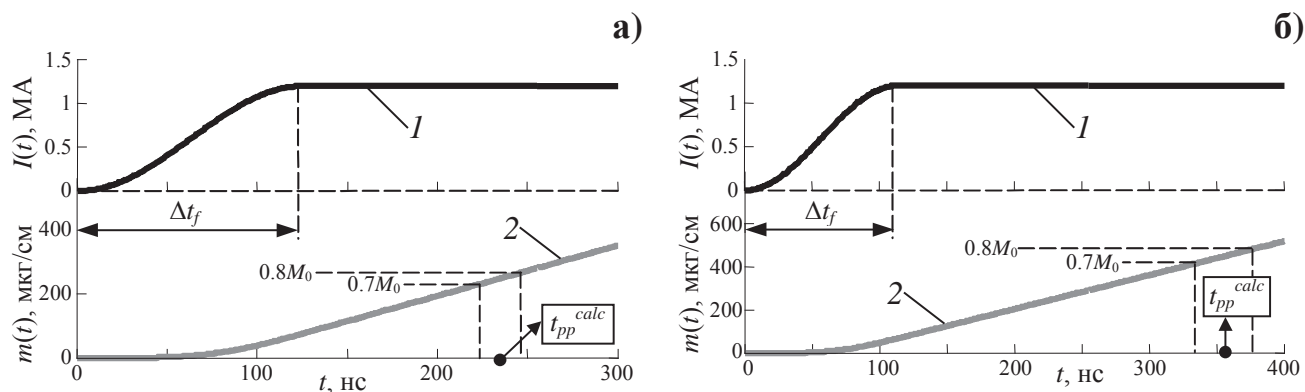


Рис. 59. Расчет времени t_{pp}^{calc} начала финального сжатия проволочной сборки. Временные зависимости: 1 - тока, протекающего по проволочной сборке; 2 - линейной массы проволок, перешедшей в плазменное состояние согласно выражению (15) в случае проволочной сборки линейной массы 330 мкг/см (а) и 600 мкг/см (б).

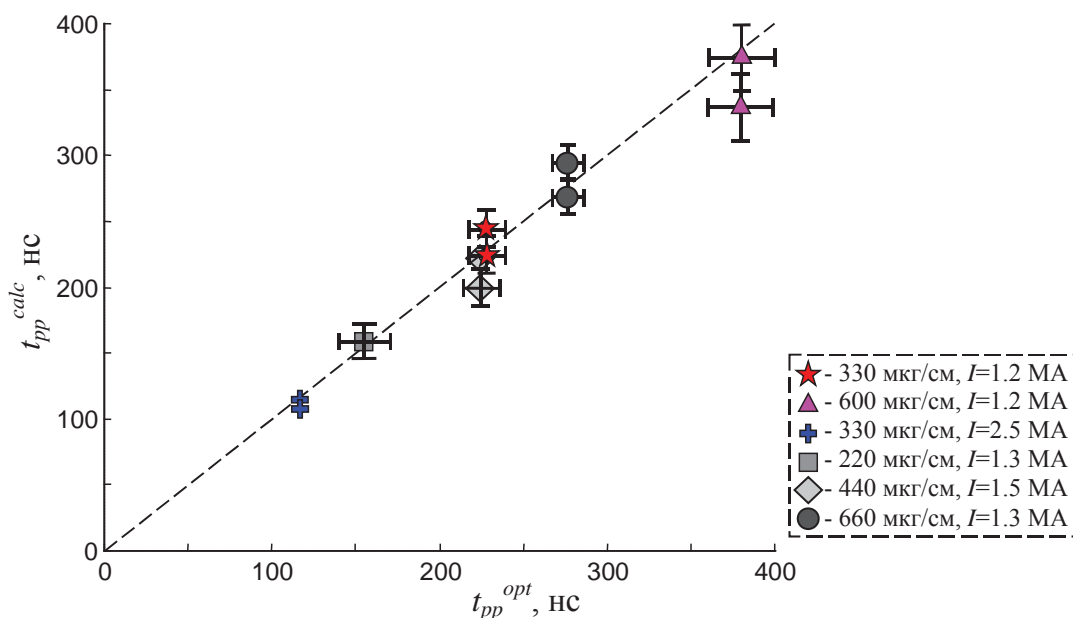


Рис. 60. Сравнение расчетного времени плазмообразования вещества проволочной сборки - t_{pp}^{calc} с измеренным временем из оптических разверток - t_{pp}^{opt} .

Хорошее совпадение расчетного t_{pp}^{calc} и измеренного t_{pp}^{opt} значений времени, требующегося для плазмообразования вещества проволок сборки, свидетельствует о том, что физические предположения модели согласно выражениям (15) и (17) достоверно описывают имплозию сборок из вольфрамовых проволок при переключении тока ТПО в пределах экспериментальной точности измерения тока и промежутков времени из щелевых оптических разверток. На основании этого можно сделать вывод, что плазмообразование с проволок вольфрамовой сборки при переключении на нее тока ТПО происходит примерно с тем же темпом, что и плазмообразование вольфрамовых проволочныхборок на мощных

сильноточных установках (см. данные в табл. 2). При этом интенсивность производства плазмы для вольфрамовой сборки начальным радиусом 1 см при токе 1 МА лежит в диапазоне (0.125-0.18) мкг/(см²·нс).

Ниже на рис. 61 представлена зависимость времени имплозии проволочной сборки t_{imp} от ее начальной погонной массы M_0 . Под временем имплозии проволочной сборки будем понимать промежуток времени от начала взаимодействия ТПО со сборкой (переключения тока) и финальным сжатием ее плазмы на оси, т.е. $t_{pp}+t_{fin}$. Время имплозии проволочной сборки определялось по данным щелевых оптических разверток, представленных, например, на рис. 56 и 58. На этом же рисунке представлены данные расчета времени имплозии по 0-мерной модели сжатия с учетом количества проволок и полного тока, протекающего по сборке. Из сравнения точек на рис. 61 следует общая тенденция возрастания времени имплозии (сжатия) от массы проволочной сборки как $t_{imp} \sim (M_0 R_0^2)^{0.25}$. Сопоставление экспериментальных точек с точками, полученными по 0-мерной модели, свидетельствует о том, что не менее 80% начальной массы проволок сжимается к оси сборки.

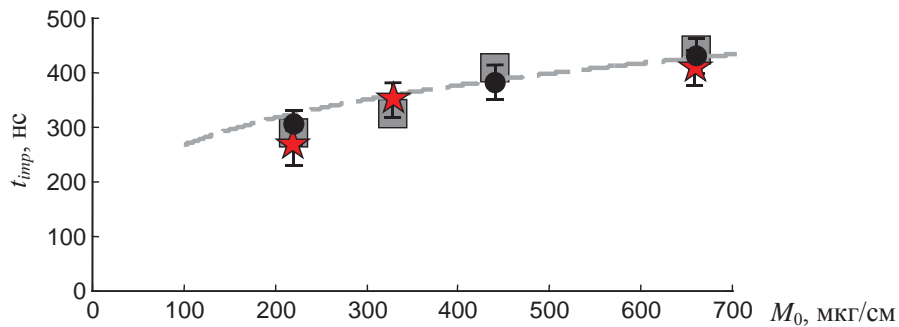


Рис. 61. Зависимость времени имплозии (t_{imp}) проволочной сборки от ее погонной массы (M_0) по данным оптических разверток (● - камера К008, ★ - камера СФР-2М) и по 0-мерной модели тонкой оболочки (■). Пунктирная кривая соответствует зависимости $t_{imp} \propto (M_0 R_0^2)^{0.25}$.

Также следует отметить, что скорость сжатия плазмы на финальной стадии имплозии проволочной сборки была всегда меньше средней скорости сжатия ТПО до взаимодействия с ней. Чем больше погонная масса проволочной сборки, тем меньше радиальная скорость финального сжатия плазмы при прочих фиксированных параметрах разряда (сорт газа, начальное давление, напряжение зарядки батареи) и параметрах проволочной сборки (диаметр сборки, материал и диаметр проволок). Естественно, существует оптимальная масса проволочной сборки согласно выражению $mR_0^2 \sim I^2$, при которой происходит эффективное сжатие ее плазмы и образование на оси компактного Z-пинча. В данном случае при уровне тока ~1-1.5 МА, протекающего по ТПО в момент ее взаимодействия с проволочной сборкой,

оптимальная линейная масса проволочной сборки составляет не более 200-300 мкг/см. При этом финальный радиальный размер пинча составляет не более 2-2.5 мм.

2.2.3. ИССЛЕДОВАНИЕ МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ИМПЛОЗИИ МНОГОПРОВОЛОЧНЫХ СБОРОК В УСЛОВИЯХ ПЛАЗМОФОКУСНОГО РАЗРЯДА

Одним из ключевых вопросов в исследовании имплозии проволочныхборок является исследование мощности и спектрального состава рентгеновского излучения. Традиционно на установках плазменный фокус проводятся измерения жесткой части спектра рентгеновского излучения ($h\nu > 1$ кэВ). Существует несколько работ, посвященных измерениям рентгеновского излучения пинча в спектральном диапазоне 100-300 эВ при сжатии токово-плазменной оболочки [181, 182]. До настоящего времени попытки измерения мощности мягкого рентгеновского излучения (МРИ, $20 < h\nu < 500$ эВ) в многопроволочных сборках на установках данного типа не предпринимались по причине его практически полного поглощения рабочим газом в условиях стационарного заполнения разрядной камеры. Эта же причина затрудняет вывод МРИ за пределы камеры для его какого-либо практического использования. Тем не менее, эту неприятность можно обойти, если расположить облучаемый объект непосредственно вблизи источника МРИ таким образом, чтобы исключить поглощение излучения в рабочем газе установки.

Ниже представлены результаты экспериментов по измерению выхода МРИ как в разряде в чистом неоне, так и при размещении на оси разрядной камеры многопроволочной вольфрамовой сборки. Идея измерения рентгеновского излучения состояла в том, чтобы существенно уменьшить его поглощение в рабочем газе плазмофокусной установки за счёт создания вакуумного канала для транспортировки излучения от источника к детектору. Особенности методики регистрации рентгеновского излучения в указанном выше спектральном диапазоне не типичном для экспериментов на плазмофокусных установках представлена в п. 1.2.4 Главы 1 диссертации (см. рис. 17). Имплозия такой сборки осуществлялась электрическим током, переключенным с токово-плазменной оболочки в разрядах с неоном. Впервые проведено сравнительное измерение мощности мягкого рентгеновского излучения в обычных плазмофокусных разрядах в газе и в разрядах с добавлением многопроволочных лайнерных нагрузок, проведено исследование взаимосвязи динамики формирования источника излучения при сжатии проволочной сборки и временной зависимости мощности МРИ.

Для регистрации мягкого рентгеновского излучения в чисто газовых разрядах, без лайнерных нагрузок, использовались оба канала регистрации с одинаковыми входными щелями шириной $d=0.3$ мм и НЦ-фильтрами с поверхностной плотностью 23 мкг/см² (см. рис. 18), которые располагались на одинаковом удалении $a=13$ см от источника излучения (см. табл. 4). Было сделано несколько десятков разрядов в чистом неоне.

Рассмотрим лучший по величине измеренной мощности МРИ импульс №4237, результаты которого представлены на рис. 62 и в табл. 4. Из представленных осциллограмм следует, что мощность МРИ начинает регистрироваться детекторами ВРД1 (U_{XRD1}) и ВРД2 (U_{XRD2}) в момент особенности на производной полного тока (dI/dt) и достигает максимума примерно через 75 нс. Профили импульсов, измеренные ВРД1 и ВРД2, имеют двугорбую форму. Первый узкий пик совпадает с максимумом сигнала, измеренного р-і-п диодом (U_{pin}), который соответствует рентгеновскому излучению с энергией квантов $h\nu > 1$ кэВ. Поскольку рентгеновские датчики типа ВРД, в отличие от РППД-11, регистрируют также мягкое рентгеновское излучение с энергией квантов менее 1 кэВ, на их сигналах присутствует затянутый во времени задний фронт по сравнению с коротким задним фронтом на сигнале U_{pin} . Ширина импульса МРИ на полувысоте (FWHM), измеренного ВРД, составляет около 600 нс. При этом та же величина FWHM сигнала с р-і-п диода U_{pin} существенно меньше – около 50 нс.

Как уже указывалось выше, из-за того, что система регистрации мягкого рентгеновского излучения с энергией кванта меньше 1 кэВ была фактически одноканальной, мы определяли мощность МРИ на единицу длины пинча по формуле (10) в предположении его монохроматичности для нескольких вариантов энергии квантов. При восстановлении мощности МРИ было учтено поглощение излучения в рабочем газе неоне на дистанции a от источника МРИ до входной щели регистрирующей системы, которое указано в соответствующем столбце табл. 4. Энергия излучения получена из восстановленной мощности МРИ с учетом длительности импульса на полувысоте (величина FWHM). Первый вариант в табл. 4 касается первого короткого пика (~50 нс) на сигнале ВРД1, совпадающего по времени с сигналом р-і-п диода. По-видимому, основной вклад в первый пик на профиле U_{XRD1} соответствует энергии квантов с $h\nu \sim 1$ кэВ (K -оболочки неона). Второй и третий варианты рассчитаны в предположениях, что энергия квантов принадлежит интервалу, где в основном представлено излучение L -оболочки неона с энергией квантов 150 эВ и 200 эВ. Кванты излучения указанных энергий, по-видимому, обуславливают длительность сигнала ВРД около 600 нс. Четвёртый вариант соответствует нижней границе чувствительности ВРД, которая соответствует энергии квантов около 8-10 эВ (см. рис. 18в кривую 2).

При изложенных выше предположениях о спектре рентгеновского источника, из данных табл. 4 для импульса №4237 следует, что в разряде на чистом неоне без проволочной сборки

мощность излучения составляет величину 2.5-9 ГВт/см в спектральном диапазоне $h\nu \leq 1$ кэВ. Соответствующее значение энергии МРИ было от 0.16 кДж/см до 5.4 кДж/см.

Табл. 4. Сводные данные измерений параметров импульса МРИ в диапазоне $h\nu < 1$ кэВ.

№ импульса	Расстояние от пинча до щели a [см] и ширина щели d [см]	НЦ-фильтр, [мкг/см ²]	Амплитуда* [В] и длительность сигнала (FWHM) [нс]	Энергия квантов $h\nu$ [эВ]	Мощность МРИ** [ГВт/см]	Энергия МРИ** [кДж/см]
4237 ТПО	13 0.03	23.0	~1.2 / 50	1000	3.3	0.16
			0.9 / 600	200	2.5	1.5
				150	5.9	3.5
				8	9.0	5.4
4242 ТПО+ сборка	18.5 0.045	23.0	1.8 / 650	200	5.6	3.6
				150	20	13.0
				8	12.6	8.2

* - с учетом аттенуатора в тракте регистрации 1:1.5

** - с учетом поглощения в рабочем газе

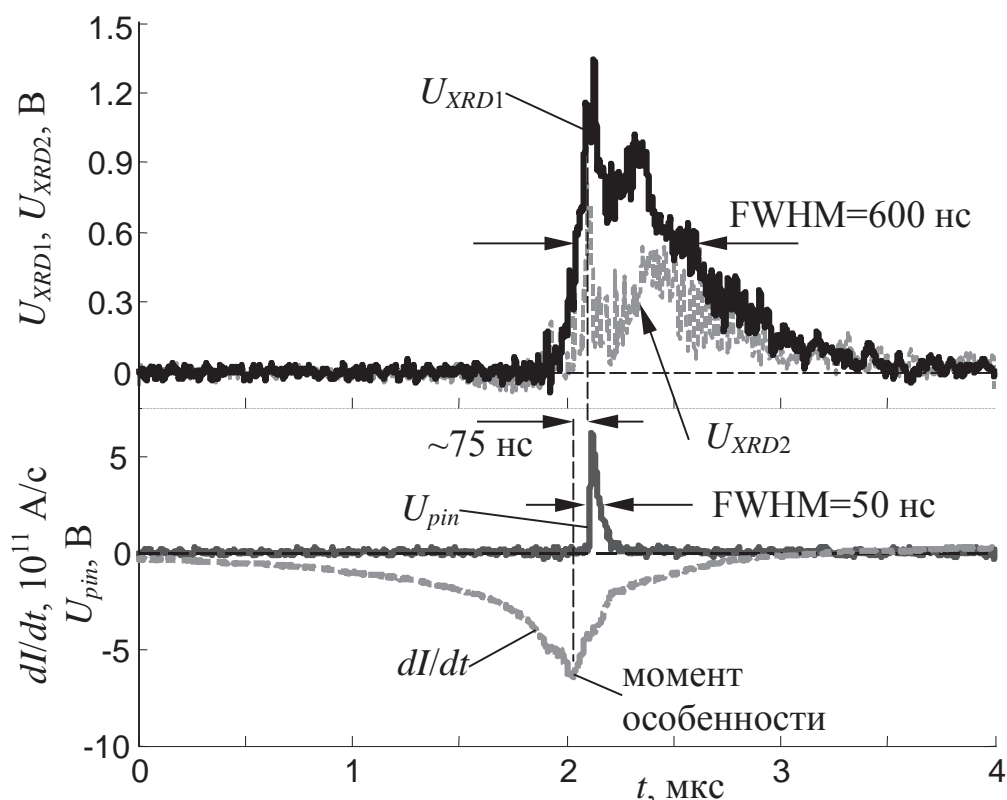


Рис. 62. Временные зависимости рентгеновского излучения, измеренного при помощи ВРД1 (U_{XRD1}), ВРД2 (U_{XRD2}), p-i-n диода (U_{pin}) и производной полного тока (dI/dt) для импульса №4237: газ Ne, $P_0=3$ Торр, $U_0=10$ кВ, $W_0=460$ кДж. Сжатие ТПО без проволочной сборки.

Ниже рассмотрим результаты экспериментов с многопроволочной сборкой. На рис. 63 представлены основные стадии сжатия ТПО и проволочной сборки, полученные при помощи кадровой ЭОП-регистрации в нескольких импульсах (№№4238-4242) при одинаковых начальных условиях (см. табл. 4). На финальной стадии сжатия токово-плазменная оболочка, несущая разрядный ток, приближается к месту расположения проволочной сборки (момент t_1). При взаимодействии ТПО и проволочной сборки почти весь ток переключается на проволоки, как было показано в работе [121]. В течение некоторого времени (в интервале от t_2 до t_3), требующегося на преобразование всего вещества проволок в плазму (явление затянутого плазмообразования), происходит формирование плазменного предвестника на оси проволочной сборки. В промежутке времени t_4 - t_6 , когда уже окончилось плазмообразование с проволок сборки, начинается стадия финального сжатия плазмы и образование Z-пинча диаметром 1.5-3 мм и высотой 8-10 мм. При этом на периферии проволочной сборки остается некоторое количество вещества, оставшегося после окончания плазмообразования с проволок сборки и не успевшего сжаться к ее оси (т.н. “trailing mass”, см. кадр t_4).

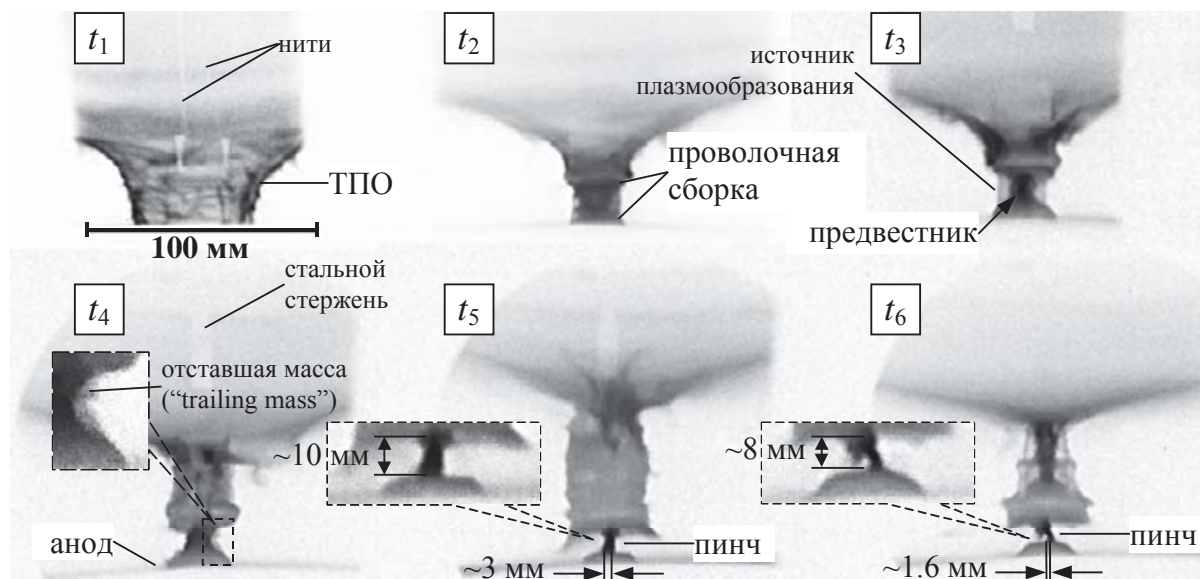


Рис. 63. Сжатие ТПО и проволочной сборки по данным кадровых оптических изображений для импульсов №№4238-4242. Проволочная сборка из 40 W 6 мкм проволок, погонной массы 220 мкг/см. Радиус сборки - 10 мм. Высота - 15 мм. Внизу - поверхность анода установки.

Проведем сравнение динамики сжатия плазмы многопроволочной сборки, полученной из данных ЭОП-регистрации, с данными временных измерений МРИ при помощи ВРД.

Рассмотрим вначале импульс (№4241), в котором на оптических кадровых изображениях зарегистрированы процессы, происходящие с проволочной сборкой вплоть до начала стадии ее финального сжатия (см. рис. 64). В момент времени t_1 за 250 нс до момента особенности на

временной зависимости производной полного тока (кривая dI/dt) на кадровом оптическом изображении видно, как ТПО только подходит к местоположению проволочной сборки. Местоположение проволочной сборки показано штриховым прямоугольником белого цвета. На кадровом изображении в момент времени t_2 ТПО уже начала взаимодействовать с проволочной сборкой. При этом наблюдается некоторая несимметрия сжатия плазменной оболочки относительно расположения проволочной сборки. Вплоть до этого момента времени ВРД2 не регистрирует излучение из объема проволочной сборки. В момент времени t_3 на кривой U_{XRD2} наблюдается небольшой пьедестал, который связан с рентгеновским излучением плазменного предвестника на оси проволочной сборки, который был зарегистрирован на соответствующем оптическом кадровом изображении. На периферии проволочной сборки (на начальном радиусе расположения проволок сборки) присутствует вещество проволок, с которых еще продолжается плазмообразование. В последующие моменты времени, после окончания плазмообразования с проволок, начинается стадия финального сжатия плазмы к оси сборки (см. кадровое оптическое изображение в момент времени t_4), и через ≈ 500 нс после момента особенности достигается максимум мощности МРИ на кривой U_{XRD2} . Ширина импульса МРИ на его полувысоте (FWHM) составила величину примерно 880 нс.

Следует заметить, что взаимодействие ТПО с многопроволочной сборкой улучшило привязку сжимающейся плазмы к оси камеры установки по сравнению с обычными разрядами на неоне.

На оси проволочной сборки образуется небольшая по высоте (8-10 мм) область компактного сжатия плазмы Z-пинча (см. оптические кадры рис. 63), что существенно меньше, чем высота проволочной сборки 15 мм. Такая разница по высоте Z-пинча и проволочной сборки вызвана тем, что при взаимодействии ТПО с проволочной сборкой часть массы плазменной оболочки налипает на верхний и нижний электроды сборки и не сжимается к оси. Взаимная юстировка ВРД и проволочной сборки проводилась таким образом, чтобы поле зрения ВРД совпадало с областью компактного сжатия Z-пинча или было немного ниже. В тех случаях, когда ВРД «видели» нижнюю часть Z-пинча проволочной сборки, сигналы с них имели относительно небольшую амплитуду и большую длительность (см. рис. 64). Когда же область обзора ВРД попадала в среднюю компактно сжатую часть Z-пинча, сигналы имели большую амплитуду и меньшую длительность. Именно этот случай будет рассмотрен ниже.

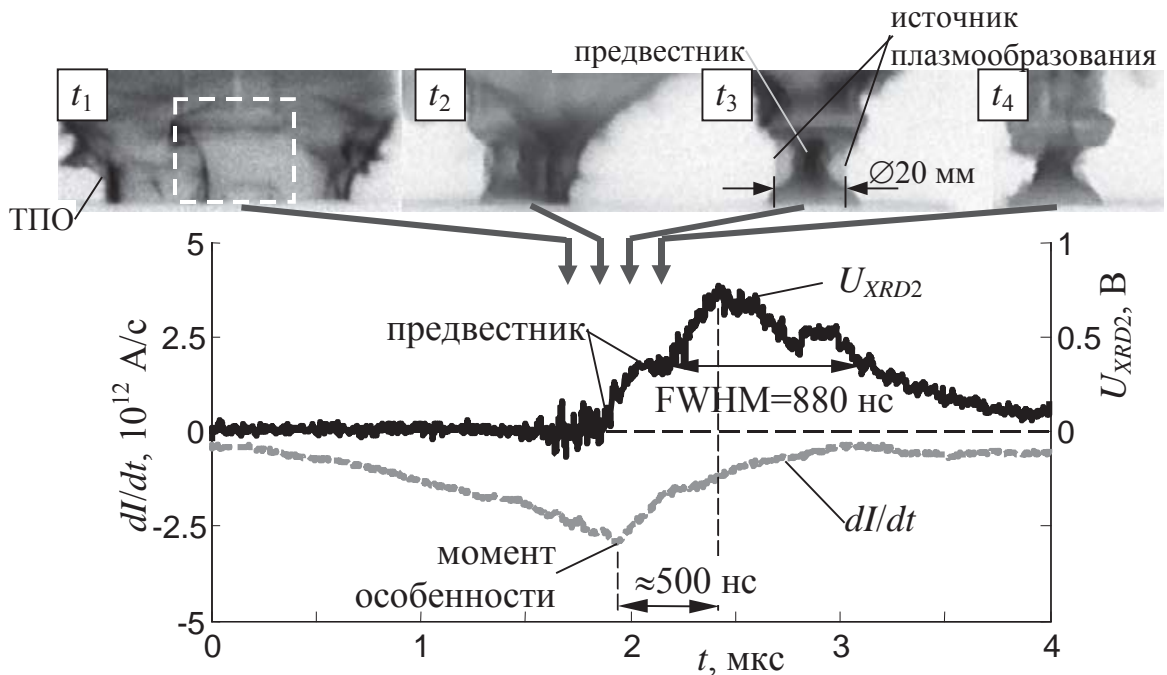


Рис. 64. Импульс №4241: газ Ne, $P_0=3$ Торр, $U_0=10$ кВ, $W_0=460$ кДж. Сжатие ТПО в присутствии проволочной сборки из 40 W 6 мкм проволок, погонной массы 220 мкг/см. Радиус сборки - 10 мм. Высота - 15 мм. Временные зависимости производной полного тока (dI/dt) и рентгеновского излучения, измеренного при помощи ВРД2 (U_{XRD2}). Вверху: кадровые оптические изображения, синхронизованные с представленными осциллограммами. Моменты времени $t_1=-250$ нс; $t_2=-100$ нс; $t_3=+50$ нс; $t_4=+200$ нс отсчитаны от момента особенности на кривой dI/dt . Место расположения проволочной сборки указано штриховым прямоугольником.

На рис. 65 и в табл. 4 представлены результаты измерения мощности МРИ Z-пинча проволочной сборки в импульсе №4242, в котором на оптических кадровых изображениях зарегистрирована стадия финального сжатия проволочной сборки и образования Z-пинча. Как и в импульсе №4241, сигнал с ВРД (U_{XRD1}) начинает регистрироваться в момент времени, близкий к моменту особенности на кривой dI/dt . В момент времени t_1 внутри проволочной сборки наблюдается предвестник, и в это же время на сигнале с ВРД1 присутствует пьедестал. К моменту времени t_2 уже закончилось плазмообразование с проволок, и наступило финальное сжатие плазмы проволочной сборки. На стадии финального сжатия проволочной сборки возрастает сигнал с ВРД и достигает своего максимума приблизительно на 500-ой нс после момента особенности на производной полного тока. В момент максимума импульса мощности МРИ на оси проволочной сборки наблюдается сформировавшийся Z-пинч (см. оптические кадры для моментов времени t_3 и t_4). Ширина импульса МРИ на его полувысоте (FWHM) в этом импульсе составила около 650 нс, что примерно в 1.4 раза короче, чем для импульса № 4241.

Следует заметить, что при наличии в плазмодифузном разряде проволочной сборки близок к нулю сигнал с р-и-п диода, который регистрирует излучение квантов в спектральном

диапазоне выше 1 кэВ. Это, по-видимому, является следствием «смягчения» спектра излучения пинча W-сборки по сравнению со спектром излучения неоновой ТПО. В этом случае разумно было предположить, что зарегистрированный сигнал ВРД1 (U_{XRD1}) также не был обусловлен квантами указанного спектрального диапазона. Результаты восстановления мощности МРИ и его энергии по сигналам ВРД для импульса №4242 представлены в табл. 4 для тех же энергий квантов, как и для импульса №4237: 8 эВ, 150 эВ и 200 эВ.

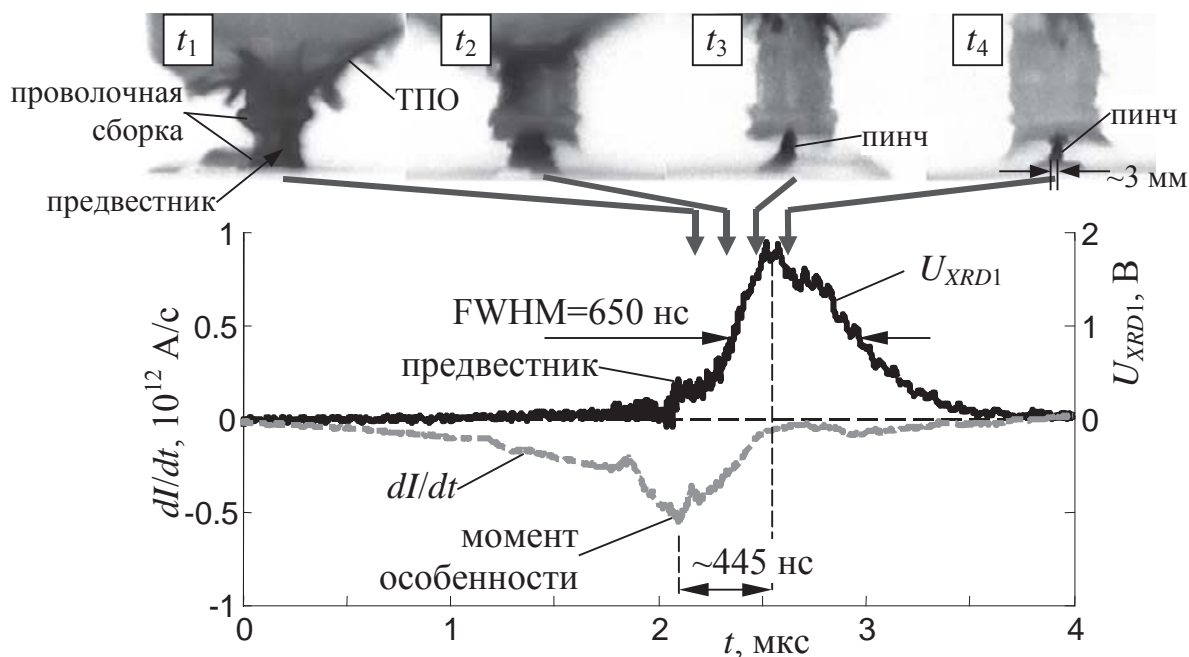


Рис. 65. Импульс №4242: газ Ne, $P_0=3$ Торр, $U_0=10$ кВ, $W_0=460$ кДж. Сжатие ТПО в присутствии проволочной сборки из 40 W 6 мкм проволок, погонной массы 220 мкг/см. Радиус сборки - 10 мм. Высота - 15 мм. Временные зависимости производной полного тока (dI/dt) и рентгеновского излучения, измеренного при помощи ВРД1 (U_{XRD1}). Вверху: кадровые оптические изображения, синхронизованные с представленными осциллограммами. Моменты времени $t_1=+80$ нс; $t_2=+230$ нс; $t_3=+380$ нс; $t_4=+530$ нс отсчитаны от момента особенности на кривой dI/dt .

Из сравнения данных табл. 4 следует, что помещение вольфрамовой проволочной сборки в область финального сжатия ТПО приводит к увеличению мощности рентгеновской эмиссии в диапазоне 100-200 эВ не менее чем в 3-4 раза по сравнению со случаем типичного сжатия плазменной оболочки из рабочего газа неона. В зависимости от предполагаемого спектра излучения Z-пинча проволочной сборки оценка погонной мощности и энергии МРИ ($h\nu < 1$ кэВ) дает величины соответственно 6-20 ГВт/см и 4-13 кДж/см при том же уровне разрядного тока ($I_{max} \approx 2$ МА), что и в экспериментах с неоновой оболочкой.

Таким образом, в экспериментах с проволочными сборками на установке ПФ-3 достигнутые уровни энергии излучения близки к энергии излучения, получаемой при сжатии проволочных сборок на электрофизических установках наносекундного диапазона длительности, при той же величине тока - COBRA (1 МА, 100-150 нс, США, Cornell University), ZEBRA (1 МА, 80-100 нс, США, College of Science University of Nevada, Reno) и MAGPIE (1-1.4 МА, 240 нс, Великобритания, Imperial College) [183-186]. Однако, мощность МРИ (6-20 ГВт/см) в этом же спектральном диапазоне оказалась существенно ниже, чем мощность в 200-500 ГВт/см, полученная на вышеперечисленных установках.

Как показали эксперименты с газовыми лайнерами и проволочными сборками, одной из возможных причин ограничения мощности излучения может быть малая доля полного тока, переключенного с газового лайнера на проволочную сборку и, как следствие этого, изменение динамики сжатия Z-пинча. Например, в экспериментах на установке ГИТ-12 [61] было показано, что ток с плазмы газовой оболочки может переключаться на проволочную сборку только тогда, когда полный импеданс плазмы газового лайнера выше, чем импеданс проволочной сборки, т.е. выполняется следующее условие $R_{gas} + dL_{gas}/dt > R_{wa}$. При этом R_{wa} обратно пропорционально числу проволок в сборке и, следовательно, эффективность переключения тока с газовой оболочки будет выше для многопроволочныхборок. В экспериментах на установках Ангара-5-1, С-300 и MAGPIE было обнаружено, что не весь ток может переключаться на проволочную сборку. При этом часть тока с плазмой проваливается внутрь проволочной сборки, что впоследствии препятствует эффективному сжатию вольфрамовой плазмы на финальной стадии имплозии. Экспериментально было показано, что эту часть тока можно существенно уменьшить за счет увеличения количества проволок в сборке [187-189].

Скорость нарастания тока по проволокам сборки при таком переключении будет зависеть от скорости сжатия ТПО V_r и толщины токонесущего слоя плазмы $\delta_{ТПО}$ в момент взаимодействия ее с проволочной сборкой согласно выражению (18). При достижении уровня тока $I \approx 1-1.5$ МА, скорости движения ТПО в приосевой области установки $V_r \approx (0.5-1) \times 10^7$ см/с (см. рис. 53а) и толщине токонесущего слоя около $\delta_{ТПО} \approx 1$ см (см. рис. 53б) скорость нарастания тока по проволочной сборке составит $dI/dt \approx (0.5-1.5) \times 10^{13}$ А/с, а время нарастания тока до максимума 100-200 нс, что уже сравнимо с временем имплозии проволочныхборок в экспериментах на электрофизических установках наносекундного диапазона длительности тока. В экспериментах на плазмофокусной установке ПФ-3 было показано, что при соблюдении вышеприведенного условия практически весь ток с ТПО переключается на многопроволочную сборку и почти вся ее масса (около 80 %) сжимается к оси [121].

В частности, формирование пинча и его нагрев связаны с трансформацией кинетической энергии встречных плазменных потоков, движущихся под действием силы Ампера из области взорванных проволок. Сделаем оценку мощности рентгеновского излучения P_{kin} за счет преобразования кинетической энергии сжимающейся со скоростью V_r плазмы проволочной сборки толщиной Δ_r во внутреннюю энергию Z-пинча следующим образом

$$P_{kin} = 5 \cdot 10^{-23} m V_r^3 / \Delta_r, \quad (19)$$

где P_{kin} исчисляется в ГВт/см, Δ_r - в см, V_r - в см/с и погонная масса m - в мкг/см.

При достигнутой в эксперименте скорости сжатия плазмы проволочной сборки около 5×10^6 см/с и толщиной плазменного слоя 0.2-0.3 см (см. работу [121]) получим оценку P_{kin} примерно в 5-10 ГВт/см. Известное из нульмерной модели выражение для радиальной скорости сжатия V_r плазмы проволочной сборки с учетом количества проволок [190] выглядит следующим образом

$$|V_r(t)| = 10^6 \cdot \frac{N-1}{N} \cdot \frac{1}{m} \cdot \int \frac{I^2(t)}{r(t)} dt, \quad (20)$$

где I - ток (в МА), r - радиус плазмы (в см), N - количество проволок в сборке. Следует заметить, что множитель $(N-1)/N \rightarrow 1$ в случае многопроволочной сборки. Численный расчет выражения (20) показывает, что для достижения зарегистрированной в эксперименте скорости сжатия проволочной сборки 5×10^6 см/с необходимо, чтобы переключенный на нее ток был не меньше 1 МА. Таким образом, рентгеновские измерения косвенно подтверждают результаты работы [121] об эффективном переключении тока с ТПО на проволочную сборку.

Другой возможной причиной ограничения мощности МРИ Z-пинча является отставшая плазма на периферии проволочной сборки - в области ее начального радиуса. Это происходит на финальной стадии сжатия плазмы, когда закончилось плазмообразование. В этой области проволочной сборки присутствует отставшая плазма, которая шунтирует часть разрядного тока. Это, несомненно, приведет к уменьшению электромагнитной мощности, доставленной в приосевую область, ухудшению компактности сжатия Z-пинча и, как следствие этих процессов, уменьшению мощности МРИ. При этом часть электромагнитной мощности генератора установки будет расходоваться неэффективно в виде токовой утечки на периферии проволочной сборки в области ее начального радиуса. Следует заметить, что сжатое состояние Z-пинча является следствием прорыва магнитного потока вместе с плазмой внутрь проволочной сборки. Одновременно с формированием пинча происходит его нагрев за счет трансформации кинетической энергии встречных плазменных потоков от взорванных проволок, формируемых под действием силы Ампера, а также за счет поглощения энергии магнитного поля из разрядной цепи. Явление прорыва магнитного потока внутрь проволочной сборки на

финальной стадии плазмообразования экспериментально исследовалось в работах [69, 110] и представлено ниже в п. 3.1.4 Главы 3 диссертации.

Изучение природы физических процессов, которые определяют трансформацию электромагнитной энергии разряда в тепловую энергию плазмы на финальной стадии стагнации, требует дальнейшего экспериментального изучения и выходит за рамки данной работы. Отметим в качестве примера, что существует теоретическая модель [191-193], в соответствии с которой электромагнитная энергия разрядной цепи может диссипировать во внутреннюю энергию Z-пинча путем МГД-турбулентного перемешивания плазмы и магнитного потока, проникающего в Z-пинч со скоростью близкой к альфвеновской скорости, и, в основном, идти на генерацию импульса МРИ. Используя выражение для мощности, полученное в этих работах, оценим погонную мощность МРИ P_{MHD} за счет такого МГД-перемешивания следующим образом

$$P_{MHD} = \frac{B_{\varphi}^2}{8\pi} \cdot 2\pi r \cdot V_A \approx 500 \cdot \frac{I^3}{r_{pinch} \sqrt{m}}, \quad (21)$$

где P_{MHD} (в ГВт/см), I - ток (в МА), протекающий через Z-пинч радиусом r_{pinch} (в мм) и погонной массой m (в мкг/см). При достигнутых в эксперименте значениях $I=1$ МА, $r_{pinch}=1.5-3$ мм, $m=220$ мкг/см получим оценку P_{MHD} около 10-20 ГВт/см.

Следует заметить, что сильная зависимость P_{MHD} от тока и радиуса пинча требует наличия детальной информации о радиальном распределении тока внутри проволочной сборки, что в представленных в настоящей работе экспериментах было недоступным. Поэтому, сделанная выше оценка мощности МРИ, носит лишь качественный характер. Тем не менее, оценки P_{kin} и P_{MHD} из выражений (19) и (21) сопоставимы с зарегистрированным уровнем погонной мощности МРИ. Согласно выражению (20), чтобы поднять скорость сжатия плазмы проволочной сборки V_r на финальной стадии имплозии в 2 раза и достичь значения 10^7 см/с, требуется увеличение амплитуды разрядного тока в 2 раза при сохранении формы временной зависимости $I(t)$ и погонной массы проволочной сборки. При этом величина P_{kin} согласно формуле (19) и величина P_{MHD} согласно формуле (21) возрастают почти на порядок величины. Другим путем повышения P_{kin} может быть оптимизация параметров проволочной сборки, например, ее погонной массы и начального радиуса. Оптимизация конструкции проволочной сборки подразумевает также увеличение высоты сборки. Действительно, как следует из оптических кадров рис. 63 или рис. 65, высота ТПО на стадии сжатия вблизи проволочной сборки примерно в 1.5-2 раза больше, чем высота самой проволочной сборки (15 мм). При этом, как показывают электротехнические измерения [109], индуктивность разряда на приосевой стадии сжатия ТПО составляет величину около 100-130 нГн, что существенно выше, чем собственная индуктивность сжимающейся проволочной сборки (около 7 нГн). Таким образом,

увеличение начальной индуктивности проволочной сборки за счет ее высоты в 2-3 раза не должно уменьшить уровень разрядного тока на финальной стадии сжатия ТПО, а, следовательно, ухудшить процесс имплозии. При этом пропорционально увеличению высоты проволочной сборки должна увеличиться высота излучающей области пинча и расти полный выход МРИ.

Таким образом, увеличение уровня разрядного тока в 2 раза и оптимизация лайнерной нагрузки может позволить в дальнейшем увеличить P_{MHD} почти на порядок величины до уровня 200-500 ГВт/см, реализованного на «вакуумных» генераторах наносекундного диапазона с таким же уровнем тока. Применение рабочих газов с малым Z (напр. водорода или гелия) уменьшит поглощение МРИ Z -пинча проволочной сборки в окружающей среде. Тем не менее, существует ряд эффектов, которые могут ограничить мощность излучения:

1. Противодействие «вольфрамовой» плазме из-за проникающего сквозь сборку вещества токовой оболочки с большой энергией и относительно низкой излучательной способностью плазмы неона, тем более водорода или гелия, а также с большим временем передачи энергии от ионов к электронам. При этом может осуществляться подогрев «внутренней» плазмы током предвестника, проникающим внутрь сборки на стадии плазмообразования вольфрамовых проволок.
2. Отсутствие или существенное уменьшение диссипации электромагнитной энергии вследствие МГД-турбулентности на стадии стагнации из-за шунтирования тока Z -пинча периферийной редкой плазмой и остаточным газом.
3. Увеличение длительности импульса рентгеновского излучения может дать «зиппер-эффект», появляющийся из-за наклонного фронта токовой плазменной оболочки и приводящий к неодновременному сжатию плазмы по высоте Z -пинча.

Исследование влияния этих эффектов и поиск путей их преодоления будет являться естественным продолжением экспериментальной работы.

На сегодняшний момент проведенные эксперименты с проволочными сборками на установке ПФ-3 позволяют сделать следующие основные выводы:

- продемонстрирована эффективность транспортировки тока в плазменной оболочке в оптимальных режимах работы установки. Впервые показано, что возможно формирование в области оси установки (на $r=2$ см) компактной ТПО (толщина скин-слоя до 1 см) несущей весь разрядный ток со скоростью до $\approx 1.3 \cdot 10^7$ см/с;

- продемонстрирована возможность использования ТПО как драйвера тока для сжатия многопроволочныхборок в широком диапазоне погонной массы от 220 мкг/см до 660 мкг/см. В данных экспериментах почти весь ток ТПО переключается на проволочные сборки. Не менее 80% начальной массы проволок сжимается к оси сборки;

- показано сходство явлений, присущих имплозии проволочныхборок на плазменном фокусе и на сильноточных ускорителях типа Ангара-5-1, ZR или MAGPIE - образование токового предвестника на оси проволочной сборки до сжатия туда основной массы плазмы и плазменный ливень на финальной стадии имплозии;

- проведены измерения магнитного поля внутри проволочной сборки во время ее имплозии. На стадии плазмообразования с проволок зарегистрировано раннее проникновение магнитного потока внутрь проволочной сборки с образованием плазменного предвестника на ее оси. Ток предвестника составлял не более 30 кА;

- показано, что плазмообразование с проволок вольфрамовой сборки при переключении на нее тока ТПО происходит примерно с тем же темпом, что и плазмообразование вольфрамовых проволочныхборок на сильноточных ускорителях. Интенсивность производства плазмы для вольфрамовой сборки радиусом 1 см при уровне тока 1 МА равна $\dot{m}(t)|_w \equiv K_m^W \approx (0.125-0.18)$ мг/(см²·нс);

- на оптических кадровых изображениях зарегистрировано, что в оптимальных режимах сжатия проволочной сборки на ее оси образуется компактный Z-пинч с радиальным размером не более 2-2.5 мм и имеет высоту 8-10 мм при полной высоте лайнера 15 мм. При этом коэффициент сжатия плазмы по радиусу составляет около 5.

- продемонстрирована возможность использования микросекундных электрофизических установок в качестве стенда для оптимизации параметров лайнерных нагрузок по программе ИТС для мощных установок нового поколения – Байкал, X-1 и т.п. В частности, изучение имплозии многопроволочныхборок в условиях разряда плазменного фокуса и сравнение с результатами исследований на мощных сильноточных установках (ZR, Ангара-5-1 и т.п.) представляет значительный интерес с точки зрения понимания физики их сжатия.

- впервые проведено сравнительное измерение мощности мягкого рентгеновского излучения в обычных плазмофокусных разрядах в газе неоне и в разрядах с добавлением вольфрамовой многопроволочной сборки: было продемонстрировано, что использование в плазмофокусном разряде многопроволочных вольфрамовыхборок увеличивает мощность и энергию рентгеновского излучения не менее чем в 3-4 раза в спектральном диапазоне от 100 эВ до 1 кэВ по сравнению со случаем классического сжатия плазменной оболочки из рабочего газа неона;

- оценка погонной мощности и энергии МРИ ($h\nu < 1$ кэВ) Z-пинча многопроволочной сборки дает значения соответственно 6-20 ГВт/см и 4-13 кДж/см при уровне разрядного тока 1 МА в предположении монохроматичности его излучения для нескольких вариантов энергии квантов (8 эВ, 150 эВ, 200 эВ и 1 кэВ).

- динамика формирования плазменного предвестника на оси проволочной сборки коррелирует с временной зависимостью мощности рентгеновского излучения. Этому процессу соответствует пьедестал на временном профиле МРИ;

- представляется возможным повысить мощность МРИ на порядок величины до уровня примерно 0.5 ТВт/см за счёт увеличения примерно в 2 раза амплитуды разрядного тока, оптимизации параметров проволочной сборки и выбора сорта рабочего газа установки (газы с малым Z – напр. водород, гелий).

Также следует еще раз особо отметить в рамках общей канвы Главы 2 диссертации, что эксперименты по сжатию вольфрамовых проволочных сборок на плазмофокусной установке ПФ-3 при переключении на них тока плазменной оболочки подтвердили ранее полученное в экспериментах на установке Ангара-5-1 значение коэффициента K_m в выражении (15) для вольфрамовых проволок (см. данные табл. 2).

§2.3. ВОЛЬФРАМОВЫЕ КОНИЧЕСКИЕ СБОРКИ. ЗАВИСИМОСТЬ ИНТЕНСИВНОСТИ ПЛАЗМООБРАЗОВАНИЯ ОТ РАДИУСА РАСПОЛОЖЕНИЯ ИСТОЧНИКА ПЛАЗМЫ

Результаты опытов с коническими лайнерами на установках Ангара-5-1, MAGPIE и Zebra,

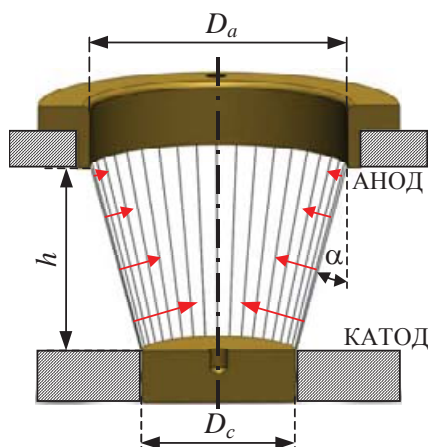


Рис. 66. Внешний вид конической проволочной сборки.

представленные в работах [165, 194], позволяют глубже понять процессы плазмообразования вещества проволок, формирования предвестника, динамику сжатия плазмы и механизмы нагрева, присущие Z -пинчу на основе проволочных лайнеров. Исследование имплозии конических проволочных лайнеров и возникающего при этом трехмерного МГД-сжатия плазмы и связанных с этим эффектов можно рассматривать, как необходимый предварительный шаг к расчетно-теоретическому описанию и практической разработке конструкции проволочной сборки для осуществления квазисферического сжатия плазмы [24, 79, 195-199] по программе УТС.

В частности, применение нецилиндрических лайнеров позволяет исследовать зависимость интенсивности плазмообразования $\dot{m}(t)$ от начального радиуса R_0 расположения источников плазмы. Одним из примеров нецилиндрических лайнеров являются осесимметричные конические проволочные сборки (см. рис. 66). Действительно, для конической проволочной сборки, изготовленной из проволок одного вещества (в нашем случае вольфрама), величина

$\dot{m}(t)$ вдоль длины проволок согласно выражению (15) будет, в основном, определяться не только известной для W-проволок величиной K_m^W (см. табл. 2), но и отношением $(I(t)/R_0)^\mu$. Измерив в эксперименте временную зависимость полного тока $I(t)$ через проволоки конической проволочной сборки, фактически, остается неизвестным характер зависимости интенсивности плазмообразования от начального радиуса расположения проволок в виде $\dot{m}(t) \propto 1/R_0^\mu$. Это означает, что чем меньше радиус расположения участка проволоки, тем выше интенсивность плазмообразования вещества на данном участке. Определение момента времени окончания плазмообразования вдоль длины проволок в такой сборке позволило выяснить данную зависимость.

Конический лайнер состоял из большого числа тонких проволок ($N > 20$), которые устанавливались наклонно относительно оси лайнера, образуя поверхность, близкую к конической. Различие диаметров анода D_a и катода D_c , разделенных на высоту лайнера h , определяет угол наклона проволок α относительно оси конусного лайнера, формируя усеченный конус, как показано на рис. 66 согласно следующему выражению $\alpha = \arctg(0.5(D_a - D_c)/h)$.

В представленных в данном разделе экспериментах использовались конические сборки у которых $D_a > D_c$. Для такихборок величина начального радиуса расположения участков проволок меняется по высоте сборки (межэлектродного зазора анод-катод). Из геометрии конической сборки следует, что локальное значение радиуса $R_0(z)$ на расстоянии z от катода ($z_c = 0$) дается выражением

$$R_0(z) = 0.5D_c + z \cdot \tg(\alpha), \quad (22)$$

При этом интенсивность плазмообразования вещества проволок для конических проволочныхборок, с учетом выражения (15), будет зависеть от z вдоль оси сборки и угла раствора конуса α следующим образом

$$\dot{m}(z, t) \propto \left(\frac{I(t)}{0.5D_c + z \cdot \tg \alpha} \right)^\mu \quad (23)$$

За счет этого, имплозия конического лайнера отличается от имплозии цилиндрического лайнера, включая возникновение радиальной компоненты тока, изменение азимутального магнитного поля $B_\phi(z, t) = 0.2I(t)/(0.5D_c + z \cdot \tg(\alpha))$ и межпроволочного расстояния вдоль оси конического лайнера $\Delta(z) = \pi D_c / N + z \cdot \tg(\alpha)$. Эти особенности делают такой лайнер полезным инструментом для изучения физических явлений на различных стадиях процесса плазмообразования и формирования Z-пинча на основе проволочныхборок.

Целью экспериментов, представленных в данном разделе, являлось исследование интенсивности плазмообразования для конических проволочныхборок и ее влияния на

отличия формы токовой оболочки от первоначальной. В опытах использовались проволочные сборки, которые состояли из 20-60 вольфрамовых проволок диаметром 6 мкм с углом раствора конуса α в диапазоне $\sim 10^\circ$ - 45° (см. напр. интегральные обскуротграммы на рис. 67а). Диаметр анода D_a был 5-20 мм, диаметр катода D_c – 5-12 мм, высота h - 15 мм. Линейная масса сборок варьировалась в диапазоне 110-330 мкг/см.

На рис. 67б представлено интегральное по времени рентгеновское изображение плазмы конической сборки с углом раствора $\alpha \approx 15^\circ$, состоящей из 20 W проволок $\varnothing 6$ мкм, линейной массы 110 мкг/см. На данном изображении видны некоторые особенности, присущие не только имплозии конической сборки, но и проволочных сборок в целом [33, 38, 200], в частности, плазменная корона вокруг проволок под действием силы Ампера вытягивается в сторону оси сборки в виде плазменных струй, которые составляют с поверхностью взорванной проволоки угол близкий к $\pi/2$. Ниже представим несколько экспериментальных подтверждений данного факта.

В выстрелах №4482 и №4497 нагрузкой служила коническая сборка, состоящая из 40 штук 6-ти микронных вольфрамовых сборок. Диаметр катода сборки был фиксирован и составлял 5 мм. Анод сборки варьировался, чтобы получать различные углы α раствора конической сборки. В нашем случае данный угол α составлял $\approx 22^\circ$ и $\approx 43^\circ$ соответственно. Для исследования динамики прихода плазмы на ось конической сборки использовались данные оптической щелевой развертки с пространственным разрешением вдоль оси лайнера (см. рис. 68а,б). В такой постановке эксперимента время прихода плазмы на ось сборки характеризуется появлением свечения на оси сборки. Из рисунка видно, что время прихода плазмы на ось с различных начальных радиусов конусной сборки зависит от угла α (т.н. “*zippering*”). Для конической сборки с углом раствора $\approx 22^\circ$ разница времен Δt_z^{opt} прихода первых порций плазмы на ось сборки (плазма предвестника) в прикатодной и прианодной области составила около 40 нс, а для угла $\alpha \approx 43^\circ$ эта разница времен составила уже бóльшую величину – около 65 нс.

Исходя из геометрии, представленной на рис. 68в, следует, что если вектор скорости плазменных потоков из области плазмообразования на каждом участке проволоки параллелен радиусу $R_0(z)$, проведенному в данную точку, то полная задержка появления плазмы на оси (в поле зрения камеры осевой щелевой развертки) конической сборки будет определяться разностью ее радиусов у анода R_a и катода R_c и величиной скорости $V_{\parallel r}$ следующим образом

$$\Delta t_z^{\parallel}(\alpha) = \frac{h \cdot \operatorname{tg}(\alpha)}{V_{\parallel r}}. \quad (24)$$

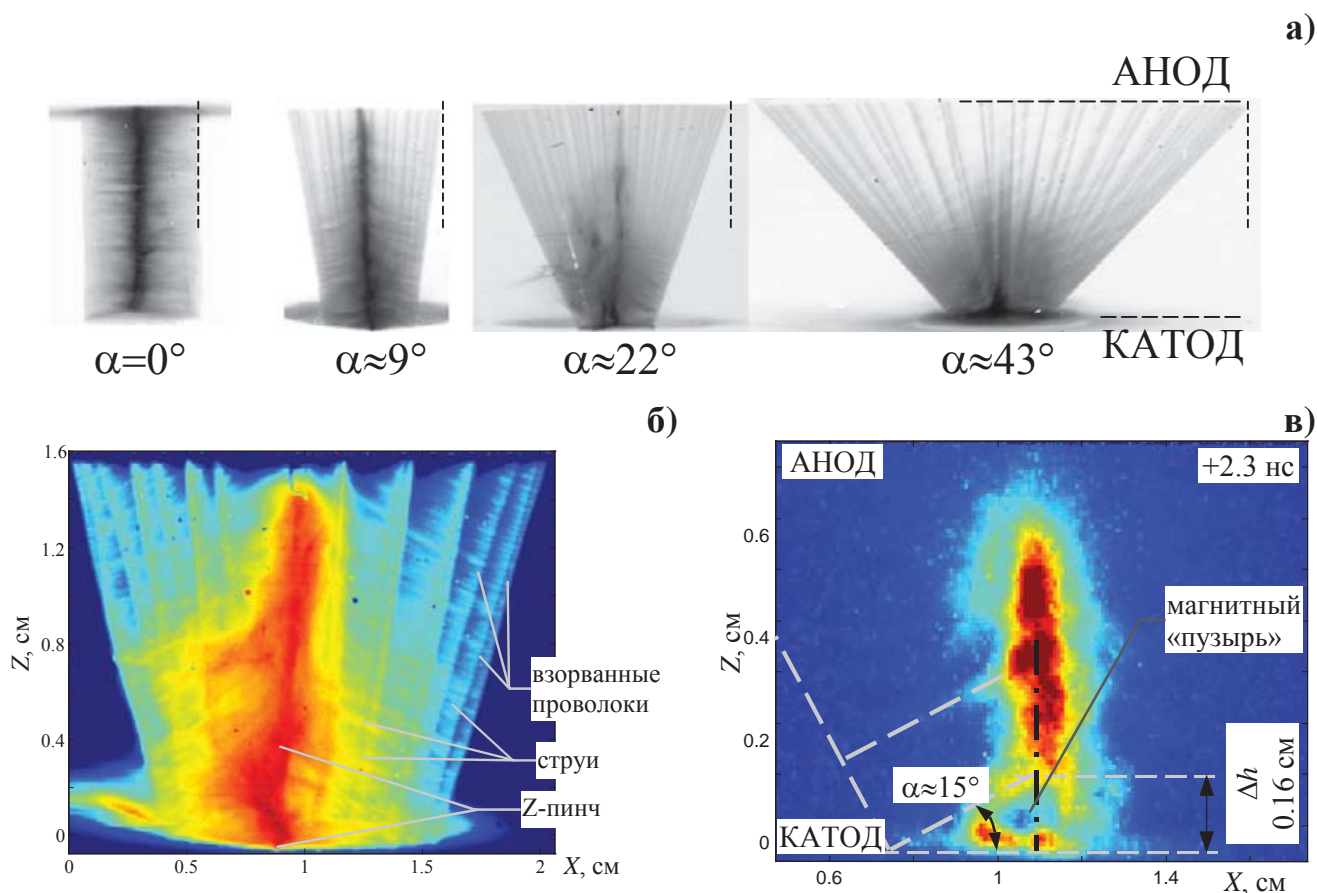


Рис. 67. Примеры рентгеновских изображений плазмы конических проволочных сборок: а) интегральные по времени обскурোগраммы ($h\nu > 20$ эВ) сборки с различных углом раствора конуса; б) интегральное по времени изображение ($h\nu > 20$ эВ) имплозии плазмы конической сборки (выстрел №4027) из 20 W проволок $\varnothing 6$ мкм, линейной массы 110 мкг/см, $D_a=20$ мм, $D_c=12$ мм, $h=15$ мм, $\alpha \approx 15^\circ$; в) кадровое изображение ($h\nu > 100$ эВ) сжатого состояния плазмы Z-пинча конической сборки (выстрел №4434) из 60 W проволок $\varnothing 6$ мкм, линейной массы 330 мкг/см, $D_a=20$ мм, $D_c=12$ мм, $h=15$ мм, $\alpha \approx 15^\circ$.

С другой стороны, если вектор скорости плазменных потоков из области плазмообразования перпендикулярен поверхности взорванной проволоки, то временная задержка появления плазмы в приосевой области будет определяться следующим выражением

$$\Delta t_z^\perp(\alpha) = \frac{(h - R_c \cdot \operatorname{tg}(\alpha)) \cdot \sin(\alpha)}{V_\perp}, \quad (25)$$

где $R_c \cdot \operatorname{tg}(\alpha) = \Delta z$ – высота поднятия плазмы в прикатодной области конической сборки, как показано на рис. 68в. Из теории диссипативного погран-слоя (области плазмообразования), представленной в Приложении 1 диссертации, вновь образующиеся порции плазмы на внутренней границе области плазмообразования имеют скорость, примерно равную локальной альфвеновской скорости. Поэтому, вполне обоснованно можно считать, что вне зависимости от начального направления вектора скорости вылета плазмы из области плазмообразования,

значения скоростей - $V_{\parallel}=V_{\perp}$. На рис. 68г представлены рассчитанные кривые 1 и 2 по выражениям (25) и (24) соответственно при $V_{\parallel}=V_{\perp}\approx 1.2\cdot 10^7$ см/с. Там же, для сравнения с этими кривыми, поставлены экспериментально полученные значения времени Δt_z^{opt} из оптических щелевых разверток.

Расчетная кривая 1, полученная в предположении, что вектор скорости движения плазмы направлен перпендикулярно поверхности проволоки в сторону оси сборки, хорошо совпадает с экспериментальными данными. При этом использованное значение скорости плазмы совпадает с измеренной скоростью движения токовой плазмы предвестника при имплозии различных типов лайнеров: цилиндрических, квазисферических проволочныхборок – $V_{предв}\approx(1.0-1.3)\cdot 10^7$ см/с (см. экспериментальные данные в п. 3.1.3 Главы 3 диссертации).

Кривая 2, полученная в предположении, что вектор скорости движения плазмы направлен вдоль радиуса сборки в сторону оси сборки, дает завышенное значение Δt_z^{\parallel} по сравнению с экспериментальными данными щелевых разверток на ≈ 10 нс для угла $\alpha\approx 22^\circ$ и на ≈ 40 нс для $\alpha\approx 43^\circ$, как видно на рис. 68г. Это расхождение растёт с ростом начального угла наклона проволок α от вертикали. Заметим, что при малых углах $\alpha < 15^\circ$ разница между кривыми 1 и 2 незначительна, как и должно быть в случае перехода от конусности к цилиндричности. Таким образом, сравнение кривых 1, 2 и данных щелевой развертки указывает на то, что вектор скорости движения плазмы направлен перпендикулярно поверхности взорванной проволоки в сторону оси сборки и, в целом, сохраняет свое направление при сжатии плазмы на стадии плазмообразования.

В экспериментах с коническими сборками зарегистрировано, что на финальной стадии имплозии плазмы в прикатодной области Z-пинча присутствует область пониженной эмиссии рентгеновского излучения, как показано на рентгеновском кадровом изображении рис. 67в (т.н. «магнитный пузырь», [194]). Это также является следствием движения плазменных струй, перпендикулярных поверхности проволок в сторону оси сборки. В этом случае высота области пониженного свечения плазмы пинча соответствует величине, определенной в выражении (25) как Δz . Подставив в выражение для Δz значения $\alpha\approx 15^\circ$ и $R_c=0.5\cdot D_c=0.6$ см, получим $\Delta z\approx 0.16$ см, что хорошо совпадает с высотой области пониженного свечения плазмы Z-пинча в прикатодной области, зарегистрированной на кадровом рентгеновском изображении.

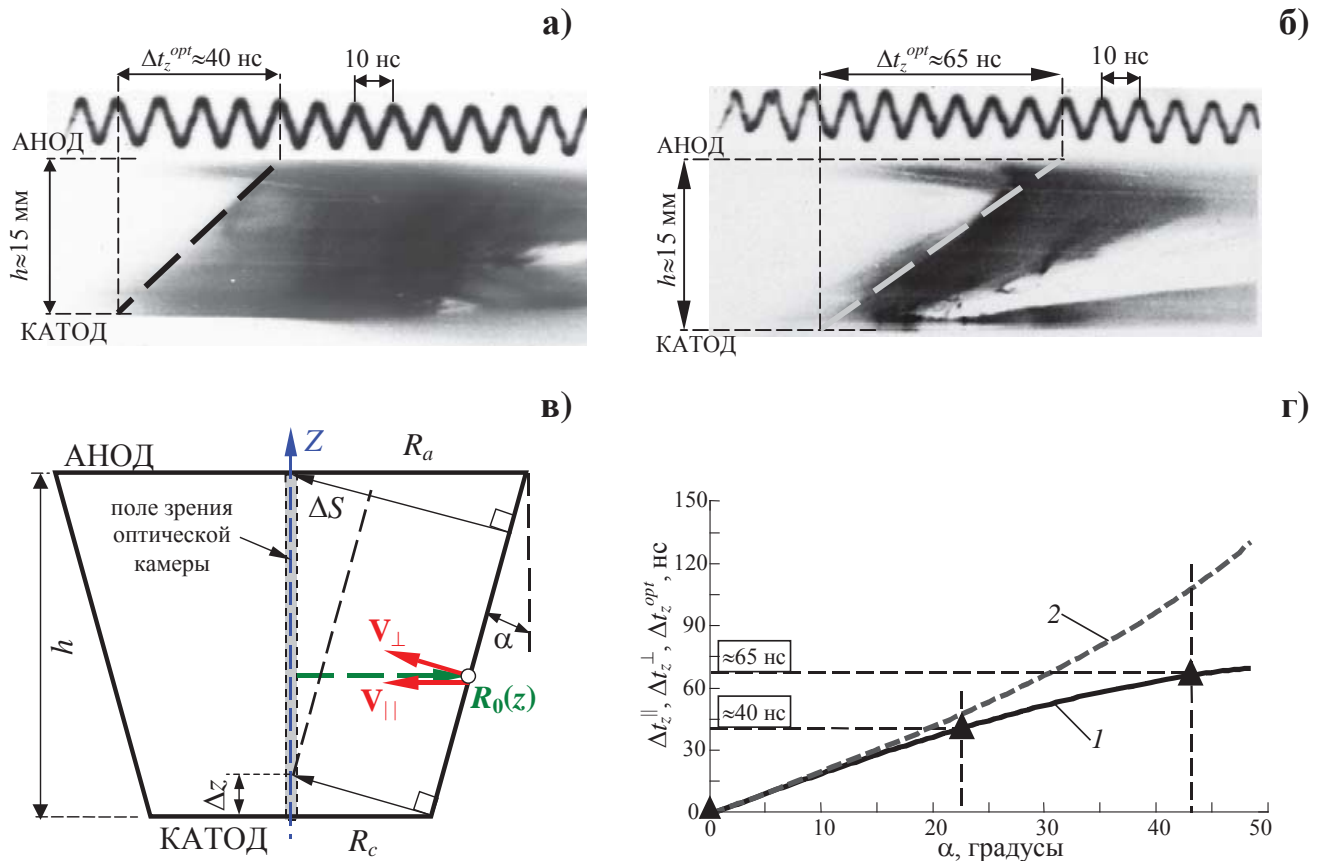


Рис. 68. Результаты обработки данных камеры оптической щелевой развертки с пространственным разрешением вдоль оси конической сборки с различным углом раствора α : конической сборки из 40 W проволок $\varnothing 6$ мкм, линейной массы 220 мкг/см, $D_a=20$ мм или 40 мм, $D_c=5$ мм, $h=15$ мм. а) для $\alpha \approx 22^\circ$ (выстрел №4482); б) для $\alpha \approx 43^\circ$ (выстрел №4497); в) геометрия распространения плазменных потоков от поверхности проволоки в приосевую область конической сборки; г) расчетная зависимость разности времен (Δt_z) прихода плазмы предвестника на ось конусной проволоочной сборки от угла α : 1 - в предположении, что вектор скорости движения плазменных струй направлен перпендикулярно поверхности взорванной проволоки в сторону оси сборки [по выражению (25)]; 2 - в предположении, что вектор скорости направлен вдоль радиуса сборки [по выражению (24)]; \blacktriangle - экспериментальные точки по данным оптических щелевых разверток рис. (а,б).

Интенсивность плазмообразования в конических проволоочных сборках

Аналогично, как и для цилиндрических проволоочных сборок, определялся момент окончания плазмообразования t_{pp}^{Xray} по моменту возникновения неустойчивостей на внешней границе плазмы конической сборки из данных рентгеновской многокадровой регистрации (см.

напр. рис. 69). Следует заметить, что для коническихборок метод определения t_{pp}^{opt} по началу радиального сжатия внешней границы плазмы на щелевых развертках и t_{pp}^{elec} по моменту нарастания индуктивности не работает, так как время окончания плазмообразования зависит от радиуса $R_0(z)$, а он в коническихбороках переменный. Белым кружком (о) на рентгеновских кадрах отмечено место на внешней границе конусной сборки, соответствующее локальному значению радиуса $R_0(z)$, где окончилось плазмообразование (см. рис. 69б).

На рис. 70а приведены зависимости экспериментального t_{pp}^{Xray} и расчетного t_{pp}^{calc} моментов времен окончания производства плазмы для различных значений показателя степени μ в выражении (15) от локального радиуса R_0 для различных коническихборок. Экспериментальная величина t_{pp}^{Xray} определялась, как было сказано выше, по данным многокадровой регистрации при помощи камер СХР4 и РЭОП (см. рис. 70б,в соответственно). Расчетная величина t_{pp}^{calc} определялась путем решения уравнения (17) на локальном радиусе. Из рис. 70а видно, что время окончания плазмообразования возрастает с увеличением локального радиуса, где окончилось плазмообразование вещества проволок конической сборки, при прочих равных условиях (количество проволок и их линейная масса). Наблюдается хорошее соответствие экспериментальных точек с расчетными кривыми, что подтверждает функциональную зависимость интенсивности плазмообразования в коническихбороках в виде

$\dot{m}(z, t) \propto \left(\frac{I(t)}{R_0(z)} \right)^\mu$, где $\mu \approx 1.5-2.0$. Подобный результат получен и в других лабораториях,

например [201]. Сильная зависимость интенсивности плазмообразования от радиуса расположения источника плазмы определяет динамику сжатия потоков плазмы из области плазмообразования на ось сборки. Например, на оси конической сборки формируется плазменный предвестник «конической» формы (см. кадр t_2 на рис. 69б). Это есть не что иное, как проявление «зиппер-эффекта». В дальнейшем, происходит изменение формы столба предвестника от конической к цилиндрической (см. кадр t_3), а уже на стадии окончания плазмообразования происходит изменение формы внешней границы плазмы из-за неодновременного окончания плазмообразования вдоль длины проволок (см. кадры t_3-t_5).

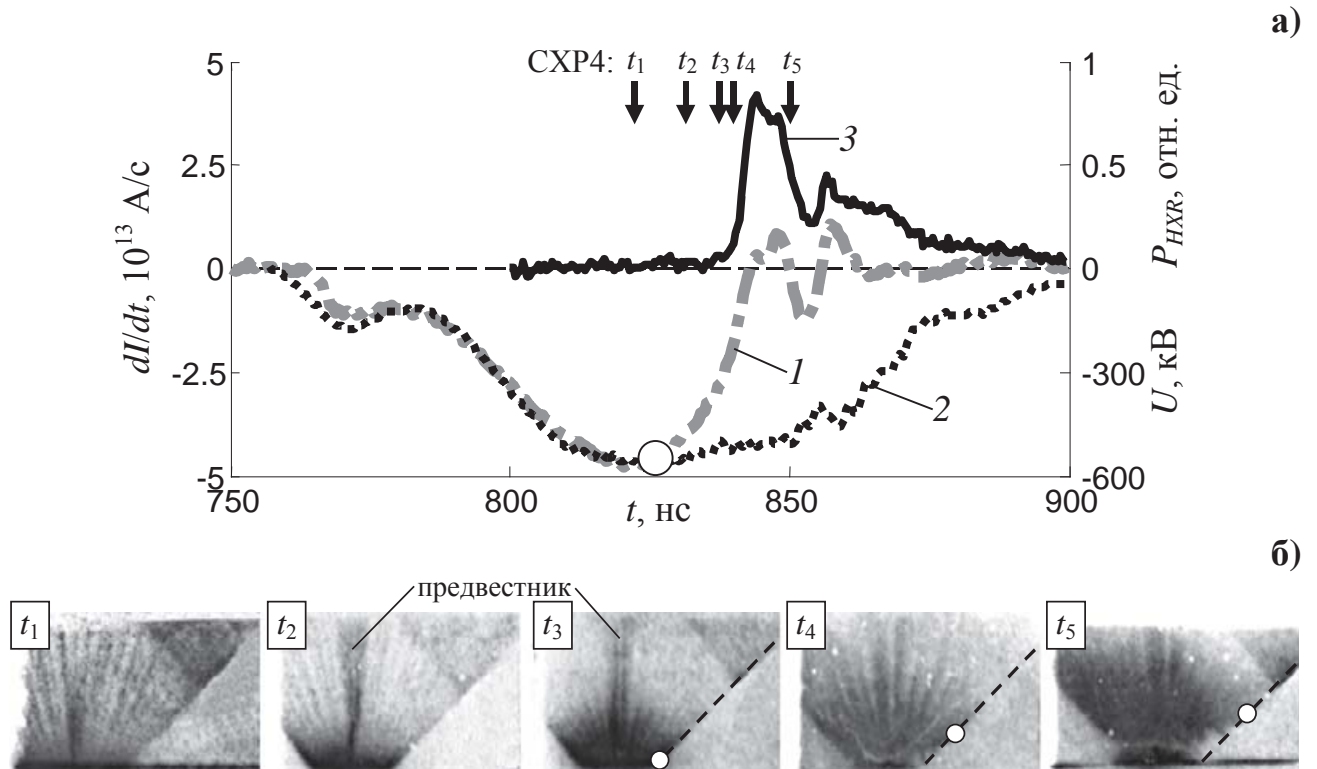


Рис. 69. Результаты эксперимента №4491 с конической сборкой из 40 вольфрамовых 6 мкм проволок, линейной массы 220 мкг/см. $R_c=5$ мм, $R_a=40$ мм, угол раствора конуса $\alpha \approx 43^\circ$, высота сборки h - 15 мм: а) временные зависимости: 1 - производной полного тока; 2 - напряжения; 3 - импульса мощности излучения P_{HXR} в спектральном диапазоне $h\nu > 40$ кэВ; б) рентгеновские кадровые изображения (негатив) имплозии конической сборки, синхронизованные с представленными на рис. (а) кривыми, где времена регистрации кадров t_1-t_5 указаны вертикальными стрелками (\downarrow СХР4). Анод – вверху, катод – внизу. Пунктирной наклонной линией показано начальное положение проволок в сборке, белым кружком – место локального окончания плазмообразования.

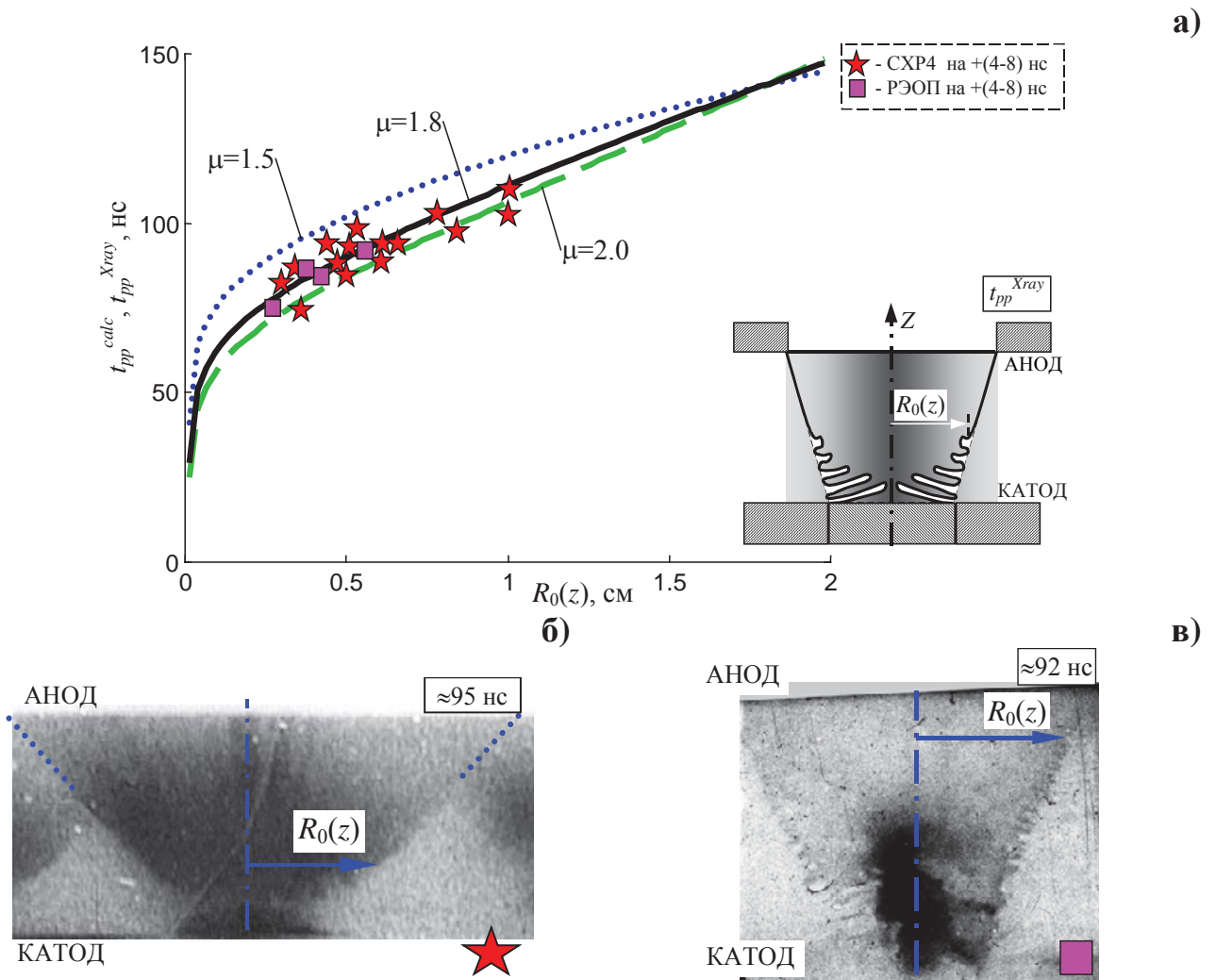


Рис. 70. Затянутое плазмообразование в конических сборках: а) рассчитанное по выражениям (15 и 17) время t_{pp}^{calc} для различных значений степени μ и определенное по данным многокадровых рентгеновских камер (СХР4 \blacksquare и РЭОП \star) экспериментальное время t_{pp}^{Xray} окончания плазмообразования на некотором локальном радиусе $R_0(z)$ для коническихборок; б), в) – примеры кадровых рентгеновских изображений, полученных в момент окончания плазмообразования на некотором локальном радиусе $R_0(z)$ при помощи рентгеновских камер (СХР4) и (РЭОП) соответственно.

На основании проведенных экспериментов с коническими проволочными сборками можно сделать следующие выводы:

- на стадии плазмообразования истечение вещества от источника плазмы (взорванных проволочек) происходит приблизительно по нормали к его поверхности, т.е. вектор скорости истечения плазменных струй с поверхности взорванных проволочек перпендикулярен их поверхности и направлен в сторону оси;

- при имплозии конической сборки наблюдаются двумерные эффекты динамики сжатия плазмы на ось: изменение формы столба предвестника от конической к цилиндрической,

изменение формы внешней границы плазмы из-за неодновременного окончания плазмообразования вдоль длины проволок, образование области пониженной эмиссии пинча в прикатодной области сборки;

- показана зависимость времени окончания локального плазмообразования по длине проволок от начального радиуса расположения массы проволок – чем меньше начальный радиус расположения, тем раньше по времени заканчивается плазмообразование на данном участке взорванной проволоки. При этом интенсивность плазмообразования имеет функциональную зависимость от радиуса расположения источника плазмы в виде $\dot{m} \propto 1/R_0^\mu$, где $\mu \approx 1.5-2.0$.

ГЛАВА 3. ДИНАМИКА СЖАТИЯ ПЛАЗМЫ ПРОВОЛОЧНЫХ И ВОЛОКОННЫХ СБОРОК ИЗ РАЗЛИЧНЫХ ВЕЩЕСТВ

В этой главе представлены результаты исследований особенностей динамики токового сжатия плазмы одиночных проволочных и волоконных сборок, изготовленных из различных веществ. В основу анализа экспериментальных данных положен комплексный подход, при котором информация, полученная при помощи различных диагностических методов (магнитные зонды, оптические щелевые развертки, лазерное зондирование, спектральные измерения, рентгеновские камеры, интегральные камеры-обскуры, детекторы рентгеновского излучения, электротехнические датчики тока и напряжения и др.), используется для более полной трактовки результатов каждой отдельной диагностики, а также для сопоставления с результатами компьютерного моделирования.

§3.1. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ВНУТРИ СБОРОК

Получены радиальное $B_\phi(r,t)$, азимутальное $B_\phi(\phi,t)$ и аксиальное $B_\phi(z,t)$ распределения магнитного поля внутри плазмы сборок, восстановлено радиальное распределение плотности тока $j_z(r)$. Измерен градиент магнитного поля $\nabla B_\phi(r,t)$ в некоторых точках по радиусу сборки, в том числе вблизи зоны плазмообразования (вблизи начального положения проволок в сборке). Восстановлено значение радиальной скорости плазмы V_r согласно МГД-модели, представленной в Приложении 1 и полученных экспериментальных данных об индукции магнитного поля и его градиенте. Приведены результаты исследования прорыва магнитного потока на финальной стадии плазмообразования, когда $\dot{m}(t > t_{pp}) \rightarrow 0$, t_{pp} - момент окончания плазмообразования. Исследовано влияние несинхронности срабатывания модулей установки Ангара-5-1 (несинхронная подача тока на лайнер) на проникновение магнитного поля внутрь проволочной сборки и, как следствие этого, несимметричное сжатие плазмы в приосевой области установки и понижение выхода рентгеновского излучения.

3.1.1. ВЛИЯНИЕ НЕСИНХРОННОСТИ СРАБАТЫВАНИЯ МОДУЛЕЙ УСТАНОВКИ АНГАРА-5-1 НА ПРОНИКНОВЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ВНУТРЬ ПРОВОЛОЧНОЙ СБОРКИ [$B_\phi(\phi)$]

В существующих электрофизических установках мегаамперного класса и в новом поколении установок мультимегаамперного класса для ИТС (напр. Байкал, Эмир (Россия), X-1 (США) и др.) с уровнем тока 50-100 МА используется схема параллельного сложения

разрядных токов отдельных модулей в области нагрузки. Многомодульная компоновка таких установок с параллельным сложением токов подразумевает синхронную работу всех модулей. Неконтролируемый (вероятностный) по времени старт тока отдельных модулей приводит к значительной потере энергии и мощности электромагнитных импульсов в вакуумных передающих линиях, а также вызывает пространственную неоднородность протекания тока в нагрузке, в нашем случае по проволочной сборке. Поэтому возрастает актуальность данных о симметрии сжатия плазмы лайнера в таких условиях.

Действительно, пространственная неоднородность протекания тока в нагрузке обуславливает различие в интенсивности производства плазмы с отдельных проволок сборки (т.к. $\dot{m}(t) \propto I(t)^2$), а также несинхронность окончания процесса плазмообразования (t_{pp}) в сборке. Упомянутые эффекты могут оказывать заметное влияние на одновременность и симметрию финального сжатия пинча относительно оси сборки. Неодновременное окончание плазмообразования при имплозии цилиндрических проволочныхборок наблюдалась экспериментально и было отмечено в ряде работ [33, 158, 163].

Влияние неоднородности протекания разрядного тока по проволочной сборке, связанной с разбросом (т.н. “*jitter*”) старта тока отдельных модулей установки, на физику сжатия пинча проволочныхборок на момент выполнения работы было недостаточно изученным. Поэтому цели экспериментов, представленных в данном разделе диссертации, состояли в изучении влияния синхронизации модулей установки Ангара-5-1 на:

- пространственную неоднородность распределения тока в проволочной сборке;
- неодновременность проникновения плазмы с замороженным магнитным полем при имплозии проволочныхборок;
- величину смещения столба Z-пинча относительно оси проволочной сборки;
- длительность и мощность импульса рентгеновского излучения.

Магнитные зонды располагались на определенных позициях с координатами (r, φ) как внутри проволочной сборки, так и снаружи (см. рис. 7 и 11 в п. 1.1.8 Главы 1 диссертации). Ниже в каждом случае будут отдельно оговорены позиции расположения магнитных зондов внутри и вне проволочной сборки. Применение абсолютно калиброванных магнитных зондов позволило определить изменение во времени индукции магнитного поля в заданной точке пространства. В каждом эксперименте предстояло определить условия, при которых процесс проникновения токовой плазмы внутрь проволочной сборки можно считать симметричным относительно оси сборки. При этом различие в величине тока, протекающего по проволокам, определялось путем сравнения величины азимутального магнитного поля вблизи сборки и внутри ее объема.

В качестве параметра, характеризующего несинхронность срабатывания 8-ми модулей установки Ангара-5-1, был выбран среднеквадратичный разброс времени старта модулей σ , который регистрировался системой сбора информации КИИУ [40]:

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^8 (t_i - \bar{t})^2}, \quad (26)$$

где t_i – время старта i -го модуля установки, \bar{t} – среднее время старта модулей, N – количество модулей в рабочем импульсе. В качестве времени старта модуля принималось время появления импульса напряжения в начале водяной передающей линии, измеряемое в каждом модуле установки [40]. Этот параметр не определяет однозначно симметричность сжатия сборки, но служит количественным и качественным критерием работы установки. Были построены соответствующие диаграммы времен t_i и их средних значений \bar{t} (см. напр. рис. 71а,б). Сравнение времен t_i и \bar{t} позволило судить об опоздании или убегании вперед выбранного для рассмотрения модуля установки относительно остальных модулей. На этих же диаграммах стрелками показаны положения зондов относительно направления модулей. Нагрузкой в экспериментах служили проволочные сборки с параметрами, представленными в таблице 5.

Табл. 5. Характеристики проволочныхборок.

№ выстрела	Материал проволочк	Кол-во проволочк / их диаметр, мкм	Радиус сборки / ее высота, мм	Линейная масса сборки, мкг/см	Синхронизация модулей σ , нс
4787	W	40/6	10/16.5	220	5
4880					12
4899					11
3957		40/5	10/15	160	10
3899		80/5	10/10	320	31
3889		40/8			33
3874					57
3910		Al	15	16.5	220
4848	115				

Несимметрия протекания тока в межэлектродном промежутке вблизи нагрузки (измерения магнитного поля снаружи проволочной сборки)

Вначале рассмотрим эксперименты, моделирующие несинхронность срабатывания модулей установки путем отключения от электрической цепи одного из модулей установки (в выстреле №3889), а также с большим запаздыванием срабатывания одного из модулей (в выстреле №3874).

Азимутальное магнитное поле измерялось двумя магнитными зондами, расположенными вне проволочной сборки напротив друг друга (через 180°) на радиусе 30 мм. Полный ток по проволочной сборке измерялся набором из 8-ми петель, расположенных на радиусе 55 мм. Показания восьми петель усреднялись, и для сравнения с показаниями 2-х магнитных зондов, индукция магнитного поля пересчитывалась по выражению $B_\varphi \propto I/r$ с радиуса 55 мм на радиус их расположения - $r=30$ мм.

На рис. 71 представлены результаты измерений азимутального магнитного поля вблизи нагрузки (на радиусах 30 мм и 55 мм) при больших среднеквадратических разбросах срабатывания модулей $\sigma \approx 33$ нс и 57 нс, что велико по сравнению с обычным разбросом срабатывания модулей - $\sigma \approx 5-12$ нс. Соответствующие гистограммы времен срабатывания каждого модуля представлены на рис. 71а,б. Видно, что с увеличением разброса срабатывания модулей неоднородность протекания тока в лайнерном узле установки увеличивается (см. рис. 71в,г). При этом возрастает несимметрия азимутального магнитного поля с $\sim 30\%$ до $\sim 70\%$ в зазоре анод-катод вблизи нагрузки. В эксперименте с $\sigma \approx 57$ нс отсутствовало рентгеновское излучение, как видно на рис. 71г.

В выстреле №3889 с разбросом срабатывания модулей $\sigma \approx 33$ нс вначале наблюдается несимметрия азимутального поля до 30% и со временем уменьшается до уровня $<10\%$ (см. рис. 71в), что становится меньше погрешности измерений магнитных полей (15-20%). Следует заметить, что уровень мощности МРИ ~ 0.8 ТВт оказался ниже примерно в 2 раза, чем уровень мощности, регистрируемый в выстрелах с близкой по массе проволочной сборкой, но с меньшим разбросом срабатывания модулей установки (см. напр. рис. 72а,в).

В следующих экспериментах положение магнитных зондов контролировалось относительно направлений модулей установки. На рис. 72а,в представлены результаты измерений азимутальных полей вблизи нагрузки в выстреле №3899 при среднеквадратичном разбросе срабатывания модулей установки - $\sigma \approx 31$ нс. Два зонда были расположены под углом 180° друг к другу. Зонд №1 располагался по направлению модуля №3, зонд №2 – по направлению модуля №7. Из гистограммы синхронизации времен срабатывания модулей установки видно (см. рис. 72а), что данные зонды расположены на тех направлениях, где модули срабатывали во времена, близкие к среднему времени срабатывания \bar{t} всех модулей. При этом временные зависимости индукции азимутального магнитного поля, измеренные зондами №1 и №2, хорошо совпадают между собой (совпадение лучше 10%). Зарегистрированная мощность МРИ в этом выстреле составила ~ 1.6 ТВт.

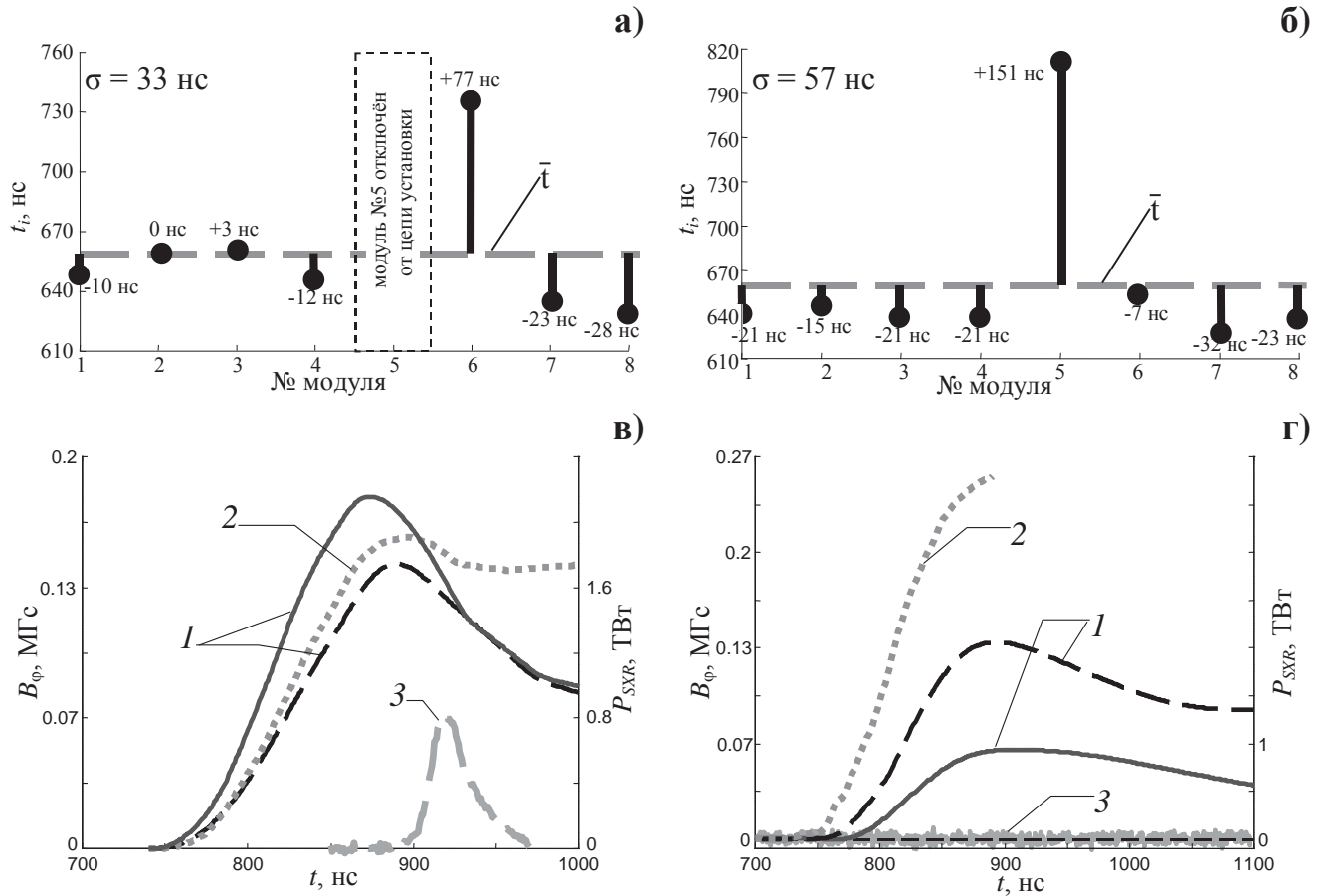


Рис. 71. Результаты измерений магнитных полей снаружи проволочной сборки (выстрелы №3889 и №3874): а), б) диаграммы синхронизации модулей установки. Среднеквадратичный разброс срабатывания модулей 8-ми модулей - $\sigma=33$ нс и 7-ми модулей - 57 нс соответственно; в), г) соответствующие результаты измерений магнитных полей вблизи проволочной сборки на $r_p=30$ мм двумя зондами под углом 180° друг к другу: 1 - временные зависимости индукции азимутального магнитного поля, измеренные двумя зондами; 2 - индукция азимутального магнитного поля, пересчитанная на радиус расположения зондов (30 мм) из измеренной временной зависимости полного тока; 3 - импульс мощности МРИ ($h\nu>100$ эВ).

Отличие следующего выстрела №3910 (см. рис. 72б,г) от вышерассмотренного состоит в том, что в данном выстреле модуль №7 очень сильно опоздал относительно среднего времени срабатывания \bar{t} остальных 7-ми модулей установки. Время срабатывания модуля №7 не удалось зафиксировать в пределах регистрации системы контроля времен (>1 мкс). Остальные семь модулей установки сработали со среднеквадратичным разбросом по времени - $\sigma \approx 11$ нс. Два зонда были расположены под углом 180° друг к другу. Зонд №1 располагался по направлению модуля №4, зонд №2 - по направлению модуля №8. Наблюдается небольшое различие кривых индукции азимутального магнитного поля (до 20%), измеренных этими зондами, т. е. зонды в тех позициях, где они были расположены, не «чувствуют» сильного

опоздания модуля №7. Мощность мягкого рентгеновского излучения в этом выстреле составила ~ 1.6 ТВт.

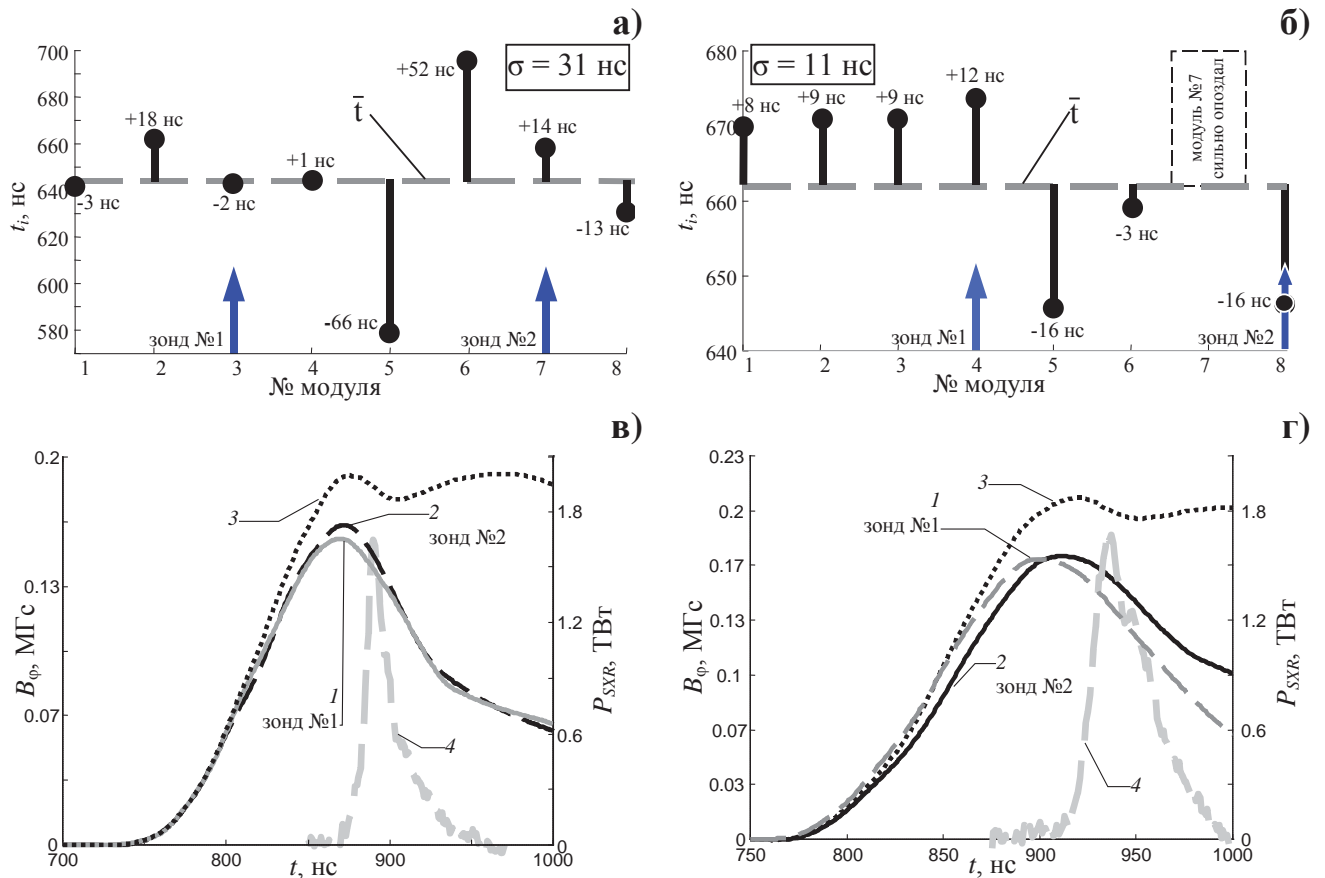


Рис. 72. Результаты измерений магнитных полей снаружи проволочной сборки (выстрелы №3899 и №3910): а),б) диаграммы синхронизации модулей установки. Среднеквадратичный разброс срабатывания 8-ми модулей - $\sigma=31$ нс и 7-ми модулей - 11 нс соответственно; в),г) соответствующие результаты измерений магнитных полей вблизи проволочной сборки на $r_p=30$ мм двумя зондами под углом 180° друг к другу. 1,2 - временные зависимости индукции азимутального магнитного поля, измеренные зондами №1 и №2 соответственно; 3 – индукция азимутального магнитного поля, пересчитанная на радиус расположения зондов (30 мм) из измеренной временной зависимости полного тока; 4 – импульс мощности МРИ ($h\nu>100$ эВ).

Следует заметить, что совпадение уровней мощности МРИ в выстрелах (№3899 и №3910) может быть объяснено следующим образом: для проволочной сборки, использованной в выстреле №3899, мощность МРИ по совокупности большого числа выстрелов в среднем составляет около 3.5 ± 1 ТВт, но, т.к. в этом выстреле наблюдался большой разброс срабатывания модулей установки ($\sigma=31$ нс), уровень мощности МРИ снизился до 1.6 ТВт, сравнявшись с характерным уровнем мощности МРИ (2 ± 0.5 ТВт) в экспериментах с проволочной сборкой, использованной в выстреле №3910 ($\sigma=11$ нс).

Таким образом, измерения азимутальных магнитных полей в межэлектродном промежутке вблизи нагрузки показали, что неоднородность азимутального распределения магнитного поля вокруг проволочной сборки зависит от синхронизации модулей установки и при большом разбросе времён срабатывания модулей ($\sigma > 30$ нс) достигает $\sim 30-70\%$. Это приводит к несимметричному протеканию тока вблизи нагрузки и уменьшению выхода мощности рентгеновского излучения ($h\nu > 100$ эВ) до уровня менее 0.1 ТВт.

Несимметрия проникновения тока внутрь нагрузки (измерения магнитного поля внутри плазмы проволочной сборки)

Важным с точки зрения изучения однородности плазмообразования с проволок сборки и симметричности сжатия этой плазмы к оси является изучение симметричности растекания тока по проволокам сборки при различных разбросах времен старта модулей установки. Как уже было сказано выше, временная зависимость интенсивности плазмообразования является сильной функцией от разрядного тока $\dot{m}(t) \sim I(t)^2$ и уже небольшая неоднородность протекания тока по проволокам сборки, например, в 20% даст отличие в скорости плазмообразования отдельных проволок в 1.5 раза. Как следствие этого, несинхронное сжатие плазменных струй на финальной стадии имплозии проволочной сборки приведет к несимметричности сжатия плазмы на оси и уменьшению мощности МРИ. О степени неоднородности протекания тока по проволокам можно, например, судить по несимметрии проникновения магнитного потока вместе с плазмой внутрь сборки во время ее имплозии. Для этого нужно было измерить магнитное поле внутри сборки, на небольшом расстоянии от проволок и в различных позициях по азимуту (по φ). В этой серии экспериментов азимутальное магнитное поле измерялось зондами внутри проволочной сборки вблизи начального радиуса расположения проволок - в трех позициях по азимуту (через 120°) на радиусе $(0.8-0.85)R_0$ (см. например рис. 73а). Параметры проволочных сборок, использованные в данных экспериментах, представлены в таблице 5.

Ниже на рис. 73, 75 и 77 представлены результаты измерений азимутальных магнитных полей. Так, в выстреле №4787 был зарегистрирован минимальный среднеквадратичный разброс срабатывания модулей установки из представленных выстрелов в табл. 5 - $\sigma \approx 5$ нс. Зонды располагались внутри проволочной сборки на радиусе $0.8R_0$ через 120° на направлениях вблизи модуля №4 (зонд №1), модуля №1 (зонд №2) и модуля №6 (зонд №3), как показано на рис. 73а. Гистограмма синхронизации срабатывания модулей установки показана на рис. 73б. Здесь же показано абсолютное отклонение по времени срабатывания для каждого модуля установки

относительно среднего времени \bar{t} пуска модулей. При этом максимальное отклонение в 13 нс от среднего значения времени пуска модулей наблюдается для модуля №1. На рис. 73в представлены временные зависимости индукции азимутального магнитного поля, полученные путем численного интегрирования производных индукции магнитного поля, измеренных зондами.

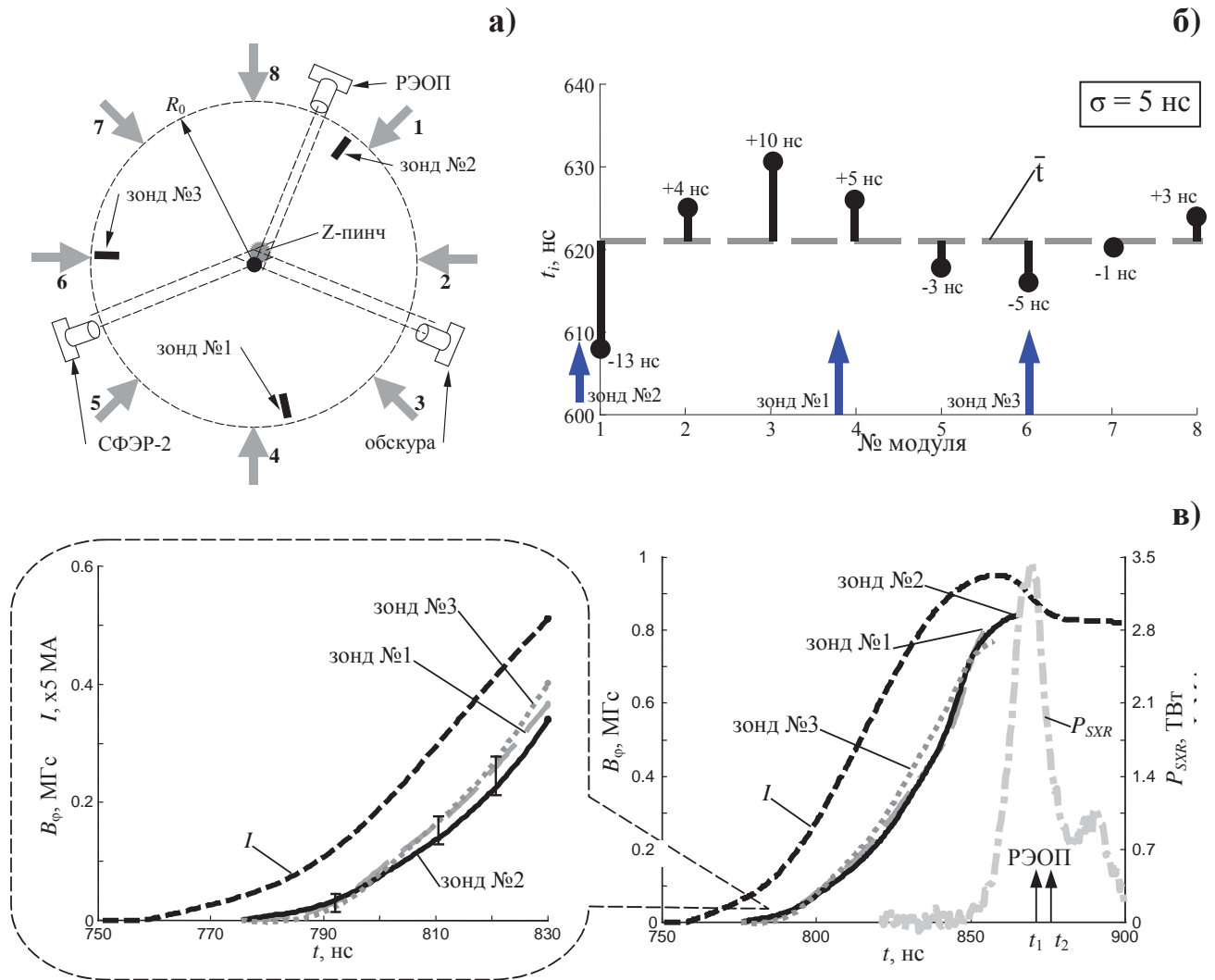


Рис. 73. Результаты измерений азимутальных магнитных полей внутри плазмы проволочной сборки на $r_p=0.8R_0$ тремя зондами под углом 120° друг к другу (выстрел №4787): а) расположение зондов №1-3 внутри проволочной сборки (цифрами с 1 по 8 указаны направления модулей установки). РЭОП – многокадровая рентгеновская камера; СФЭР-2 – камера оптической развертки; обскура – интегральная по времени камера-обскура; ● – положение Z-пинча; б) диаграмма синхронизации модулей установки. Среднеквадратичный разброс срабатывания модулей - $\sigma=5$ нс; в) временные зависимости: зонд №1-3 - индукции азимутального магнитного поля B_ϕ , измеренной зондами; I – полного тока; P_{SXR} – импульса мощности МРИ ($h\nu>100$ эВ). \uparrow (РЭОП) - моменты времени регистрации рентгеновских кадров, представленных на рис. 74.

Из рисунка видно, что сигналы с трех зондов начинаются практически одновременно на ≈ 25 нс разряда, что соответствует средней скорости радиального движения токонесущей плазмы на участке $R_0-0.8R_0$ - $V_r \approx 0.8 \cdot 10^7$ см/с. Кривые B_ϕ , полученные в разных точках по азимутальному углу ϕ на одном и том же радиусе, совпадают с точностью $\sim 20\%$, что сравнимо с погрешностью измерений зондами магнитного поля. Таким образом, вплоть до момента возникновения импульса МРИ на оси сборки наблюдается высокая однородность проникновения магнитного поля внутрь сборки (лучше 20%). Максимум импульса мощности P_{SXR} мягкого рентгеновского излучения ($h\nu > 100$ эВ) в этом выстреле зарегистрирован около 3.5 ТВт.

Из рентгеновских кадровых изображений (см. рис. 74а,б), полученных в моменты t_1 и t_2 максимального выхода МРИ (показаны \uparrow на рис. 73в), интегральных по времени изображений (см. рис. 74г) и оптической щелевой развертки с радиальным разрешением (см. рис. 74в) следует, что сжатие плазмы происходит в осевой области сборки с небольшим отклонением от оси ~ 1 мм. Это отклонение показано на схеме рис. 73а в виде кружка \bullet около оси.

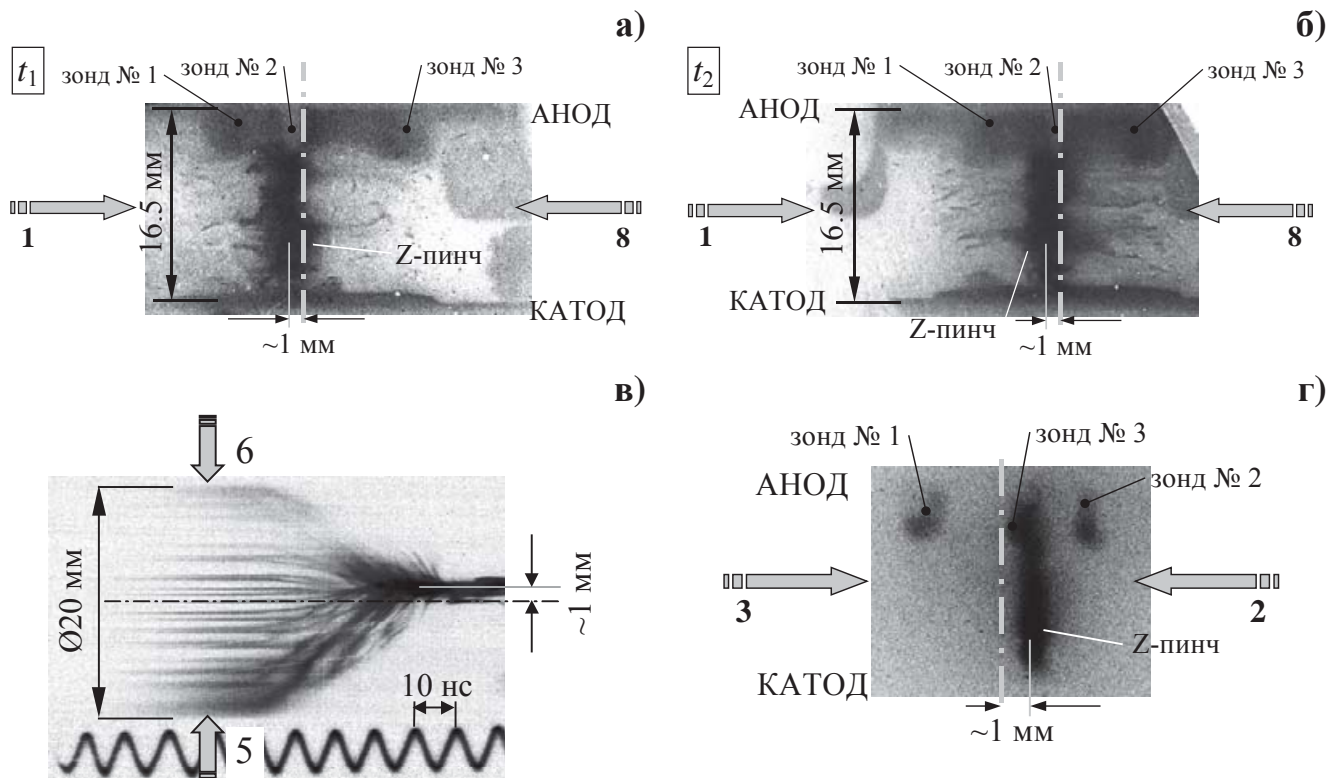


Рис. 74. Смещение столба Z-пинча относительно оси сборки (выстрел №4787): а), б) кадровые рентгеновские изображения плазмы ($h\nu > 20$ эВ) на 116 нс и на 121 нс разряда соответственно; в) оптическая радиальная развертка сжатия плазмы; г) интегральная по времени обскурграмма ($h\nu > 20$ кэВ). Стрелками с цифрами 1-6 и 8 обозначены направления модулей №№ 1-6 и 8 установки соответственно (см. рис. 73а).

Ниже на рис. 75 представлены аналогичные результаты измерений магнитных полей, но при большем среднеквадратичном разбросе времени срабатывания модулей установки - $\sigma=12$ нс (выстрел №4880). Следует заметить, что магнитные зонды располагались на том же радиусе - $\sim 0.8R_0$ через угол $\varphi 120^\circ$ на направлениях модуля №8 (зонд №1), модуля №3 (зонд №2) и модуля №6 (зонд №3), как показано на рис. 75а. Максимальное запаздывание в 25 нс от среднего значения времени пуска модулей зарегистрировано для модуля №1 и максимальное опережение в 14 нс для модуля №8 (см. рис. 75б). Сигналы с зондов начинаются на ≈ 20 нс разряда, и с течением времени наблюдается увеличение расхождения по амплитудам между кривыми индукции азимутального магнитного поля (см. рис. 75в). Неоднородность проникновения магнитного поля внутрь сборки для этого выстрела составила от $\sim 25\%$ до 35% (см. ниже выражение (27)). При этом амплитуда импульса мощности МРИ снизилась примерно на 20% по сравнению с выстрелом с малым разбросом срабатывания модулей (№4787) и составила ~ 2.8 ТВт.

На рентгеновских кадрах рис. 76а,б, полученных в моменты времени t_1 и t_2 близкие к максимуму импульса МРИ (см. рис. 75в), а также по данным оптической щелевой развертки (см. рис. 76в), зарегистрирована осевая несимметрия сжатия плазмы Z-пинча относительно оси проволочной сборки. Наблюдается смещение столба Z-пинча приблизительно в сторону «отставшего» модуля №6 не менее чем на ~ 2 мм.

Уникальность следующего выстрела №4848 заключается в том, что два модуля установки (модули №5 и №6) сработали заметно позднее остальных модулей на 185 нс и 189 нс соответственно, что превышает характерное время имплозии (~ 100 нс). При этом среднеквадратичный разброс старта модулей составил большую величину $\sigma=115$ нс (см. рис. 77б). Зонды располагались также, как и во всех предыдущих выстрелах - на радиусе $0.8R_0$ через угол $\varphi 120^\circ$ на направлениях модуля №4 (зонд №1), модуля №1 (зонд №2) и модуля №6 (зонд №3). Раньше всех из трех датчиков магнитного поля, на 10 нс разряда появляется сигнал с зонда №2. Позже на 20-25 нс разряда появляются сигналы с зондов №1 и №3, расположенных вблизи направлений «отставших» модулей №5 и №6 (см. рис. 77в). По сигналам трех зондов наблюдается неоднородность проникновения магнитного поля внутрь сборки вплоть до $\sim 50-70\%$ в течение всего времени имплозии. Зарегистрированный уровень мощности МРИ в этом случае составляет малую величину ~ 0.5 ТВт.

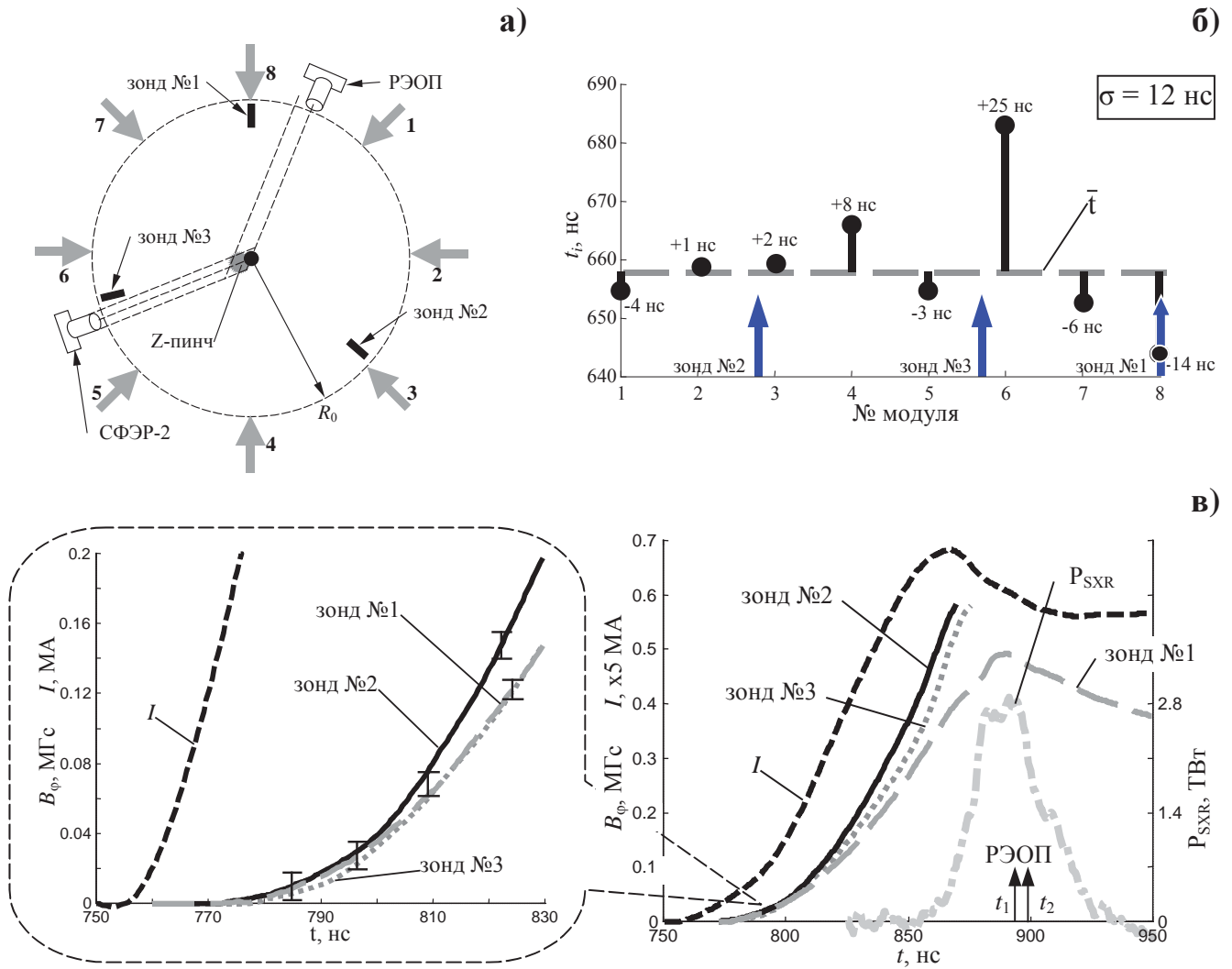


Рис. 75. Результаты измерений азимутальных магнитных полей внутри плазмы проволочной сборки тремя зондами под углом 120° друг к другу (выстрел №4880): а) расположение зондов №1-3 внутри проволочной сборки на $r_p=0.84R_0$ (цифрами с 1 по 8 указаны направления модулей установки). РЭОП – многокадровая рентгеновская камера; СФЭР-2 – камера оптической развертки; ● – положение Z-пинча в области оси установки; б) диаграмма синхронизации модулей установки. Среднеквадратичный разброс срабатывания модулей - $\sigma=12$ нс; в) временные зависимости: зонд №1-3 - индукции азимутального магнитного поля B_ϕ , измеренной зондами; I – полного тока; P_{SXR} – импульса мощности МРИ ($h\nu>100$ эВ). \uparrow (РЭОП) - моменты времени регистрации рентгеновских кадров, представленных на рис. 76.

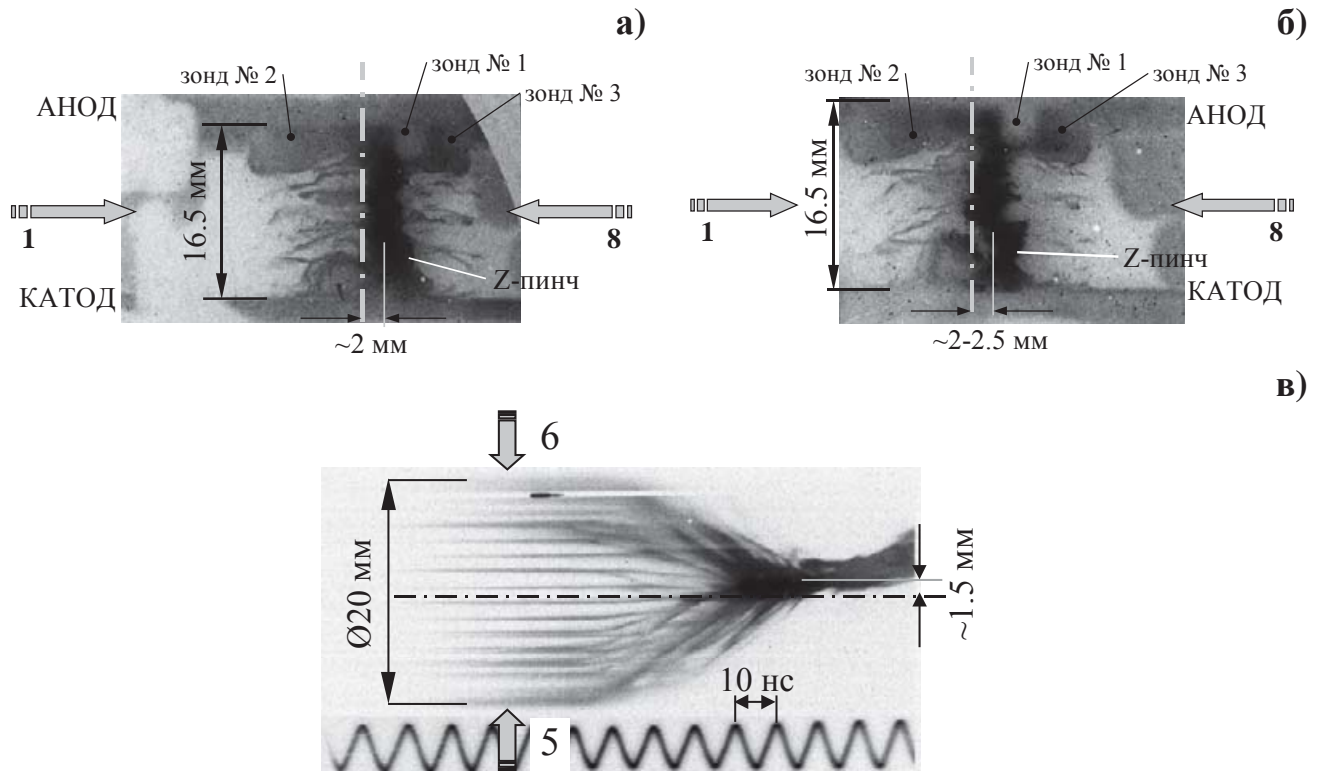


Рис. 76. Смещение столба Z-пинча относительно оси сборки (выстрел №4880): а),б) кадровые рентгеновские изображения плазмы ($h\nu > 20$ эВ) на 140 нс и на 145 нс разряда соответственно; в) оптическая радиальная развертка сжатия плазмы. Стрелками с цифрами 1, 5, 6 и 8 обозначены направления модулей №№ 1, 5, 6 и 8 установки соответственно (см. рис. 75а).

Так как модули №5 и 6 сработали с большой задержкой относительно старта остальных шести модулей, то область финального сжатия плазмы пинча должна смещаться в направлении отставших модулей, как показано на рис. 77а. Так, на изображении оптической развертки свечения не наблюдается смещения области сжатия плазмы относительно оси сборки (см. рис. 78а), т.к. направление регистрации оптической развертки находится между модулями №5 и 6, куда в данном случае происходит смещение пинча. В тоже время на интегральной по времени обскурোগрамме (см. рис. 78б) зарегистрировано смещение пинча не менее чем на ~ 3 мм в сторону модулей №5 и 6. Таким образом, формирование пинча происходит ближе к зондам №1 и №3, чем к зонду №2. При этом зонды №1 и №3 на финальной стадии имплозии регистрируют большую величину индукции азимутального магнитного поля в месте своего расположения, чем зонд №2. Смещение области формирования пинча от оси проволочной сборки приводит к тому, что зонды №1 и №3 оказываются в более сильном магнитном поле, чем зонд №2 согласно функциональной зависимости $B_\phi \propto 1/r$. Зарегистрированное в выстреле №4848 смещение

пинчевой области относительно оси сборки в $\sim 2-3$ раза больше, чем для выстрелов с меньшим среднеквадратичным разбросом времени срабатывания модулей установки.

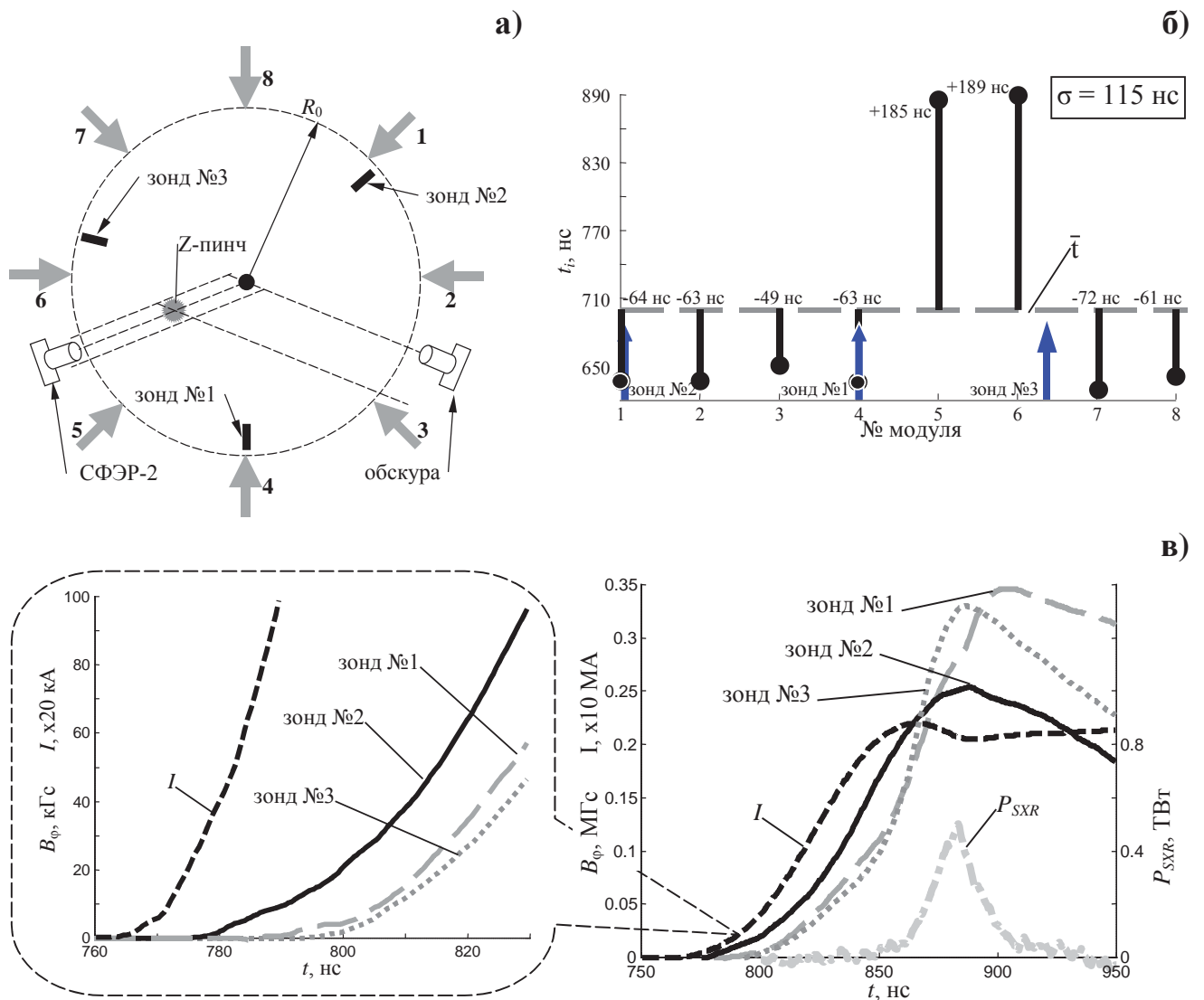


Рис. 77. Результаты измерений азимутальных магнитных полей внутри плазмы проволочной сборки тремя зондами под углом 120° друг к другу (выстрел №4848): а) расположение зондов №1-3 внутри проволочной сборки на $r_p=0.8R_0$ (цифрами с 1 по 8 указаны направления модулей установки); СФЭР-2 – камера оптической развертки; обскура – интегральная по времени камера-обскура; ● – положение Z-пинча в области оси установки; б) диаграмма синхронизации модулей установки. Среднеквадратичный разброс срабатывания модулей - $\sigma=115$ нс; в) временные зависимости: зонд №1-3 - индукции азимутального магнитного поля B_ϕ , измеренной зондами; I – полного тока; P_{SXR} – импульса мощности МРИ ($h\nu > 100$ эВ).

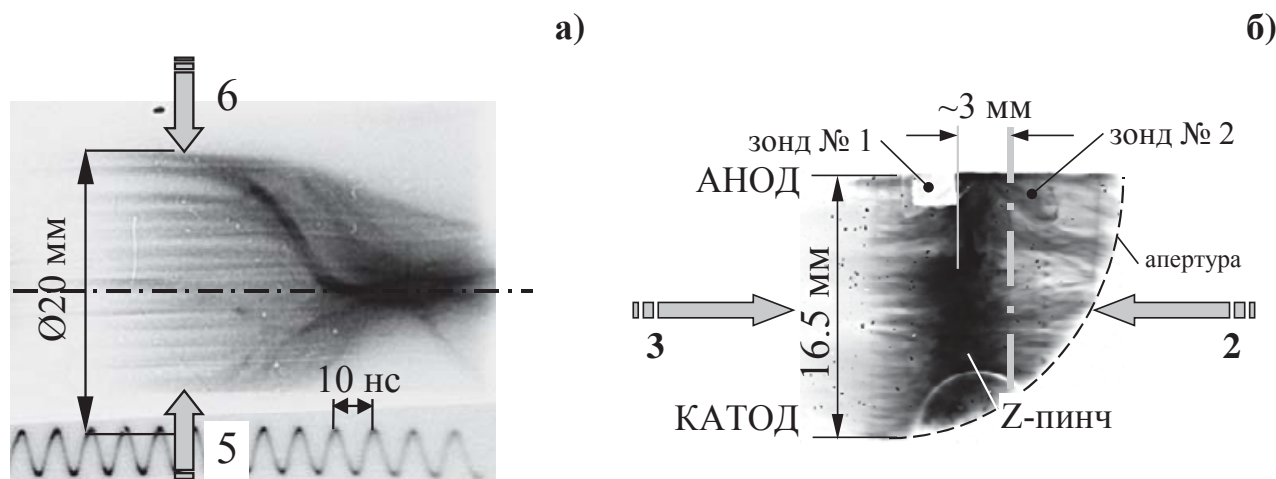


Рис. 78. Смещение столба Z-пинча относительно оси сборки (выстрел №4848): а) оптическая радиальная развертка сжатия плазмы; б) интегральная по времени обскурোগрамма ($h\nu > 20$ эВ). Стрелками с цифрами 2, 3, 5, 6 обозначены направления модулей №№ 2, 3, 5, 6 установки соответственно (см. рис. 77а).

В каждом выстреле степень несимметрии проникновения магнитного поля внутри проволочной сборки S_φ рассчитывалась из данных, полученных при помощи магнитных зондов, следующим образом:

$$S_\varphi = \frac{\Delta B_\varphi}{\bar{B}_\varphi}, \quad (27)$$

где ΔB_φ - абсолютная разница индукции азимутального магнитного поля (максимальная разница по сигналам 3-х зондов) и ее среднее значение \bar{B}_φ , измеренные зондами на одном и том же радиусе, но на разных азимутальных углах внутри проволочной сборки в каждый момент времени. Вложенная электромагнитная мощность $P=IU$ рассчитывалась из тока, измеренного вблизи проволочной сборки, и напряжения в области сепаратрисы с учетом индуктивности контура цепи от сепаратрисы до проволочной сборки.

Из представленных выше экспериментальных данных измерений $B_\varphi(\varphi)$ следует, что степень несимметрии проникновения магнитного поля с плазмой внутрь проволочной сборки возрастает от ~20% до ~60% с увеличением среднеквадратичного разброса срабатывания модулей установки σ от 5 нс до ~120 нс. При этом вложенная в проволочную сборку электромагнитная мощность падает от ~2.5 ТВт до ~0.2 ТВт, а зарегистрированная мощность МРИ (P_{SXR}) уменьшается от 3.5 ТВт до уровня менее 0.1 ТВт (см. рис. 13а,б). Такое падение мощности излучения происходит как из-за возникающих утечек тока в области конволюции модулей установки, так и из-за несинхронности и несимметрии сжатия плазменных потоков в области оси проволочной сборки.

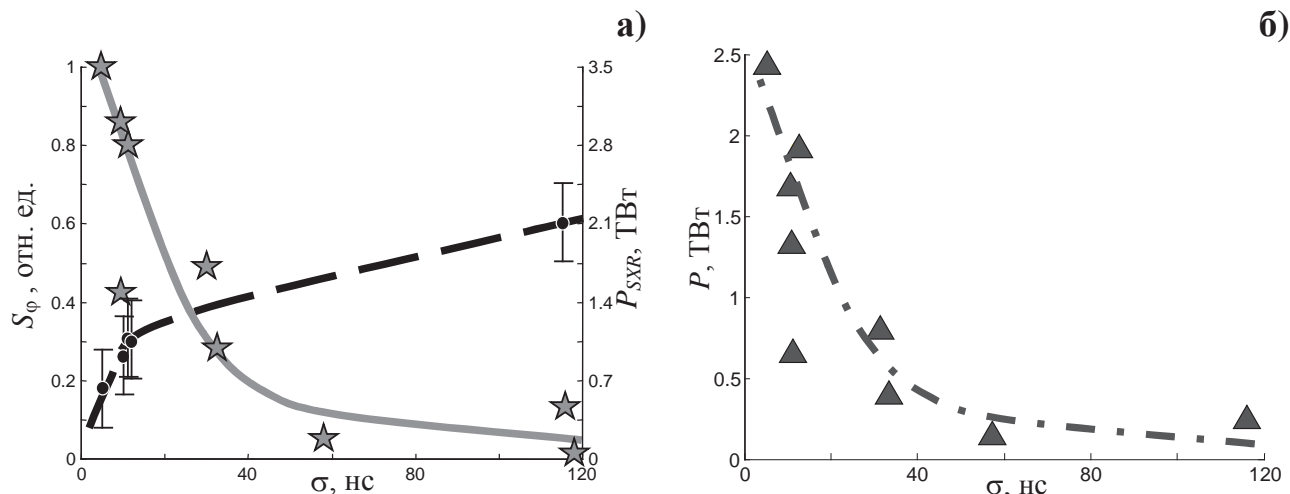


Рис. 79. Зависимости от среднеквадратичного разброса старта модулей σ : а) степени несимметрии S_ϕ проникновения азимутального магнитного поля внутрь проволочной сборки (●) и мощности МРИ P_{SXR} ($h\nu > 100$ эВ, ★); б) электромагнитной мощности P , вложенной в проволочную сборку (▲).

На основании проведенных экспериментов можно сделать следующие выводы о влиянии несинхронности срабатывания модулей установки на магнитное поле Z-пинча и мощность рентгеновского излучения:

- среднеквадратический разброс σ от 12 нс до 120 нс ведет к увеличению от ~25% до ~60% неоднородности проникновения магнитного поля вместе с плазмой внутрь проволочной сборки и, как следствие этого, происходит несимметричное сжатие плазмы в области ее оси. Смещение столба пинча относительно оси сборки в направлении отстающих модулей установки может достигать ~2.5-3 мм, что составляет от четверти до трети начального радиуса проволочной сборки. При этом пиковая мощность МРИ уменьшается с 3.5 ТВт до уровня менее 0.1 ТВт;

- малый разброс $\sigma \leq 10$ нс ведет к малой степени неоднородности магнитного поля внутри проволочной сборки, которая не превышает погрешности измерений магнитного поля магнитозондовым методом (~15-20%).

Изучено влияние несинхронности срабатывания модулей установки Ангара-5-1 на симметрию сжатия плазмы проволочной сборки в режиме Z-пинча. Показано, что увеличение значения среднеквадратичного разброса старта модулей приводит к возникновению заметной азимутальной несимметрии проникновения магнитного поля внутрь проволочной сборки и, как следствие, увеличению длительности импульса мягкого рентгеновского излучения,

уменьшению его пиковой мощности и смещению Z-пинча относительно оси сборки. Определены необходимые условия для осесимметричного сжатия пинча, которые важны для интерпретации экспериментов по исследованию радиального распределения магнитного поля в плазме цилиндрических проволочных и волоконныхборок.

3.1.2. РАДИАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ $B_\varphi(r)$. ПЛАЗМЕННЫЙ ПРЕДВЕСТНИК

В этом разделе представлены результаты исследований имплозии проволочных (вольфрам, алюминий, молибден) и волоконныхборок (капрон) на установке Ангара-5-1 при токе до 4 МА. Впервые подробно измерены радиальные распределения азимутального магнитного поля $B_\varphi(r,t)$ на стадии плазмообразования при сжатии такихборок. Рассчитаны радиальные распределения плотности тока $j_z(r,t)$. Проведено сравнение с данными оптической щелевой развертки и электротехнических измерений тока и напряжения. На основании полученных экспериментальных результатов сделана оценка интенсивности плазмообразования $\dot{m}(t)$ борок, изготовленных из различных веществ (Al, W, капрон). Частично оцененные значения $\dot{m}(t)$ вошли в сводную таблицу 2.

Одним из основных вопросов при исследованиях физики имплозии и ускорения лайнеров является вопрос о параметрах токовой оболочки и ее динамике. Пространственное распределение массы и тока на стадии ускорения плазмы определяет эффективность концентрации энергии на оси и, в конечном счете, временной профиль и амплитуду импульса мощности МРИ. Поскольку магнитное поле проникает внутрь лайнера вместе с веществом, некоторую необходимую информацию может дать измерение магнитных полей внутри плазмы. На момент начала выполнения экспериментов по теме диссертации существовали весьма отрывочные экспериментальные данные о поведении магнитного поля внутри объема проволочныхборок во время их имплозии. Следует заметить, что на различных сильноточных установках предпринимались попытки исследования магнитного поля в таких плазменных нагрузках.

На установке Ангара-5-1, по-видимому, впервые начались систематические измерения магнитных полей в плазме вольфрамовых многопроволочныхборок в условиях высоких плотностей мощности излучения до 1 ТВт/см² [94]. В работе [155] показано, что магнитное поле разрядного тока вмораживается в плазму и проникает внутрь проволочной сборки еще на стадии плазмообразования. Зарегистрировано, что ток вначале протекает в отдельных плазменных струях, вытянутых от начального расположения проволок к оси сборки. По результатам измерений миниатюрными магнитными зондами магнитного поля в 2-х точках по

радиусу проволочной сборки при помощи МГД-модели имплозии гетерогенного лайнера с затянутым плазмообразованием [37, 45] определена интенсивность производства плазмы с поверхности остовов взорванных вольфрамовых проволок в проволочной сборке $\dot{m}(t)$ (см. §2.1 Главы 2 диссертации). Плазменный предвестник, формирующийся в области оси вольфрамовой проволочной сборки на начальной стадии имплозии, несет часть разрядного тока (~15%). Последующие эксперименты на установке COBRA (США, Cornell University) по измерению магнитных полей при помощи зондов внутри плазмы алюминиевых проволочныхборок [156] подтвердили результаты экспериментов на установке Ангара-5-1. Подобные эксперименты с применением магнитных зондов проводились и на установке QiangGuang-I (КНР, Northwest Institute of Nuclear Technology) [202]. Одной из слабых сторон проведенных экспериментов на этих установках было малое количество точек регистрации магнитного поля внутри проволочной сборки. С другой стороны, измерения осложняет то, что магнитозондовый метод исследования плазмы является контактным методом, что ведет к возмущениям исследуемого объекта.

В других исследовательских лабораториях предпринимались попытки измерения магнитных полей в проволочных сборках бесконтактным методом путем использования эффекта вращения плоскости поляризации зондирующего лазерного излучения (эффект Фарадея). На установке MAGPIE (Англия, Imperial College) при помощи данной диагностики исследовались параметры токового предвестника вольфрамовой сборки. Было показано, что ток предвестника зависит от количества проволок (или межпроволочного зазора) в сборке и составляет не более 11% полного тока [157]. Вблизи столба предвестника зарегистрировано магнитное поле на уровне 2 Тл. Тем же методом на установке ZEBRA (США, University of Nevada, Reno) проведены измерения магнитного поля на финальной стадии сжатия алюминиевой проволочной сборки [69]. На этой стадии имплозии внешний магнитный поток прорывается внутрь проволочной сборки в тех местах на ее периферии, где закончилось плазмообразование с проволок, тем самым образуя так называемые магнитные пузыри (*"magnetic bubbles"*). В работе [203] на установке COBRA при помощи эффекта Фарадея измерены магнитные поля выше 10 Тл вне проволочной сборки и до 2 Тл внутри проволочной сборки на стадии производства плазмы. К сожалению, в упомянутых выше работах, использующих эффект фарадеевского вращения плоскости поляризации зондирующего излучения, не были представлены радиальные распределения магнитного поля.

На момент начала выполнения экспериментов по теме диссертации не существовало подробных экспериментальных данных о форме и динамике во времени радиального распределения азимутального магнитного поля внутри плазмы проволочной сборки. Одной из

целей данной работы было исследование радиального распределения магнитного поля во время имплозии проволочныхборок из различных веществ.

В качестве плазмообразующих нагрузок использовались проволочные сборки из тонких вольфрамовых, алюминиевых и молибденовых проволок, а также из капроновых волокон. Параметры нагрузок представлены в табл. 6. Вольфрамовые, алюминиевые проволоки и волокна капрона имели одинаковую погонную массу 5.5 мкг/см, молибденовые проволоки – около 32 мкг/см. Таким образом, из вольфрамовых, алюминиевых проволок и капроновых волокон было возможным изготавливать сборки с одинаковыми параметрами – диаметр сборки (20 мм), линейная масса (220 мкг/см), количество проволок (волокон) 40 штук.

Табл. 6. Параметры проволочныхборок для исследования радиального распределения $B_{\varphi}(r)$.

Выстрел	Параметры сборки*	Радиусы расположения магнитных зондов, мм	Примечание
3974	40 W 6 мкм проволоч, линейной массы 220 мкг/см	6.5, 8.5	МГД-расчет [37]
4929		3.96, 4.54, 5.51, 6.51, 8.34, 8.81	-
4930		3.42, 4.03, 4.99, 5.79, 7.39, 8.55	
5089		4.63, 5.13, 5.81, 5.82, 6.45, 7.13, 8.02, 8.38, 8.88	
5148		8.4, 8.6, 9.26, 9.54, 9.89	Измерение вблизи проволоки в сборке
5012	40 Al 15 мкм проволоч, линейной массы 220 мкг/см	3.81, 4.81, 5.96, 6.88, 7.60, 8.40	-
5088	20 Mo 20 мкм проволоч, линейной массы 640 мкг/см	4.33, 5.59, 5.79, 6.66, 8.37, 8.90	предымпультс одного модуля установки в течении ~200 нс
5092		5.22, 5.22, 5.39, 6.08, 7.84, 9.11	-
5013	40 капр. волокон 25 мкм, линейной массы 220 мкг/см	4.0, 4.0, 6.02, 6.69, 7.43, 8.45	-
5079		3.24, 4.30, 4.93, 5.86, 8.11, 9.02	

* - общие параметры проволочныхборок: $R_0=10$ мм, $h=15-16.5$ мм.

Ниже представлены результаты измерения магнитного поля в плазме многопроволочной сборки при помощи магнитных зондов усовершенствованной конструкции (см. соответствующий раздел в п. 1.1.8 Главы 1 диссертации). Увеличенная точность позиционирования датчиков по радиусу проволочной сборки и возможность размещения большего количества измерительных петель внутри проволочной сборки (до 9 штук), позволили получать радиальные распределения азимутального магнитного поля. Так как количество точек измерения магнитного поля вдоль радиуса сборки было ограничено 6-9 точками, при построении радиальных распределений тока применялась линейная интерполяция

данных между точками. Радиальные распределения построены в диапазоне радиусов от 0.35 см до 1 см. Измерения на меньших расстояниях от оси не проводились из-за возможного возмущения зондом плазмы Z-пинча. На радиальных распределениях не представлены ошибки измерения, о которых упоминается в п. 1.1.8 Главы 1 диссертации.

Вольфрамовые, алюминиевые и молибденовые проволочные сборки

На рис. 80-82 представлены результаты экспериментов с типичными проволочными сборками из вольфрамовых, алюминиевых и молибденовых проволок (см. табл. 6), применяемыми в экспериментах на установках Ангара-5-1. На данных рисунках показаны осциллограммы полного тока и его производной (кривые 1 и 2), напряжения (кривая 3) и импульса мощности МРИ (кривая 4), синхронизованные с изображениями оптической развертки радиального сжатия плазмы, а также с радиальными распределениями магнитного поля $B_\phi(r,t)$ и плотности тока $j_z(r,t)$, восстановленными из магнитозондовых измерений (см. выражение (2) в п. 1.1.8 Главы 1 диссертации). На этих же рисунках вертикальными стрелками показаны моменты времени t_i , на которые восстановлены распределения $B_\phi(r,t_i)$ и плотности тока $j_z(r,t_i)$ вплоть до начала импульса мощности МРИ, когда наступает стадия т.н. «плазменного ливня» – неоднородного по пространству прорыва магнитного потока (см. соответствующий раздел п. 3.1.4 Главы 3 диссертации) в области плазмообразования и начала финального сжатия плазмы с периферии проволочной сборки (с области начального расположения проволок) к оси.

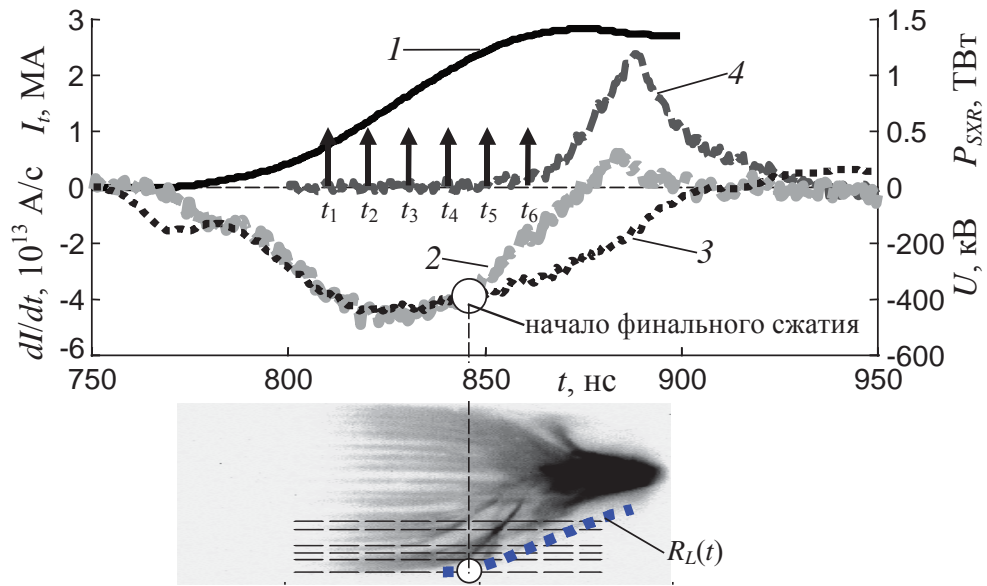
На стадии плазмообразования, когда внешняя граница плазмы проволочныхборок (W, Al, Mo) на оптических развертках ещё не движется (см. рис. 80а, 81а и 82б), радиальные распределения магнитного поля и плотности тока имеют монотонно спадающий вид от начального расположения проволок сборки (R_0) к оси (см. рис. 80б,в, 81б,в и 82б,в). При этом максимальная плотность тока локализована на периферии проволочной сборки на протяжении всей этой стадии, и моменту окончания стадии производства плазмы плотность тока достигает значений выше ~ 2 МА/см². Этот результат находится в согласии с работой [108], где из экспериментально измеренных индукции магнитного поля и её градиента была найдена временная зависимость плотности тока на периферии проволочной сборки $[j_z(r,t) \propto \partial B_\phi / \partial r + B_\phi / r]$. В области начального расположения проволок наблюдается сильный градиент индукции магнитного поля около 3-4 МГс/см, который спадает до 0.3 МГс/см по мере приближения к оси. Радиальное распределение магнитного поля (тока) становится пологим по мере удаления от начального радиуса проволочной сборки в сторону ее оси. Прямое измерение градиента

индукции магнитного поля специальным градиентным магнитным зондом дает подобные результаты (см. соответствующий раздел п. 3.1.3 Главы 3 диссертации). Это также соответствует тому факту, что на стадии плазмообразования большая часть тока протекает в области проволок на периферии сборки. Токовая плазма, проникающая на стадии плазмообразования внутрь радиуса менее 0.4 см, сформирует, в дальнейшем, в приосевой области сборки токовый предвестник. В наших экспериментах с вольфрамовыми и молибденовыми проволочными сборками ток предвестника $I_{pr} \propto B_{\phi}(r,t) \cdot r$, где $r \leq 0.4$ см, достигал ~10-15% полного разрядного тока. В случае алюминиевых проволочныхборок (см. рис. 81б) анализ радиальных распределений $B_{\phi}(r,t)$ указывает на существенно меньший ток предвестника - не более 50 кА (~2% полного тока), чем в случае вольфрамовых проволочныхборок. Магнитный поток проникает внутрь алюминиевой сборки медленнее, чем в вольфрамовую проволочную сборку при прочих одинаковых условиях эксперимента (параметрыборок, полный разрядный ток, время сжатия). Так как магнитное поле вморожено в плазму, то следует предположить, что медленное проникновение плазмы с магнитным полем к оси алюминиевой сборки связано с большей массой плазмы в плазменной струе.

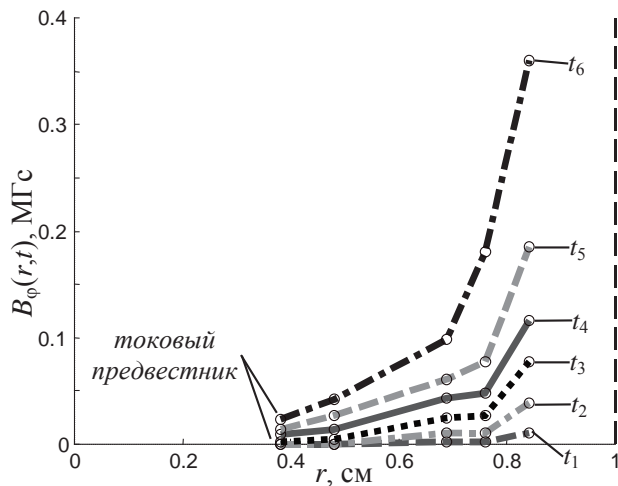
На финальной стадии имплозии начинается проникновение основной доли разрядного тока от периферии сборки к оси, и начинает расти мощность МРИ. Этому моменту соответствуют радиальные распределения плотности тока вблизи зоны плазмообразования, представленные на рис. 83г кривыми в моменты t_4 и t_5 для W-сборки. Из этих кривых видно, что максимум радиального распределения $j_z(r,t)$ начинает смещаться в сторону оси проволочной сборки. По совокупности экспериментов с вольфрамовыми и алюминиевыми проволочными сборками к этим моментам времени почти весь ток (до 90-95 %) проникает внутрь радиусов 0.85-0.95 см.

Следует заметить, что из-за имеющихся в нашем распоряжении проволок молибдена большого диаметра (20 мкм) масса сборки была не оптимизирована, при этом выход МРИ был невысокий ~0.7 ТВт (см. рис. 82а). При таких неоптимальных параметрах нагрузки вещество молибденовых проволок не успевает полностью превратиться в плазму и сжаться к оси за время рабочего импульса установки. Сжатие некоторой части плазмы, зарегистрированное камерой оптической щелевой развертки (см. напр. рис. 82в), плохо коррелирует с временным изменением эффективного токового радиуса $R_L(t)$, представленного на этом же рисунке. Большая доля разрядного тока протекает по разряженной слабосветящейся в оптическом диапазоне отставшей плазме, сжатие которой не регистрируется камерой оптической развертки. В противоположность вышесказанному, при сжатии вольфрамовых и алюминиевыхборок с оптимально подобранными параметрами временные зависимости радиуса $R_L(t)$, распределений магнитного поля $B_{\phi}(r,t)$ и плотности тока $j_z(r,t)$ коррелируют со сжатием плазмы,

а)



б)



в)

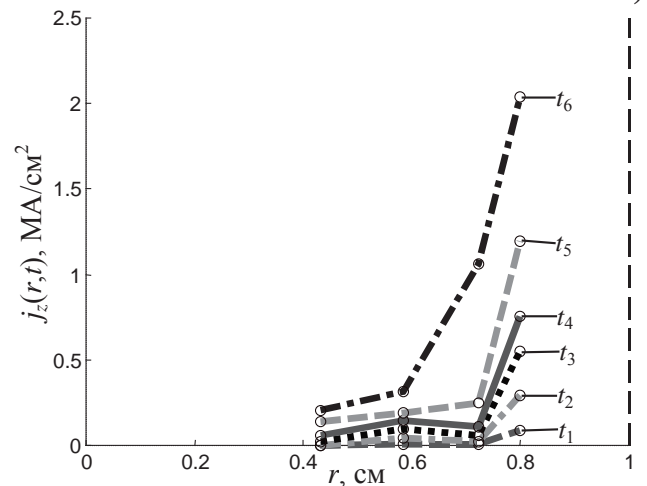


Рис. 81. Результаты эксперимента №5012 с проволочной сборкой из 40 Al 15 мкм проволок, линейной массы 220 мкг/см, $R_0=10$ мм, $h=15$ мм: а) временные зависимости: 1 – полного тока; 2 – производной полного тока; 3 – напряжения; 4 – импульса мощности МРИ ($h\nu > 100$ эВ). Внизу - оптическая щелевая развертка, синхронизованная с кривой временной зависимости эффективного токового радиуса $R_L(t)$. Горизонтальными линиями показаны позиции магнитных зондов; б) радиальные распределения азимутального магнитного поля $B_\phi(r, t_i)$ в различные моменты времени (моменты времени отмечены стрелками с номерами на рис. (а)); в) расчетные радиальные распределения плотности тока $j_z(r, t_i)$ в те же моменты времени.

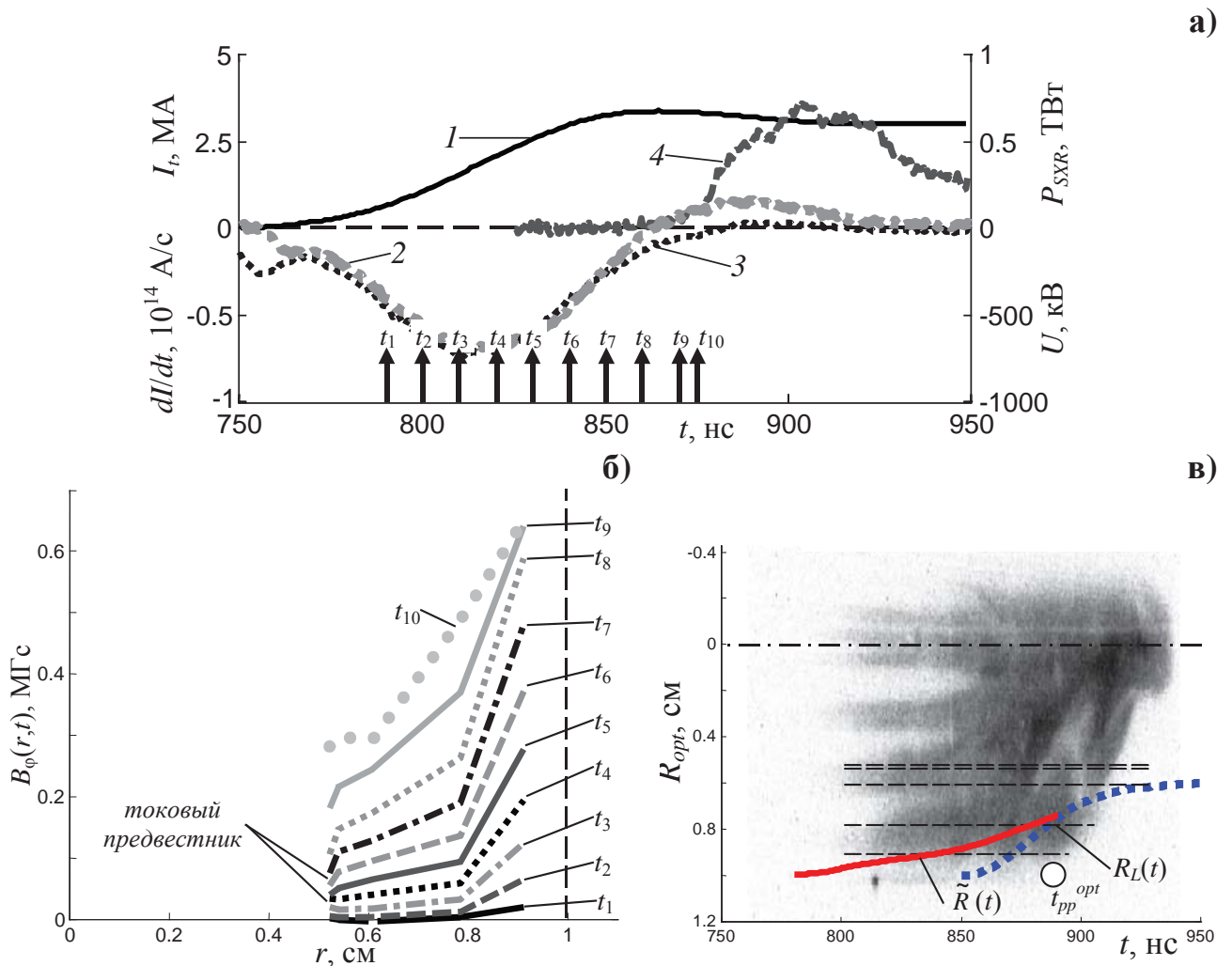


Рис. 82. Результаты эксперимента №5092 (без предимпульса) с проволочной сборкой из 20 Мо 20 мкм проволок, линейной массы 640 мкг/см, $R_0=10$ мм, $h=15$ мм: а) временные зависимости: 1 - полного тока; 2 – производной полного тока; 3 - напряжения на сепаратрисе; 4 – импульса мощности МРИ ($h\nu > 100$ эВ); б) радиальные распределения азимутального магнитного поля $B_\phi(r, t_i)$ в различные моменты времени (моменты времени отмечены стрелками с номерами на рис. (а)); в) оптическая щелевая развертка, синхронизованная с кривой временными зависимостями эффективных токовых радиусов: $R_L(t)$, рассчитанного из кривых $I(t)$ и $U(t)$ по выражениям (3) и (4), и радиуса $\tilde{R}(t)$, рассчитанного из распределений $B_\phi(r, t_i)$ по выражению (5). Горизонтальными линиями показаны позиции магнитных зондов.

Капроновые волоконные сборки

Отдельно рассмотрим эксперименты с волоконными сборками, у которых, как было показано в п. 2.1.1 Главы 2 диссертации, интенсивность плазмообразования существенно ниже, чем у проволочныхборок (см. табл. 2). Параметры капроновых волоконныхборок были подобны параметрам вольфрамовых и алюминиевых проволочныхборок (см. табл. 6). Главным отличием было отсутствие начальной проводимости волокон в сборке по сравнению с металлическими проволоками. Подробное изучение волоконныхборок проводилось в работе

[174], где было показано, что эффективного сжатия такихборок достичь не удастся, несмотря на оптимальную массу волоконной сборки согласно выражению $mR_0^2 \propto I^2$. Одной из причин этого являлась малая интенсивность производства плазмы с капроновых волокон по сравнению с проволоками вольфрама - $\dot{m}(t)|_{\text{капр}} < \dot{m}(t)|_W$ в 2.5-3 раза. Из-за этого происходило сильное затягивание во времени стадии плазмообразования, длительность которой становилась больше, чем время рабочего импульса установки Ангара-5-1. Как следствие этого, плазма не успевала сжаться к оси за это время.

На тот момент остались не до конца изученными вопросы о проникновении магнитного потока внутрь такихборок и о сжатии плазмы в условиях слабых излучательных потерь по сравнению с вольфрамовыми сборками.

На рис. 83 и 84 представлены результаты экспериментов с волоконной капроновой сборкой. Рентгеновские кадровые изображения рис. 83б получены на стадии плазмообразования, когда на периферии волоконной сборки (в области R_0) продолжается плазмообразование, а в приосевой области происходит формирование плазмы предвестника: на 65-ю нс разряда, в момент времени t_1 , зарегистрирован плазменный предвестник, который в последующие моменты времени t_2-t_5 начинает расширяться. Наблюдавшееся в наших экспериментах расширение плазмы предвестника является прямым следствием длительного плазмообразования капроновых волокон. Также одной из причин такого поведения предвестника является то, что не происходит радиационное сжатие плазмы из-за плохой излучательной способности входящих в ее состав элементов.

Радиальные распределения магнитного поля $B_\phi(r,t)$ на рис. 84б получены в этот же период имплозии волоконной сборки, что и рассмотренные выше кадровые рентгеновские изображения. Как видно из распределений $B_\phi(r,t)$ в моменты t_1-t_8 , на этой стадии имплозии ток предвестника согласно выражению $I_{pr} \propto B_\phi(r,t) \cdot r$, где $r \leq 0.4$ см, составляет около 700 кА. По совокупности выстрелов с волоконными сборками величина тока предвестника составляла от 25% до 40%, что, как было уже отмечено в п. 2.1.1 Главы 2 диссертации (см. напр. рис. 44), существенно выше, чем для проволочныхборок из Al, Mo и W.

На щелевых оптических развертках (см. рис. 84в) зарегистрировано свечение плазмы предвестника в области оси диаметром примерно 8 мм. На протяжении 150-200 нс разряда на оптических развертках не зарегистрировано окончание стадии плазмообразования на периферии волоконной сборки и наступления финального сжатия плазмы к оси. Напротив, эффективный токовый радиус, вычисленный из электротехнических измерений тока и напряжения по выражению (3), начинает уменьшаться еще на стадии плазмообразования из-за большого тока предвестника. Через примерно 150 нс разряда данный радиус начинает

увеличиваться. Это связано с расширением плазмы с током из приосевой области на периферию волоконной сборки, что также было зарегистрировано на рентгеновских кадровых изображениях (см. рис. 83б) и по магнитозондовым измерениям (см. рис. 84в). Несколько измерительных петель магнитных зондов при таком расширении столба предвестника оказались расположены внутри этой излучающей области. В эти моменты времени t_5-t_7 на радиальных распределениях $B_\phi(r,t)$ вблизи границы столба предвестника наблюдается характерное увеличение магнитного поля, связанное с токовым каналом предвестника.

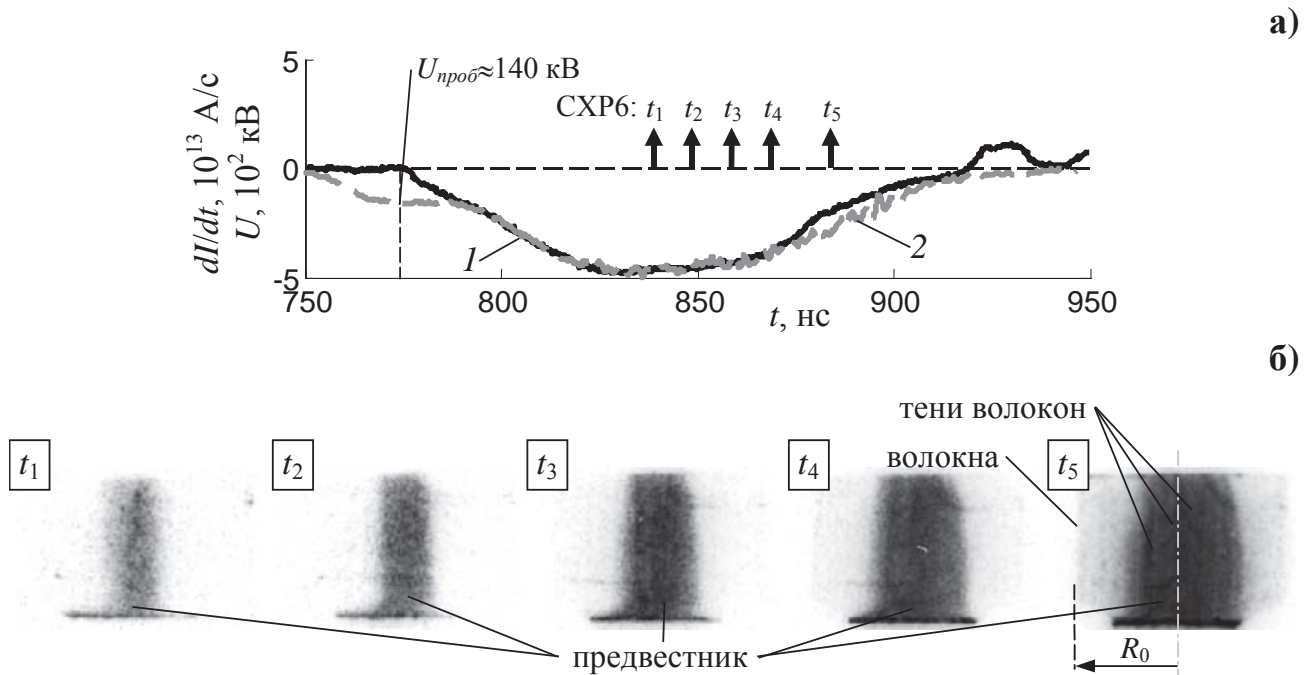


Рис. 83. Результаты эксперимента №6159 с волоконной сборкой из 40 капроновых 25 мкм волокон, линейной массы 220 мкг/см, $R_0=10$ мм, $h=16$ мм. а) - временные зависимости: 1 – производной полного тока; 2 – напряжения вблизи волоконной сборки; б) - рентгеновские кадровые изображения (негатив), синхронизованные с представленными на рис. (а) кривыми, где времена регистрации кадров t_1-t_5 указаны вертикальными стрелками (\uparrow СХР6). Анод – вверху, катод – внизу.

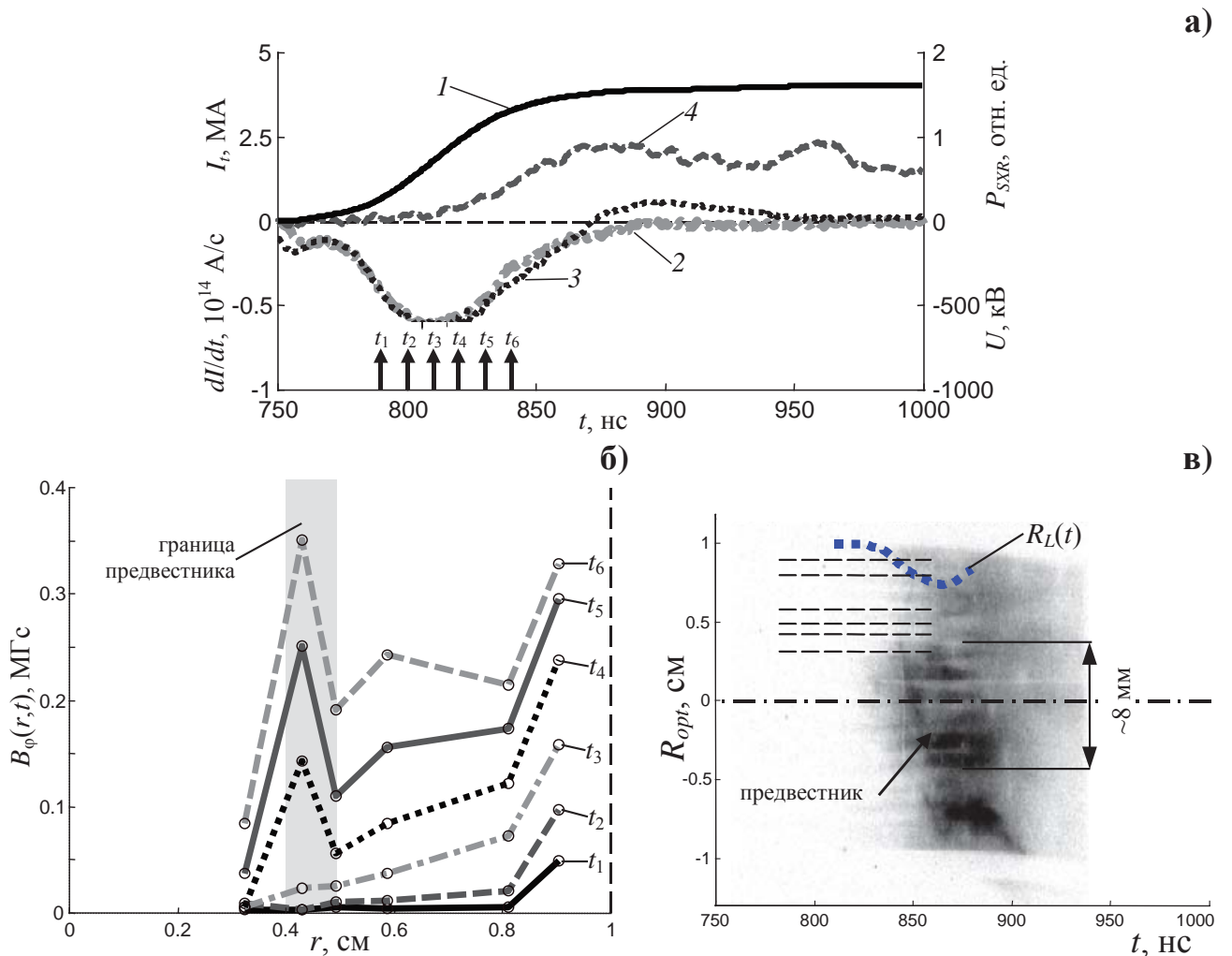


Рис. 84. Результаты эксперимента №5079 с волоконной сборкой из 40 капроновых 25 мкм волокон, погонной массы 220 мкг/см, $R_0=10$ мм, $h=15$ мм: а) временные зависимости: 1 - полного тока; 2 – производной полного тока; 3 - напряжения; 4 – импульса мощности МРИ ($h\nu > 20$ эВ); б) радиальные распределения азимутального магнитного поля $B_\phi(r, t_i)$ внутри проволочной сборки в различные моменты времени (моменты времени отмечены стрелками с номерами на рис. (а)); в) оптическая щелевая развертка, синхронизованная с кривой временной зависимости эффективного токового радиуса $R_L(t)$. Горизонтальными линиями показаны позиции магнитных зондов.

Индуктивность лайнера по результатам измерения радиального профиля магнитного поля

На рис. 85а-в приведены значения эффективных радиусов тока, полученных из измерений тока и напряжения R_L (кривая 1) по формулам (3 и 4) и из зондовых измерений \tilde{R} (кривая 2) по формуле (5) для проволочных сборок из различных веществ. Для сравнения также приведен радиус, полученный из 0-мерной модели сжатия тонкой оболочки (кривая 3). Как показывают зондовые измерения, эффективный токовый радиус \tilde{R} уменьшается от R_0 до величины $\sim (0.83-$

$0.9)R_0$ на протяжении всей стадии производства плазмы вплоть до начала финального сжатия. Это означает, что плазма, способная нести основную долю разрядного тока ($\sim 80\%$), сосредоточена в небольшом слое толщиной 1-1.7 мм на периферии проволочной сборки на этой стадии имплозии.

На стадии плазмообразования $\tilde{R} < R_L$, что может свидетельствовать о том, что некоторая часть тока протекает снаружи нагрузки (например, в области сепаратрисы – области конволюции модулей установки), тем самым увеличивая значение эффективного токового радиуса R_L . На финальной стадии имплозии токовые радиусы \tilde{R} и R_L с хорошей точностью совпадают друг с другом. В это время происходит сжатие плазмы к оси сборки, несущей почти весь ток разряда.

Особо отметим следующее: временная зависимость индуктивности $\Delta\tilde{L}$ (кривая 4 на рис. 85а) показывает, что полученная в работе [93] оценка для изменения индуктивности на стадии плазмообразования (~ 0.33 нГн/см) из электротехнических измерений тока и напряжения хорошо согласуется с экспериментальными данными, полученными из распределений $B_\phi(r,t)$. В самом деле, как показывает кривая 4 рис. 85а к моменту окончания плазмообразования, который хорошо определяется по моменту начала изменения эффективного токового радиуса R_L , изменение индуктивности за счет частичного проникновения магнитного потока внутрь вольфрамовой проволочной сборки составляет величину ~ 0.37 нГн/см. Таким образом, два этих метода определения индуктивности проволочной сборки дополняют друг друга.

Как и следовало ожидать, зондовые измерения позволяют зарегистрировать изменение эффективного токового радиуса на стадии производства плазмы, где неэффективен метод определения индуктивности по выражению (3), см. соответствующий раздел в п. 1.1.8 Главы 1 диссертационной работы. Однако на финальной стадии сжатия, из-за недостаточного пространственного разрешения полученных радиальных распределений $B_\phi(r,t)$ на периферии проволочной сборки, зондовый метод оказывается менее точен. В данном случае требуется более подробное изучение распределения магнитного поля вблизи зоны плазмообразования - вблизи проволок сборки, которое будет представлено ниже.

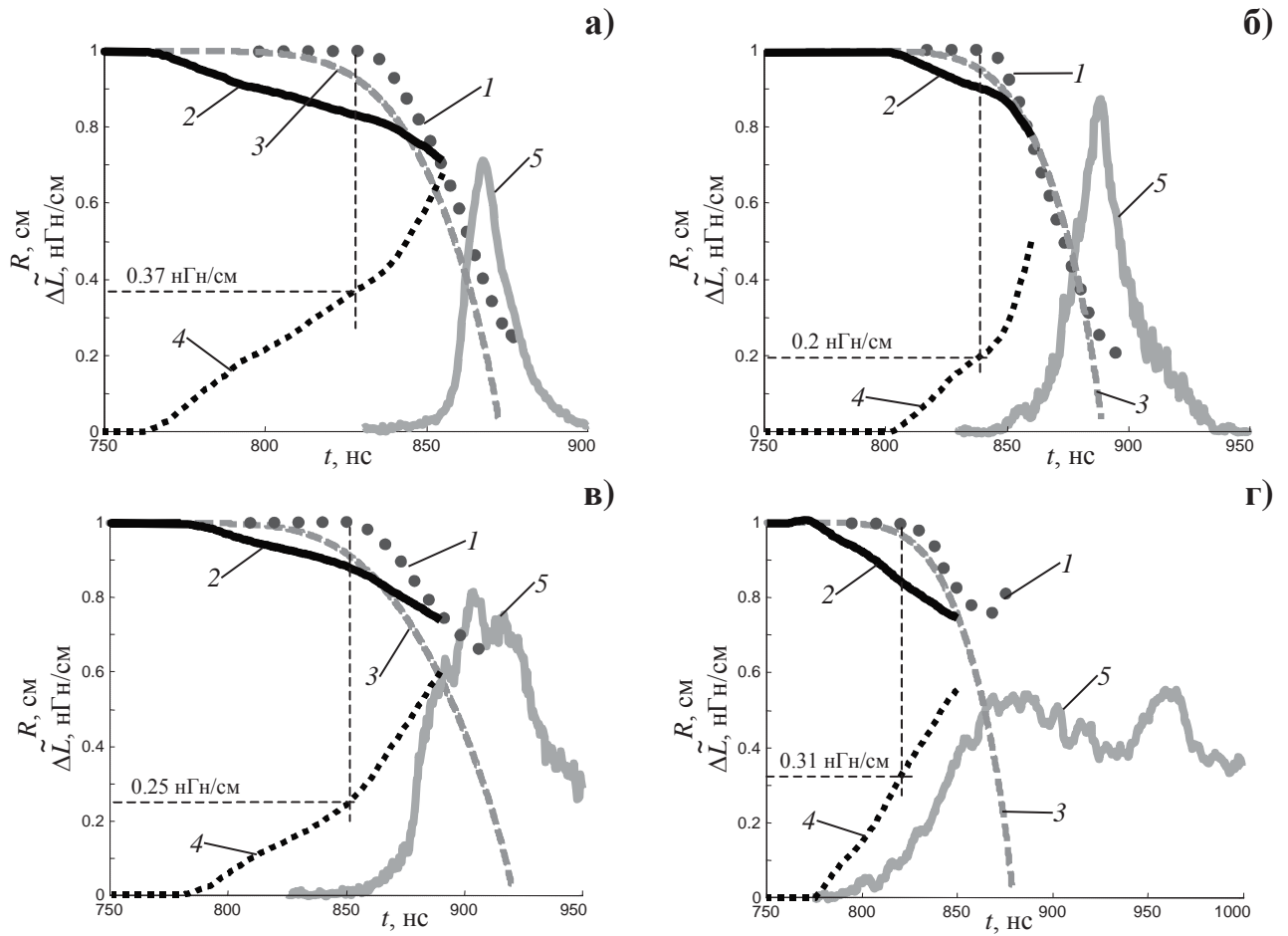


Рис. 85. Эффективные радиусы тока, полученные по формулам (3) и (4) из значений тока и напряжения - R_L (кривая 1), по зондовым измерениям согласно формуле (5) - \tilde{R} (кривая 2) и по 0-D модели (кривая 3). Также на рисунках приведены рассчитанное из формулы (5) изменение погонной индуктивности $\Delta\tilde{L}$ (кривая 4) и импульс мощности МРИ ($h\nu > 100$ эВ, кривая 5 в отн. ед.): а) для W-сборки (выстрел №5089); б) для Al-сборки (выстрел №5012); в) для Mo-сборки (выстрел №5092); г) для капроновой сборки (выстрел №5079). Вертикальной пунктирной линией показан момент времени начала финального сжатия сборки.

Распределение магнитного поля вблизи области плазмообразования (вблизи проволок)

В этом разделе представлены результаты исследования магнитных полей на периферии проволочной сборки вблизи области плазмообразования – около остова одной из взорванных вольфрамовых проволок и её плазменной короны. Магнитное поле измерялось 5-канальным магнитным зондом, конструкция которого представлена на рис. 8 в Главе 1 диссертации. Петли данного зонда были расположены вдоль радиуса проволочной сборки ($r \in 8.4-9.89$ мм) напротив одной из её сорока проволок. Таким образом, зонд измерял магнитное поле в отдельной плазменной струе, вытянутой от начального положения проволоки в сторону оси сборки.

На рис. 86 представлены результаты одного из выстрелов (№5148). Как видно из рис. 86б временные зависимости индукции магнитного поля $B_{\phi}(r_i, t)$, измеренные в пяти точках по радиусу сборки, подобны друг другу. Общий характер поведения данных кривых следующий: вначале наблюдается отрицательная часть кривой, начало которой совпадает с началом тока через сборку. Через определенное время происходит переполюсовка этой кривой в положительную область. Чем дальше от проволоки расположена петля зонда, тем позже происходит переполюсовка временной зависимости индукции магнитного поля, измеренной данной петлей. В работе [155] было показано, что такой характер поведения индукции магнитного поля вблизи проволоки связан с движением плазменных струй с замороженным азимутальным магнитным потоком к оси сборки, а отрицательная часть этой кривой – с топологией азимутального магнитного поля на периферии проволочной сборки (см. врезку к рис. 87б). Момент переполюсовки кривых индукции магнитного поля на рис. 86б соответствует моменту прохода сепаратрисой магнитного поля положения петель зонда (радиусы r_{1-5} , см. табл. 6). В данном случае под сепаратрисой магнитного поля понимается линия, отделяющая силовые линии магнитного поля, замкнутые вокруг оси сборки, от силовых линий замкнутых вокруг отдельных струй (по числу проволок). Из этих измерений можно получить оценку скорости смещения сепаратрисы или несущей ток части плазменной струи. Полагая, что начало формирования струи совпадает с моментом образования плазменной короны вокруг проволоки, на что требуется при сравнимых параметрах W-проволочной сборки время около 5 нс, а моменты времени прохождения кривых магнитной индукции через ноль определены из рис. 86б (обозначены кружками **o o o**), при известных расстояниях от ближайшей проволоки до петель зонда, получим оценку средней скорости смещения сепаратрисы к оси проволочной сборки примерно $3 \cdot 10^6$ см/с.

Ниже представлено простое моделирование проникновения магнитного поля в проволочную сборку с учетом того, что движение токовой плазмы к оси сборки имеет струйный характер. В этой модели в начальный момент времени бесконечно длинные проводники с током располагались на начальном радиусе сборки. Как только по ним начинал протекать разрядный ток, считалось, что они начинают двигаться к оси сборки со средней скоростью порядка $3 \cdot 10^6$ см/с. На их месте (на начальном радиусе сборки) возникают другие проводники с током, которые тоже в последующий момент времени смещаются к оси и т.д., как показано на схеме рис. 87а. Таким образом, моделировалось возникновение плазменной струи, вытянутой от каждой взорванной проволоки в сторону оси сборки с некоторым распределением тока в струе (см. рис. 87в). Закон распределения тока по тонким проводникам в струе задавался таким образом, чтобы полный разрядный ток сохранялся со временем и соответствовал экспериментальной кривой I рис. 86а. На рис. 87г представлены расчетные временные

зависимости индукции магнитного поля в такой струе (кривые 1-5) в тех же точках по радиусу (r_{1-5}), где были расположены петли зонда в эксперименте. Видно, что форма расчетных кривых подобна профилю кривых, полученным в эксперименте (см. рис. 86б). Также на рис. 87г для сравнения представлены расчетные временные зависимости индукции магнитного поля (кривые 6-10), если бы петли зонда были расположены между соседними струями на тех же радиусах. На кривых 6-10 нет переполюсовки по сравнению с кривыми 1-5, что соответствует топологии магнитного поля вблизи проволоки в проволочной сборке и между проволоками (см. врезку на рис. 87б). Таким образом, зондовые измерения вблизи проволоки показали, что ток практически сразу же после пробоя проволоки и образования структуры остов-корона протекает в основном в отдельных плазменных каналах (струях), распространяющихся к центру проволочной сборки от каждой взорванной проволоки. При этом сепаратриса магнитного поля смещается к оси сборки. Через остов взорванной проволоки протекает пренебрежимо малая доля разрядного тока.

На рис. 86в представлены восстановленные из сигналов зонда радиальные распределения азимутального магнитного поля в плазменной струе от одной из проволок в сборке на моменты времени, когда сепаратриса магнитного поля сместилась внутрь радиуса расположения петель зонда. Соответствующие времена t_1-t_5 указаны на рис. 86а стрелками. В работах [106, 155] было показано, что после смещения сепаратрисы от начального расположения проволок в сторону оси сборки модуляция магнитного поля в азимутальном направлении на периферии проволочной сборки невелика ($\sim 20\%$), по крайней мере, после 40 нс разряда. Полагая, что после этого момента зависимость $B_\phi(\phi)$ слабая и пренебрегая струйным характером течения плазмы к оси сборки, были рассчитаны радиальные распределения тока на периферии проволочной сборки. На рис. 86г представлены рассчитанные по формуле (2) радиальные распределения плотности $j_z(r,t)$ тока вблизи начального расположения проволок. Максимальная плотность тока до 6 ± 2.2 МА/см² сосредоточена в окрестности проволок на стадии плазмообразования. Началу финального сжатия плазмы соответствует момент времени, когда нарушается пропорциональность кривой производной полного тока (кривая 2) и кривой напряжения (кривая 3) на рис. 86а, т.е. начинает изменяться индуктивность проволочной сборки ($dL/dt \neq 0$). Данный момент времени отмечен кружком (O). При этом максимум распределения $j_z(r,t)$ начинает смещаться вдоль радиуса в сторону оси сборки (см. кривые j_z в моменты t_4 и t_5 на рис. 86г).

На рис. 86д представлены радиусы, рассчитанные из тока и напряжения R_L (кривая 1), по зондовым измерениям \tilde{R} (кривая 2) и по 0-D модели (кривая 3), также как это делалось выше для рис. 85. На этом рисунке момент начала финального сжатия плазмы отмечен вертикальной пунктирной линией, который совпадает с началом смещения максимума распределения $j_z(r,t)$ к

оси проволочной сборки (см. рис. 86г). Следует, что к этому моменту времени величина \tilde{R} уменьшается на 0.8-0.9 мм от своего начального значения $R_0=10$ мм.

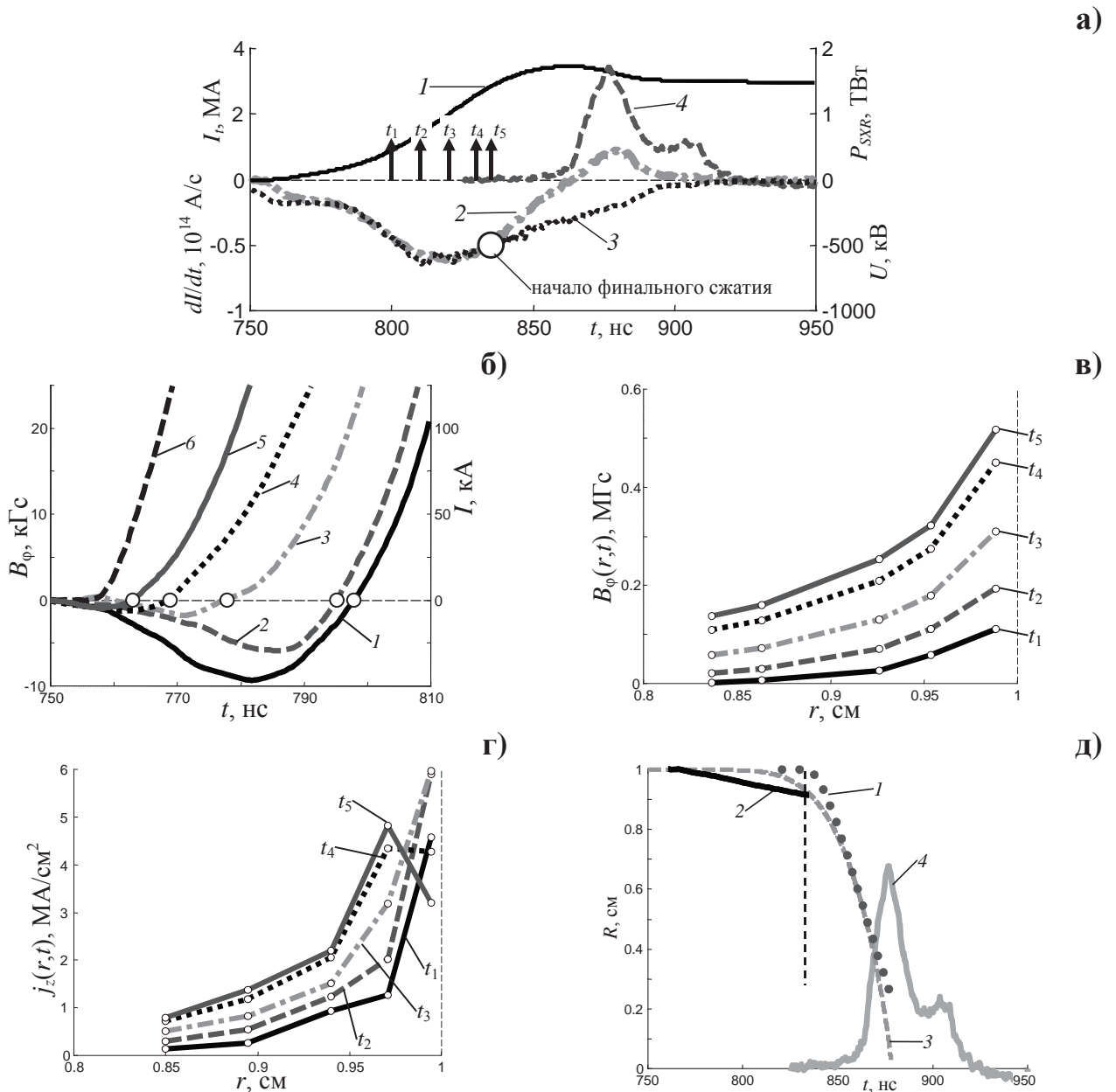


Рис. 86. Результаты эксперимента №5148 с проволочной сборкой из 40 W 6 мкм проволочек, линейной массы 220 мкг/см, $R_0=10$ мм, $h=15$ мм: а) временные зависимости: 1,2 - полного тока и его производной соответственно; 3 - напряжения; 4 - импульса мощности МРИ ($h\nu>100$ эВ); б) временные зависимости: 1-5 - B_ϕ -поля вблизи одной проволоки, измеренного зондом на $r_p=8.4$ мм, 8.6 мм, 9.26 мм, 9.54 мм и 9.89 мм соответственно; б - полного тока; в) радиальные распределения $B_0(r,t_i)$ в различные моменты времени, отмеченные стрелками с номерами на рис. (а); г) расчетные радиальные распределения плотности тока $j_z(r,t_i)$ в те же моменты времени; д) сравнение эффективных радиусов тока, полученных по формулам (3) и (4) из значений тока и напряжения в области сепаратрисы R_L (кривая 1), по зондовым измерениям \tilde{R} (кривая 2) по формуле (5) и по 0-мерной модели тонкой оболочки (кривая 3); 4 - импульс мощности МРИ ($h\nu>100$ эВ). Вертикальной пунктирной линией показан момент времени начала финального сжатия проволочной сборки.

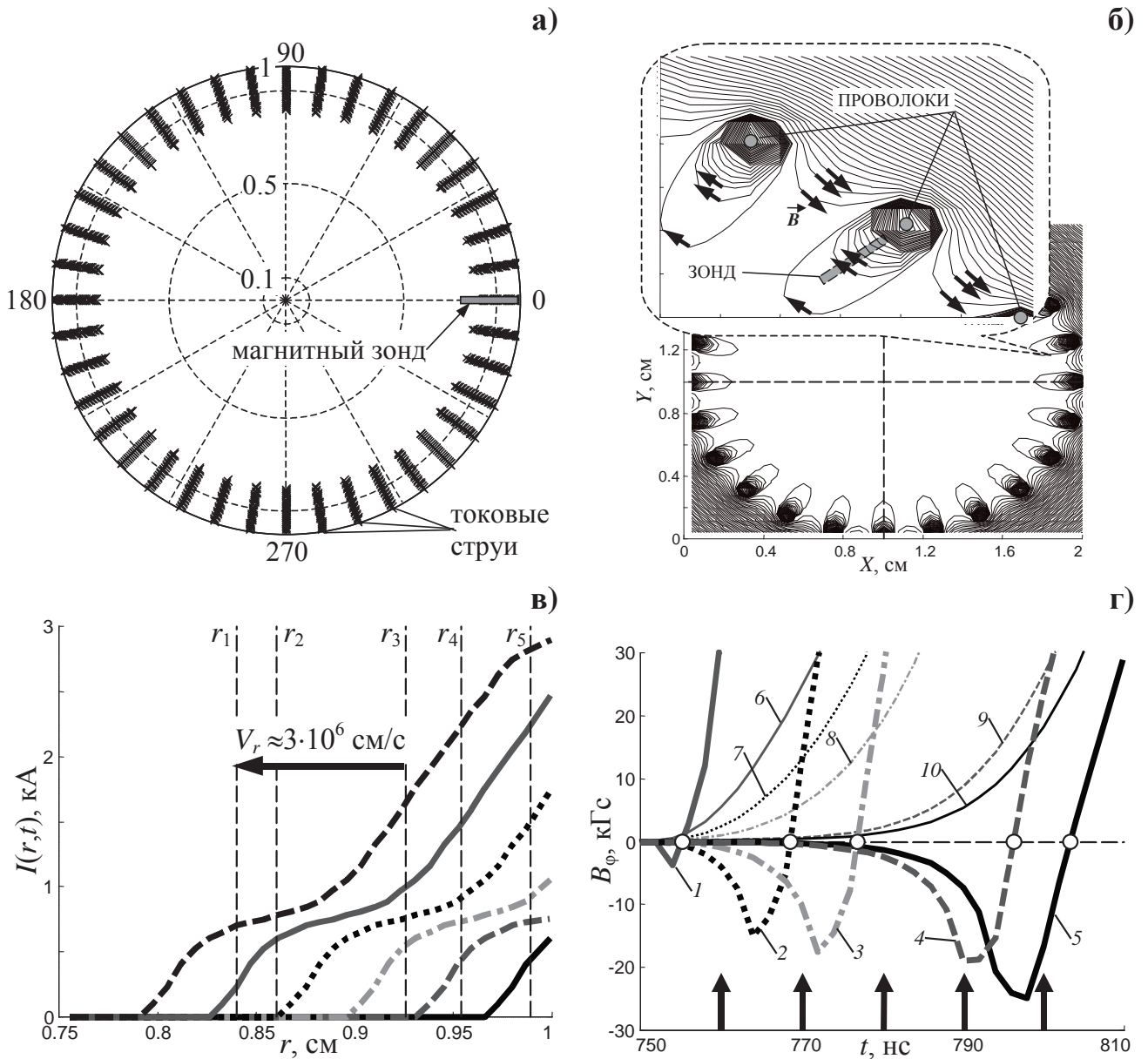


Рис. 87. Результаты моделирования: а) схема расположения проводников с током в координатах r - ϕ [см, градусы]; Расчетные: б) конфигурации линий уровня B_ϕ -поля проволочной сборки в плоскости XY (см, см) на 3-ю нс разряда; в) радиальные распределения тока в струе $I(r,t)$ в различные моменты времени, отмеченные на рис. (г) стрелками (\uparrow); г) расчетные временные зависимости индукции B_ϕ -поля в струе (кривые 1-5) и между соседними струями (кривые 6-10) на тех же радиусах r_1 - r_5 как в эксперименте №5148 [отмечены вертикальными пунктирными линиями на рис. (в)].

Проведенные эксперименты с проволочными и волоконными сборками показали существенное отличие в проникновении внутрь сборок замороженного в плазму магнитного потока в зависимости от вещества, из которого они были изготовлены.

Так, на рис. 88 для сравнения приведены радиальные профили тока $I(r,t) \propto B_\phi(r,t) \cdot r$ внутри радиуса r , пересчитанные из измеренных распределений $B_\phi(r,t)$ для Al-, W- и капроновой сборки (40 проволок или волокон линейной массой 220 мкг/см, $R_0=10$ мм, $h=15$ мм) в один и тот

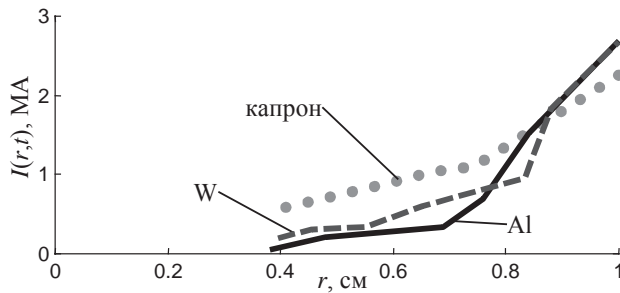


Рис. 88. Сравнение радиальных распределений тока $I(r,t)$ для сборок из различных веществ на 90-ю нс разряда.

же момент времени (90 нс разряда). Видно, что в случае W-сборки ток $I_{pr}=I(r \leq 0.4 \text{ см})$, который протекает по плазме предвестника больше, чем в случае Al-сборки. Еще большее значение I_{pr} наблюдается в случае сборок из пластиковых волокон капрона.

Различие в уровне тока, переносимом в плазменных струях на стадии плазмообразования, а также в предвестнике, является следствием различных темпов образования плазмы $\dot{m}(t)$ с проволок алюминия, вольфрама и пластиковых волокон. Проникновение большой величины магнитного потока B_ϕ -поля во время имплозии волоконной сборки связано с невысокой интенсивностью плазмообразования пластиковых волокон. В самом деле, если под воздействием разрядного тока генератора в каждый момент времени образуется небольшое количество массы плазмы, то под воздействием сносной силы Ампера данное количество плазмы с бóльшей скоростью V_r проникает внутрь сборки согласно выражению $\dot{m}(t) \cdot V_r \propto (I(t)/R_0)^2$. Тем самым в каждый момент времени по предвестнику в волоконной сборке протекает бóльший ток, чем в случае имплозии W- или Al-сборок. Исходя из этих рассуждений и анализа кривых рис. 88, скорость плазмообразования Al-сборки немного выше, чем у W-сборки (см. табл. 2) - $\dot{m}(t)|_{Al} \approx 0.2 \text{ мкг}/(\text{см}^2 \cdot \text{нс})$ при тех же условиях ($I=1$ МА и $R_0=1$ см). В результате плазма бóльшей массы, образовавшаяся на периферии Al-сборки, сносится к оси медленнее по сравнению со случаем W-сборки. Действительно, по результатам магнитных измерений работы [68], была показана зависимость средней скорости радиального сжатия плазмы \bar{V}_r от вещества проволок сборки (см. табл. 7). Так, для W-сборки средняя скорость $\bar{V}_r = \Delta r / (\Delta t_{изм} - \Delta t_{проб})$ движения плазмы, вычисленная на участке $\Delta r = (1.0 \div 0.5)R_0$ с учетом времен $\Delta t_{изм}$ и образования плазменной короны $\Delta t_{проб}$ при пробое проволок, в ~ 1.3 выше, чем для Al-сборки. Это хорошо согласуется с числовыми данными по $\dot{m}(t)$ в сводной табл. 2. С другой стороны полученное значение \bar{V}_r для W-сборки хорошо совпадает с оценкой скорости радиального сжатия плазмы, полученной по измерениям магнитного поля градиентным зондом (см. п. 3.1.3 данной главы диссертации).

Табл. 7. Зависимость скорости \bar{V}_r и времени пробоя проволок от вещества проволок.

Параметры проволочной сборки	$\bar{V}_r, 10^7 \text{ см/с}$	$\Delta t_{\text{проб}}, \text{нс}^*$
40 Al $\varnothing 15$ мкм, 220 мкг/см, $R_0=1$ см, $h=1.5$ см	1.2 ± 0.2	18.0 ± 2.2
8(20) Cu $\varnothing 20$ мкм, 224(560) мкг/см, $R_0=1$ см, $h=1.5$ см	1.4 ± 0.2	23.5 ± 2.1
16(20) Mo $\varnothing 20$ мкм, 365(456) мкг/см, $R_0=1$ см, $h=1.5$ см	1.6 ± 0.2	15.2 ± 1.6
40 W $\varnothing 6$ мкм, 220 мкг/см, $R_0=1$ см, $h=1.5$ см	1.6 ± 0.2	6.1 ± 2.8

Прим. * - по данным работы [68]

Таким образом, экспериментально измеренный радиальный профиль магнитного поля (тока) позволяет сделать оценку интенсивности плазмообразования сборок, изготовленных из проволок различных веществ. Массив данных, полученный из экспериментальных измерений магнитного поля, может служить для проверки и уточнения современных теоретических МГД-моделей имплозии проволочных сборок [204-207], учитывающих в себе явление затянутого плазмообразования и анализирующие радиальные профили магнитного поля.

При помощи одной из таких теоретических моделей (одномерной МГД-модели), подробно описанной в работе [37], показано, что основной характеристикой, оказывающей влияние на динамику проникновения плазмы с током внутрь проволочной сборки, является интенсивность производства плазмы с проволок на периферии сборки. В частности, временная зависимость интенсивности плазмообразования определяет форму радиальных распределений магнитного поля, плотности тока и их изменение во время имплозии проволочной сборки. Одномерность данной МГД-модели означает, что характерная глубина скин-слоя (примерно 2 см для характерных времен плазмообразования около 100 нс) магнитного поля в потоке относительно горячей плазмы ($T_e \sim 20-30$ эВ) заметно больше расстояния между проволоками (порядка 0.15 см и менее). Исходя из этого, проволочная сборка рассматривалась как азимутально-однородный цилиндр радиусом R_0 , генерирующий плазму с интенсивностью $\dot{m}(t)$ (см. рис. 89а, кривая 3), определяемую выражением (15) с учетом ее немонотонности на финальной стадии имплозии (экспоненциальный спад)

$$\dot{m}(t) = \begin{cases} K_m \cdot \left(\frac{I(t)}{R_0} \right)^\mu, & t \leq t_{pp} \\ \sim \exp\left(-\frac{t-t_{pp}}{t_{fin}} \right), & t > t_{pp} \end{cases}, \quad (28)$$

где t_{pp} и t_{fin} - времена максимума и затухания плазмообразования на проволоках соответственно, остальные величины выражаются в тех же единицах, что и величины в выражении (15). Заметим, что время t_{pp} близко к времени нарушения монотонности возрастания интенсивности плазмообразования – нарушение пропорциональности между величинами $\dot{m}(t)$ и $I^\mu(t)$.

Уменьшение величины $\dot{m}(t)$ в моменты времени большие или близкие к t_{pp} связано с нарушением баланса между подачей плазмообразующего вещества из локальных мест остова проволоки (локальное плазмообразование), его ионизацией с одной стороны, и сносом под воздействием силы Ампера из зоны плазмообразования, с другой стороны. Это происходит из-за истощения количества вещества остова проволоки и уменьшения его поверхности, с которой происходит плазмообразование. При этом процесс локального истощения вещества проволок происходит неоднородно по пространству и неодновременно по времени (см. п. 3.1.4 данной главы диссертации). Вследствие этого происходит пространственно неоднородный прорыв магнитного потока сквозь зону, где закончилось плазмообразование – явление плазменного ливня. Как было показано в работе [68], время t_{fin} в основном зависит от вещества проволок.

По одномерной МГД-модели с учетом выражения (28) для $\dot{m}(t)$ были рассчитаны радиальные распределения плотности тока $j_z(r, t_i)$ и магнитного поля $B_\varphi(r, t)$ в разные моменты времени (см. рис. 89а). Наблюдается хорошее соответствие полученных распределений $j_z(r, t)$ (см. рис. 89б) на стадии плазмообразования в моменты времени t_1-t_9 , как по форме, так и по амплитудным значениям (с точностью $\sim 30-35\%$) с восстановленными распределениями плотности тока (см. рис. 80в) из экспериментально измеренных распределений $B_\varphi(r, t)$. Соответствующие расчетные распределения $B_\varphi(r, t)$ представлены на рис. 92а.

Можно сделать некоторый прогноз по величине и форме радиального распределения плотности тока на стадии пинчевания (см. рис. 89б, кривая t_{14}). Как видно из этого рисунка, на финальной стадии имплозии оценка радиальной скорости сжатия плазмы по поведению кривых $t_{10}-t_{13}$, определенной по смещению максимума распределения плотности тока (обозначен на рисунке кружком о), составляет $V_r \sim (3-4) \cdot 10^7$ см/с, что количественно совпадает с данными определения скорости на финальной стадии имплозии проволочной сборки в эксперименте (см. п. 3.1.3 данной главы диссертации). К моменту t_{14} максимума импульса мощности МРИ расчетная плотность тока внутри радиуса $0.1R_0$ достигает значений не менее 8 MA/cm^2 .

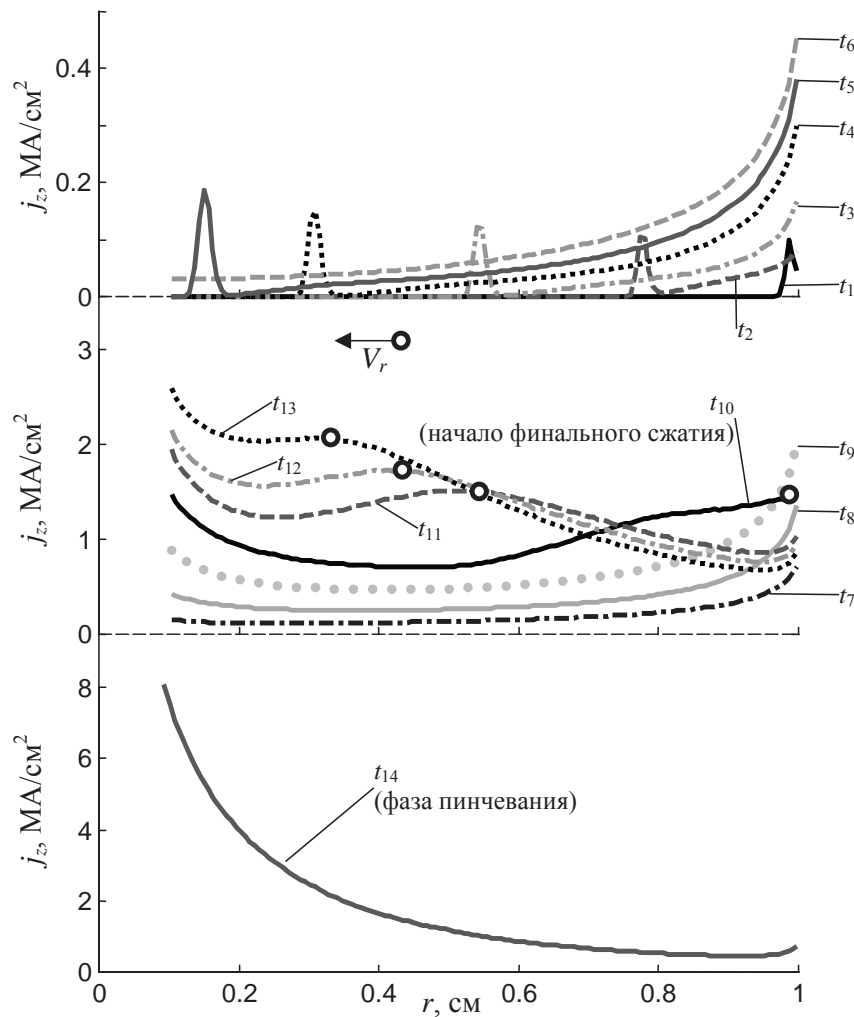
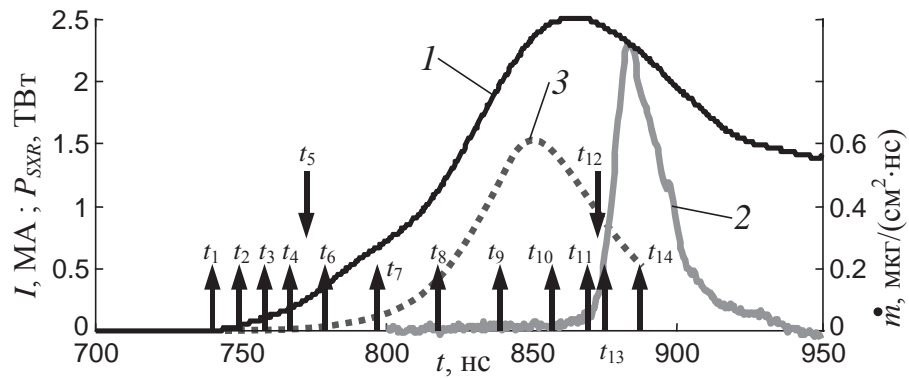


Рис. 89. Результаты 1-мерного МГД моделирования сжатия проволочной сборки (выстрел №3974) из 40 W 6 мкм проволок, линейной массы 220 мкг/см. Радиус сборки - 10 мм, высота - 15 мм: а) измеренные временные зависимости: 1 - полного тока; 2 - импульса мощности МРИ ($h\nu > 100$ эВ); 3 - рассчитанная интенсивность плазмообразования $\dot{m}(t)|_w$ из выражения (28); б) расчетные радиальные распределения плотности тока $j_z(r, t_i)$ внутри проволочной сборки в различные моменты времени t_1 - t_{14} , отмеченные стрелками на рис. (а).

Из проведённых экспериментов по измерению радиального распределения азимутального магнитного поля можно сделать следующие выводы:

- впервые экспериментально измерены распределения магнитного поля $B_\phi(r,t)$ для W-, Al-, Mo- и волоконных сборок с пространственным разрешением 0.5-1 мм в различные моменты времени их имплозии. На стадии производства плазмы радиальные распределения магнитного поля (тока) имеют монотонно спадающий вид от периферии проволочной сборки (от R_0) к оси. В области начального расположения проволок наблюдается сильный градиент индукции магнитного поля порядка 3-4 МГс/см, который спадает до 0.3 МГс/см по мере приближения к оси;

- из радиальных распределений магнитного поля восстановлены распределения плотности тока $j_z(r,t)$, протекающего внутри проволочных и волоконных сборок. Максимальная плотность тока локализована на периферии проволочной сборки на протяжении всей стадии плазмообразования. К моменту окончания этой стадии плотность тока в области начального радиуса сборки достигает значений порядка 6 ± 2.2 МА/см². На финальной стадии сжатия плазмы максимум радиального распределения $j_z(r,t)$ смещается в сторону оси сборки;

- зарегистрирована разница в уровне тока, переносимом в плазменных струях и в предвестнике для данных плазменных нагрузок. Ток предвестника в W-сборке превышает ток предвестника в Al-сборке. На 90-ю нс разряда ток предвестника составляет примерно 200 кА (~10-15% полного тока) для W-сборки и примерно 50 кА (~2% полного тока) для Al-сборки. Еще больший уровень тока предвестника на этот же момент времени зарегистрирован в волоконных сборках - ~600 кА (~25-30% полного тока). Различие в уровне тока, переносимом в плазменных струях, является следствием различных скоростей плазмообразования алюминия, вольфрама и пластиковых волокон;

- к моменту окончания плазмообразования изменение индуктивности за счет частичного проникновения магнитного потока внутрь W-сборки составляет величину примерно 0.37 нГн/см, что соответствует примерно 7% от изменения индуктивности на стадии финального сжатия плазмы;

- получены радиальные распределения магнитного поля и плотности тока вблизи отдельной проволоки в проволочной сборке. Показано, что на стадии плазмообразования топология магнитного поля вблизи проволоки на периферии проволочной сборки соответствует топологии азимутального магнитного поля неподвижных токовых каналов вокруг каждой взорванной проволоки (остов проволоки - плазменная корона) и не соответствует топологии магнитного поля замкнутой в азимутальном направлении плазменной оболочки.

3.1.3. ИССЛЕДОВАНИЕ ВРЕМЕННОЙ ЗАВИСИМОСТИ $\nabla B_\varphi(t)$. СКОРОСТЬ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ ИЗ ОБЛАСТИ ПЛАЗМООБРАЗОВАНИЯ ПРОВОЛОЧНОЙ СБОРКИ

В одной из первых работ [33], посвящённых формулировке концепции затянутого плазмообразования, одно из главных предположений сформулированной в ней «ракетной» модели - это движение плазмы к оси лайнера с постоянной скоростью V_{abl} (“*ablation velocity*”). Величина данной скорости определялась не из каких-либо теоретических соотношений, а оценивалась из экспериментальных данных и составила: для Al-проволок – $\sim 1.5 \cdot 10^7$ см/с, а для W-проволок $\sim 1 \cdot 10^7$ см/с. Согласно «ракетной» модели в плазменном потоке отсутствует замороженное в него магнитное поле, и в этом потоке, соответственно, отсутствуют МГД-неустойчивости, характерные, например, для сжимающейся плазмы многопроволочныхборок. Более того, в отличие от модели гетерогенного лайнера с затянутым плазмообразованием [37] при вычислении массы вещества, движущегося к центру лайнера, V_{abl} считалась не зависящей от времени, что на первый взгляд не очевидно. Из выражения (16) следует, что скорость плазмы в общем случае не постоянна, а слабо зависит от разрядного тока. В другом типе экспериментов по сжатию двухкаскадных вложенныхборок теоретически и экспериментально было показано, что существуют несколько режимов течения плазмы между каскадами, два крайних из которых – сверхальфвеновский ($V_r > V_A$) и доальфвеновский ($V_r < V_A$) режимы течения плазмы (более подробно см. Главу 4 диссертации). Наличие внутреннего каскада приводит к перераспределению тока между каскадами (борокми) в процессе имплозии, тем самым, влияя на плазмообразование и скорость течения плазмы с внешнего каскада. Поэтому, при токовой имплозии лайнеров различных конструкций являются актуальными вопросы реализации максимальных скоростей движения плазмы, особенно на финальной стадии имплозии, и условия получения компактного сжатия плазмы на оси.

В п. 1.1.8 Главы 1 диссертации описана методика измерений градиента индукции магнитного поля внутри плазмы многопроволочнойборокми во время ее имплозии и предложен метод вычисления скорости токонесущей плазмы в рамках системы МГД-уравнений (см. Приложение 1). Ниже представлены экспериментальные результаты измерений магнитного поля и градиента индукции в вольфрамовой проволочнойборокми.

Нагрузкой служила типичная для экспериментов на установке Ангара-5-1 многопроволочнаяборокми, состоящая из 40 вольфрамовых 6 мкм проволок, расположенных на радиусе $R_0=10$ мм. Линейная масса борокми составляла 220 мкг/см, высота – 16.5 мм (см. табл. 8). Трехканальный магнитный зонд располагался на радиусе $0.8R_0$ или $\sim 0.6R_0$ внутри многопроволочнойборокми, как показано на рис. 12б.

Табл. 8. Параметры проволочной сборки и положение магнитного зонда.

Номер выстрела	Параметры проволочной сборки	Радиус расположения градиентного зонда
4879	40 W Ø6 мкм, 220 мкг/см, $R_0=10$ мм, $h=16.5$ мм	$0.78R_0$
4930		$0.80R_0$
4931		$0.60R_0$

В выстреле №4879, результаты которого представлены на рис. 90 и 91, градиентный магнитный зонд был расположен внутри проволочной сборки вблизи радиуса $0.8R_0$, две петли, измеряющие $\partial B_\phi/\partial t$, расположены на радиусах $r_1=0.78R_0$ и $r_2=0.85R_0$. На рис. 90а представлены измеренные петлями зонда на радиусах r_1, r_2 производные тока $\partial I_p/\partial t$ (кривые 1 и 2), синхронизованные по времени с зависимостями производной полного тока dI_{tot}/dt (кривая 7), напряжения U (кривая 8) и импульсом мощности МРИ (кривая 9). Там же показана зависимость производной по времени локального градиента азимутального магнитного поля в точке расположения зонда $\partial(\partial B_\phi/\partial r)/\partial t$ (кривая 5). На рис. 90б представлены токи I_p (кривые 3 и 4), рассчитанные по сигналам 2-х петель зонда на радиусах r_1, r_2 , и полный ток через сборку I_{tot} (кривая 6). Как видно из рисунка, существует временная и амплитудная разница в измеренных токах на радиусах r_1 и r_2 , определяемая локальным градиентом магнитного поля. На рис. 90в представлены временные зависимости градиента магнитного поля $\partial B_\phi/\partial r$, рассчитанные (см. кривую 10) по выражению (6) с учетом интегрирования кривой 5 и рассчитанные (см. кривую 11) по выражению (7) с учетом кривых 3 и 4. Видно, что абсолютная величина $\partial B_\phi/\partial r$ (см. кривую 10) возрастает в течение ~ 70 нс после появления сигнала с зонда (на ~ 35 -ю нс разряда) до ~ 3.5 МГс/см, а потом начинает уменьшаться в момент времени, соответствующий прохождению плазмы положения зонда (см. оптическую развертку на рис. 91а) с максимальной плотностью тока $j_z^{max} \sim 3.2$ МА/см² согласно выражению (1) и учетом кривых 3 и 4 рис. 90б. Аналогичным образом сделана оценка средней плотности тока между точками r_1 и r_2 , которая составила $\langle j_z^{max} \rangle \sim 1.8$ МА/см² в соответствии с кривой 11.

Из экспериментальных кривых 1, 2 и 3 рис. 90а с учетом небольшого различия в радиальном расположении петель градиентного канала и петель для измерения индукции магнитного поля, по формуле (8) рассчитана «фазовая» скорость v_f на радиусе $r=0.8R_0$ (см. рис. 90г). Здесь же для сравнения приведена величина v_f , посчитанная для плоской геометрии (когда $\partial B_\phi/\partial r \gg B_\phi/r$). В течение ~ 100 нс после начала тока (на стадии плазмообразования) скорость v_f примерно постоянна, в пределах 20%, и равна $\sim 0.35 \cdot 10^7$ см/с. На финальной стадии сжатия плазмы к оси величина v_f возрастает до $\sim 3 \cdot 10^7$ см/с. Оценку величины v_f на радиусе $r \sim 0.8R_0$ можно сделать другим способом - по времени задержки Δt_{12} между кривыми 1 и 2 (см. рис. 90а),

зная расстояние между точками измерения по радиусу сборки (в данном случае, если быть точным $\Delta R=r_1-r_2 \approx 0.66$ мм). Определённая таким образом скорость $v_f \sim 0.55 \cdot 10^7$ см/с оказывается немного больше предыдущей оценки. В другом эксперименте (выстрел №4931) величина v_f рассчитывалась также на стадии плазмообразования на меньшем радиусе $r=0.6R_0$ и составила бóльшую $\sim (0.5-0.8) \cdot 10^7$ см/с. Таким образом, плазма, сжимающаяся к оси сборки, движется не с постоянной скоростью, а ускоряется.

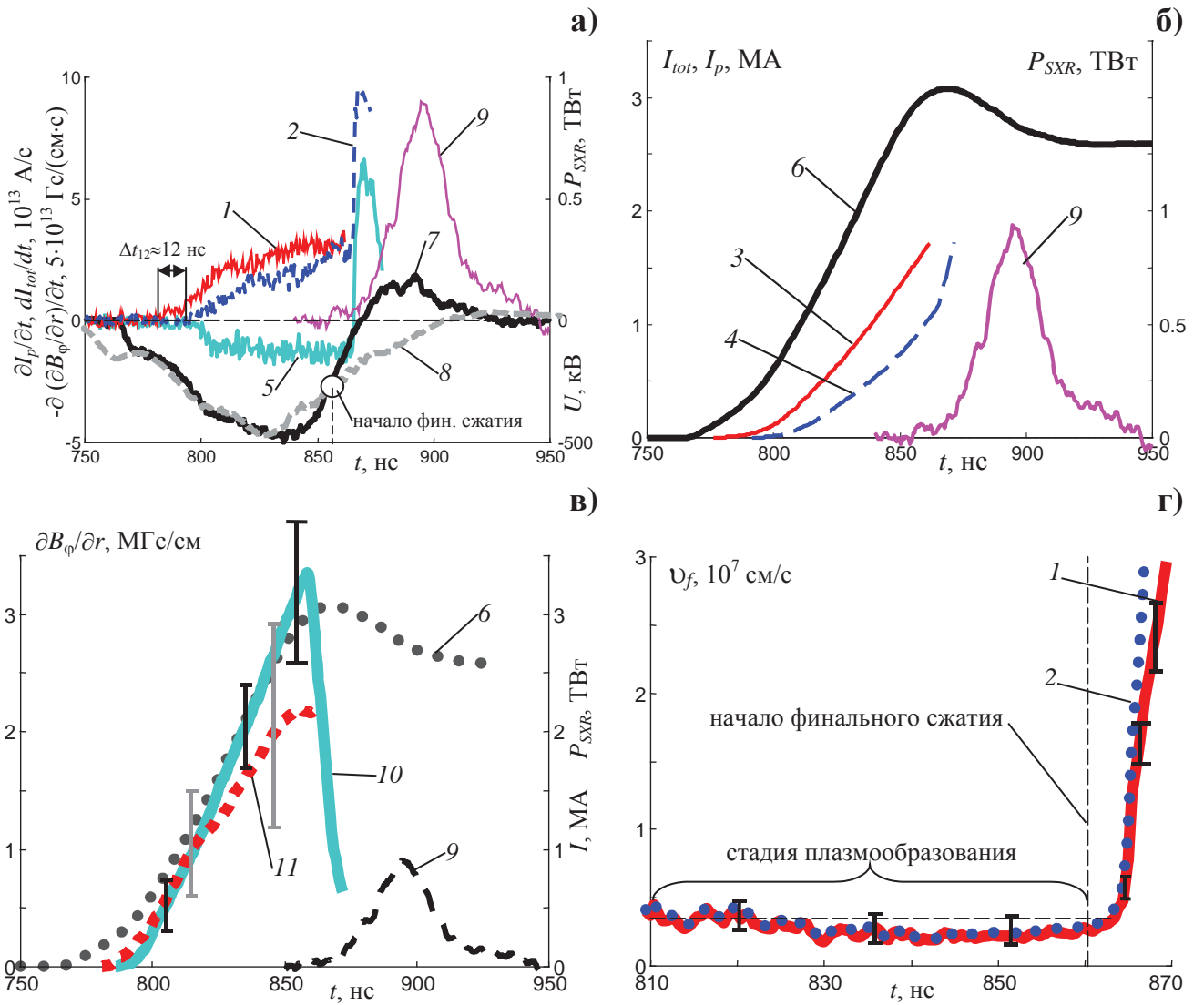


Рис. 90. Результаты выстрела №4879: а)-в) временные зависимости: 1-4 – тока I_p и его производной $\partial I_p/\partial t$, измеренные петлями зонда на радиусах $r_2=0.85R_0$, $r_1=0.78R_0$ соответственно; 5 – сигнал $[-\partial(\partial B_\phi/\partial r)/\partial t]$, измеренный градиентным магнитным зондом на радиусе $0.8R_0$; 6,7 – полного тока I_{tot} и его производной dI_{tot}/dt ; 8 – напряжения U ; 9 – импульса мощности МРИ P_{SXR} ($h\nu > 100$ эВ); 10, 11 – градиента B_ϕ -поля, рассчитанного по выражению (6) с учетом кривой 5 и, рассчитанного по выражению (7) с учетом кривых 3 и 4 соответственно; г) величина «фазовой» скорости v_f , рассчитанная по выражению (8) с учетом кривых 1,2 и 10 рис. (а-в): 1 – для цилиндрической геометрии, 2 – для плоской геометрии.

По данным оптической щелевой развертки (см. рис. 91а) была построена R - t диаграмма оптического радиуса свечения плазмы проволоочной сборки R_{opt} (см. рис. 91б).

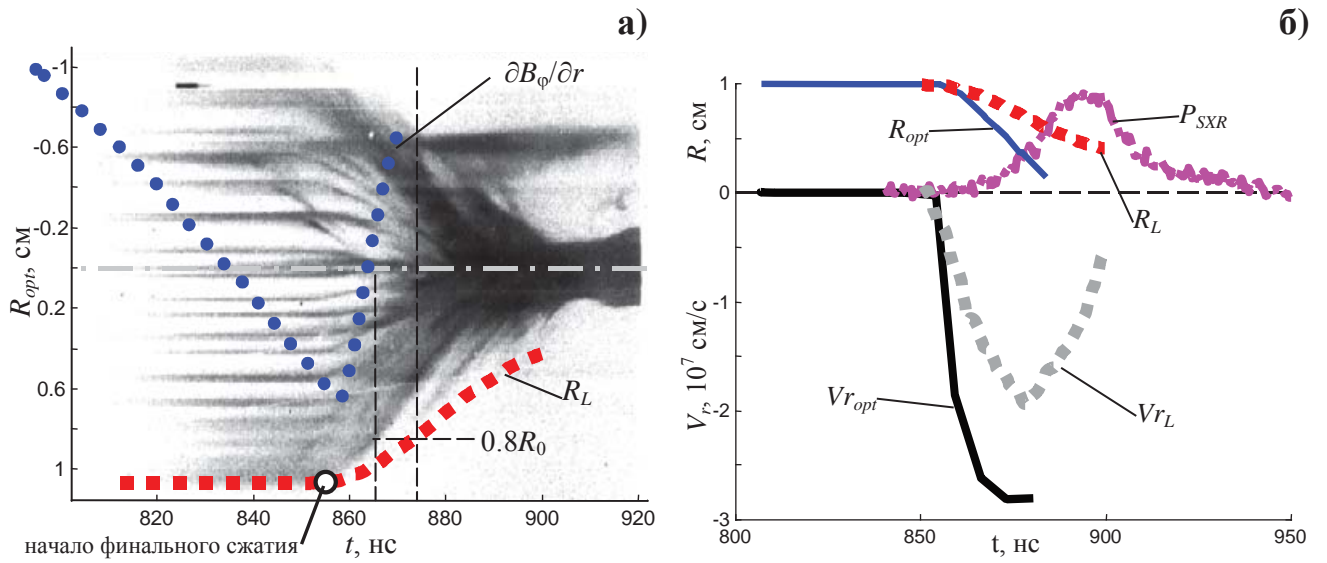


Рис. 91. Данные оптической щелевой развертки: а) изображение с камеры оптической щелевой развертки, синхронизованное с временными зависимостями $\partial B_\phi / \partial r$, измеренной на радиусе $\sim 0.8R_0$ и эффективного токового радиуса $R_L(t)$, рассчитанного по выражению (3); б) временные зависимости: оптического радиуса R_{opt} , полученного из оцифровки изображения оптической развертки рис. (а); эффективного токового радиуса R_L ; скоростей $V_{r_{opt}}$ и V_{r_L} , вычисленных путем дифференцирования по времени кривых R_{opt} и R_L соответственно; импульса мощности МРИ P_{SXR} ($h\nu > 100$ эВ).

На этом же рисунке приведена для сравнения кривая эффективного токового радиуса R_L , вычисленная по формуле (3). Скорости уменьшения оптического и токового радиусов $V_{r_{opt}}$ и V_{r_L} достигают значений ~ 2.0 - $2.8 \cdot 10^7$ см/с. Это хорошо совпадает с величиной v_f , представленной на рис. 90г на стадии финального сжатия плазмы. Заметим, что R - t диаграммы радиусов R_{opt} и R_L не совпадают: со временем эффективный токовый радиус изменяется медленнее, чем оптический радиус. В момент максимума мощности МРИ эффективный токовый радиус составляет $\sim 0.4R_0$, в то время как оптический радиус - $\sim 0.15R_0$. В момент времени, когда радиус R_L достигает положения зонда (на $r_p = 0.8R_0$), градиент магнитного поля $\partial B_\phi / \partial r$, измеренный зондом, становится практически равен нулю (см. кривые на изображении оптической развертки рис. 91а). Нулевое значение градиента индукции магнитного поля соответствует максимуму на радиальном распределении магнитного поля $B_\phi(r, t)$, или, что тоже самое - максимуму тока. Отметим, что из этих данных следует, что в момент появления рентгеновского импульса максимум радиального распределения магнитного поля находится на

$r=0.8R_0$. Полученные данные хорошо согласуются с экспериментальными результатами исследования радиального распределения $B_\varphi(r,t)$, представленными выше в п. 3.1.2 данной главы диссертации.

Такой характер измеренной временной зависимости локального градиента магнитного поля напрямую связан с формой радиального распределения магнитного поля и его изменением во время сжатия плазмы. В свою очередь, в п. 3.1.2 диссертации было показано, что динамика проникновения внутрь проволочной сборки азимутального магнитного поля, замороженного в плазму, зависит от интенсивности производства горячей плазмы $\dot{m}(t)$ из относительно холодных остовов проволок на периферии проволочной сборки. Для выяснения формы и характера изменения радиального распределения магнитного поля во время имплозии проволочной сборки в работах проводилось одномерное МГД моделирование сжатия плазмы с учетом затянутого производства плазмы. В рамках настоящей работы ограничимся некоторыми результатами, полученными в работах [37, 155].

Результаты МГД моделирования радиального распределения магнитного поля внутри проволочной сборки и расчет локального градиента магнитного поля

В соответствии с одномерной МГД-моделью гетерогенного лайнера с затянутым плазмообразованием [37] проволочная сборка рассматривалась как азимутально-однородный цилиндр с радиусом, соответствующим радиусу начального расположения проволок, генерирующий плазму с интенсивностью $\dot{m}(t)$ (см. напр. на рис. 89а кривую 3), определяемую выражением (15). Были рассчитаны радиальные распределения магнитного поля $B_\varphi(r,t)$ в разные моменты времени (см. рис. 92а). Путем дифференцирования по радиусу кривых $B_\varphi(r,t)$ для каждого момента времени была получена временная зависимость локального градиента магнитного поля в тех же точках по радиусу – $r_2=0.8R_0$ и $r_1=0.6R_0$ (см. рис. 92б), где в эксперименте были расположены градиентные магнитные зонды. Наблюдается хорошее соответствие временных зависимостей градиента магнитного поля, как по форме, так и по амплитудным значениям (с точностью $\sim 30\%$), вычисленных в рамках МГД-уравнений и экспериментально измеренных (см. на рис. 92б кривые 1 и 3). Следует отметить некоторое различие в моментах появления кривых 1 и 3. Это связано с разным моментом включения тока по лайнеру при срабатывании предимпульсного разрядника, включённого в цепь последовательно с лайнером, в разных сериях экспериментов [161, 171].

Таким образом, можно утверждать, что экспериментально определённая зависимость градиента магнитного поля от времени отражает характер распределения магнитного поля

вдоль радиуса. Распределение поля определяется затянутым во времени производством плазмы с интенсивностью, определяемую выражением (15) с учётом её немонотонности на финальной стадии имплозии (см. на рис. 89а кривую 3).

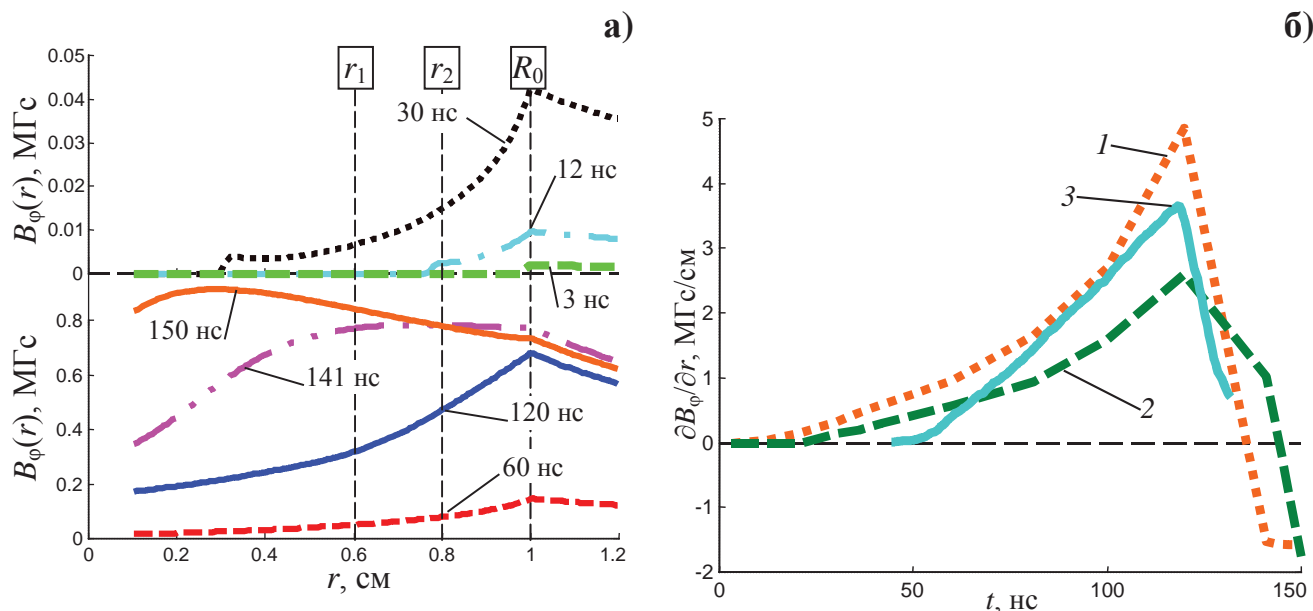


Рис. 92. Результаты 1-мерного МГД моделирования по данным работы [155]: а) расчетные распределения $B_\varphi(r, t)$ в различные моменты времени; б) временные зависимости: 1, 2 – рассчитанного локального градиента азимутального магнитного поля $\partial B_\varphi / \partial r$ в точке расположения зонда на $r_2 = 0.8R_0$ и на $r_1 = 0.6R_0$ соответственно; 3 – измеренного $\partial B_\varphi / \partial r$ на $r_2 = 0.8R_0$.

Результаты расчета радиальной скорости движения плазмы

В этом разделе представлены результаты восстановления величины радиальной скорости сжатия плазмы на стадиях плазмообразования и ее окончания в вольфрамовой многопроволочной сборке. В Приложении 1, а также в п. 1.1.8 Главы 1 диссертации, был подробно изложен метод восстановления радиальной скорости сжатия плазмы из экспериментально измеренных временных зависимостей $\partial B_\varphi / \partial r$ и $\partial B_\varphi / \partial t$ путем численного решения уравнения (П8) с учетом немонотонности временной зависимости величины $\dot{m}(t)$, ранее исследованной в наших экспериментах (см. Главу 2 диссертации). Для интегрирования уравнения (П8) задавались различные начальные условия - значения начальной скорости плазмы V_0 в точке по радиусу проволочной сборки, где были измерены $\partial B_\varphi / \partial r$ и $\partial B_\varphi / \partial t$, в момент t_0 появления сигнала на магнитном зонде. Для исследования решения уравнения (П8) значения V_0 были выбраны в широких пределах: от нескольких единиц на 10^5 см/с до

нескольких единиц на 10^7 см/с. Из рис. 93 видно, что кривые значений скорости V , полученные для различных значений V_0 , начинают сходиться друг к другу менее чем через 20 нс после начала расчета. Скорость плазмы V на стадии плазмообразования медленно возрастает от $\sim 0.9 \cdot 10^7$ до $\sim 1.3 \cdot 10^7$ см/с, а на финальной стадии резко возрастает до величин более $\sim 1.8 \cdot 10^7$ см/с. Наиболее «естественным» является решение при значении $V_0 = v_f \approx 0.5 \cdot 10^7$ см/с, полученном выше (см. рис. 90а, кривые 1 и 2) по запаздыванию сигналов с петель зонда, расположенных на близких радиусах.

Также для сравнения на рис. 93 представлены кривая V_{abl}^* , рассчитанная согласно выражению (16) с учетом экспериментальной кривой полного тока $I(t)$ в этом выстреле (№4879), кривая V_A - локальная альфвеновская скорость в месте расположения зонда ($r_p = 0.78R_0$). В виде отдельных точек представлены значения скорости плазмы, полученные на различных установках при сжатии W-сборок: V_{abl}^W - постоянная скорость абляции на установке MAGPIE, определенная из данных лазерного теневого зондирования [33] на стадии плазмообразования; $V_{r_{opt}}^{max}$, $V_{r_L}^{max}$ - максимальные значения скоростей на стадии финального сжатия плазмы, полученные из данных оптической щелевой развертки и электротехнических измерений индуктивности лайнера на установке Ангара-5-1. Следует заметить, что кривая V_{abl}^* , рассчитанная по формуле (16), лежит ниже, чем полученное значение $V_{abl}^W(\text{MAGPIE}) \approx 1.5 \cdot 10^7$ см/с и ниже, чем кривая V . Серым прямоугольником представлен диапазон значений скорости абляции $V_{abl}(Z\text{-machine}) \approx (1.4 \pm 0.3) \cdot 10^7$ см/с, полученный на установке Z [48] для вольфрамовой проволочной сборки диаметром 20 мм. Сравнение кривых V и V_A указывает на очевидный факт, что при имплозии одиночных проволочныхборок реализуется сверхальфвеновский ($M_A = V/V_A > 1$) режим сжатия плазмы к оси. В Главе 4 диссертации будет показано, что в двухкаскадных вложенных сборках возможно реализовать различные режимы течения плазмы, в том числе и доальфвеновский режим течения плазмы в пространстве между каскадами ($M_A < 1$).

Таким образом, из результатов моделирования следует, что рассчитанная по уравнению (П8) временная зависимость скорости плазмы $V(t)$ в целом согласуется со значениями скорости плазмы, полученными другими диагностическими методами на установке Ангара-5-1. Эта зависимость также согласуется с результатами, полученными на других установках (Z, MAGPIE) при помощи лазерного зондирования и расчета в рамках «ракетной» модели.

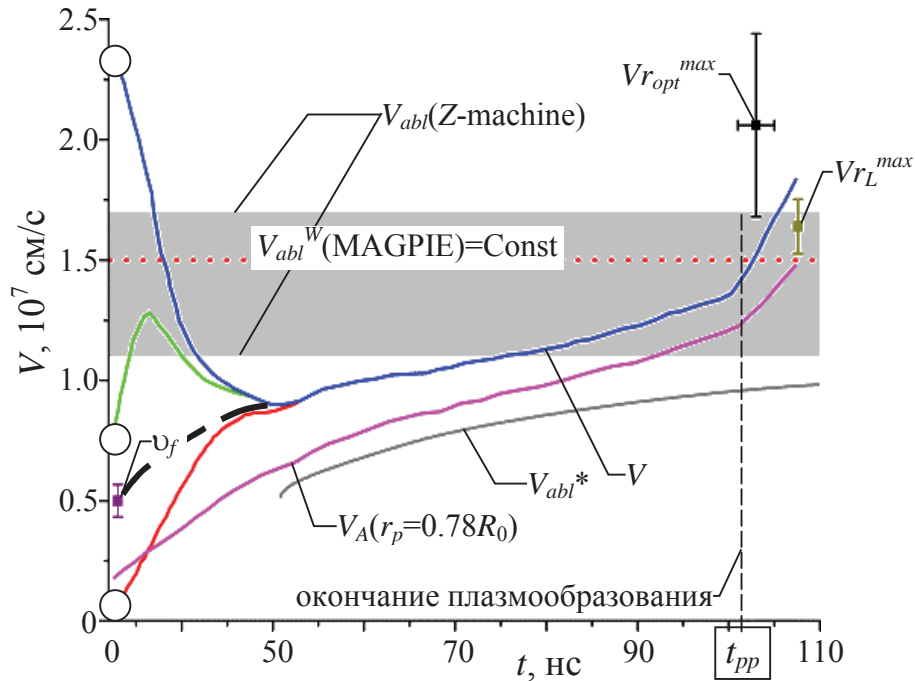


Рис. 93. Результаты расчета временной зависимости радиальной скорости плазмы в точке расположения магнитного зонда ($r_p=0.78R_0$) по данным измерения локального градиента магнитного поля внутри W-сборки (выстрел №4879). Сравнение со скоростями, полученными другими способами: V – скорость, рассчитанная путем решения дифференциального уравнения (П8) при различных начальных условиях ($V_0 \approx 6 \cdot 10^5$ см/с, $\approx 7.6 \cdot 10^6$ см/с, $\approx 2.3 \cdot 10^7$ см/с); V_A – локальная альфвеновская скорость в позиции $r=r_p$; V_{abl}^* – скорость абляции, полученная по формуле (16); $V_{abl}^W=1.5 \cdot 10^7$ см/с – постоянная скорость абляции, полученная на установке MAGPIE для W-сборок; серым прямоугольником показан диапазон значений скорости абляции $V_{abl}(Z-machine)$, полученный на установке Z (США); отдельные точки значений скоростей: v_f – оценка скорости по времени пролета Δt_{12} между радиусами r_1 и r_2 (см. кривые 1 и 2 на рис. 90а); Vr_{opt}^{max} , Vr_L^{max} – максимальные значения скоростей, полученные из данных оптической щелевой развертки и электротехнических измерений индуктивности лайнера; t_{pp} – момент окончания плазмообразования и начала стадии финального сжатия проволочной сборки.

В ходе проведенных исследований плазмы W-сборок градиентным магнитным зондом:

- впервые измерен временной характер изменения градиента магнитного поля внутри плазмы многопроволочной сборки во время её имплозии. Градиент магнитного поля возрастает в течение ~ 70 нс до ~ 3.5 МГц/см после появления сигнала с зонда на ~ 35 нс разряда, а потом начинает уменьшаться практически до нуля, что соответствует пролету плазмы, несущей основной ток разряда. При этом эффективный токовый радиус, вычисленный из измеренных полного тока и напряжения, определяет положение максимума радиального распределения магнитного поля (тока) внутри лайнера. Это согласуется с данными рис. 85 и 86д;

- одномерное МГД моделирование с учетом интенсивности плазмообразования $\dot{m}(t)$ показало хорошее соответствие расчетных значений градиента магнитного поля с экспериментально измеренными значениями $\partial B_\phi / \partial r$ на радиусах $0.8R_0$ и $0.6R_0$. Временная

зависимость $\partial B_\varphi / \partial r$ отражает характер распределения магнитного поля вдоль радиуса, как следствие процесса затянутого плазмообразования из остовов проволок.

- предложен численный метод определения радиальной скорости движения плазмы по измеренным значениям локального градиента $\partial B_\varphi / \partial r$ и индукции магнитного поля (величины $\partial B_\varphi / \partial t$ и B_φ). Показано, что скорость плазмы, сжимающейся к оси, слабо растет на стадии плазмообразования, а на финальной стадии имплозии испытывает резкий рост.

Ниже будут рассмотрены результаты экспериментов по исследованию финальной стадии окончания плазмообразования в цилиндрических сборках из проволок различных веществ.

3.1.4. АКСИАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ $B_\varphi(z)$. ПРОРЫВ МАГНИТНОГО ПОТОКА ВНУТРЬ СБОРКИ НА ФИНАЛЬНОЙ СТАДИИ ПЛАЗМООБРАЗОВАНИЯ

При исследованиях имплозии лайнеров и оптимизации их конструкции отдельное внимание уделяется плазменным неустойчивостям, возникающим во время имплозии на внешней границе плазмы [208-210]. В дальнейшем, под внешней границей раздела плазмы проволочной сборки и магнитного поля будем подразумевать совокупность границ раздела плазмы отдельных проволок, из которых состоит проволочная сборка, и магнитного поля снаружи проволочной сборки. Причины возникновения и развития неустойчивостей плазмы проявляются еще на стадиях пробоя проволок и длительного плазмообразования в процессе абляции вещества остовов проволок. Имеет место перегревная неустойчивость, которая приводит к стратификации нагретого вещества проволок и образованию вдоль высоты сборки начальных возмущений плотности вещества на внешней границе раздела плазмы и магнитного поля разрядного тока. Благодаря этому, абляция вещества остовов взорванных проволок и снос его в виде отдельных плазменных струй в сторону оси проволочной сборки происходит неоднородно по длине остова проволоки: возникает модуляция плотности вещества вдоль остовов проволок, хорошо наблюдаемая на теневых изображениях проволочной сборки. Создаются условия для развития МГД неустойчивости типа магнитной Рэлей-Тейлоровской (МРТ) неустойчивости на финальной стадии сжатия, когда заканчивается процесс плазмообразования. При развитии МРТ неустойчивости происходит неоднородный по пространству, в частности, по длине проволок, прорыв магнитного потока внутрь сборки. Такой прорыв магнитного потока по радиусу к оси сборки назван в работе [47] «плазменным ливнем». Таким образом, происходит структурирование внешней границы плазмы проволочной сборки. При этом скорость возникновения таких структур на внешней границе проволочной сборки определяется характерной длиной волны и амплитудой начальных возмущений, например,

плотности вещества на внешней границе, а также зависит от вещества проволок (см. §3.2 данной главы диссертационной работы). Фактически, МРТ неустойчивость при имплозии проволочной сборки оказывается стохастическим процессом, т.к. развитие этой неустойчивости происходит при ускорении плазмы в присутствии начальных (затравочных) возмущений на ее внешней границе. Поэтому кумуляция энергии сжимающейся плазмы на оси проволочной сборки происходит в различные моменты времени, приводя к уширению во времени результирующего импульса мощности МРИ и понижению его амплитуды. При этом на финальной фазе сжатия пинч оказывается подвержен различным модам МГД неустойчивости: перетяжкам ($m=0$) и винтовым возмущениям ($m=1,2,\dots$). Заметим, что некоторая часть массы проволочной сборки остается между Z-пинчем и начальным радиусом сборки, образуя область отставшей плазмы [48]. В области отставшей плазмы происходит шунтирование части разрядного тока (см. §3.3 данной главы диссертационной работы), которое приводит к уменьшению тока пинча и, соответственно, снижению мощности МРИ.

Традиционно в лайнерных экспериментах эффекты, связанные с развитием неустойчивостей, наблюдаются методами оптической, рентгеновской кадровой регистрации собственного свечения плазмы [33, 211-213], а также методом рентгеновской радиографии плазмы [30, 158, 214, 215].

Автором диссертации предложен новый подход к исследованию влияния развития неустойчивостей на процесс сжатия пинча в многопроволочных сборках. Подход основан на сравнении данных о пространственной структуре рентгеновской эмиссии плазмы на внешней границе проволочной сборки вблизи ее начального радиуса, полученной из двумерных рентгеновских кадровых изображений, с данными о пространственном распределении магнитного поля в этой же области. Сопоставление пространственного размера областей светимости плазмы с характерным размером неоднородности магнитного поля позволяет судить о процессе развития МГД неустойчивостей на внешней границе плазмы вблизи начального радиуса сборки.

В этом разделе представлены результаты экспериментов по исследованию явления прорыва магнитного потока внутрь проволочной сборки. Показано, что прорыв развивается на финальной стадии плазмообразования из вещества проволок и происходит в области их начального расположения. При помощи многоканальных магнитных зондов (см. рис. 10а в Главе 1 диссертации) измерены пространственные распределения азимутального магнитного поля $B_\phi(z,t)$ внутри (вблизи одной из проволок, как показано на рис. 9) проволочныхборок из различных веществ (W, Mo, Cu и Al). Экспериментальные данные о характеристиках пространственно-неоднородного прорыва магнитного потока внутрь проволочной сборки анализируются в рамках модели «плазменный ливень», представленной в работах [43 и 47].

Цель экспериментов состояла в изучении особенностей формирования прорывов магнитного потока на финальной стадии плазмообразования проволочныхборок из различных металлов. Для этого проводилось:

- исследование аксиального распределения индукции азимутального магнитного поля $B_{\varphi}(z,t)$ на различных стадиях имплозии проволочной сборки;
- определение из распределений $B_{\varphi}(z,t)$ уровня неоднородности индукции азимутального магнитного поля, момента ее возникновения и пространственного размера Δz ;
- сравнение пространственного размера Δz аксиальной неоднородности проникновения азимутального магнитного потока внутрь проволочной сборки с данными двумерной регистрации рентгеновских изображений плазмы.

Проволочные сборки состояли из проволок различных металлов: вольфрама (W, $\varnothing 6$ мкм), молибдена (Mo, $\varnothing 20$ мкм), меди (Cu, $\varnothing 18$ мкм или $\varnothing 20$ мкм) и алюминия (Al, $\varnothing 15$ мкм), расположенных на начальном радиусе $R_0=10$ мм. Остальные параметры проволочныхборок представлены в табл. 9. Там же представлены позиции расположения петель зонда внутри сборки.

Табл. 9. Параметры проволочныхборок.

Выстрел	Проволочная сборка	Высоты H_i расположения петель зонда над катодом, мм	Радиус r_p расположения петель зонда, мм
5268	40 W 6 мкм проволоч, линейной массы 220 мкг/см, $R_0=10$ мм, $h=16(15)$ мм	11.3, 11.8, 12.3, 13.0, 13.7	8.7 ± 0.07
4527*		-	-
5283	16 Mo 20 мкм проволоч, линейной массы 512 мкг/см, $R_0=10$ мм, $h=15.5(15)$ мм	10.9, 11.7, 12.3, 12.8, 13.5	8.9 ± 0.18
4536		-	-
5285	20 Mo 20 мкм проволоч, линейной массы 640 мкг/см, $R_0=10$ мм, $h=16.5(15)$ мм	12.3, 12.9, 13.4, 13.9, 14.6	7.7 ± 0.11
4534*		-	-
4535*		-	-
5286	20 Cu 18(20) мкм проволоч, линейной массы 450(560) мкг/см, $R_0=10$ мм, $h=16.5(15)$ мм	12.5, 13.1, 13.8, 14.5, 14.9	7.5 ± 0.04
4523*		-	-
4532*		-	-
5287	24 Cu 18 мкм проволоч, погонной массы 540 мкг/см, $R_0=10$ мм, $h=16.5$ мм	11.9, 12.5, 13.0, 13.6, 14.4	9.6 ± 0.11
5265*	40 Al 15 мкм проволоч, погонной массы 220 мкг/см, $R_0=10$ мм, $h=14(15)$ мм	8.5, 9.7, 10.8, 11.9, 13.2	8.9 ± 0.25
4525		-	-

* - для данных выстрелов некоторые значения указаны в скобках.

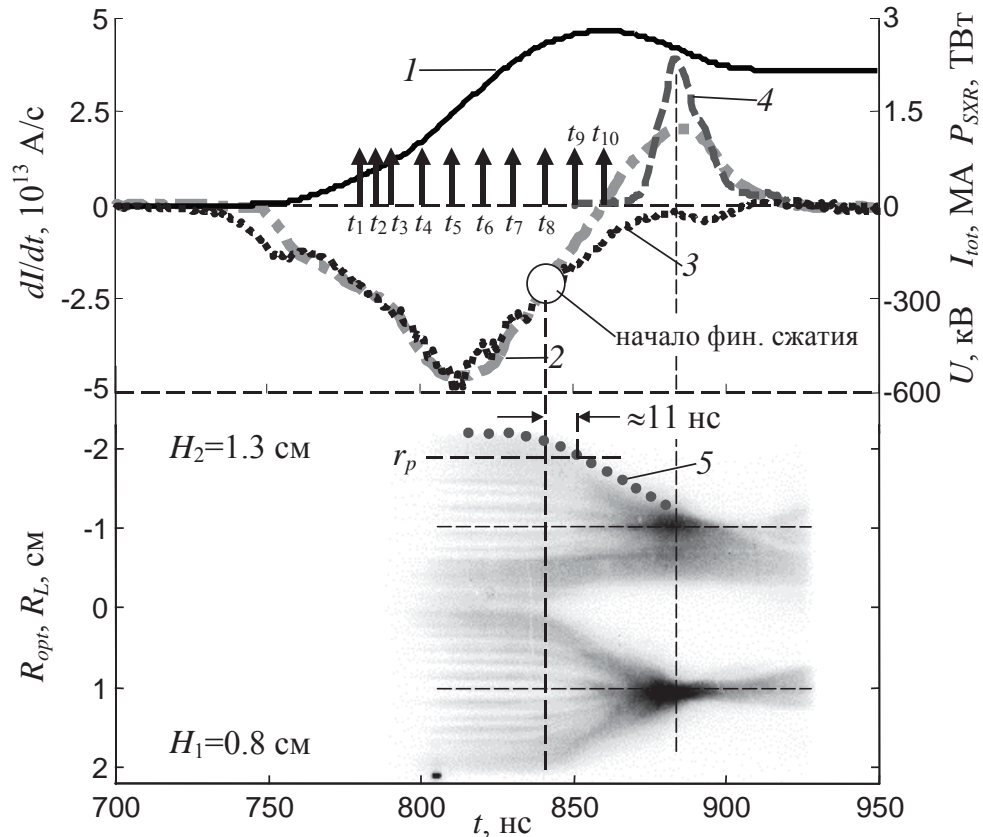
Из сигналов петель магнитного зонда восстанавливалось аксиальное распределение индукции магнитного поля $B_{\varphi}(z,t)$ в различные моменты времени. На рис. 94, 95, 98, 99, 101-103 и 105 проведено сопоставление распределений $B_{\varphi}(z,t)$ с данными измерений пространственных распределений светимости пинча в видимом и рентгеновском диапазонах спектра излучения, полученными при помощи оптической щелевой развертки, рентгеновских многокадровых камер, интегральных по времени обскурограмм и данными электротехнических измерений полного тока и напряжения вблизи проволочной сборки.

Вольфрамовые сборки

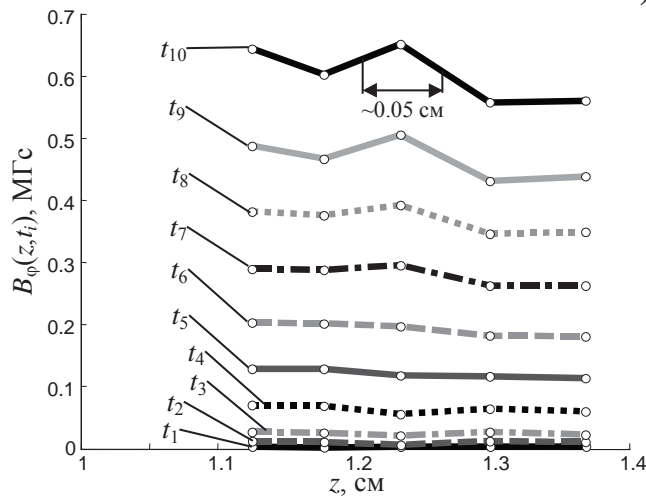
На рис. 94 представлены результаты эксперимента (выстрел №5268) по имплозии проволочной сборки из 40-ка вольфрамовых 6 мкм проволок, расположенных на радиусе 10 мм, с линейной массой 220 мкг/см и высотой 16 мм. Вертикальными стрелками (\uparrow) показаны моменты времени t_1-t_{10} , для которых на рис. 94б построены аксиальные распределения магнитного поля $B_{\varphi}(z,t_i)$, измеренные зондом на $r_p=0.87$ см. Временные профили кривых $I-4$ синхронизированы с изображениями сжатия плазмы, полученными при помощи оптической щелевой развертки $R_{opt}(t)$ и временной зависимостью эффективного токового радиуса $R_L(t)$ (см. кривую 5), полученного из кривых 1 и 3. Щелевая развертка регистрировала сжатие плазмы в двух положениях по высоте проволочной сборки относительно катода: $H_1=0.8$ см и $H_2=1.3$ см.

Из рис. 94а видно, что сжатие плазмы начинается в момент времени (отмеченный белым кружком), который соответствует на временном профиле $R_{opt}(t)$ исчезновению свечения плазмы на начальном радиусе сборки. При этом из кривой 5 для эффективного токового радиуса $R_L(t)$ следует, что сжимающаяся плазма достигает места расположения магнитного зонда r_p через 11 нс после момента начала сжатия. На рис. 94в в плоскости $[X, \text{см}; Z, \text{см}]$ приведено двумерное изображение плазмы, полученное в квантах с энергией выше 100 эВ интегральной по времени камерой-обскурой. Характерный размер неоднородностей свечения плазмы на этом изображении вдоль высоты проволочной сборки (вдоль Z), обозначенный как Δ_z , изменяется в диапазоне 0.05-0.08 см.

а)



б)



в)

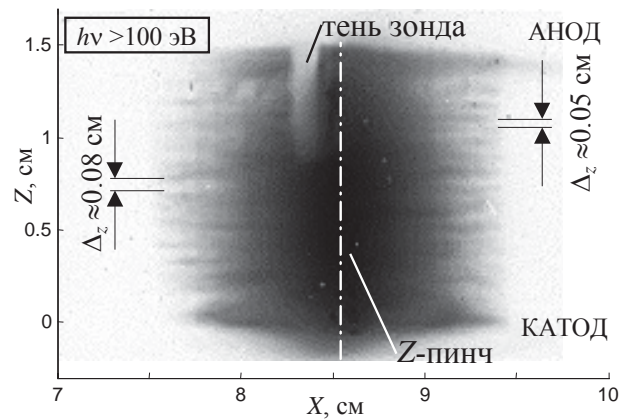


Рис. 94. Результаты эксперимента с W-сборкой (№5268) из 40-ка 6 мкм проволок линейной массы 220 мкг/см, $R_0=10$ мм, $h=16$ мм: а) временные зависимости: 1,2 - полного тока и его производной; 3 - напряжения; 4 - импульса мощности МРИ ($h\nu>100$ эВ); 5 - эффективного токового радиуса $R_L(t)$ синхронизованы с изображением оптической щелевой развертки; б) распределения $B_\phi(z, t_i)$, измеренные зондом на $r_p=0.87$ см в разные моменты времени t_i , которые показаны стрелками с номерами на рис. (а). Позиции $z=0$ и $z=1.6$ см – катод и анод соответственно; в) интегральная по времени обскурораграмма ($h\nu>100$ эВ).

Как следует из многочисленных работ, в том числе и в экспериментах на установке Ангара-5-1 (см. напр. рис. 45 и 67в), на стадии плазмообразования вещество с каждого остова

(керна) взорванной проволоки истекает в сторону оси сборки в виде множества плазменных струй, расположенных вдоль высоты проволок с характерным пространственным размером λ_f . В работах [33, 216] λ_f была названа фундаментальной длиной волны аксиальной модуляции в области плазмообразования и определена ее величина, которая не зависит от начального диаметра проволок, а зависит только от их вещества (подробней см. §3.2 данной главы). Так, в случае плазмообразования с вольфрамовых проволок величина λ_f составляет примерно 250 мкм, а для алюминиевых проволок - 500 мкм.

Следует обратить внимание на то, что на начальной стадии плазмообразования (см. моменты времени t_1-t_7 на рис. 94а), когда внешняя граница плазмы еще находится на начальном радиусе вольфрамовой проволочной сборки, неоднородность величины магнитного поля вдоль высоты сборки не превышает 10% (см. рис. 94б), что сопоставимо с погрешностью измерения магнитного поля. Столь малую на этом промежутке времени величину неоднородности магнитного поля на распределениях $B_\phi(z, t_i)$ возможно объяснить еще и тем, что пространственного разрешения зонда (300-400 мкм) недостаточно для надежной регистрации величины магнитного поля на длине λ_f , характерной для вольфрамовых проволок.

Далее, с момента времени t_8 , начинается финальное сжатие плазмы к оси проволочной сборки (отмечено на рис. 94а кружком). При этом эффективный токовый радиус $R_L(t)$ (кривая 5) также начинает уменьшаться. Это означает, что основная доля разрядного тока вместе с плазмой устремляется в сторону оси проволочной сборки.

По распределениям $B_\phi(z, t_i)$ видно, что на этой стадии имплозии начинает возрастать неоднородность магнитного поля до 15-17% вдоль высоты проволочной сборки в промежутке по z от 1.2 см до 1.3 см. Это связано с неоднородным по пространству прорывом магнитного потока внутрь проволочной сборки, возникающим в момент окончания плазмообразования. Хотя аксиальное распределение магнитного поля построено всего в нескольких точках, можно оценить характерный аксиальный размер неоднородности магнитного поля Δ_z не более 0.05 см, как это показано на рис. 94б.

С другой стороны, размер Δ_z можно определить из двумерных рентгеновских изображений плазмы, полученных при помощи многокадровой камеры и интегральной по времени обскурограмме, на которой запечатлены все стадии имплозии проволочной сборки: от взорванных проволок до финального сжатия плазмы на оси (см. напр. рис. 94в). На рис. 95 представлены рентгеновские кадровые изображения сжимающейся плазмы вольфрамовой проволочной сборки в выстреле №4527 с параметрами, близкими к выстрелу №5268. Рентгеновские кадры получены на финальной стадии сжатия проволочной сборки и прорыва магнитного потока внутрь вольфрамовой проволочной сборки (на стадии плазменного ливня), когда уже закончилось плазмообразование с остовов проволок. Остовы проволок уже не видны

на этих изображениях. На их местах, вблизи начального радиуса проволочной сборки, видны области с чередующимся уровнем интенсивности рентгеновского излучения. Чередование вдоль внешней границы изображения излучающих областей с областями, в которых излучение практически отсутствует, по-видимому, обусловлено различием плотности плазмы в этих областях. Средний размер таких областей в аксиальном направлении Δ_z определялся из кадровых изображений в моменты времени t_1 и t_2 и составил около 0.03-0.04 см, что сравнимо с вышеприведенной оценкой аксиального размера неоднородности магнитного поля на распределениях $B_\varphi(z, t_i)$ рис. 94б. Формирование областей с пониженной светимостью в рентгеновском излучении, скорее всего, связано с развитием прорывов магнитного потока внутрь проволочной сборки. Более подробно причины возникновения этого явления будут обсуждены ниже. Следует заметить, что величина Δ_z , определенная из интегральной по времени обскурограммы рис. 94в, составляет примерно те же значения 0.04-0.08 см, что и на кадровых рентгеновских изображениях рис. 95. Пиковое значение мощности МРИ составило 6 ТВт.

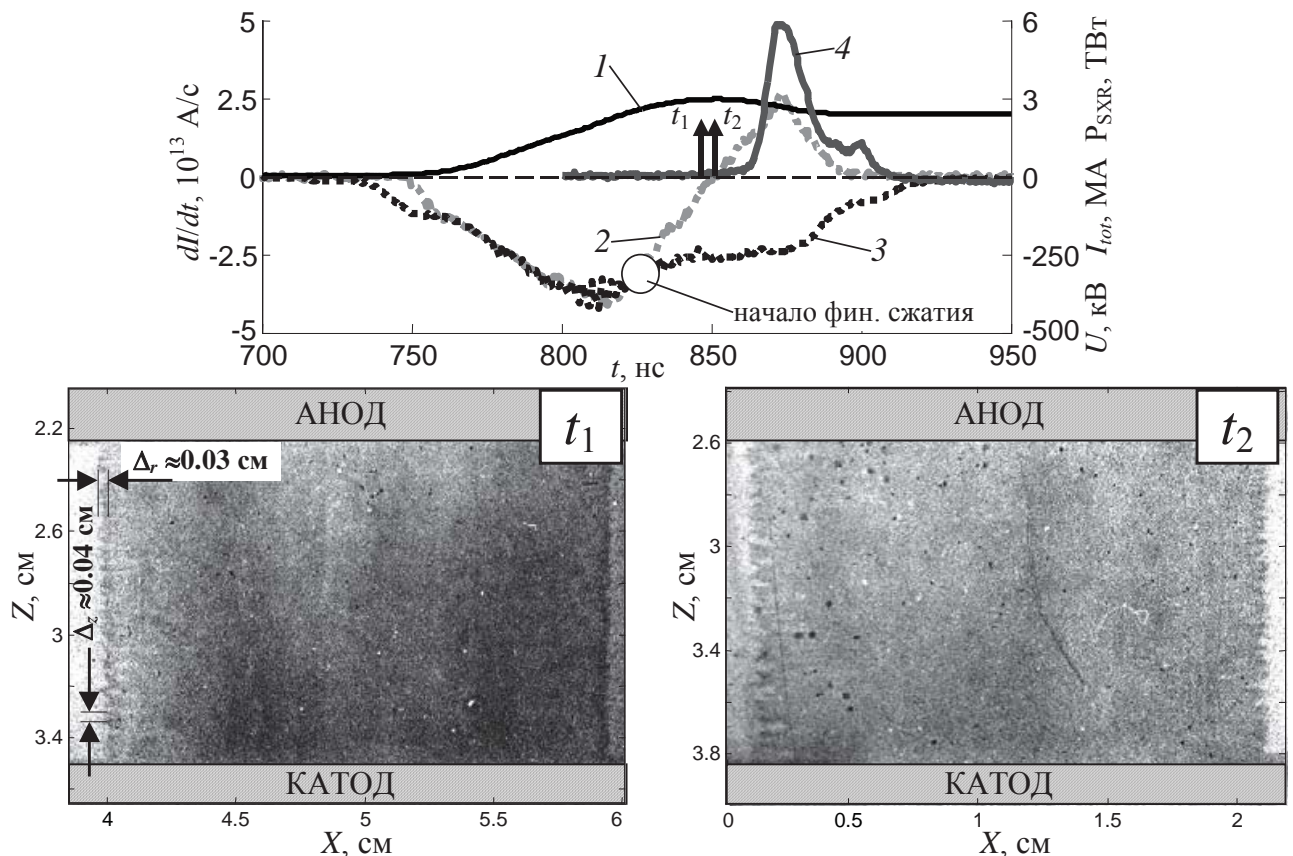


Рис. 95. Результаты рентгеновской ($h\nu > 20$ эВ) многокадровой регистрации имплозии W-сборки из 40-ка 6 мкм проволок линейной массы 220 мкг/см, $R_0=10$ мм, $h=15$ мм (выстрел №4527): временные зависимости: 1,2 - полного тока и его производной; 3 - напряжения; 4 - импульса мощности МРИ ($h\nu > 100$ эВ); t_1 и t_2 - времена рентгеновских кадровых изображений (негатив), представленных на этом же рисунке.

Остановимся более подробно на анализе аксиальных распределений индукции магнитного поля $B_\varphi(z, t_i)$, представленных на рис. 94б.

Согласно модели, предложенной в работе [37], ускорение плазмы, созданной из вещества проволок в процессе плазмообразования, происходит в диссипативном пограничном слое (ДПС, см. Приложение 1) вблизи начального радиуса проволочной сборки R_0 . В модели предполагается, что интенсивность производства плазмы распределена на поверхности проволочной сборки однородно по азимутальному углу φ . На рис. 1 в Приложении 1 схематично представлена структура ДПС в области плазмообразования. Для наших параметров проволочныхборок толщина этого слоя составляет сотни микрон, что много меньше R_0 . В этом слое плазма ускоряется почти до локальной скорости Альфвена V_A . Разница давлений магнитного поля на внешней и внутренней поверхности ДПС, которая сообщает плазме импульс, приобретаемый ей в процессе ускорения внутри этого слоя, в предположении, что плазма рождается с нулевой радиальной скоростью, записывается в виде

$$\frac{(B_\varphi^{out})^2}{8\pi} - \frac{(B_\varphi^{in})^2}{8\pi} = \rho V_A^2, \quad (29)$$

где B_φ^{out} и B_φ^{in} – индукция магнитного поля снаружи и внутри сборки непосредственно на границах пограничного слоя. Полагая скорость на внутренней границе ДПС равной локальной скорости Альфвена $V_A = \frac{B_\varphi^{in}}{\sqrt{4\pi\rho}}$, получим одно важное соотношение

$$\frac{B_\varphi^{in}}{B_\varphi^{out}} = \frac{1}{\sqrt{3}} \approx 0.58. \quad (30)$$

Соотношение (30) предполагает стационарность ускорения плазмы в ДПС, поскольку при его выводе не учитывается изменение ρ и V_A за время прохождения плазмой пограничного слоя. Следует также заметить, что данное соотношение выполняется до тех пор, пока происходит плазмообразование на периферии проволочной сборки. Как будет показано ниже, нарушение данного соотношения, т.е. когда B_φ^{in} становится больше, чем B_φ^{out} , можно рассматривать как некоторый признак окончания плазмообразования.

Проведенные исследования проникновения магнитного потока внутрь проволочной сборки вблизи одной из ее проволок позволяют точно определить момент окончания локального плазмообразования. По восстановленным из экспериментальных данных аксиальным распределениям магнитного поля $B_\varphi(z, t_i)$ (см. рис. 94б) на радиусе расположения зонда r_p возможно построить временную зависимость следующего отношения $(B_\varphi^{in})^*/B_\varphi^{out}$, где $(B_\varphi^{in})^*$ – усредненное по z значение индукции азимутального магнитного поля, полученное из распределений $B_\varphi(z, t_i)$ в различные моменты времени t_1-t_{10} , B_φ^{out} – значение индукции

азимутального магнитного поля, рассчитанное из временной зависимости полного тока (см. кривую I на рис. 94а).

Ниже на рис. 96 представлена полученная таким образом временная зависимость $(B_\phi^{in})^*/B_\phi^{out}$, синхронизированная с кривыми рис. 94а. Как видно из этого рисунка, до наступления момента финального сжатия плазмы по оптическим разверткам отношение $(B_\phi^{in})^*/B_\phi^{out}$ меньше величины, предсказанной выражением (30). Так и должно быть, т.к. измеренная магнитным зондом величина $(B_\phi^{in})^*$ на радиусе $r_p=0.87$ см меньше величины магнитного поля B_ϕ^{in} на внутренней границе ДПС, как схематически показано на рис. 97а. Это означает, что внутренняя граница ДПС еще не достигла радиуса расположения зонда. В некоторый момент времени t_{in}^* , когда внутренняя граница ДПС достигает радиуса r_p (см. рис. 97б), отношение $(B_\phi^{in})^*/B_\phi^{out}$ становится равным $1/\sqrt{3}$. Ситуация, когда $(B_\phi^{in})^*/B_\phi^{out} \geq 1/\sqrt{3}$ означает, что в некоторых местах ДПС локально закончилось плазмообразование, и уже произошел прорыв магнитного потока внутрь вольфрамовой проволочной сборки, как это видно, начиная с момента времени t_7 , на распределениях $B_\phi(z, t_i)$ рис. 94б. Внешняя граница плазмы проволочной сборки перестает быть ровной – на ней появляются неоднородности. Это хорошо видно на кадровых рентгеновских изображениях (см. напр. рис. 94). В промежутке между моментами времени t_8 и t_{10} начинается финальное сжатие плазмы проволочной сборки (см. оптические развертки рис. 94а) и отношение $(B_\phi^{in})^*/B_\phi^{out}$ становится равным 1 (в момент времени t_{pp} см. рис. 96 и 97в) и больше 1 (см. рис. 97г). На стадии финального сжатия плазмы магнитный поток все глубже проникает внутрь проволочной сборки. Когда максимум радиального распределения магнитного поля окажется внутри радиуса расположения зонда r_p (см. рис. 97д), начиная с некоторого момента времени t_{maxB} , отношение $(B_\phi^{in})^*/B_\phi^{out}$ должно быть постоянным и будет определяться лишь отношением радиусов:

$$(B_\phi^{in})^*/B_\phi^{out} = R_0/r_p. \quad (31)$$

Фактически это определяет значение B_ϕ^{out} . В данном выстреле (№5268) с учетом значений радиусов $r_p=0.87$ см и $R_0=1$ см отношение $(B_\phi^{in})^*/B_\phi^{out}$ равняется примерно 1.15 (см. рис. 96). Как видно из этого рисунка, момент времени t_{maxB} наступает примерно на 15 нс позже момента времени начала сжатия, определенного по оптическим разверткам. Из рис. 94а следует, что эффективный токовый радиус $R_L(t)$ (кривая 5) сравнивается с радиусом расположения зонда r_p приблизительно через 11 нс после начала сжатия по оптическим разверткам, что сравнимо с полученной из рис. 96 задержкой порядка 15 нс. Следует заметить, что временная зависимость эффективного токового радиуса определяет положение максимума на радиальном распределении магнитного поля, как было показано выше в п.п. 3.1.2, 3.1.3 диссертационной работы и, например, в работах [11, 14].

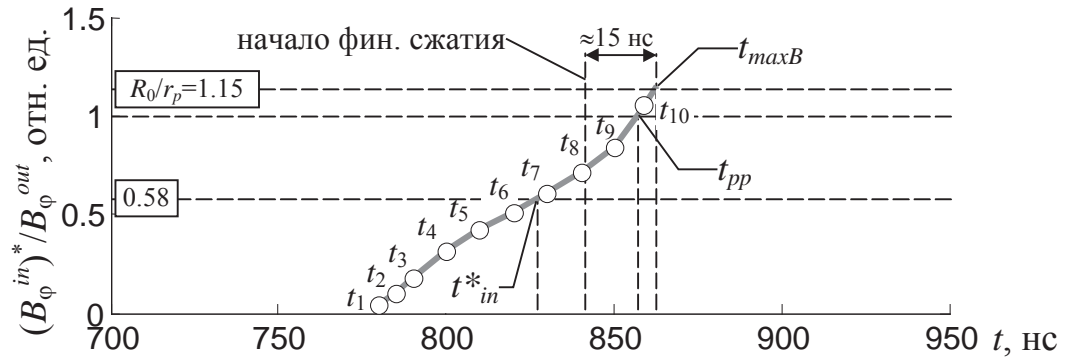


Рис. 96. Временная зависимость отношения $(B_{\phi}^{in})^*/B_{\phi}^{out}$ для выстрела №5268 и сравнение с выражением (30). Моменты времени t_1 - t_{10} соответствуют моментам времени, для которых построены аксиальные распределения магнитного поля $B_{\phi}(z, t_i)$ рис. 94б.

Таким образом, показано, что по полученному из аксиальных распределений $B_{\phi}(z, t_i)$ отношению $(B_{\phi}^{in})^*/B_{\phi}^{out}$ оказалось возможным условно определить момент времени окончания плазмообразования вблизи одной из проволок в сборке (t_{pp}) и момент прохода (t_{maxB}) максимумом распределения магнитного поля [и плотности тока $j_z \sim B_{max}/r$ согласно выражению (1)] радиуса расположения зонда.

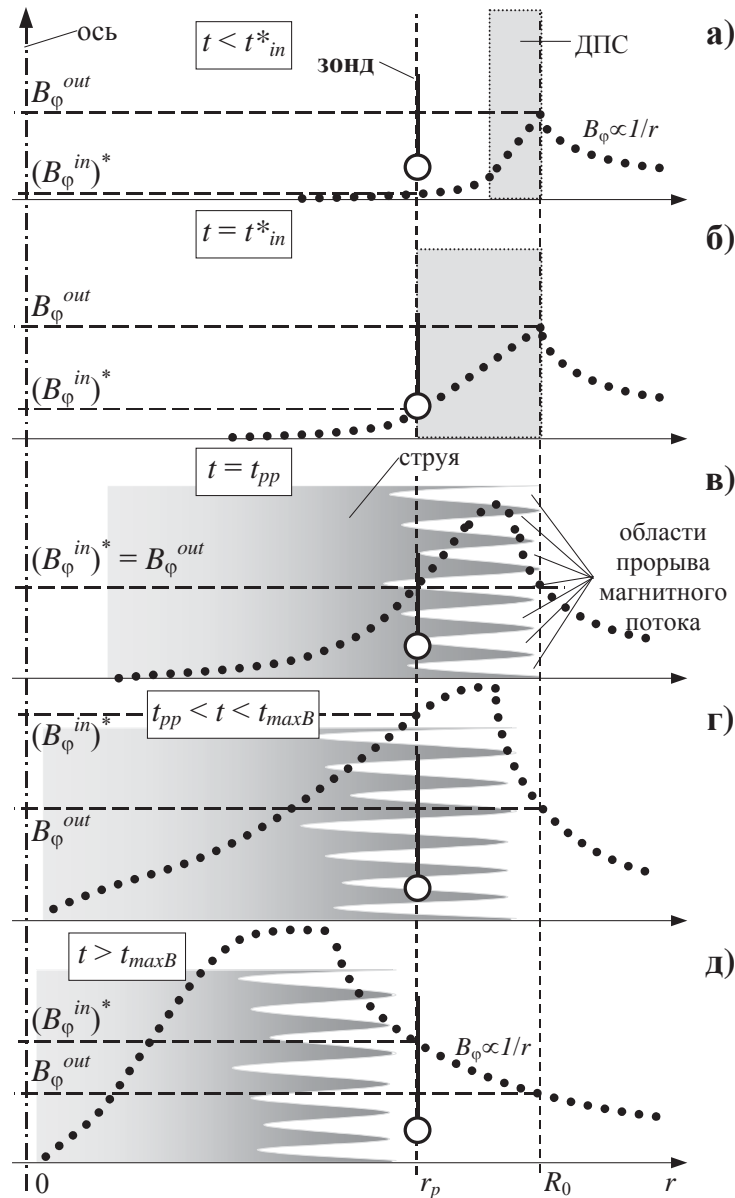


Рис. 97. Схематическое изображение радиального плазменного потока и распределения в нем магнитного поля $B_{\varphi}(r, t)$ в различные моменты времени имплозии: а) - стадия плазмообразования, внутренняя граница ДПС не достигла радиуса расположения зонда (r_p); б) - стадия плазмообразования, внутренняя граница ДПС достигла радиуса расположения зонда (r_p); в) - окончание плазмообразования в некоторых областях ДПС, прорыв магнитного потока внутрь проволочной сборки; г), д) - финальное сжатие плазмы, прохождение плазмы с максимумом магнитного поля радиуса r_p .

Алюминиевые сборки

На рис. 98 представлены результаты эксперимента с Al-сборкой (выстрел №5265). Следует заметить, что параметры алюминиевой проволочной сборки, такие как ее начальный радиус, линейная масса проволок и их количество были подобны параметрам W-сборки, результаты эксперимента с которой были представлены выше на рис. 94. Максимальный уровень тока в этих выстрелах был одинаковый и составлял примерно 2.8 МА. Максимум

импульса мощности МРИ наступал на 130-ой нс после начала тока через проволочную сборку. Таким образом, для вольфрамовых и алюминиевых проволочныхборок оказалось возможным провести сравнение уровня неоднородности магнитного поля, возникающего на распределениях $B_\phi(z,t)$ (см. рис. 94б и 98б) на стадии плазмообразования и в момент его окончания – в начале финального сжатия плазмы к оси проволочной сборки.

Как видно из распределений $B_\phi(z,t_i)$ рис. 98б, уже на стадии плазмообразования в моменты времени t_1-t_5 для Al-проволочной сборки наблюдается неоднородность магнитного поля около 20-25%. Это связано с тем, что для алюминиевых проволок характерная, как было указано выше, фундаментальная длина волны λ_f аксиальной модуляции в области плазмообразования составляет порядка 500 мкм [33, 216]. В данном случае λ_f оказывается больше, чем пространственное разрешение магнитного зонда, что и позволяет уверенно зарегистрировать указанную выше неоднородность магнитного поля еще на стадии абляции проволок.

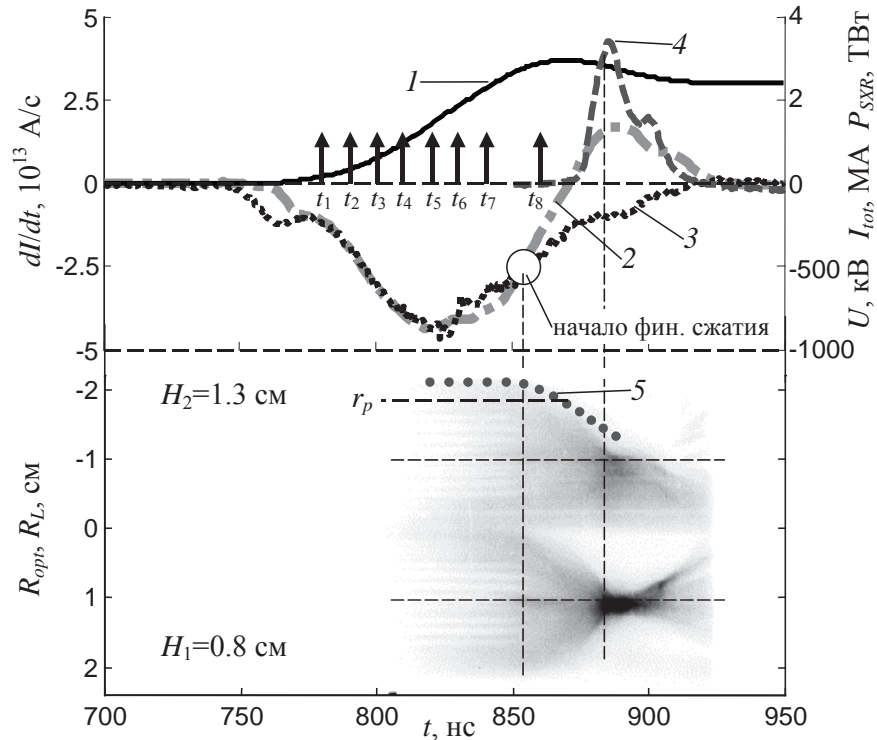
В дальнейшем неоднородность магнитного поля только возрастает и достигает 30% к моменту времени t_8 . В это же время на оптических радиальных развертках происходит финальное сжатие плазмы и уменьшение эффективного токового радиуса, который близок по своему значению к радиусу положения магнитного зонда r_p (см. кривую 5 рис. 98а). Следует заметить, что в случае Al-сборки зарегистрированный уровень неоднородности магнитного поля (20-25%) на стадии плазмообразования выше, чем в случае вольфрамовой (10%) и молибденовой (12%) проволочныхборок (см. рис. 94б и 101б). Аксиальный размер магнитной неоднородности $\Delta_z^{Al} \approx 0.15$ см в момент окончания плазмообразования (между моментами t_7 и t_8) и далее на финальной стадии сжатия плазмы для Al-борок оказывается больше, чем для W-борок ($\Delta_z^W \sim 0.05$ см). На интегральной обскурোগрамме Al-сборки (см. рис. 98в) зарегистрирован аксиальный размер неоднородности свечения плазмы $\Delta_z \approx 0.16$ см, что сравнимо с зарегистрированным размером неоднородности на распределениях $B_\phi(z,t_i)$ в этом же выстреле.

Остановимся подробнее на результатах кадровой регистрации сжатия плазмы Al-сборки с теми же параметрами (выстрел № 4525), как наиболее показательных для описания явления плазменный ливень. Уникальность этих данных состоит в том, что кадровые изображения рис. 99 получены в одно и то же время, при одинаковом уровне тока через проволочную сборку, что и в выстреле №4527 с W-сборкой (см. рис. 95). Кадровые рентгеновские изображения рис. 99 зарегистрированы на финальной стадии сжатия плазмы алюминиевой сборки. На кадре, соответствующем моменту времени t_1 , наблюдается «рыхлая», неоднородная внешняя граница плазмы в области начального радиуса проволочной сборки. Аксиальный размер рентгеновской неоднородности Δ_z составляет в среднем величину 0.07 см, что крупнее величины аксиального размера $\Delta_z \approx 0.04$ см, зарегистрированного для W-сборки в этот же момент времени имплозии при одном и том же уровне тока (2.8 МА). Еще больше различаются радиальные размеры

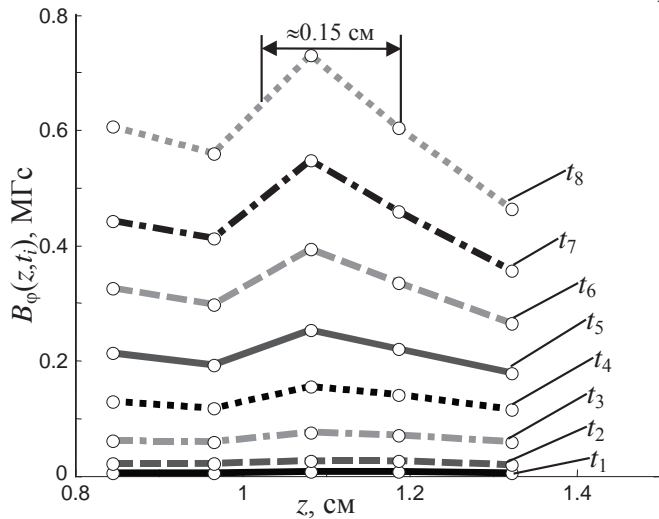
неоднородностей свечения плазмы для Al-сборки $\Delta_r^{Al} \geq 0.22$ см (см. рис. 99 кадр t_2) и для W-сборки $\Delta_r^W \leq 0.03$ см (см. рис. 95 кадр t_2). Как будет объяснено ниже, быстрое развитие аксиальной неоднородности Δ_z внешней границы плазмы для Al-сборки является свидетельством более быстрого окончания плазмообразования, чем у W-сборки. Быстрое развитие крупной неоднородности плотности плазмы в радиальном направлении Δ_r приводит к неодновременному сжатию плазмы к оси Al-сборки (см. кадр в момент времени t_2 на рис. 99) и последующему разрушению Z-пинча в местах опережающего сжатия плазмы (см. кадры в моменты времени t_3 и t_4). Как следствие этого, образование Z-пинча на оси затягивается во времени, и возрастает длительность импульса МРИ: ширина импульса МРИ на полувысоте для Al-сборки около 20 нс, а для W-сборки немного меньше 15 нс. При этом по совокупности экспериментов для W-сборок регистрируются более мощные импульсы МРИ 3-6 ТВт, чем для Al-сборок $\sim 2-3.5$ ТВт (см. напр. кривые 4 рис. 94а, 95, 98а и 99).

Аналогично, как и для W-сборки, проведено сравнение отношения $(B_\varphi^{in})^*/B_\varphi^{out}$, вычисленного из аксиальных распределений магнитного поля рис. 98б со значениями, предсказанными выражениями (30) и (31) и рассмотренными случаями, схематически изображенными на рис. 97. На рис. 100 представлена временная зависимость отношения $(B_\varphi^{in})^*/B_\varphi^{out}$ и указаны времена t_{in}^* , t_{pp} и t_{maxB} , которые сравниваются с данными оптической щелевой развертки рис. 98а. Как следует из полученной временной зависимости $(B_\varphi^{in})^*/B_\varphi^{out}$, уже в момент времени $t_3 = t_{in}^*$ данное отношение принимает значение, определяемое выражением (30). Это означает, что внутренняя граница области плазмообразования (ДПС) достигла радиуса расположения зонда $r_p = 0.89$ см, как показано на рис. 97б. К моменту времени $t_7 = t_{pp}$ заканчивается плазмообразование из остова проволоки, вблизи которой установлен магнитный зонд, и отношение $(B_\varphi^{in})^*/B_\varphi^{out} \rightarrow 1$. Этому моменту времени соответствует ситуация, представленная на рис. 97в, когда начинается прорыв магнитного потока внутрь проволочной сборки. Заметим, что момент времени t_7 близок к моменту времени начала финального сжатия плазмы Al-сборки, зарегистрированному оптической щелевой разверткой. К моменту времени $t_8 = t_{maxB}$ отношение $(B_\varphi^{in})^*/B_\varphi^{out}$ стремится к значению, предсказываемому выражением (31), что соответствует ситуации, когда магнитный поток проникает внутрь проволочной сборки настолько, что максимум радиального распределения магнитного поля находится внутри радиуса расположения зонда r_p (см. рис. 97д). При этом магнитный зонд оказывается в области магнитного поля $B_\varphi \propto 1/r$. С другой стороны, вблизи момента времени t_8 эффективный токовый радиус R_L (см. кривую 5 на рис. 98а) уменьшается до радиуса расположения зонда. Также на данный факт указывали и прямые измерения градиента магнитного поля (см. напр. рис. 91а).

а)



б)



в)

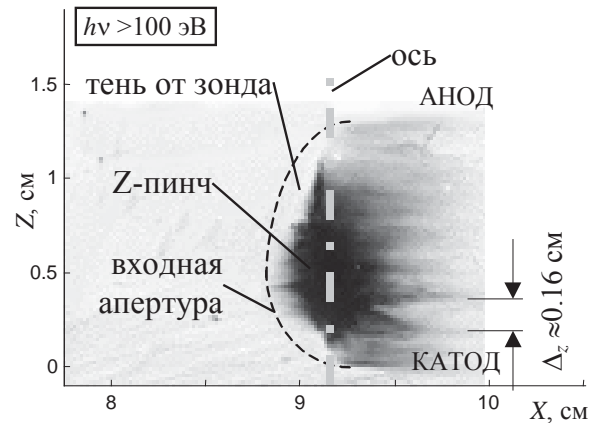


Рис. 98. Результаты эксперимента с Al-сборкой (№5265) из 40-ка 15 мкм проволок линейной массы 220 мкг/см, $R_0=10$ мм, $h=14$ мм: а) временные зависимости: 1,2 - полного тока и его производной; 3 - напряжения; 4 - импульса мощности МРИ ($h\nu > 100$ эВ); 5 - эффективного токового радиуса $R_L(t)$ синхронизованы с изображением оптической щелевой развертки; б) распределения $B_\varphi(z, t_i)$, измеренные зондом на $r_p=0.89$ см в разные моменты времени t_i , которые показаны стрелками с номерами на рис. (а). Позиции $z=0$ и $z=1.6$ см – катод и анод соответственно; в) интегральная по времени обскурограмма ($h\nu > 100$ эВ). Слева от оси изображение отсутствует из-за диафрагмирования входной апертуры камеры-обскуры.

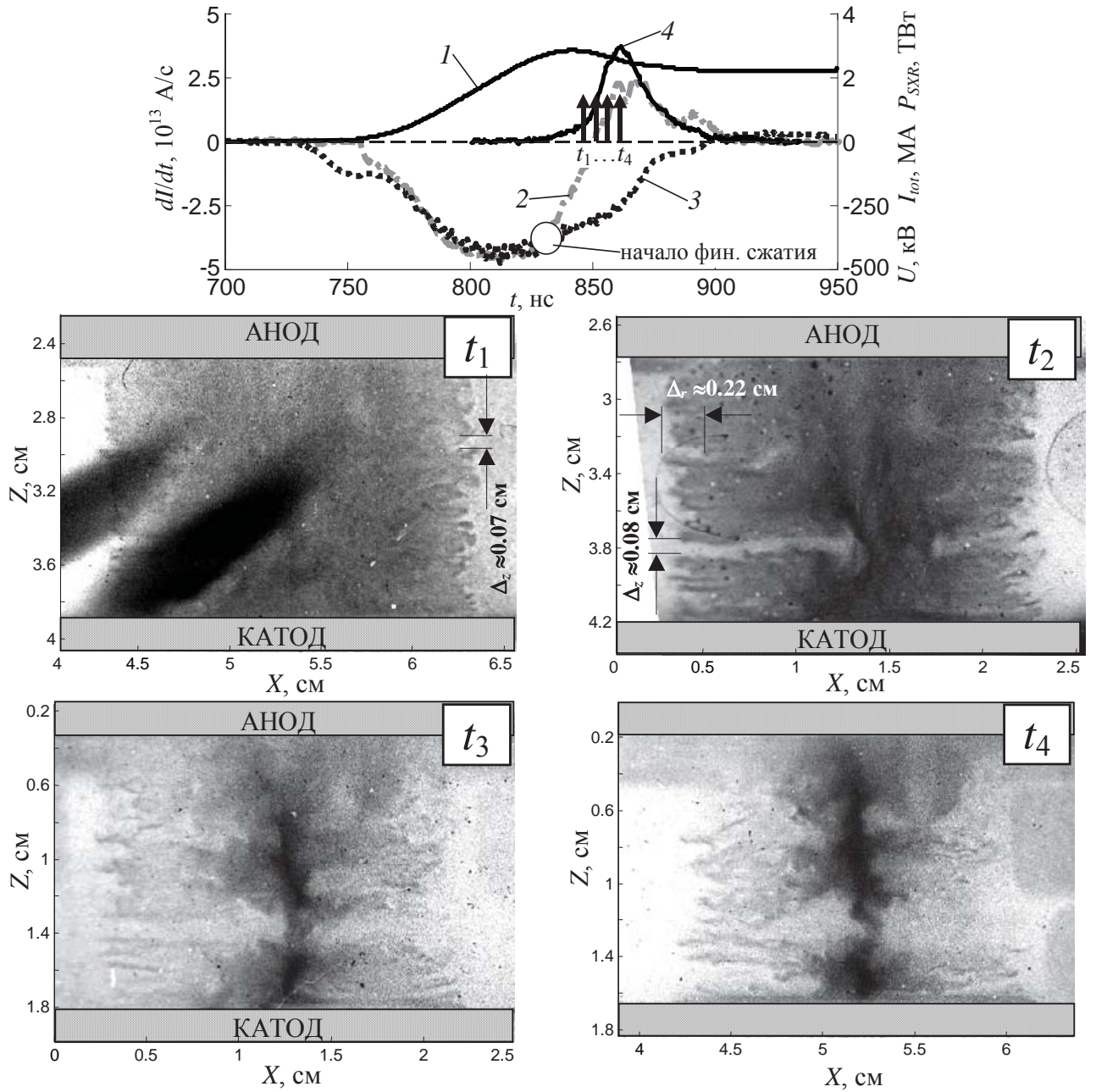


Рис. 99. Результаты рентгеновской ($h\nu > 20$ эВ) многокадровой регистрации имплозии Al-сборки из 40-ка 15 мкм проволок линейной массы 220 мкг/см, $R_0=10$ мм, $h=15$ мм (выстрел №4525): временные зависимости: 1,2 - полного тока и его производной; 3 - напряжения; 4 - импульса мощности МРИ ($h\nu > 100$ эВ); t_1-t_4 - времена рентгеновских кадровых изображений (негатив), представленных на этом же рисунке.

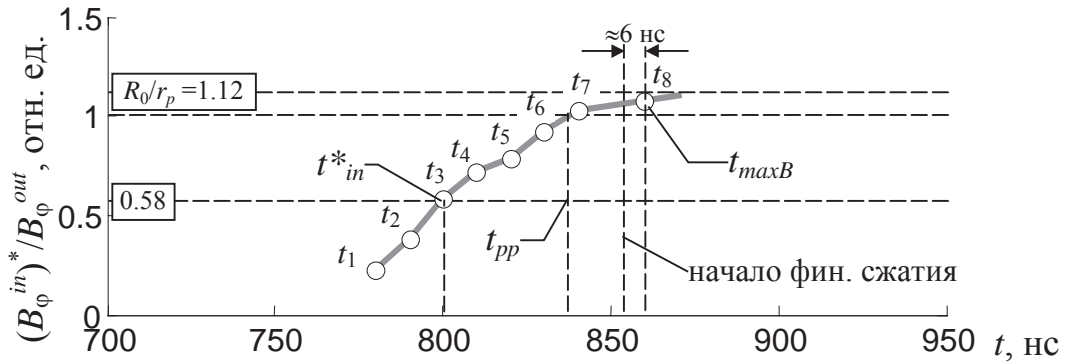


Рис. 100. Временная зависимость отношения $(B_{\phi}^{in})^*/B_{\phi}^{out}$ для выстрела №5265 и сравнение с выражением (30). Моменты времени t_1 - t_8 соответствуют моментам времени, для которых построены аксиальные распределения магнитного поля $B_{\phi}(z, t_i)$ рис. 98б.

Молибденовые сборки

На следующем этапе проводились исследования Мо-сборок, состоящих из 16-ти и 20-ти проволок линейной массы 512 мкг/см и 640 мкг/см соответственно (см. рис. 101 и 102). Остальные параметры молибденовыхборок отражены в табл. 9 (выстрелы №5283 и №4534).

На рис. 101б представлены распределения магнитного поля $B_{\phi}(z, t_i)$, измеренные зондом на радиусе 0.87 см вблизи одной из проволок сборки. Из построенных кривых $B_{\phi}(z, t_i)$ следует, что неоднородность магнитного поля вдоль высоты проволочной сборки мала и не превышает 12% на стадии плазмообразования (моменты времени t_1 - t_8). В моменты времени t_9 - t_{11} , близкие к началу финального сжатия плазмы (отмечен кружком на рис. 101а), на аксиальных распределениях $B_{\phi}(z, t_i)$ зарегистрировано увеличение неоднородности магнитного поля выше 15% на участке вдоль z в области от 1.1 см до 1.2 см. На интегральной обскурোগрамме рис. 101в в этом же выстреле зарегистрирован характерный размер неоднородности свечения плазмы проволоки вблизи зонда $\Delta_z \approx 0.1$ см, который сравним с размером аксиальной неоднородности на распределениях $B_{\phi}(z, t_i) - \Delta_z^{Mo} \approx 0.09$ см. На кадровых рентгеновских изображениях (см. рис. 102) до начала финального сжатия не наблюдается неустойчивости внешней границы плазмы (момент времени t_1). В момент времени t_2 , сразу же после начала финального сжатия, аксиальный размер «прорывов» на начальном радиусе сборки в среднем составляет величину $\Delta_z \approx 0.04$ см и в последующий момент времени t_3 возрастает ≈ 0.07 см. В это время на оси проволочной сборки регистрируется излучающий предвестник. Следует отметить, что из полученных распределений магнитного поля $B_{\phi}(z, t_i)$ существенной разницы между молибденовыми и вольфрамовыми сборками по размеру и уровню неоднородности магнитного поля вдоль высоты сборки не зарегистрировано. Ниже будут рассмотрены результаты

экспериментов с Си-сборками, для которых зарегистрирован существенно больший размер аксиальной неоднородности магнитного поля на их периферии.

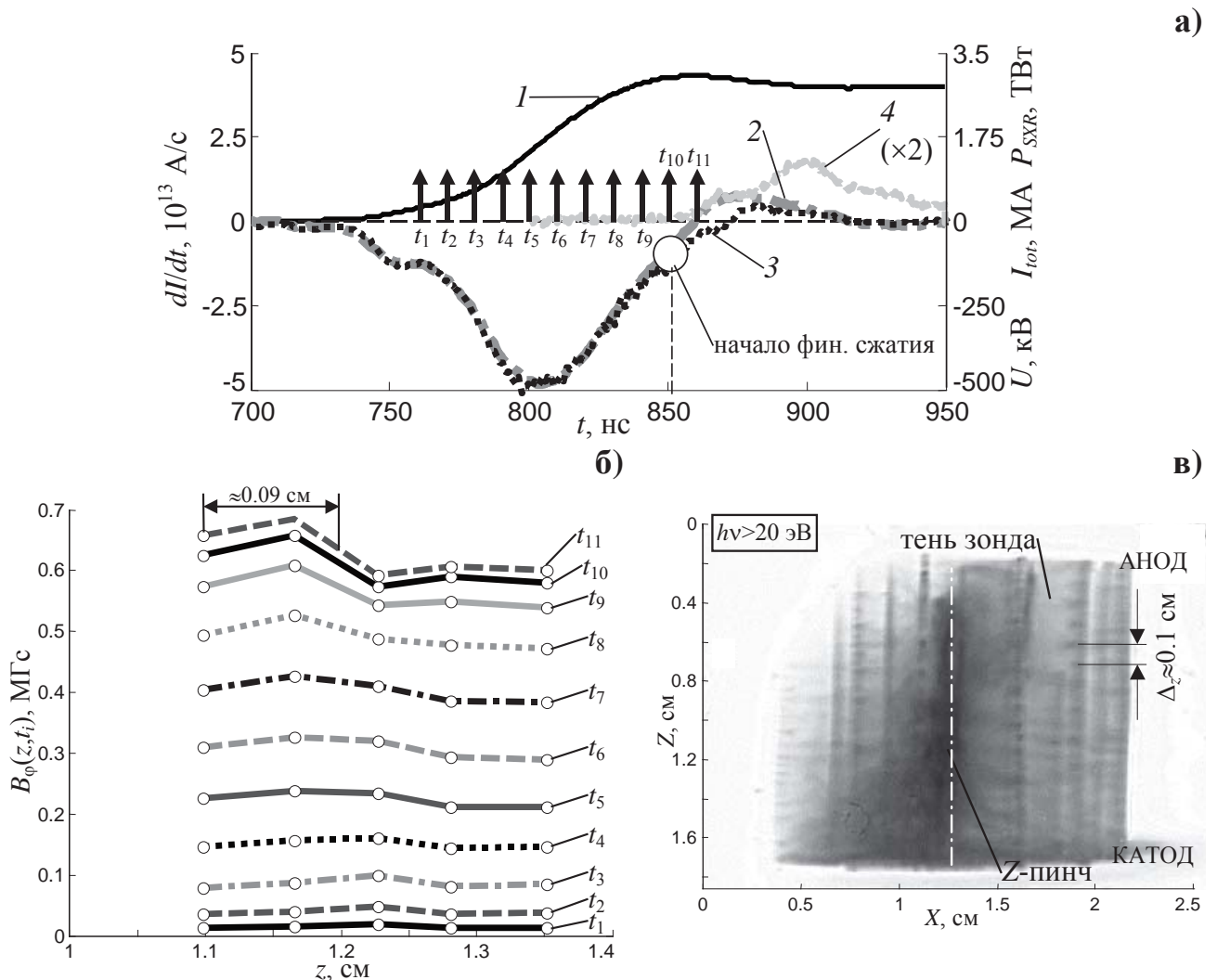


Рис. 101. Результаты эксперимента с Мо-сборкой (№5283) из 16-ти 20 мкм проволок линейной массы 512 мкг/см, $R_0=10$ мм, $h=15.5$ мм: а) временные зависимости: 1,2 - полного тока и его производной; 3 - напряжения; 4 - импульса мощности МРИ ($h\nu>100$ эВ) [кривая увеличена в 2 раза]; б) распределения $B_\phi(z, t_i)$, измеренные зондом на $r_p=0.87$ см в разные моменты времени t_i , которые показаны стрелками с номерами на рис. (а). Позиции $z=0$ и $z=1.6$ см – катод и анод соответственно; в) интегральная по времени обскурограмма ($h\nu>20$ эВ).

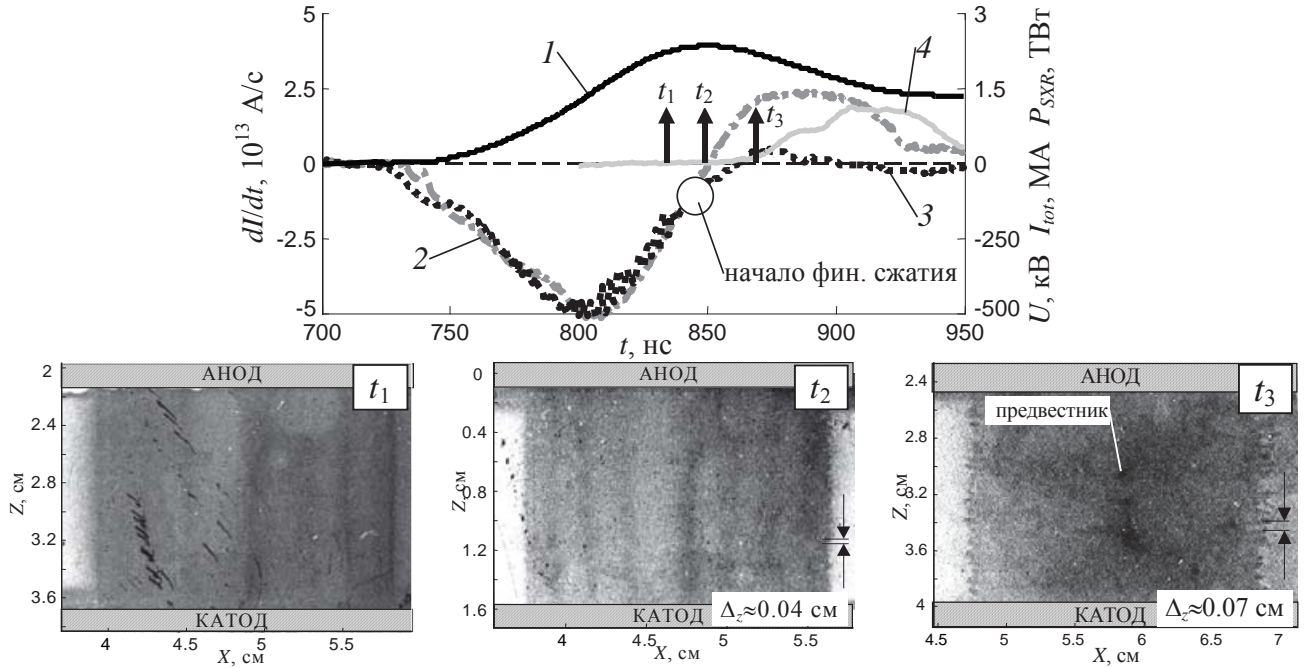


Рис. 102. Результаты рентгеновской ($h\nu > 20$ эВ) многокадровой регистрации имплозии Мо-сборки из 20-ти 20 мкм проволок линейной массы 640 мкг/см, $R_0=10$ мм, $h=15$ мм (выстрел №4534): временные зависимости: 1,2 - полного тока и его производной; 3 - напряжения; 4 - импульса мощности МРИ ($h\nu > 100$ эВ); t_1 - t_3 - времена рентгеновских кадровых изображений (негатив), представленных на этом же рисунке.

Медные сборки

Для сравнения с молибденовыми проволочными сборками проведены эксперименты (выстрелы №5287 и № 4523) по сжатию Cu-сборок с близкими по значению параметрами: линейной массой 540 и 560 мкг/см, $R_0=10$ мм и количеством проволок 20 и 24 (см. табл. 9). На рис. 103 представлены результаты измерения магнитного поля в плазме такихборок. Как следует из распределений магнитного поля $B_\phi(z, t_i)$, неоднородность магнитного поля вдоль высоты сборки начинает возрастать еще на стадии плазмообразования (см. рис. 103б, $t > t_4$) и достигает существенной величины $\sim 30\%$ к моменту финального сжатия (см. t_7 - t_9). Аксиальный размер такой неоднородности составляет $\Delta_z^{Cu} \approx 0.13$ см, что сравнимо с размером неоднородности свечения плазмы на периферии проволочной сборки, зарегистрированным на интегральной обскурограмме рис. 103в и кадровых рентгеновских изображениях рис. 104. При этом, как следует из отношения $(B_\phi^{in})^*/B_\phi^{out}$ на рис. 105, внутренняя граница диссипативного слоя, где происходит плазмообразование, достигает радиуса расположения зонда $r_p=0.87$ см примерно на 80-90 нс разряда. Это соответствует случаю, изображенному на рис. 97б в момент времени t_{in}^* . С учетом радиуса r_p радиальный размер ДПС R_0-r_p составляет не менее 0.13 см.

Плазмообразование с Cu-проволок заканчивается к моментам времени t_9-t_{11} , как следует из электротехнических измерений тока и напряжения (отмечен кружком на рис. 103а). Локальное окончание плазмообразования с остова проволоки, рядом с которой проводилось измерение магнитного поля, заканчивается в момент времени t_{pp} (см. рис. 105), когда отношение $(B_\phi^{in})^*/B_\phi^{out} \approx 1$, как это было схематично показано на рис. 97в.

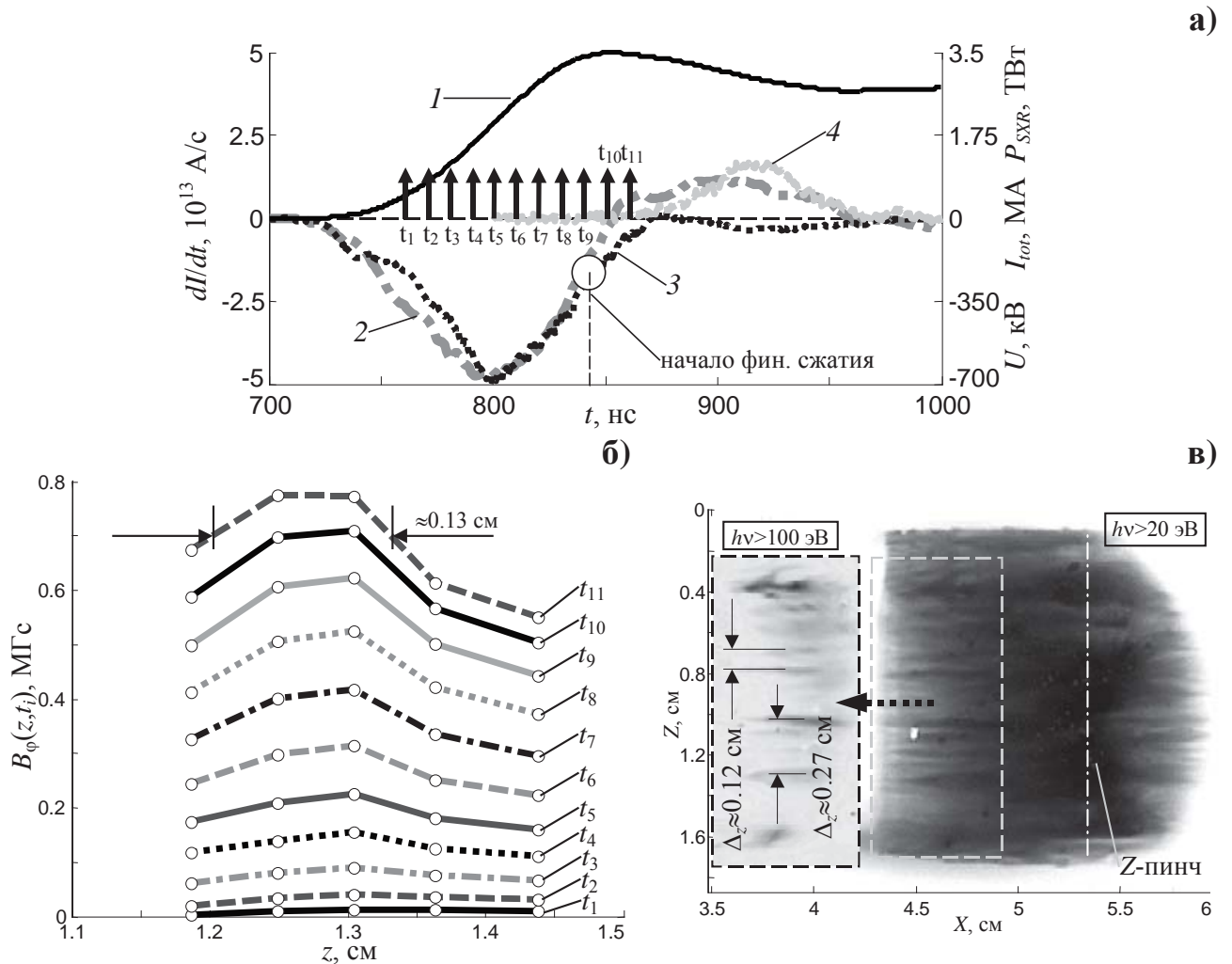


Рис. 103. Результаты эксперимента с Cu-сборкой (№5287) из 24-х 18 мкм проволок линейной массы 540 мкг/см, $R_0=10$ мм, $h=16.5$ мм: а) временные зависимости: 1,2 - полного тока и его производной; 3 - напряжения; 4 - импульса мощности МРИ ($h\nu > 100$ эВ); б) распределения $B_\phi(z, t_i)$, измеренные зондом на $r_p=0.87$ см в разные моменты времени t_i , которые показаны стрелками с номерами на рис. (а). Позиции $z=0$ и $z=1.6$ см - катод и анод соответственно; в) интегральные по времени обскурোগраммы ($h\nu > 20$ эВ и > 100 эВ - фрагмент).

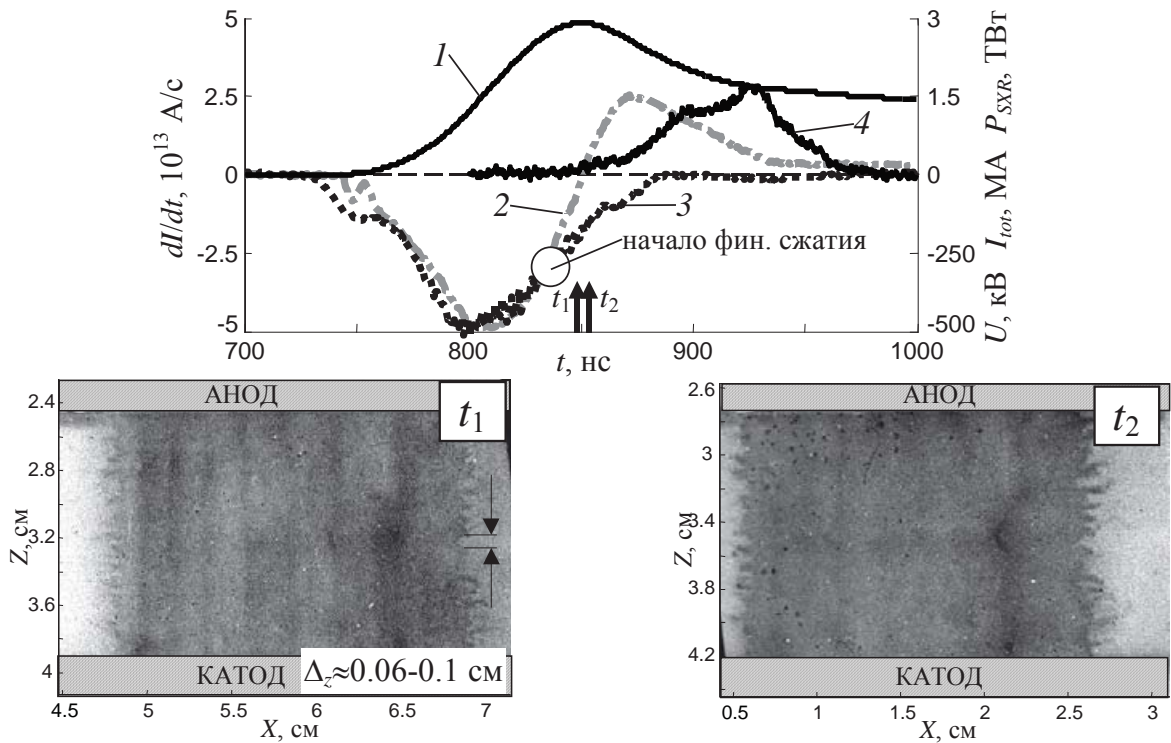


Рис. 104. Результаты рентгеновской ($h\nu > 20$ эВ) многокадровой регистрации имплозии Си-сборки из 20-ти 20 мкм проволок линейной массы 560 мкг/см, $R_0=10$ мм, $h=15$ мм (выстрел №4523): временные зависимости: 1,2 - полного тока и его производной; 3 - напряжения; 4 - импульса мощности МРИ ($h\nu > 100$ эВ); t_1-t_3 - времена рентгеновских кадровых изображений (негатив), представленных на этом же рисунке.

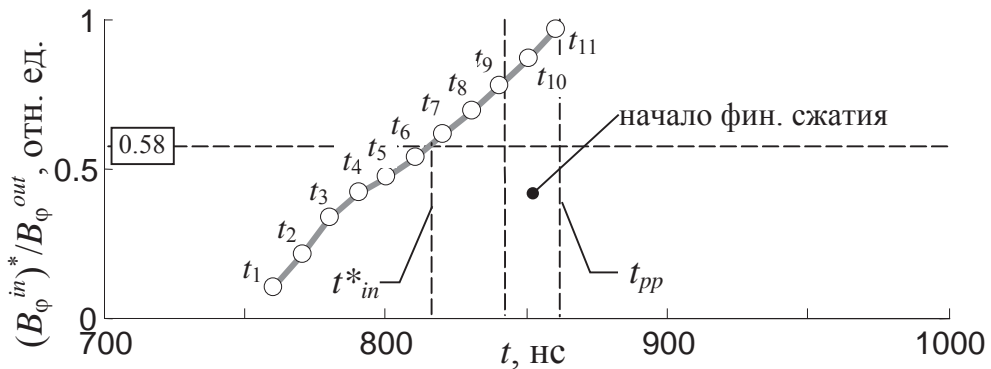


Рис. 105. Временная зависимость отношения $(B_\phi^{in*})/B_\phi^{out}$ для выстрела №5287 и сравнение с выражением (30). Моменты времени t_1-t_{11} соответствуют моментам времени, для которых построены аксиальные распределения магнитного поля $B_\phi(z, t_i)$ рис. 103б.

Подводя итог исследований проникновения магнитного потока внутрь проволочныхборок можно утверждать, что во время имплозии Al- и Си-борок возникают более крупные неоднородности индукции магнитного поля на аксиальных распределениях $B_\phi(z, t)$ по сравнению с проволочными сборками из молибдена и вольфрама. Ниже рассмотрим

физические причины возникновения неоднородностей магнитного поля вблизи начального радиуса проволочной сборки на стадии окончания плазмообразования, неоднородного по пространству и несинхронного прорыва магнитного потока внутрь проволочной сборки на стадии финального сжатия плазмы и его влияния на выход МРИ.

Локальное окончание плазмообразования и прорыв магнитного потока

Известно, что внешняя граница плазмы проволочной сборки остается неподвижной до тех пор ($t < t_{pp}$, см. рис. 40), пока не закончится плазмообразование с остовов проволок.

Как свидетельствуют многочисленные эксперименты и трехмерное компьютерное моделирование [33, 38, 39, 158, 163, 204], финальное сжатие плазмы проволочной сборки начинается с пространственно неоднородного окончания плазмообразования как с отдельных проволок в сборке, так и в отдельных частях самих проволок. При этом в тех местах, где локально закончилось плазмообразование, происходит прорыв магнитного потока внутрь проволочной сборки, названный в работе [47] «плазменным ливнем».

Схематически изображение области прорывов магнитного потока внутрь объема проволочной сборки (без учета дискретного расположения проволок в сборке) на стадии окончания плазмообразования ($t = t_{pp}$) показано на рис. 106. Во врезке к этому рисунку иллюстрируется пространственная структура областей прорывов магнитного потока и направления действия физических процессов и величин, определяющих условия в местах прорывов.

Отметим, что величина $\dot{m}(t)$, определяемая выражением (15), является интегральной по пространству характеристикой плазмообразования со всех участков взорванных проволок

$$\dot{m}(t) = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^n \dot{m}_{ij}(t), \quad (32)$$

где N – количество проволок в сборке, n – количество фрагментов взорванной проволоки с которых происходит плазмообразование, $\dot{m}_{ij}(t)$ – интенсивность локального плазмообразования с j -фрагмента i -проволоки. Поэтому, истощение вещества проволок сборки вдоль их длины происходит в различных местах и в разные моменты времени из-за неоднородного распределения локальной интенсивности плазмообразования и связанного с этим неодновременным окончанием плазмообразования.

СТАДИЯ ОКОНЧАНИЯ ПЛАЗМООБРАЗОВАНИЯ:

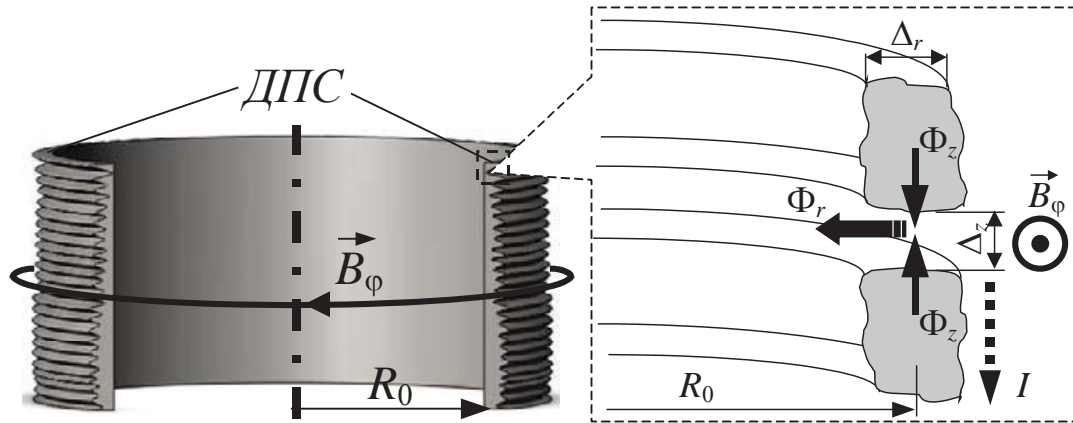


Рис. 106. Изображение области прорывов магнитного потока в зоне плазмообразования (ДПС): во врезке к рисунку показаны: область прорыва магнитного потока на периферии проволочной сборки; R_0 - начальный радиус сборки; I - ток разряда; \vec{B}_ϕ - индукция азимутального магнитного поля; Δ_z и Δ_r - продольный и радиальный размеры области прорыва; Φ_r - поток плазмы, вытекающий из области прорыва; Φ_z - диффузионный поток плазмы поперек азимутального магнитного поля B_ϕ .

На рентгеновских кадровых изображениях, зарегистрированных после истощения вещества проволок (см. напр. рис. 95), на внешней границе проволочной сборки наблюдается «рябь» в виде неоднородного распределения светимости вдоль ее границы (т.н. затравочные возмущения). Наличие такой модуляции светимости плазмы свидетельствует о пространственных возмущениях плотности плазмы в соответствующих местах внешней границы проволочной сборки - на границе раздела плазмы и магнитного поля. В дальнейшем, внешняя граница плазмы, движущаяся с ускорением под действием магнитного давления разрядного тока, подвержена распаду на отдельные фрагменты из-за развития МРТ неустойчивости – происходит увеличение глубины модуляции светимости плазмы в процессе ускоренного движения внешней границы раздела плазма-вакуум, зарегистрированное на рентгеновских изображениях (см. напр. рис. 99).

В процессе имплозии сборки в области плазмообразования может еще оставаться значительное количество плазмообразующего вещества. Вследствие неоднородного по пространству и несинхронного по времени окончания локального плазмообразования и опережающего в этих местах прорыва магнитного потока, генерация рентгеновского излучения в области оси сборки наступает раньше, чем заканчивается сжатие основной массы плазмы (см. кадры: t_2 - t_4 рис. 99). При этом генерация рентгеновского излучения затягивается во времени и, как следствие этого, падает его мощность. Пространственная неоднородность сжимающейся плазмы сохраняется и в момент максимума импульса рентгеновского излучения Z-пинча. Важным следствием приведенных фактов является то, что компактность сжатия плазмы и мощность МРИ сильно зависят от темпа спада $\dot{m}(t)$ в период $t > t_{pp}$ (см. рис. 40). Например, как

это было показано в работе [37], в момент мгновенного прекращения действия источника плазмы, когда $\dot{m}(t) \rightarrow 0$, на его внешней границе имеет место скачок магнитного поля, который приводит к возникновению в последующие времена ударной волны. Ударная волна распространяется по плазменному потоку в сторону оси проволочной сборки и вызывает дополнительное сжатие плазмы и ее сокращение в радиальном направлении. Факт дополнительного дожатия плазменного потока является общим, не зависящим от скорости выключения источника плазмы, однако при медленном спаде зависимости $\dot{m}(t)$, без формирования ударной волны, будет происходить неэффективная концентрация плазмы с током в области оси. При этом некоторая часть плазмы с током останется на периферии проволочной сборки, что приведет к снижению импульса мощности МРИ. Следовательно, своевременное окончание плазмообразования является критическим фактором, определяющим высокую степень сжатия пинча.

Рассмотрим возможные причины нарушения монотонного возрастания временной зависимости $\dot{m}(t)$, и зависимости темпа ее спада в период $t > t_{pp}$, которые не предсказываются моделями сжатия проволочныхборок, в частности выражениями (14) или (15).

Например, выполнение равенства (15) подразумевает, что в каждом фрагменте остова взорванной проволоки в сборке имеется в наличии необходимое количество вещества для обеспечения баланса между подачей плазмы из фрагментов остова проволоки и ионизацией его вещества (Φ_z - диффузионный поток плазмы поперек B_ϕ -поля) с одной стороны, и сносом плазмы из зоны плазмообразования под воздействием силы Ампера (Φ_r - поток плазмы, уносимый из области прорыва), с другой стороны (см. схему на рис. 106), т.е. когда

$$\Phi_r = 2\Phi_z.$$

В работе [43] был дан критерий прорыва магнитного потока через область плазмообразования как нарушение данного баланса. Полученные в рамках настоящей работы новые экспериментальные данные:

- о моменте окончания локального плазмообразования для одной из проволок в многопроволочной сборке;

- о распределении магнитного поля вдоль высоты проволочной сборки и его неоднородности

позволяют сделать оценку плотности плазмы ρ в области прорыва магнитного потока в нулевом приближении, когда магнитное поле заморожено в плазму, т.е. $B_\phi \sim \rho$.

Согласно модели, предложенной в работе [43], в области между двумя фрагментами остова взорванной проволоки (см. рис. 106) существует приток плазмы $2\Phi_z$ и отток плазмы Φ_r ,

из этой области под воздействием силы Ампера. Согласно уравнению диффузии плазмы поперек магнитного поля величина Φ_z (в г/с) определяется следующим выражением

$$\Phi_z = 2\pi R_0 \Delta_r D_m \frac{\partial \rho}{\partial z}$$

$$D_m = \frac{c^2}{4\pi\sigma_{\perp}}, \quad (33)$$

где Δ_r , Δ_z – размеры области прорыва магнитного потока в радиальном и аксиальном направлении (в см), D_m – коэффициент диффузии плазмы поперек магнитного поля (в см²/с), $\partial\rho/\partial z \sim \rho/z \sim \rho/\Delta_z$ – градиент плотности плазмы вдоль разрыва, σ_{\perp} – проводимость плазмы поперек магнитного поля (в Ом⁻¹·см⁻¹).

Отток плазмы из данной области Φ_r (в г/с) определяется как

$$\Phi_r = 2\pi R_0 \Delta_z \rho V_A$$

$$V_A = \frac{B_{\varphi}}{\sqrt{4\pi\rho}}, \quad (34)$$

где R_0 – начальный радиус сборки (в см), V_A – локальная скорость Альфвена в данной области (в см/с), B_{φ} – индукция азимутального магнитного поля (в Гс), ρ – плотность плазмы (в г/см³).

Из баланса оттока и притока плазмы с учетом равенств (33) и (34) выражение для оценки плотности плазмы в области прорыва запишется в виде

$$\rho = \frac{\pi}{c^4} \frac{\Delta_z^4}{\Delta_r^2} \sigma_{\perp}^2 B_{\varphi}^2. \quad (35)$$

Учитывая выражение для индукции азимутального поля в виде $B_{\varphi}=I/(5r)$, перепишем уравнение (35) следующим образом

$$\rho \approx 1.27 \times 10^{-19} \frac{\Delta_z^4}{\Delta_r^2} \frac{\sigma_{\perp}^2 I^2}{r^2}, \quad (36)$$

где I – разрядный ток (в А). Величина σ_{\perp} рассчитывалась в предположении спитцеровской проводимости [217].

Средние значения величин Δ_r , Δ_z для условий экспериментов на установке Ангара-5-1 определялись из совокупности кадровых рентгеновских изображений и полученных новых данных об аксиальных распределениях магнитного поля $B_{\varphi}(z,t)$ в моменты времени, близкие к моменту начала прорыва магнитного потока внутрь проволочной сборки. Следует заметить, что полученные средние значения величин Δ_r , Δ_z хорошо совпадают с данными работ [33, 68, 69, 163, 215].

Для следующих параметров плазмы: электронной температуры $T_e=10-30$ эВ, заряда ионов $z\sim 5$, $r=R_0=1$ см, $\langle\Delta_z\rangle=0.037$ см, $\langle\Delta_r\rangle=0.046$ см (взяты средние значения величин Δ_z и Δ_r) и уровне тока $I=(2.3-2.9)\cdot 10^6$ А, оценка плотности плазмы в момент прорыва ($t=t_{pp}$) магнитного потока через область локального окончания плазмообразования лежит в диапазоне $\rho\approx 50-600$ мкг/см³. Таким образом, в области локального окончания плазмообразования плотность вещества остова проволоки меньше плотности твердого вещества проволоки в 10^4-10^5 раз в случае W-проволок и в 10^3-10^4 раз в случае Al-проволок.

Во время дальнейшего сжатия плазмы к оси сборки (на стадии финального сжатия плазмы) размеры областей прорыва магнитного потока Δ_r , Δ_z существенно укрупняются (подробней см. §3.2 данной главы диссертационной работы). В работе [68] было показано, что для условий экспериментов на установке Ангара-5-1 с проволочными сборками из проволок различных веществ, темп роста величин Δ_r , Δ_z существенно зависит от вещества проволок. Дляборок из проволок Al, Cu и Fe (нерж. стали) темп роста размеров областей прорыва магнитного потока оказался выше, чем дляборок из проволок Mo и W. Темп роста величин Δ_r , Δ_z будет определять темп спада временной зависимости $\dot{m}(t)$ после момента времени t_{pp} (см. рис. 40) – чем выше темп роста Δ_r , Δ_z , тем выше темп спада зависимости $\dot{m}(t) \rightarrow 0$.

Существует вопрос о протекании тока внутри укрупняющихся со временем областей прорыва магнитного потока на стадии финального сжатия плазмы. Если в области прорыва магнитного потока на периферии проволочной сборки присутствует плазма, то возможно шунтирование ею части разрядного тока, что, несомненно, приведет к ухудшению компактности сжатия Z-пинча и уменьшению мощности МРИ.

Изучение природы физических процессов, которые определяют трансформацию электромагнитной энергии разряда в тепловую энергию плазмы на финальной стадии стагнации, требует дальнейшего экспериментального изучения. Так, например, электромагнитная энергия может диссипировать во внутреннюю энергию Z-пинча путем турбулентного перемешивания плазмы с замороженным в нее магнитным полем и, в основном, идти на генерацию импульса МРИ, как обсуждалось, например, в теоретических работах [192, 193].

Результаты проведенного исследования аксиального распределения магнитного поля $B_\phi(z,t)$ вблизи области плазмообразования в проволочных сборках позволяют сделать следующие выводы:

- показано, что экспериментальные данные о временной зависимости распределения азимутального магнитного поля вдоль длины проволок $B_\phi(z,t)$ позволяют определить место и момент прорыва магнитного потока внутрь проволочной сборки;

- интенсивность плазмообразования $\dot{m}(t)$ при токовой имплозии проволочныхборок имеет неоднородное распределение вдоль длины ее проволок. Обнаружено, что прорыв магнитного потока инициируется в тех местах на остовах проволоках, где к этому моменту времени вещество остова практически истощается, и производство плазмы заканчивается;

- показано, что причиной развития МРТ неустойчивости на границе раздела магнитного поля и плазмы может служить инициация прорывов магнитного потока на отдельных участках по высоте проволочныхборок;

- обнаружено, что в момент прорыва магнитного потока неоднородность величины азимутального магнитного поля вдоль длины проволок внутри сжимаемой сборки составляет для Al- и Cu-борок $\sim 30\%$, а для Mo- и W-борок $\sim 10-15\%$;

- показано, что характерный размер Δ_z неоднородности азимутального магнитного поля вдоль длины проволок сборки, измеренный как в момент окончания производства плазмы, так и на финальной стадии сжатия пинча, зависит от выбора вещества проволок. При этом характерный размер Δ_z для Al-, Cu-, Mo- и W-борок составляет соответственно: 0.15 см, 0.13 см, 0.1 см и 0.05 см;

- обнаружено, что измеренная из распределений $B_\phi(z,t)$ величина Δ_z связана с характерным пространственным размером областей пониженной эмиссии плазмы, наблюдаемых на внешней границе проволочной сборки. С ростом размера областей пониженной эмиссии на кадровых рентгеновских изображениях увеличивается продольный размер Δ_z областей неоднородного магнитного поля;

- получена оценка плотности плазмы в областях прорывов магнитного потока. Показано, что при характерных продольных и радиальных размерах областей прорыва $\Delta_z=0,037$ см и $\Delta_r=0,046$ см, заполненных плазмой с электронной температурой $T_e=10-30$ эВ и зарядом ионов $z\sim 5$, величина плотности плазмы в этих областях изменяется в диапазоне $50-600$ мкг/см³. При сравнении проволок из W и Al плотность плазмы в этих областях оказывается меньше плотности твердого вещества соответственно в 10^4-10^5 и в 10^3-10^4 раз.

§3.2. СРАВНЕНИЕ ТЕМПОВ РАЗВИТИЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ НА ВНЕШНЕЙ ГРАНИЦЕ ПЛАЗМЫ ДЛЯ ПРОВОЛОЧНЫХ И МЕТАЛЛИЗИРОВАННЫХ ВОЛОКОННЫХ СБОРОК

Известно, что на финальной стадии сжатия плазмы проволочной сборки на ее внешней границе развиваются неустойчивости. Одним из основных и опасных типов неустойчивостей внешней границы плазмы, ускоряемой магнитным давлением, является магнитная Релей-Тейлоровская (МРТ) неустойчивость. Она является лимитирующим фактором для достижения

высокой степени сжатия плазмы и большой мощности МРИ. Однако экспериментальных данных по темпам роста МРТ неустойчивостей при имплозии многопроволочныхборок очень мало. Отметим единственную работу [215] на момент проведения экспериментальных работ по теме диссертации, где были представлены временные зависимости длины волны $\lambda(t)$ и амплитуды $\xi(t)$ МРТ неустойчивости, полученные в эксперименте при сжатии током величиной 18 МА проволочной сборки диаметром 20 мм, состоящей из 300 вольфрамовых проволок. Было определено, что за 10 нс до пика импульса МРИ характерная длина волны неустойчивости $\lambda_{MRT} \approx 1.2$ мм, а амплитуда $\xi_{MRT} \approx 3.5$ мм.

Дифференциальное уравнение (для амплитуды возмущений), описывающее экспоненциально растущие или убывающие возмущения внешней границы сжимающейся плазмы, выглядит следующим образом

$$\frac{d\xi}{dt} = \gamma(t)\xi(t), \quad (37)$$

где $\gamma(t)$ - инкремент неустойчивости. В настоящей работе полученные экспериментальные данные о возмущениях внешней границы сжимающейся плазмы будем сравнивать с экспоненциально растущим решением уравнения (37) в виде $\xi(t) = \xi_0 \exp[G(t)]$, где

$$G(t) = \int_0^t \gamma(\tau) d\tau. \quad \text{Развитие неустойчивости определяется начальными (затравочными)}$$

возмущениями ξ_0 , возникновение которых может иметь различную природу.

Ниже проведем сравнение темпов развития МРТ неустойчивости при сжатии обычных вольфрамовых проволочныхборок иборок из металлизированных капроновых волокон.

Для выяснения времени развития МРТ неустойчивости в одиночных W-бороках было проанализировано 100 кадровых рентгеновских изображений в 17-ти выстрелах, а в металлизированных волоконныхбороках – около 30 кадровых изображений в 9 выстрелах. По каждому кадровому изображению определялся набор значений амплитуд ξ_i (размер неоднородности вдоль радиуса) и длин волн λ_j (размер неоднородности в аксиальном направлении - вдоль высоты сборки) модуляции внешней границы плазмы, как показано на рис. 107 и 108 справа. В определенный момент времени имплозии, соответствующий времени выбранного кадрового изображения, для набора данных (ξ_i, λ_j) находились их средние значения $\bar{\xi}$, $\bar{\lambda}$ и их среднеквадратичный разброс. Полученные временные зависимости $\bar{\xi}(t)$ и $\bar{\lambda}(t)$ в виде ромбов и квадратов, соответственно, представлены на тех же рисунках слева. Далее, была выполнена аппроксимация этих экспериментальных данных в виде $\bar{\xi}(t) = \bar{\xi}(t=0) \exp(\gamma t)$ и $\bar{\lambda}(t) = \bar{\lambda}(t=0) \exp(\sigma t)$, соответственно, вплоть до максимума МРИ. Максимум мощности МРИ

соответствует моменту времени $t=0$ нс. Полученные из аппроксимации данные об инкременте неустойчивости представлены в табл. 10.

Табл. 10. Параметры МРТ неустойчивости.

Сборка	Амплитуда неустойчивости $\xi(t)=\xi(t=0)\exp(\gamma t)$		Длина волны неустойчивости $\lambda(t)=\lambda(t=0)\exp(\sigma t)$		Длительность финального сжатия
	$\gamma, \text{нс}^{-1}$	$\tau=1/\gamma, \text{нс}$	$\sigma, \text{нс}^{-1}$	$\tau=1/\sigma, \text{нс}$	$\Delta t_{fin}, \text{нс}$
40 W 6 мкм проволока, 220 мкг/см. $R_0=6$ мм, $h=15-16$ мм.	0.077	12.9	0.035	28.5	26.2±3.7
40 капроновых 25 мкм волокон, 220 мкг/см. Вещество металлизации: In. Линейная масса металлизации – 110-330 мкг/см. $R_0=6$ мм, $h=16$ мм.	0.037	27.0	0.033	30.3	29.3±5.9
40-120 капроновых 25 мкм волокон, 220-660 мкг/см. Вещество металлизации: Al, In, Sn, Bi. Линейная масса металлизации – 110-220 мкг/см. $R_0=10$ мм, $h=16$ мм.	0.009	111.0	0.016	62.5	35.9±8.8

Из рис. 107, 108 и данных табл. 10 следует, что у W-сборок время развития МРТ неустойчивости сравнимо по величине с длительностью стадии финального сжатия плазмы Δt_{fin} , в то время как у металлизированных волоконныхборок это время в разы превышает время финального сжатия плазмы из вещества напыления. При имплозии проволочныхборок из-за развития МРТ неустойчивости на финальной стадии имплозии разрушается внешняя граница сжимающейся плазмы и образуется так называемая «отставшая» плазма. Отставшая плазма продолжает сжиматься в приосевую область проволочной сборки позже максимума импульса МРИ, тем самым затягивая во времени задний фронт импульса мощности рентгеновского излучения (более подробно см. п. 4.2.3 Главы 4 диссертации). Следует заметить, что подобная картина развития МРТ неустойчивости характерна для всех типов проволочныхборок, изготовленных из различных веществ [68, 163]. Как было указано выше, на установке Z (в США) методом теневой рентгенографии было исследовано развитие МРТ неустойчивости внешней границы плазмы вольфрамовой проволочной сборки [215]. Сравнение полученных в этой работе временных зависимостей $\xi(t)$ и $\lambda(t)$ с данными, представленными на рис. 107, показало хорошее количественное соответствие друг другу.

Как следует из многочисленных работ, в том числе из экспериментов на установке Ангара-5-1 [38, 158], на стадии плазмообразования вещество с каждого остова (керна) проволоки истекает в сторону оси сборки в виде «гребенки» - множества плазменных струй, расположенных перпендикулярно проволокам с характерным пространственным размером λ_f - фундаментальной длиной волны аксиальной модуляции, величина, которой не зависит от

начального диаметра проволок, а зависит только от их вещества. В случае W-проволок $\lambda_f \approx 250$ мкм, а для Al-проволок - $\lambda_f \approx 500$ мкм. Заметим, что похожую оценку величины λ_f в 200-300 мкм для вольфрамовых проволок дает экстраполяция полученной временной зависимости $\lambda(t)$ в моменты времени $t < -40$ нс, представленной на рис. 107.

В случае металлизированных волоконных сборок развитие МРТ неустойчивости затруднено на стадии финального сжатия плазмы из вещества напыления (см. рис. 108). Причиной этого может быть наличие проводящего вещества на периферии волоконной сборки, благодаря всё еще продолжающемуся процессу плазмообразования из капроновых волокон. В пространстве между сжимающейся плазмой вещества напыления и плазмой капроновых волокон создается некоторое распределение плотности плазмы с магнитным полем. В этом случае, при сжатии плазмы вещества напыления уже нет свободной внешней границы раздела сред – плазма-вакуум, способствующей развитию различного рода неустойчивостей.

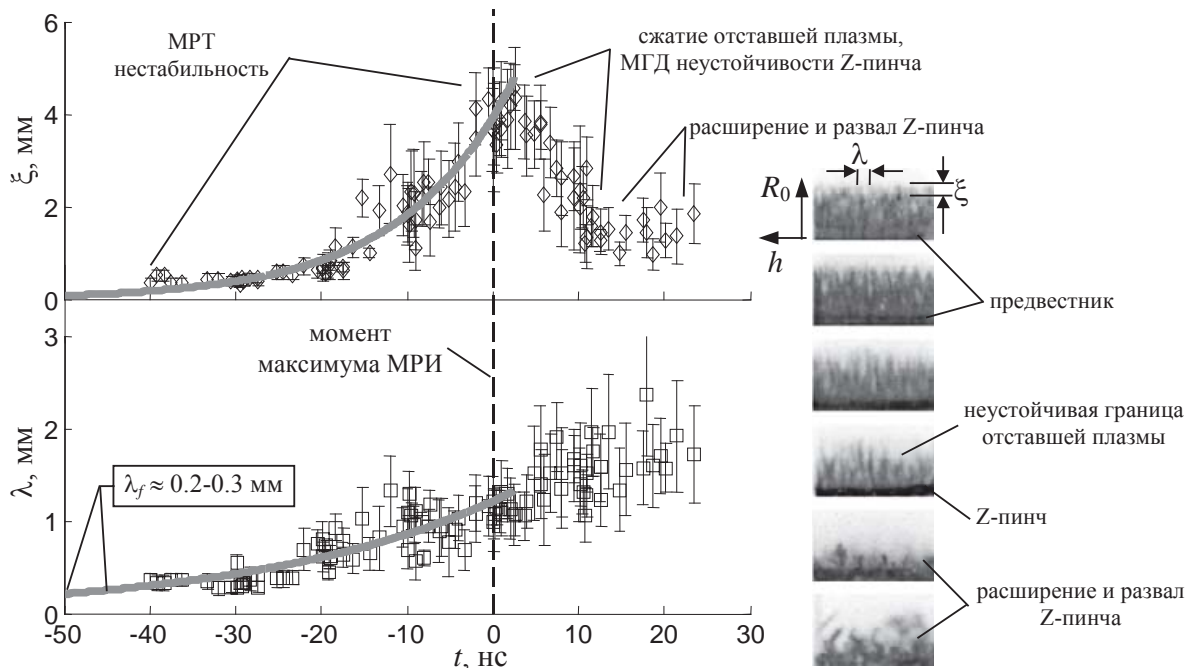


Рис. 107. Неустойчивость внешней границы плазмы многопроволочной сборки, состоящей из 40-ка 6 мкм W-проволок линейной массы 220 мкг/см, $R_0=6$ мм, $h=15-16$ мм. Слева: временные зависимости амплитуды $\xi(t)$ и длины волны $\lambda(t)$ неустойчивости внешней границы плазмы, восстановленные из рентгеновских кадровых изображений. Серыми сплошными кривыми выполнена аппроксимация экспериментальных данных в виде $\xi(t)=\xi(t=0)\exp(\gamma t)$ и $\lambda(t)=\lambda(t=0)\exp(\sigma t)$ соответственно. Максимум мощности МРИ соответствует моменту времени $t=0$ нс. Справа: примеры фрагментов кадровых рентгеновских изображений внешней границы сжимающейся плазмы проволочной сборки на финальной стадии имплозии, в различные моменты времени.

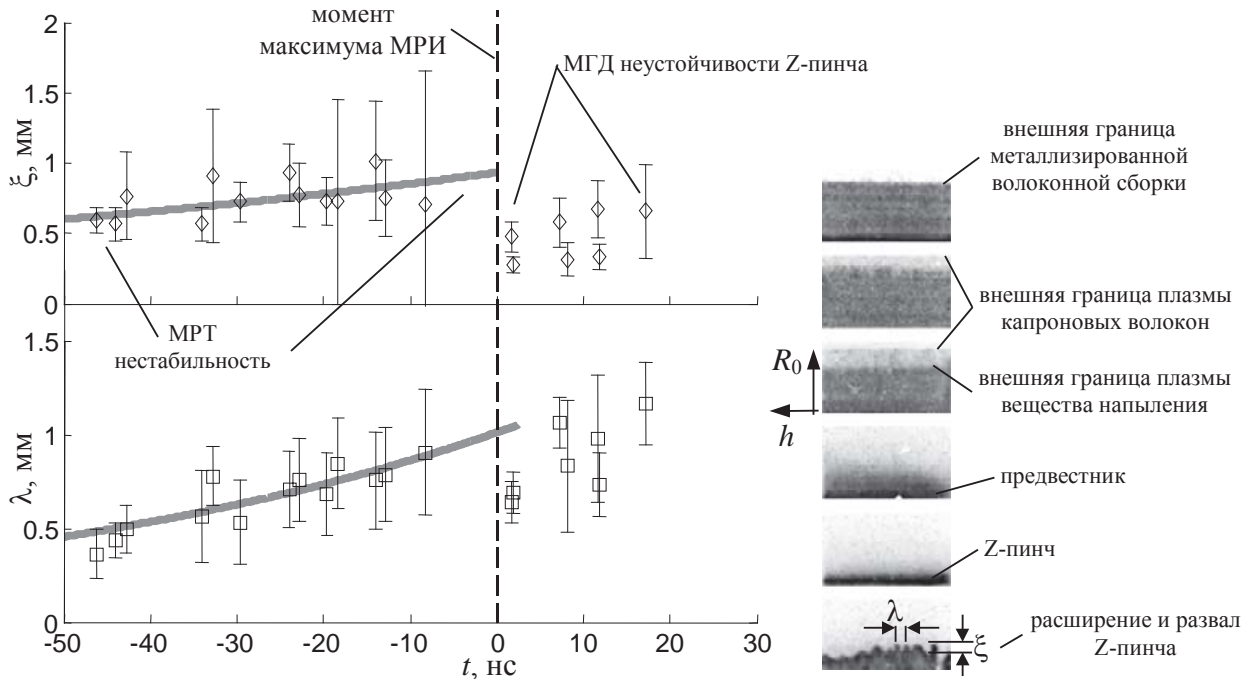


Рис. 108. Нестабильность внешней границы плазмы металлизированных волоконных сборок, состоящих из 40-120 капроновых 25 мкм волокон линейной массы 220-660 мкг/см. Вещество металлизации: Al, In, Sn, Bi. Линейная масса металлизации – 110-220 мкг/см, $R_0=10$ мм, $h=16$ мм. Слева: временные зависимости амплитуды $\xi(t)$ и длины волны $\lambda(t)$ неустойчивости внешней границы плазмы, восстановленные из рентгеновских кадровых изображений. Серыми сплошными кривыми выполнена аппроксимация экспериментальных данных в виде $\xi(t)=\xi(t=0)\exp(\gamma t)$ и $\lambda(t)=\lambda(t=0)\exp(\sigma t)$ соответственно. Максимум мощности МРИ соответствует моменту времени $t=0$ нс. Справа: примеры фрагментов кадровых рентгеновских изображений границы сжимающейся плазмы из вещества напыления на финальной стадии имплозии, в различные моменты времени.

§3.3. ОТСТАВШАЯ ПЛАЗМА, ОТСТАВШИЙ ТОК

Известно, что на финальной стадии имплозии лайнеров, в том числе проволочных и волоконных сборок, сжимающаяся плазма подвержена различному роду неустойчивостей, которые, в свою очередь, создают условия для образования отставшей плазмы с током. Такая плазма не успевает достигнуть оси лайнера в момент максимального сжатия плазмы Z-пинча и способна шунтировать часть его разрядного тока, тем самым понижая его эмиссионные характеристики (пиковую мощность) и увеличивая длительность импульса излучения.

Для моделирования влияния отставшей плазмы на компактность сжатия плазмы Z-пинча были проведены эксперименты с металлизированными волоконными сборками и сделано

сравнение с обычными W-сборками. Волоконные сборки изготавливались из капроновых волокон, металлизированных различными веществами: Al, In, Sn и Bi (см. табл. 11). Как было показано выше (см. табл. 2 в §2.1 Главы 2 диссертации), интенсивность плазмообразования капроновых волокон и вещества металлизации существенно различаются $\dot{m}_{spuit} \gg \dot{m}_{капрон}$ (в 2.5-3 раза). При имплозии такихборок вначале происходит плазмообразование нанесенных на волокна металлических слоев, сжатие плазмы напыления к оси сборки и генерация импульса МРИ. Уже во время генерации импульса МРИ усиливается плазмообразование вещества самих волокон и происходит последующее его сжатие. Таким образом, наличие проводящего вещества (преимущественно капрона) на периферии металлизированных волоконныхборок может играть роль отставшей плазмы с током.

Исходя из вышесказанного, целью проведенных экспериментов было:

- исследование динамики сжатия плазмы металлизированных волоконныхборок из различных веществ и сравнение с обычными проволочнымибороками;
- исследование однородности аксиального распределения магнитного поля внутри волоконныхборок, определение доли полного тока, протекающего по отставшей массе на периферии волоконной сборки.

Табл. 11. Параметры волоконныхборок.

Выстрел	Параметры сборки*	Параметры металлизации волокон			Примечание
		материал	толщина	линейная масса	
5458	40 капроновых 25 мкм волокон, 220 мкг/см. $R_0=6$ мм, $h=15$ мм.	Bi	0.3 мкм	90 мкг/см	-
5559	120 капроновых 25 мкм волокон, 660 мкг/см. $R_0=10$ мм, $h=15$ мм.		0.24 мкм	220 мкг/см	5-ти канальный магнитный зонд на радиусе $R_p=0.60$ см
5556					-
5487	40 капроновых 25 мкм волокон, 220 мкг/см. $R_0=6$ мм, $h=15$ мм.	In	0.47 мкм	110 мкг/см	-
5530 5557 5558	40 W 6 мкм проволока, 220 мкг/см. $R_0=6$ мм, $h=15$ мм.	-	-	-	для сравнения с металлизированными волоконнымибороками

* - в таблице приведены только те параметрыборок, результаты экспериментов с которыми описаны в тексте диссертации. Более подробно результаты экспериментов с другими веществами металлизации можно найти в работах [175, 177]

На рис. 109 представлены результаты эксперимента (выстрел №5458) с волоконной сборкой из 40 капроновых волокон, металлизированных висмутом. Толщина напыления висмута на волокнах была 0.3 мкм, что соответствовало линейной массе около 90 мкг/см. Электротехнические измерения производной полного тока (кривая 1) и напряжения (кривая 2) указывают на то, что, по крайней мере, первые 62-67 нс хорошо соблюдается равенство $U(t)=Ldl/dt$. Это означает, что индуктивность волоконной сборки остается постоянной, и почти весь разрядный ток протекает вблизи начального радиуса сборки – в области плазмообразования. Вплоть до момента времени T_n на начальном радиусе сборки происходит плазмообразование вещества металлизации волокон. После этого момента времени на радиальной оптической развертке зарегистрировано сжатие плазмы висмута к оси сборки. Вблизи момента времени T_f , соответствующего максимальной сжатии плазмы напыления, на оси сборки формируется Z-пинч из висмута с размером около 0.1 см, и регистрируется первый пик МРИ (см. кривую 3) амплитудой около 1.5 ТВт. Длительность первого пика излучения на половине высоты (FWHM) составляет примерно 7 нс. Данные осевой оптической развертки (щель развертки ориентирована вдоль оси пинча) указывают на компактность сжатия плазмы Z-пинча в момент первого пика излучения. Практически не наблюдается опережающего сжатия плазмы у катода по сравнению со сжатием плазмы у анода за счет зиппер-эффекта (менее 1 нс). Длительность оптического свечения плазмы в момент первого пика МРИ около 3 нс. После момента T_f происходит расширение плазмы Z-пинча. Следует заметить, что в момент первого пика МРИ на периферии волоконной сборки (на ее начальном радиусе) остается вещество волокон, как наблюдалось ранее в экспериментах [174, 175]. Во время первого рентгеновского импульса возрастает плазмообразование вещества волокон на периферии волоконной сборки за счет поглощения энергии излучения в этой области. После момента времени T_k (115-117 нс разряда), как следует из радиальной оптической развертки, заканчивается плазмообразование капроновых волокон сборки и происходит их сжатие. Это сопровождается разрушением области плазмообразования волокон – появляются разрывы, сквозь которые наблюдается свечение висмутовой плазмы внутри волоконной сборки, зафиксированное осевой оптической разверткой. Еще через 3-5 нс, вблизи момента времени T_{n-k} , на радиальной оптической развертке зарегистрировано взаимодействие встречных потоков плазмы - расширяющейся плазмы Z-пинча и сжимающейся плазмы, состоящей преимущественно из вещества капроновых волокон. Встреча плазменных потоков происходит на радиусе 0.3-0.35 см. Далее происходит слабое совместное поджатие плазмы волокон и плазмы напыления, чему соответствует 2-й пик МРИ (см. кривую 3), и последующее совместное расширение.

Малый размер Z-пинча (см. рентгеновские кадры на рис. 110в и 112б) и короткая длительность импульса МРИ являются следствием устойчивого и компактного сжатия плазмы

напыления, когда на периферии волоконной сборки еще присутствует вещество капроновых волокон. Наличие проводящего вещества на периферии волоконной сборки создает предпосылки к уменьшению различного вида неустойчивостей при сжатии плазмы напыления, например, МРТ неустойчивости. При таком сжатии у плазмы напыления, ускоряемой магнитным давлением к оси сборки, не существует в явном виде свободной внешней границы плазма-вакуум, как в случае имплозии проволочныхборок. В этом случае развитие МРТ неустойчивости будет затруднено из-за перераспределения тока между сжимающейся плазмой напыления и отставшей плазмой капроновых волокон, расположенных на периферии сборки. Наличие на периферии волоконной сборки проводящего вещества волокон может дополнительно обеспечить стабилизацию различных МГД-неустойчивостей (напр. моды $m=1$). При этом создаются условия для шунтирования части разрядного тока отставшей плазмой капроновых волокон. Для исследования этого были проведены исследования проникновения магнитного потока внутрь волоконной сборки.

В выстрелах №5559 и №5556 (см. рис. 110) проводились измерения азимутального магнитного поля внутри волоконной сборки из 120 капроновых волокон. Волокна металлизированы висмутом с линейной массой 220 мкг/см, что соответствует линейной массе «стандартной» вольфрамовой проволочной сборки, используемой в экспериментах на установке Ангара-5-1. При этом толщина напыления висмута на капроновые волокна составляла 0.24 мкм. Внутри волоконной сборки на радиусе $r_p=0.6$ см был расположен 5-ти канальный магнитный зонд (см. 10а,б в Главе 1 диссертации), который позволял измерять магнитное поле в плазме с разрешением вдоль высоты волоконной сборки. Из этих данных восстановлены аксиальные распределения азимутальной компоненты магнитного поля $B_\varphi(z, t_i)$ в различные моменты времени (см. рис. 110б), синхронизованные с представленными кривыми на рис. 110а. Магнитные измерения позволили получить информацию о проникновении плазмы с магнитным полем вплоть до начала первого пика МРИ. Из формы распределений $B_\varphi(z, t_i)$ видно, что магнитный поток проникает внутрь металлизированной волоконной сборки однородно по высоте, в то время как в случае одиночных проволочныхборок, полученные на этой стадии имплозии формы распределений $B_\varphi(z, t_i)$ сильно неоднородны (см. напр. рис. 94б и 98б).

До момента окончания плазмообразования висмута ($T_n=90$ нс разряда) полученный из величины магнитного поля (см. $B_\varphi(z, t_i)$ в момент времени t_4) ток предвестника составил величину около 300 кА ($I_{pr}=5 \overline{B_\varphi}(z, t_4) \cdot r_p$). К моменту времени t_9 уровень магнитного поля внутри радиуса R_p составил величину около 0.6 МГс, что соответствует уровню тока 1.8 МА или 0.36 от полного разрядного тока. Как видно из магнитных измерений, не весь разрядный

ток проникает с плазмой напыления внутрь радиуса $r_p=0.6$ см к моменту T_f первого пика излучения. Следовательно, часть тока продолжает протекать по оставшейся на периферии сборки плазме капроновых волокон. Аналогично, что и для случая со сборкой из 40-ка капроновых волокон, плазмообразование волокон заканчивается в момент времени $T_k=160-165$ нс разряда, т.е. позже, чем для вещества напыления (момент T_n). Далее, как следует из радиальной оптической развертки, наступает расширение висмутовой плазмы Z-пинча навстречу сжимающейся отставшей плазме капроновых волокон (в момент времени T_{n-k}) и последующее совместное сжатие на ось сборки (см. 2-й пик МРИ на кривой 3 рис. 110а).

На рентгеновских кадрах рис. 110в, полученных с различных ракурсов: в радиальном направлении и под углом 30° к оси сборки со стороны анода, видно, что во время генерации первого пика МРИ на оси сборки присутствует устойчивый Z-пинч компактного размера 1.4-1.5 мм. В пространстве между Z-пинчем и начальным радиусом сборки R_0 отсутствует излучающая плазма. Это означает, что практически вся масса нагретого вещества с высоким атомным номером (висмута) сгреблась в приосевую область сборки. Последующее расширение плазмы пинча происходит также устойчиво (см. кадр t_3). Такое устойчивое сжатие плазмы вещества напыления и последующее расширение обеспечивает малую длительность импульса МРИ около 13 нс (FWHM) и короткий задний фронт около 17 нс (по уровню 0.9/0.1).

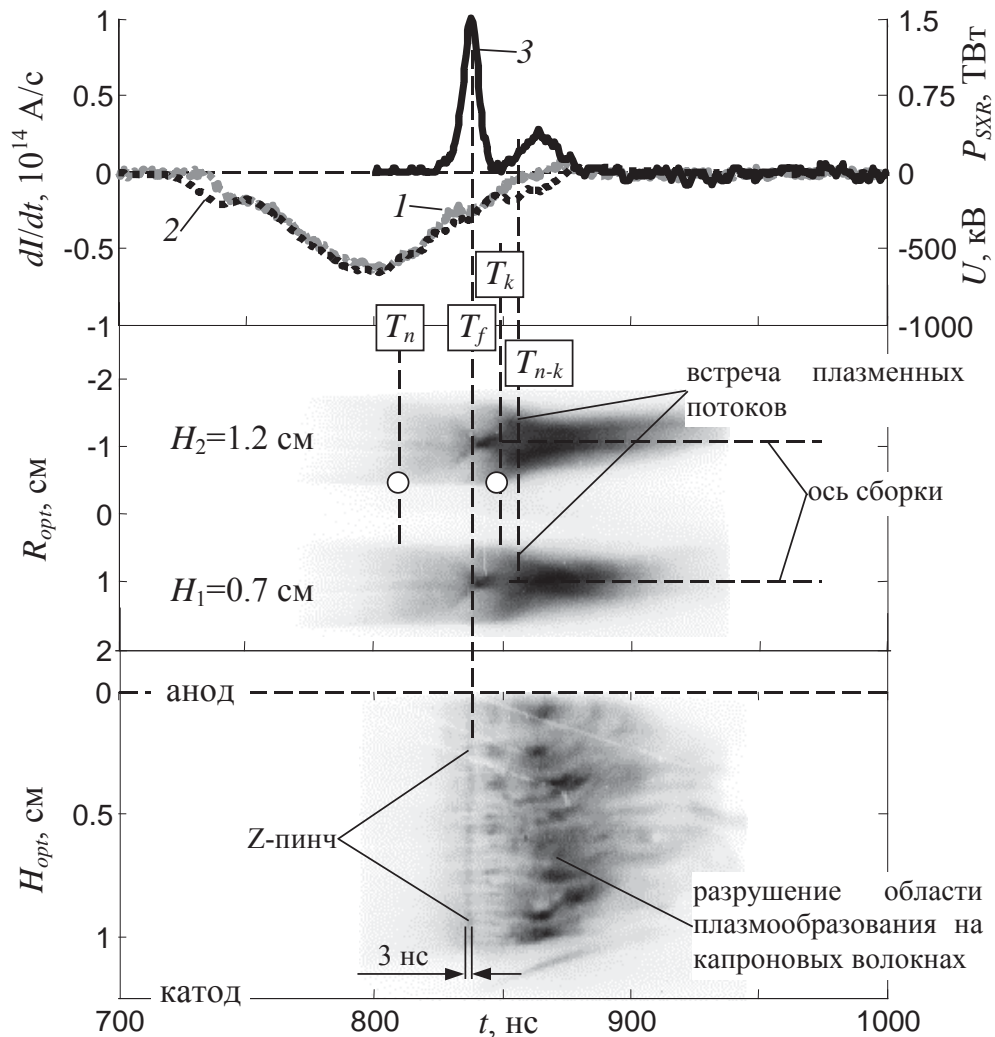


Рис. 109. Результаты эксперимента №5458 с волоконной сборкой из 40 капроновых 25 мкм волокон, линейной массы 220 мкг/см и напылением Vi (толщиной 0.3 мкм, 90 мкг/см) вдоль волокон, $R_0=6$ мм, $h=15$ мм. Временные зависимости: 1 - производной полного тока; 2 - напряжения; 3 - импульса мощности МРИ ($h\nu > 100$ эВ); изображения (негатив) оптических радиальных (в середине) и осевых (внизу) щелевых разверток, синхронизированные с представленными кривыми. Щели радиальных оптических разверток расположены на высотах $H_1=0.7$ см и $H_2=1.2$ см над поверхностью катода, щель шириной аксиальной оптической развертки расположена вдоль оси волоконной сборки; T_n – время окончания плазмообразования вещества напыления; T_f – время финального сжатия плазмы напыления; T_k – время окончания плазмообразования волокон; T_{n-k} – момент столкновения встречных потоков плазмы напыления и плазмы капроновых волокон.

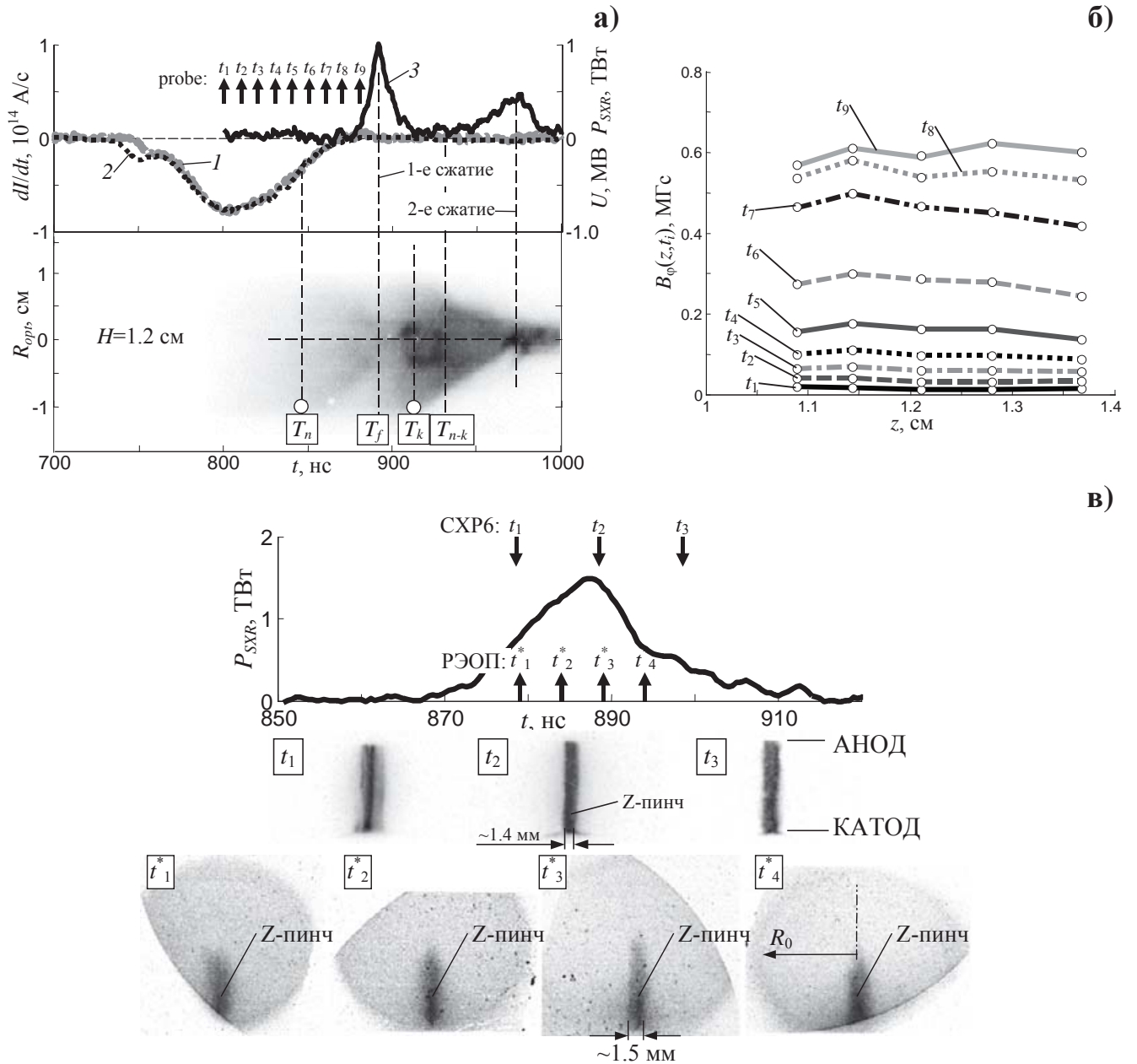


Рис. 110. Результаты экспериментов №5559 и №5556 с волоконной сборкой из 120 капроновых 25 мкм волокон, линейной массы 660 мкг/см и напылением Bi (толщиной 0.24 мкм, 220 мкг/см) вдоль волокон, $R_0=10$ мм, $h=15$ мм: а) временные зависимости: 1 - производной полного тока; 2 - напряжения; 3 - импульса мощности МРИ ($h\nu > 100$ эВ); внизу - изображение (негатив) с оптической радиальной развертки, синхронизированное с представленными кривыми. Щель развертки расположена на высоте $H=1.2$ см над поверхностью катода; T_n - время окончания плазмообразования вещества напыления; T_f - время финального сжатия плазмы напыления; T_k - время окончания плазмообразования волокон; T_{n-k} - момент столкновения встречных потоков плазмы напыления и плазмы капроновых волокон; б) распределения $B_\phi(z, t_i)$, измеренные зондом на $r_p=0.6$ см в разные моменты времени t_i , которые показаны стрелками на рис. (а). Позиции $z=0$ и $z=1.6$ см - катод и анод соответственно; в) рентгеновские кадровые изображения (негатив), полученные в радиальном направлении (в середине) и под углом 30° к оси сборки (внизу), синхронизированные с представленными на рис. (а) кривыми, где времена регистрации кадров t_1-t_3 и $t_1^*-t_4^*$ указаны вертикальными стрелками (\downarrow СХР6) и (\uparrow РЭОП) соответственно.

Совершенно иная картина финального сжатия плазмы наблюдается на рентгеновских кадровых изображениях W-сборки, снятых в радиальном направлении (см. рис. 11а), и на кадровых изображениях, снятых под углом 30° к оси сборки (см. рис. 11б). Все кадровые изображения синхронизованы с импульсом мощности МРИ. Следует заметить, что рентгеновские кадры в количестве 20 штук, представленные на рис. 11а, подобраны из двух близких по параметрам выстрелов №5557 и №5558. Задержка между кадрами составляла 2 нс. Видно, что на финальной стадии сжатия (моменты времени t_1-t_4) внешняя граница вольфрамовой плазмы подвержена МРТ неустойчивости. Во время максимума импульса МРИ (моменты времени t_5-t_7) на оси W-сборки наблюдается максимальное сжатие наиболее ярко излучающей части плазмы Z-пинча размером около 0.8 мм, которая также подвержена неустойчивостям. Следует заметить, что вокруг пинча присутствует отставшая слабоизлучающая плазма, которая не успевает сжаться к этому времени. Сжатие отставшей плазмы происходит во время расширения и развала из-за неустойчивостей плазмы Z-пинча (моменты времени t_8-t_{20}). Как следствие этих процессов, происходит затягивание во времени заднего фронта импульса МРИ до 25 нс (по уровню 0.9/0.1), что в 1.5-4 раза больше, чем в случае металлизированной волоконной сборки (см. кривые 3 на рис. 109, 110а и 112а). Длительность импульса МРИ на полувысоте примерно такая же и составляет около 12 нс. Большую разницу в уровнях мощности МРИ для вольфрамовой сборки (~ 4.5 ТВт) и металлизированной волоконной сборки ($\sim 1-1.5$ ТВт) при одинаковых параметрах сборок по линейной массе проволок и вещества напыления, по начальному радиусу сборки и величине разрядного тока, можно объяснить совокупностью нескольких причин. Одна из них, как отмечалось ранее, это шунтирование части разрядного тока отставшей плазмой капроновых волокон, вторая - поглощение рентгеновского излучения этой же плазмой при регистрации рентгеновскими детекторами в радиальном направлении. Подтверждением шунтирования части разрядного тока отставшей плазмой могут быть данные электротехнических измерений тока и напряжения, из которых следует, что эффективный токовый радиус сборок из напыленных пластиковых волокон уменьшается гораздо медленнее, чем у вольфрамовых сборок.

Сравнение имплозии W-сборок и металлизированных волоконных сборок указывает на то, что в экспериментах с металлизированными волоконными сборками было зарегистрировано подавление неустойчивостей внешней границы сжимающейся плазмы вещества напыления, характерных для финальной стадии обычных проволочных сборок и, соответственно, укорочение заднего фронта импульса МРИ.

Рассмотрим эксперимент (выстрел №5487) с волоконной сборкой, металлизированной индием толщиной 0.47 мкм при линейной массе 110 мкг/см (см. рис. 112). Сразу отметим, что в данном выстреле оказалось возможным определить по электротехническим измерениям тока и напряжения момент шунтирования части разрядного тока, уносимого плазмой напыления, на периферию волоконной сборки - туда, где расположены капроновые волокна. Рассмотрим подробнее результаты электротехнических измерений, представленные на рис. 112а кривыми 1 и 2. На протяжении первых 70-75 нс разряда указанные кривые пропорциональны друг другу. Незадолго до появления импульса МРИ (кривая 3) в момент T_n пропорциональность кривых 1 и 2 нарушается, что соответствует увеличению индуктивности волоконной сборки из-за финального сжатия плазмы напыления.

Измерив временные зависимости тока $I(t)$ и напряжения $U(t)$ вблизи плазменной нагрузки и вычислив индуктивность $L(t)$ в пренебрежении омическим сопротивлением плазмы по выражению (3), можно найти полную электромагнитную энергию $W_{tot}(t)$, закачиваемую в разрядную цепь динамической нагрузки – сжимающейся плазмы. Запишем уравнения энергобаланса в предположении, что вся электромагнитная энергия $W_{tot}(t)$ тратится на энергию магнитного поля $W_m(t)$ и работу над плазмой $W_{pl}(t)$

$$W_{tot}(t) = \int_0^t I(\tau)U(\tau)dt = \frac{L(t)I^2(t)}{2} + W_{pl}(t), \quad W_m(t) = \frac{1}{2}L(t)I^2(t). \quad (38)$$

Под величиной $W_{pl}(t) = W_k(t) + W_{in}(t)$ понимается кинетическая энергия движения плазмы $W_k(t) = mV_r^2/2$ и ее внутренняя энергия $W_{in}(t)$. $W_m(t)$ запасается в контуре между сепаратрисой (место объединения токов отдельных модулей установки Ангара-5-1) и плазменной нагрузкой в концентраторе установки. Фактически в уравнении (38) оказывается неизвестным только одно слагаемое $W_{pl}(t)$. Дифференцируя уравнение (38) получим соответствующее уравнение для мощностей

$$P_{tot}(t) = I(t)U(t) = L(t)I(t) \frac{dI}{dt} + \frac{I^2(t)}{2} \frac{dL}{dt} + P_{pl}(t) \equiv P_m(t) + P_{pl}(t). \quad (39)$$

На рис. 112а представлены результаты расчета величин мощностей и энергий (кривые 4-9) по выражениям (38) и (39). Как следует из этого рисунка, характер временных зависимостей мощностей и энергий следующий:

- на стадии плазмообразования вещества напыления вся мощность и энергия, поставляемая генератором в концентратор установки, тратится в основном на создание магнитного потока в контуре между внешней поверхностью волоконной сборки и областью сепаратрисы, т.е. при $t \leq T_n$ - $P_{tot}(t) \approx P_m(t)$ и $W_{tot}(t) \approx W_m(t)$. На этом этапе имплозии на рентгеновских кадрах (в моменты t_1 и t_2 на рис. 112б) в области оси сборки зарегистрирован плазменный предвестник без видимых неустойчивостей;

- после окончания плазмообразования из вещества напыления ($t > T_n$) начинается его сжатие с частью разрядного тока. Сжатие плазмы напыления происходит без видимых неустойчивостей на ее светящейся внешней границе. Энергия $W_{pl}(t)$, вкладываемая в плазму, начинает расти, в то время как энергия магнитного поля $W_m(t)$, накопленная в цепи нагрузки, падает. При этом полная энергия $W_{tot}(t)$, закачиваемая в цепь нагрузки, продолжает расти (см. кривые 7-9 на рис. 112а);

- начиная с некоторого момента времени ($t = T_s \approx 100$ нс), мощность $P_{pl}(t)$, затрачиваемая на ускорение и нагрев плазмы, перестает возрастать (см. кривую б) и начинает уменьшаться вблизи первого пика МРИ. Это можно объяснить тем, что в этот момент часть разрядного тока переключается со сжимающейся плазмы напыления на периферию волоконной сборки. Действительно, во время первого пика МРИ ($T_f \approx 101$ нс) амплитудой 2.5 ТВт происходит вклад энергии излучения в нагрев и ионизацию вещества, оставшегося в области начального радиуса сборки. Проводимость плазмы волокон возрастает, что и способствует шунтированию части разрядного тока из области оси сборки. Благодаря такому увеличению тока и под воздействием МРИ возрастает интенсивность плазмообразования капроновых волокон. Вполне возможно, что видимое на кадровых рентгеновских изображениях (в моменты времени t_3 и t_4 на рис. 112б) устойчивое состояние Z-пинча связано с перераспределением разрядного тока между Z-пинчем и периферией волоконной сборки. При этом размер пинча составил ~ 0.9 мм. Компактность и синхронность сжатия плазмы определяют ширину 1-го импульса МРИ на половине высоты не более 7 нс. Отсутствие видимой в рентгеновском диапазоне отставшей плазмы вещества напыления (вещества с малым Z) приводит к сокращению заднего фронта импульса МРИ по уровню 0.9/0.1 до 6-7 нс;

- далее мощность $P_{pl}(t)$ снова начинает расти (см. кривую б на рис. 112а), что соответствует расходу запасенной электромагнитной энергии цепи в сжимающуюся плазму капроновых волокон. На этой стадии имплозии величина $P_m(t)$ принимает отрицательные значения (см. кривую 5). Как следует из уравнения (39), величина мощности $P_m(t)$ определяется следующим выражением

$$P_m(t) = L(t)I(t)\frac{dI}{dt} + \frac{I^2(t)}{2}\frac{dL}{dt}. \quad (40)$$

На этой стадии имплозии производная полного тока (кривая I) меняет свой знак. При этом первое слагаемое в правой части уравнения (40) также меняет свой знак и мощность $P_m(t)$ начинает уменьшаться. В некоторый момент времени оба слагаемых в формуле (40) компенсируют друг друга, а электрическая мощность перестает вкладываться в магнитное поле, т.е. $P_m=0$. В последующие моменты времени величина $P_m(t)$ становится отрицательной (см. кривую 5). В этом случае, чем быстрее будет происходить переполюсовка кривой dI/dt , т.е.

$dI/dt < 0$, тем больше энергии, накопленной в магнитном поле, будет диссипировать в плазму. Сравнение кривых 9 и 10 на рис. 112а показывает, что почти вся энергия, вложенная в плазму, преобразуется в энергию МРИ, зарегистрированную набором ВРД за различными фильтрами в спектральном диапазоне $h\nu \in [20, 1500]$ эВ.

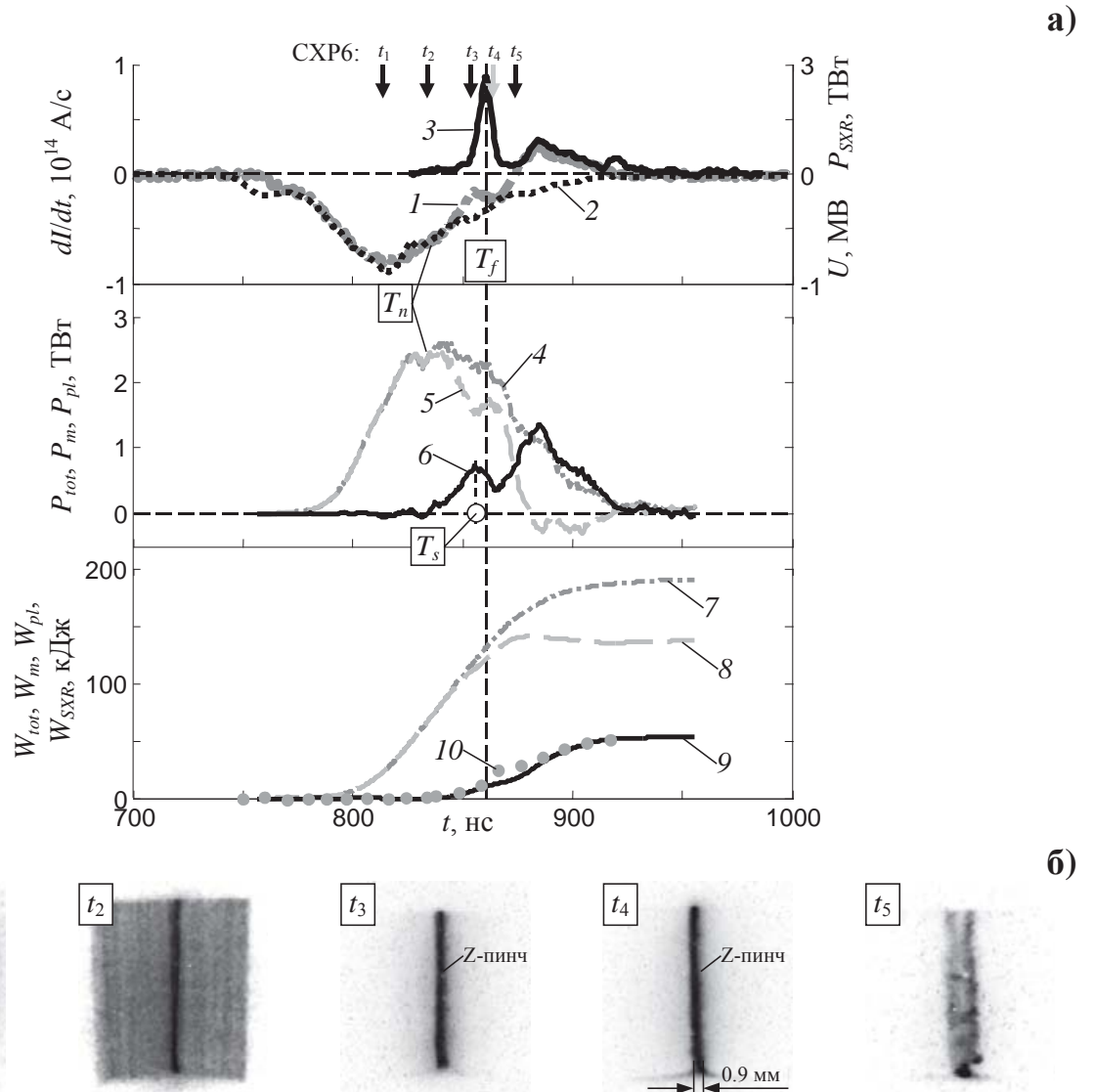


Рис. 112. Результаты эксперимента №5487 с волоконной сборкой из 40 капроновых 25 мкм волокон, линейной массы 220 мкг/см и напылением In (толщиной 0.47 мкм, 110 мкг/см) вдоль волокон, $R_0=6$ мм, $h=15$ мм: а) временные зависимости: 1 - производной полного тока; 2 - напряжения; 3 - импульса мощности МРИ ($h\nu > 100$ эВ); 4 - полной мощности, закачанной в электрическую цепь нагрузки; 5 - мощности, затраченной на создание магнитного поля; 6 - мощности, вкладываемой в плазму; 7-9 - энергии, полученные путем численного интегрирования кривых 4-6 соответственно; 10 - энергии МРИ ($h\nu \in [20, 1500]$) эВ; T_n - время окончания плазмообразования вещества напыления; T_s - момент шунтирования тока отставшей плазмой; T_f - время финального сжатия плазмы напыления; б) рентгеновские кадровые изображения (негатив), синхронизованные с представленными на рис. (а) кривыми, где времена регистрации кадров t_1-t_5 указаны вертикальными стрелками (\downarrow СХР6).

После 1-го пика МРИ происходит разлет плазмы Z-пинча. На внешней границе расширяющейся плазмы видны небольшие неоднородности благодаря взаимодействию с потоком сжимающейся плазмы капроновых волокон (см. кадр t_5 на рис. 112б). На внешней границе плазмы волокон отчетливо видно развитие неустойчивостей. Взаимодействие разлетающейся плазмы Z-пинча и сжимающейся плазмы капроновых волокон, а также совместное слабое второе сжатие не приводят к мощному 2-му пику МРИ (см. кривую 3).

Шунтирование разрядного тока плазмой капроновых волокон

Сильное различие в величине интенсивности плазмообразования капроновых волокон и вещества металлизации в 2-3 раза позволяет использовать металлизированные волоконные сборки для моделирования явлений, связанных с отставшей плазмой. Например, шунтирование разрядного тока Z-пинча отставшей плазмой на периферии сборки, как было зарегистрировано в эксперименте в момент времени T_s (см. рис. 112). Измерения магнитных полей внутри металлизированных капроновых сборок на стадии сжатия плазмы напыления также указывают на данный факт [177]. С другой стороны, сравнение R - t -диаграмм сжатия плазмы напыления по оптическим радиальным разверткам - $R_{optic}(t)$ и рассчитанной по 0-мерной модели - $R_{0D}(t)$, как это делалось для сборок смешанного состава (см. рис. 48), позволило оценить долю полного тока I_{sputt}/I_0 , протекающего по плазме напыленного вещества при его сжатии к оси проволочной сборки. В расчете по 0-мерной модели использовалась экспериментальная кривая полного тока $I(t)$, а также предполагалось, что вся масса напыленного вещества сжимается к оси сборки.

По совокупности экспериментов с металлизированными волоконными сборками диаметром 20 мм, вне зависимости от вещества напыления, отношение $I_{sputt}/I_0=(0.53\pm 0.07)$, т.е. почти половина тока протекает по отставшей плазме капроновых волокон. Это неизбежно приводит к понижению мощности рентгеновского излучения по сравнению с проволочными сборками с теми же параметрами. Действительно, возможной причиной ограничения мощности МРИ Z-пинча является отставшая плазма (“*trailing mass*” [48]) на периферии проволочной или металлизированной волоконной сборки. Это происходит на финальной стадии сжатия плазмы, когда на периферии сборки закончилось плазмообразование. Если в этой области присутствует отставшая плазма, то возможно шунтирование ею части разрядного тока. Это приводит к уменьшению электромагнитной мощности, доставленной в приосевую область, и уменьшению мощности МРИ. Для условий эксперимента на установке Ангара-5-1, чтобы уменьшить влияние отставшей плазмы капроновых волокон на финальное сжатие плазмы вещества напыления, необходимо понизить линейную массу волокон хотя бы на порядок величины – до 20-30 мкг/см. В этом случае, процесс плазмообразования такой малой массы пластиковых

волокон успеет закончиться за время рабочего импульса установки (~100-120 нс). При этом, чтобы сохранить азимутальную однородность распределения массы на начальном радиусе сборки (при сохранении числа волокон), необходимо уменьшить начальный диаметр волокон с 25 мкм до 10-15 мкм. В этом случае, финальное сжатие плазмы капроновых волокон будет происходить практически синхронно со сжатием плазмы напыления. Это является перспективой для дальнейших исследований.

Итогом проведенных экспериментов с проволочными и металлизированными волоконными сборками является следующее:

- Показано, что наличие проводящего вещества на периферии цилиндрической сборки из металлизированных волокон создает условия для уменьшения различного рода неустойчивостей при сжатии плазмы напыления, например, магнитной Релей-Тейлоровской неустойчивости. При таком сжатии у плазменного слоя из вещества металлизации в явном виде отсутствует свободная внешняя граница плазма-вакуум, ускоряемая к оси сборки магнитным давлением, по сравнению с имплозией цилиндрических проволочныхборок. Развитие неустойчивостей Z-пинча затруднено. Следствием устойчивого и компактного сжатия плазмы из слоя напыления являются уменьшение поперечного размера Z-пинча (до ~1.5 мм) и сокращение длительности импульса мощности МРИ (FWHM до ~7-10 нс). Развитие сильных неустойчивостей зарегистрировано только на внешней границе отставшей плазмы капроновых волокон.

- С другой стороны, в условиях нашего эксперимента устойчивое сжатие плазмы напыления сопровождается негативным эффектом - шунтированием тока на медленно испаряющихся пластиковых волокнах. Возможно, существует оптимум по массе волокон, при котором будет подавлено шунтирование тока за счет уменьшения в несколько раз толщины пластиковых волокон.

- Устойчивое сжатие плазмы из вещества напыления и формирование устойчивого предвестника на оси сборки, за которым следует формирование устойчивого Z-пинча в момент первого пика мощности МРИ наблюдалось для всех исследованных веществ (для Al, In, Sn и Bi) и, по-видимому, носит общий характер.

Полученные в ходе экспериментов количественные данные об интенсивности плазмообразования $\dot{m}(t)$ [в мкг/(см²·нс)] различных веществ (см. Главу 2 диссертации), а также режим устойчивого сжатия плазмы при имплозии металлизированных волоконныхборок (см. данную главу), позволили в дальнейшем создать различные конструкции лайнеров (вложенные сборки, квазисферические сборки) с заданными свойствами: динамикой сжатия, профилем выходного импульса мощности МРИ (см. Главы 4 и 5).

ГЛАВА 4. ИМПЛОЗИЯ ДВУХКАСКАДНЫХ ВЛОЖЕННЫХ СБОРОК

Одним из методов повышения выхода МРИ является применение вложенных проволочных (волоконных или пенных)борок, состоящих из двух и более каскадов [6, 77, 179, 180, 188, 189, 218-220]. В таком типе плазменных лайнеров взаимодействие плазмы, генерируемой внешним каскадом, с плазмой внутреннего каскада может привести при определенных условиях к формированию более однородного пространственного распределения плотности плазмы и, как следствие этого, будет способствовать компактному сжатию плазмы пинча. Особенность сжатия плазмы подобных вложенных лайнеров состоит в увеличении воспроизводимости параметров импульса мощности МРИ, а также в более высокой амплитуде и меньшей длительности по сравнению с одиночными многопроволочными сборками [169, 189]. Однако, финальная стадия сжатия лайнеров, в том числе проволочныхборок [110, 177, 215] и тонких металлических оболочек [221], сопровождается развитием неустойчивостей. Одним из основных и опасных типов неустойчивостей внешней границы плазмы, ускоряемой магнитным давлением, является магнитная Релей-Тейлоровская неустойчивость. Наблюдавшееся в эксперименте опережающее сжатие некоторой части массы лайнера и образование отставшей плазмы в результате развития неустойчивостей влияют на параметры импульса МРИ - его длительность и амплитуду. Поэтому для получения мощных импульсов рентгеновского излучения необходимо оптимизировать конструкцию лайнеров с целью ограничения влияния МРТ неустойчивости.

Возможность реализации различных режимов течения плазмы между каскадами вольфрамовых вложенныхборок была обнаружена [189] и теоретически исследована в работе [222]. На установке MAGPIE было показано, что по взаимодействию плазмы внешнего каскада с плазмой внутреннего каскада, а именно, по образованию ударной волны при обтекании плазмой остовов проволок внутренней сборки, можно судить о характере течения плазмы между каскадами. В таких экспериментах с малопроволочными (не более 16 шт.) алюминиевыми вложеннымибороками был реализован сверхзвуковой ($M > 5$) и сверхальфвеновский ($M_A > 2$) режим течения плазмы между каскадами [223].

В экспериментах на установке Ангара-5-1 по сжатию волоконныхборок [174] впервые было обнаружено, что в случае двухкаскадных лайнеров, когда внешним каскадом выступает сборка из пластиковых (капроновых) волокон, а внутренним каскадом – обычная вольфрамовая сборка, могут реализоваться условия, при которых сжатие вольфрамовой сборки происходит устойчиво. При этом присущая сжатию плазмы одиночных проволочныхборок МРТ неустойчивость оказывается сильно подавленной (см. рис. 113а). На внешней границе вольфрамовой сборки практически отсутствуют возмущения с большой амплитудой по

сравнению со случаем обычной одиночной проволочной сборки (см. рис. 113б). Как следствие этого, на оси вложенныхборок образуется устойчивый и компактный Z-пинч.

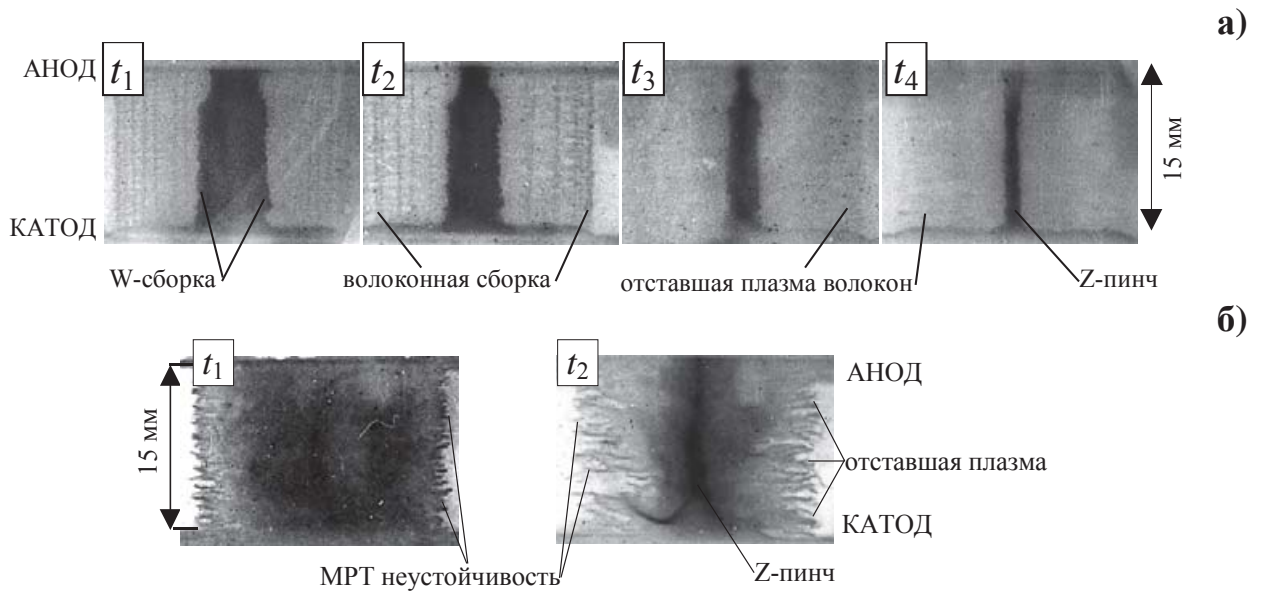


Рис. 113. Рентгеновские кадровые изображения ($h\nu > 20$ эВ) сжатия плазмы: а) вложенных капрон-вольфрамовыхборок: внешняя сборка из 20 капроновых 25 мкм волокон, $r_{out}=10$ мм; внутренняя сборка из 40 W 6 мкм проволок, $r_{in}=5$ мм. Времена регистрации кадров: $t_1=-14$ нс, $t_2=-9$ нс, $t_3=-4$ нс, $t_4=+1$ нс относительно максимума импульса МРИ; б) одиночной вольфрамовой проволочной сборки из 40 W 6 мкм проволок, $R_0=10$ мм. Времена регистрации кадров: $t_1=-16$ нс, $t_2=-11$ нс относительно максимума импульса МРИ.

Позднее, в экспериментах [224] по сжатию тонких металлических оболочек (лайнеров) из алюминия и бериллия, в рамках практической реализации УТС по схеме MagLIF было показано, что нанесение на внешнюю поверхность такого лайнера диэлектрического покрытия из пленки полипропилена толщиной в несколько десятков микрон позволяет существенно уменьшить развитие неустойчивостей по сравнению со случаем металлических оболочек без покрытия. Наличие позади металлической оболочки плазмы, образованной преимущественно из вещества диэлектрической пленки, приводит к более широкому распределению тока в плазме сжимающегося лайнера, что способствует более медленному росту неустойчивостей, как теоретически было показано в работе [225]. По тем же причинам имеет место эффект стабилизации МРТ неустойчивости в случае сжатия W-сборки в составе капрон-вольфрамовых вложенныхборок [174] или устойчивое сжатие плазмы металлизированных волоконныхборок (см. §3.2 в Главе 3 диссертации и работы [177, 226]).

Таким образом, оказывается вполне возможным реализовать сценарий устойчивого сжатия лайнеров, использующихся в схемах по инерционному обжатию термоядерных

мишеней. На момент выполнения работ по теме диссертации были слабо изучены условия, при которых реализуется устойчивый режим сжатия плазмы.

В ходе выполнения работ на установке Ангара-5-1 были получены новые экспериментальные данные (см. §4.2 данной главы диссертации) по сжатию плазмы вложенных (двухкаскадных) проволочных и волоконныхборок при протекании по ним тока до 4 МА. В зависимости от отношения радиусов каскадов вложенныхборок получены различные режимы течения плазмы в пространстве между каскадами: доальфвеновский ($V_r < V_A$), сверхальфвеновский ($V_r > V_A$) и режим с формированием переходной области - ударной волны (УВ) между каскадами. Путем варьирования вещества проволок или волокон во внешнем каскаде (вольфрам и капрон) показана зависимость режимов течения плазмы между каскадами от отношения интенсивностей плазмообразования $\dot{m}_m / \dot{m}_{out}$ с внутреннего и внешнего каскадов. С помощью лазерного теневого зондирования плазмы и рентгеновской кадровой съемки исследованы особенности формирования области ударной волны и ее разрушения. Сделана оценка плотности плазмы в этой переходной области. Проведено сравнение полученных экспериментальных результатов с результатами одномерной МГД модели (см. §4.1) стационарного течения плазмы между каскадами с учетом затянутого плазмообразования. Сравнение экспериментальных данных [227] с результатами моделирования позволило определить физические условия, при которых осуществляется режим сжатия с образованием области УВ. Как было сказано выше, в экспериментах с вложеннымибороками смешанного состава, в которых внешним каскадом была волоконнаяборка, а внутренним каскадом - вольфрамоваяборка, наблюдалось устойчивое сжатие плазмы внутреннего каскада. Проведено сравнение темпов развития магнитной Релей-Тейлоровской неустойчивости на внутреннем каскаде у вложенныхборок с различным числом волокон во внешнем каскаде и с различным отношением радиусов внутреннего и внешнего каскадов (см. §4.2, п. 4.2.4). Подавление МРТ неустойчивости при сжатии плазмы внутреннего каскада приводит к образованию устойчивого, компактного Z-пинча и генерации короткого по времени импульса мягкого рентгеновского излучения. Получены импульсы рентгеновского излучения амплитудой 4 ТВт и длительностью около 5 нс. Предложен возможный сценарий взаимодействия плазмы каскадов во вложенныхбороках (см. §4.3). От характера взаимодействия плазменных струй внешнего каскада с магнитным полем внутреннего каскада зависит устойчивость сжатия плазмы внутреннего каскада на финальной стадии имплозии.

Исходя из вышесказанного, целью экспериментов с вложеннымибороками было изучение:

- особенностей динамики плазмы в пространстве между каскадами на стадии плазмообразования;

- взаимодействия плазмы внешнего каскада с плазмой внутреннего каскада, переключения тока на внутренний каскад;

- динамики сжатия плазмы внутреннего каскада и темпа развития неустойчивостей на финальной стадии его сжатия;

- влияния отставшей массы на протекание тока по пинчу и на профиль импульса рентгеновского излучения

и сравнение экспериментальных данных о режимах течения плазмы между каскадами вложенных сборок с результатами моделей: одномерной МГД модели (см. §4.1) сжатия двухкаскадных сборок в стационарном приближении и двумерной РМГД модели (в r - ϕ плоскости, см. п. 4.2.5), учитывающих явление затянутого плазмообразования.

§4.1. ОДНОМЕРНАЯ МГД МОДЕЛЬ СТАЦИОНАРНОГО СЖАТИЯ ПЛАЗМЫ ВЛОЖЕННЫХ СБОРОК С УЧЕТОМ ЗАТЯНУТОГО ПЛАЗМООБРАЗОВАНИЯ



Рис. 114. Схематическое изображение вложенных сборок и их параметров, использующихся в МГД-модели.

локализованными источниками массы плазмы. В работах [37, 45] показано, что давление плазмы в сформированном потоке ощутимо меньше давления магнитного поля, действие которого и вызывает формирование и ускорение плазмы из ДПС. Поэтому давлением плазмы пренебрегается и считается, что единственной силой, учитываемой в уравнении движения плазмы, является сила Ампера. Не пытаюсь рассмотреть в настоящей модели структуру ДПС внешнего и внутреннего каскадов, рассматриваем самосогласованный темп формирования новой плазмы как внешний параметр, а источник плазмы считаем бесконечно тонким в радиальном направлении. Кроме того, пренебрежем азимутальной и аксиальной структурами источников плазмы, считая их однородными на поверхности двух цилиндров с радиусами r_{out} и r_{in} ($r_{out} > r_{in}$), соответствующими начальным радиусам вложенныхборок (см. схему на рис. 114). Для простоты считается, что систему вложенныхборок можно рассматривать в одномерной геометрии. Для выявления качественных типов течения плазмы между каскадами рассматривается стационарное течение плазмы. При этом надо, конечно, иметь в виду, что в реальной экспериментальной ситуации эффекты нестационарности потока плазмы оказываются весьма существенными, например, такие как перераспределение тока между внешним и внутренним каскадами или торможение плазмы вблизи оси вложенныхборок. Тем не менее, основные особенности потока проявляются уже в стационарном приближении, которое и будет использоваться при анализе результатов экспериментов в настоящей работе.

В результате используем следующую систему уравнений (41), предложенную д.ф.м.н. П.В. Сасоровым [220] и подробно описанную в работе [222] и состоящую из уравнения движения, уравнения непрерывности при учете явления затянутого плазмообразования и закона Ома в приближении идеальной проводимости плазмы σ :

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho V_r \frac{d}{dr} V_r = -\frac{1}{4\pi r} B_\varphi \frac{d}{dr} (r B_\varphi) \quad \text{в областях } r < r_{in} \quad \text{и} \quad r_{in} < r < r_{out} \\ \rho V_r r = \begin{cases} \dot{m}_{out} r_{out} & \text{при } r_{in} < r < r_{out} \\ \dot{m}_{out} r_{out} + \dot{m}_{in} r_{in} & \text{при } r < r_{in} \end{cases} \\ \vec{j}/\sigma = \vec{E}_z + \frac{1}{c} \vec{V}_r \times \vec{B}_\varphi \Rightarrow -V_r B_\varphi = c E_z = const \end{array} \right. , \quad (41)$$

где V_r - радиальная скорость плазмы; ρ - ее плотность; B_φ - азимутальное магнитное поле; E_z - аксиальное электрическое поле; $\dot{m}_{out,in}$ - интенсивность образования плазмы на каскадах; индексы out, in - обозначают принадлежность той или иной величины к внешнему или внутреннему каскаду соответственно.

Первое уравнение системы (41) необходимо доопределить на поверхностях возможных разрывов течения, т.е. при $r=r_{out,in}$ и на возможной стоячей ударной волне в пространстве между r_{in} и r_{out} . Это доопределение сводится к условию непрерывности $\rho V_r^2 + B_\varphi^2/8\pi$ на этих разрывах.

Исследование [37, 229] структуры пограничных слоев (ДПС) ускорения плазмы на внутренней границе обоих источников плазмы показывает, что, если вблизи, но вне источника плазмы ($r=r_{in,out}+\varepsilon$), движение плазмы доальфвеновское ($M_A=V_r/V_A<1$), что автоматически выполнено для внешнего каскада, а внутри по радиусу этого источника - сверхальфвеновское, то на внутренней границе этого источника должно быть дополнительно выполнено условие Жуге ($M_A=1$). Если внутри и снаружи, но вблизи рассматриваемого источника плазмы, движение строго доальфвеновское ($M_A<1$), то никакого дополнительного условия на этом разрыве не возникает, кроме тех отмеченных выше соотношений, что следуют из законов сохранения массы и импульса. То же самое (отсутствие дополнительного условия) имеет место, если движение с обеих сторон источника плазмы является сверхальфвеновским ($M_A>1$). Заметим, что течение внутри внутреннего каскада является строго сверхальфвеновским ($M_A>1$), поскольку считается, что до сжатия всей массы каскада на оси не образуется массивный пинч. То есть внутри внутреннего каскада имеет место истечение плазмы в вакуум. Таким образом, необходимость дополнительного условия Жуге на внутреннем каскаде зависит только от того, является ли течение вблизи данного каскада с внешней его стороны сверх- или доальфвеновским.

Оказывается, что разобранные в предыдущем абзаце дополнительные условия к системе (41) и условие того, что магнитное поле снаружи внешнего каскада определяется известным полным током через вложенные сборки $B_0=B_\varphi(r>r_{out})=2I/cr$, единственным образом определяют течение плазмы и структуру магнитного поля. Это течение однозначно определено следующим набором параметров: полным током I , расположением внутреннего и внешнего каскадов ($r_{in,out}$) и темпами плазмообразования на обоих каскадах $\dot{m}_{out,in}$.

Система (41) между разрывами, которая сводится в этом случае к одному дифференциальному уравнению первого порядка, решена аналитически в работе [222]. Это решение в неявном виде можно записать так:

$$\left\{ \begin{array}{l} 2 \frac{r}{r_0} = (2 + M^2(r_0)) \frac{B(r_0)}{B} - M^2(r_0) \frac{B^3(r_0)}{B^3}, \\ V(r) = \frac{V(r_0)B(r_0)}{B}, \\ \rho(r) = \frac{(\rho V r)_{r_0}}{rV}, \\ M^2(r) = \frac{4\pi(\rho V r)_{r_0}}{rB^3} V(r_0)B(r_0). \end{array} \right. \quad (42)$$

В системе (42) для сокращения не указаны очевидные нижние индексы у зависимых переменных и аргументы у функций от r , где это не может вызвать недоразумений. В этих

выражениях $M(r)$ - это локальное значение альфвеновского числа Маха. Точка r_0 , определяющая константы интегрирования, подразумевается входящей в ту же область непрерывности течения между разрывами.

Выполнение отмеченных выше условий на разрывах (их максимальное число равно трем) записывается в виде системы алгебраических уравнений. При всей принципиальной простоте она выглядит громоздко и в диссертации не выписана. Она исследована в работе [222]. Результат этого исследования таков. Имеется три класса решений (режимов течения плазмы между каскадами):

- 1) сверхальфвеновское течение между разрывами, $M_A(r_{in} < r < r_{out}) > 1$;
- 2) доальфвеновское течение между разрывами, $M_A(r_{in} < r < r_{out}) < 1$;
- 3) течения с образованием ударной волны (УВ) в пространстве между каскадами.

В последнем случае в пространстве между каскадами происходит переход скачком на фронте ударной волны от $M_A > 1$ к $M_A < 1$. Тип решения зависит только от единственных двух безразмерных параметров задачи: $\dot{m}_{in}/\dot{m}_{out}$ и r_{in}/r_{out} . Течения с одинаковыми безразмерными параметрами получаются друг из друга просто очевидным перемасштабированием расстояний, плотностей, магнитного поля и скоростей. Параметры течений первых двух типов находятся явно (с неявным профилированием через B в соответствии с выражением (42)). Для нахождения параметров течения третьего типа удобно использовать параметризацию через значение $B/B_0 = b$ перед фронтом ударной волны. Через этот параметр определяется и положение ударной волны - r_{SW} . После чего отношение $\dot{m}_{in}/\dot{m}_{out}$ определяется через отношение радиусов r_{in}/r_{out} и параметр b . На рис. 115а представлена зависимость (кривые 1 и 2) отношения интенсивностей производства плазмы на внутреннем и внешнем каскадах от отношения их радиусов r_{in}/r_{out} , разделяющие режимы 1)-3) и 2)-3) соответственно. Первая граница раздела определяется соотношением $r_{SW} = r_{in}$, а вторая - $r_{SW} = r_{out}$.

Ниже остановимся на основных особенностях режимов течения плазмы между каскадами:

- в первом режиме (область $M_A > 1$) течение плазмы является всюду сверхальфвеновским. Это соответствует случаю, когда интенсивность плазмообразования с внутреннего каскада мала, т.е. $\dot{m}_{in}/\dot{m}_{out} \ll 1$ ($\dot{m}_{in} = 0$ - случай одиночной проволочной сборки), либо мал его радиус;

- во втором режиме (область $M_A < 1$) реализуется другой крайний случай - всюду доальфвеновского течения плазмы. Важная особенность этого режима состоит в перераспределении тока между каскадами. Это происходит в случае больших потоков плазмы с внутреннего каскада ($\dot{m}_{in}/\dot{m}_{out} \gg 1$) либо малого расстояния между каскадами ($r_{in}/r_{out} \approx 1$). В первом режиме с малыми значениями \dot{m}_{in} , рассмотренном выше, распределение магнитного

поля внутри вложенныхборок, а значит и электрического тока, почти такое же, как для одиночной проволочной сборки. В данном же режиме до 80% полного тока может протекать по внутреннему каскаду и внутри него. Течение плазмы между каскадами происходит с малой скоростью. При этом магнитное поле вне внутреннего каскада спадает почти как $1/r$. Таким образом, сжатие плазмы внешнего каскада происходит в область с сильным магнитным полем тока внутреннего каскада. Данное обстоятельство приводит к заметным изменениям параметров плазменного потока (его скорости и плотности) с внешнего каскада вблизи поверхности внутреннего каскада;

- существует промежуточный случай - течение плазмы в пространстве между каскадами происходит с образованием области ударной волны. Этот случай реализуется в области параметров, заключенных между кривыми 1 и 2 (см. рис. 115а, область УВ). Переход от сверхальфвеновского течения плазмы с внешнего каскада к доальфвеновскому течению вблизи внутреннего каскада осуществляется за счет стоячей УВ, расположенной где-то между каскадами в интервале $r_{in} < r < r_{out}$. Для примера, путем решения системы МГД-уравнений рассчитаны радиальные распределения магнитного поля и скорости плазмы во вложенных сборках для случая $\dot{m}_{in}/\dot{m}_{out}=2$ и $r_{in}/r_{out}=0.5$, часто используемого в наших экспериментах. В этом случае область УВ находится в положении $r_{SW}=0.62r_{out}$ (см. рис. 115б,в). Если интенсивность плазмообразования на внутреннем каскаде \dot{m}_{in} продолжать увеличивать, то положение УВ будет приближаться к поверхности внешнего каскада. После некоторой критической величины интенсивности плазмообразования \dot{m}_{in}^{cr} область УВ достигнет внешнего каскада, т.е. $r_{SW}=r_{out}$. При дальнейшем увеличении \dot{m}_{in} течение плазмы во всем пространстве между каскадами станет доальфвеновским (область $M_A < 1$ на рис. 115а). Подобная динамика области УВ наблюдалась в эксперименте (см. рис. 123).

Очевидно, что в эксперименте не реализуется стационарное течение плазмы, и поэтому, на разных стадиях имплозии вложенныхборок, возможно существование вначале сверхальфвеновского течения плазмы с внешнего каскада. При увеличении доли тока по внутреннему каскаду, возможно существование течения плазмы с УВ, меняющей со временем свое положение в направлении от внутреннего каскада к внешнему каскаду. Далее, область УВ может разрушаться под воздействием неустойчивостей плазмы, развивающихся на финальной стадии имплозии [110], когда закончилось плазмообразование. Экспериментальное наблюдение области УВ может являться некоторым индикатором реализации того или иного режима течения плазмы в пространстве между каскадами вложенныхборок. Ниже сделаем прогноз реализуемости указанных выше режимов течения плазмы.

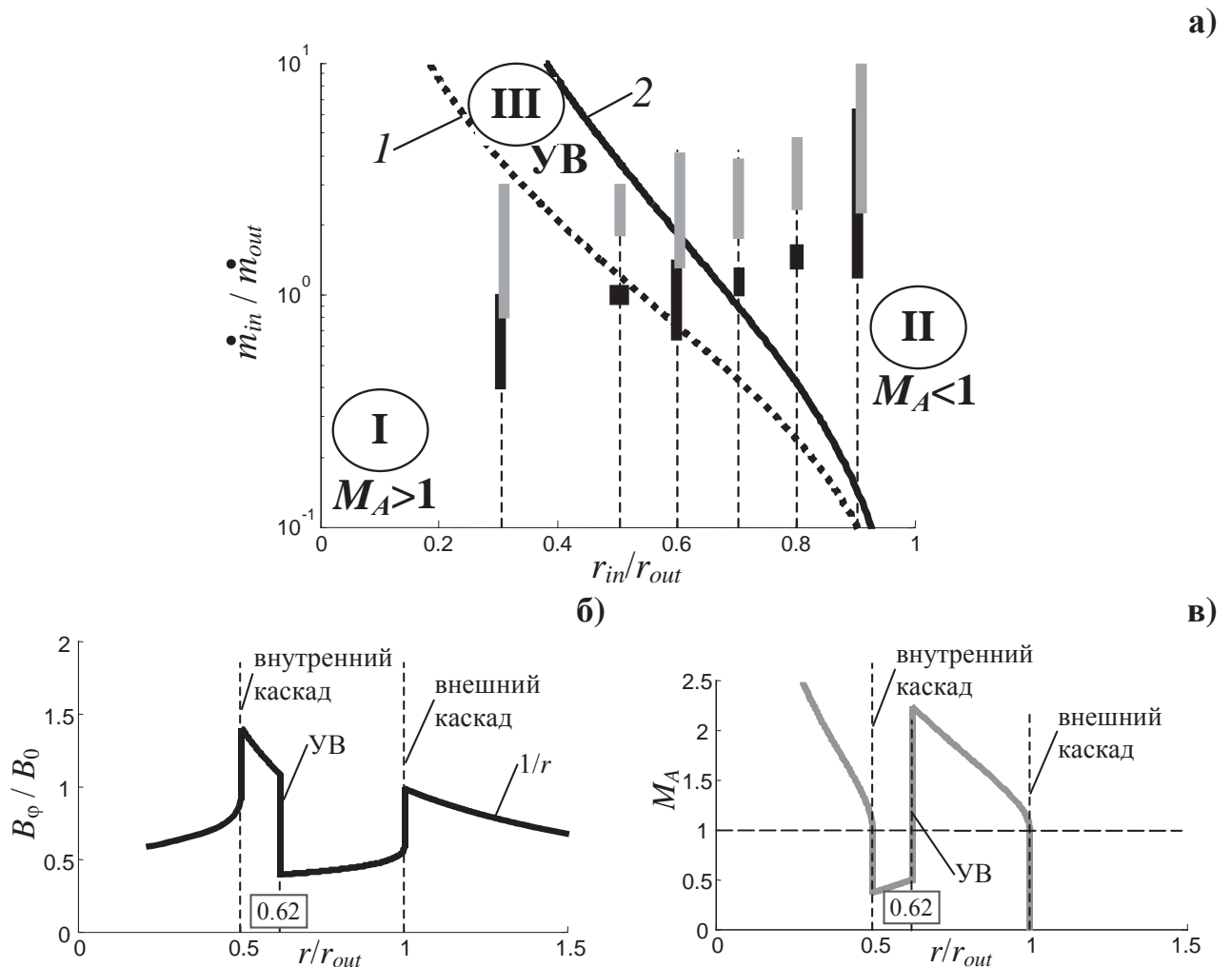


Рис. 115. Результаты одномерного МГД моделирования: а) - зависимости отношения темпов производства плазмы на внутреннем и внешнем каскадах вложенного двухкаскадного лайнера от отношения их радиусов. По оси ординат - логарифмический масштаб. В области I ниже кривой 1 движение плазмы между каскадами всюду сверхальфвеновское ($M_A > 1$). В области II выше кривой 2 движение плазмы между каскадами всюду доальфвеновское ($M_A < 1$). В области III между кривыми 1 и 2 в пространстве между каскадами течение из сверхальфвеновского становится доальфвеновским при переходе через ударную волну сжатия (УВ). (■ или ▨), (▩) - прогноз режима течения плазмы между каскадами по выражению (43) для капрон-вольфрамовой и вольфрам-вольфрамовой вложенных сборок соответственно при различных отношениях их радиусов r_{in}/r_{out} ; б) - радиальное распределение азимутального магнитного поля для случая течения плазмы с образованием области УВ в пространстве между каскадами, где B_0 - магнитное поле на внешней границе внешнего каскада; $r_{in}/r_{out}=0.5$; $\dot{m}_{in}/\dot{m}_{out}=2$; в) - соответствующее радиальное распределение магнитного числа Маха ($M_A=V_r/V_A$) в плазменном потоке.

4.1.1. ПРЕДСКАЗАНИЕ РЕЖИМОВ ТЕЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ МЕЖДУ КАСКАДАМИ

Предложенная д.ф.м.н. Сасоровым П.В. МГД модель стационарного течения плазмы в двухкаскадных сборках с учетом затянутого плазмообразования показала возможность существования различных режимов течения плазмы между каскадами вложенныхборок: сверхальфвеновский ($M_A > 1$), доальфвеновский ($M_A < 1$) и режим течения с дополнительной УВ в пространстве между каскадами. Основные положения МГД модели более подробно изложены выше в диссертации. Здесь же остановимся на наиболее значимых результатах моделирования - прогнозе характера течения плазмы в пространстве между каскадами вложенныхборок и положения в этой зоне области УВ. Согласно МГД модели режим течения плазмы между каскадами зависит как от отношения радиусов каскадов r_{in}/r_{out} , так и от отношения темпов плазмообразования на них $\dot{m}_{in}/\dot{m}_{out}$ (см. рис. 115а). Оба этих отношения можно было изменять при проведении экспериментов. Отношение радиусов каскадов r_{in}/r_{out} легко менялось путем изменения геометрии электродов вложенныхборок. Известно, что темп плазмообразования проволочных (или волоконных)борок зависит от вещества (коэффициент K), из которого изготовлены сборки, разрядного тока I и радиуса сборки R_0 согласно выражению (15). Сильное различие в темпах плазмообразования для капроновых волокон и вольфрамовых проволок (см. табл. 2 в Главе 2 диссертации) при прочих равных условиях (I и R_0), позволило варьировать отношение $\dot{m}_{in}/\dot{m}_{out}$ в пределах от 1 до 3 раз. Заметим, что изменение отношения радиусов каскадов r_{in}/r_{out} также приводило к перераспределению тока между каскадами за счет изменения их индуктивностей. Соответственно, темпы плазмообразования каскадов тоже изменялись. Путем одновременного изменения вещества внешнего каскада и радиуса внутреннего каскада позволило в наших экспериментах изменять отношение $\dot{m}_{in}/\dot{m}_{out}$ еще в более широких пределах, от 1 до 10 раз, вследствие формулы (15) согласно следующему выражению

$$\frac{\dot{m}_{in}}{\dot{m}_{out}} = \frac{K_{in}}{K_{out}} \cdot \left(\frac{I_{in}}{I_{out}} \right)^2 \cdot \left(\frac{r_{out}}{r_{in}} \right)^2. \quad (43)$$

Таким образом, оказалось возможным проверить предсказание МГД модели по реализации того или иного режима течения плазмы между каскадами в широком диапазоне значений отношений $\dot{m}_{in}/\dot{m}_{out}$ и r_{in}/r_{out} . Для этого была проведена оценка значений $\dot{m}_{in}/\dot{m}_{out}$ по выражению (43) для отношений радиусов каскадов $r_{in}/r_{out}=0.3, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8$ и 0.9 , использованных в наших экспериментах. Входящее в выражение (43) отношение коэффициентов K_{in}/K_{out} взято из экспериментальных данных табл. 2 Главы 2 диссертации, а

отношение токов I_{in}/I_{out} измерено при помощи магнитного зонда, расположенного между каскадами в непосредственной близости от внутреннего каскада. Подобные измерения токов проводились, например, в работах [189, 228]. Результаты сравнения предсказаний МГД модели о характере течения плазмы между каскадами смешанных по составу вложенных сборок с экспериментальными данными представлены в двух частях табл. 12. Наблюдается хорошее соответствие результатов моделирования и экспериментальных данных.

На рис. 116 показана рассчитанная по МГД модели зависимость радиуса расположения области УВ r_{SW} (нормирован на r_{out}) в пространстве между каскадами от отношения темпов плазмообразования на каскадах $\dot{m}_{in}/\dot{m}_{out}$ для различных значений отношений радиусов каскадов r_{in}/r_{out} . Так как радиус внешнего каскада $r_{out}=1$ см и не изменялся в этой серии экспериментов, то фактически по оси ординат отложено значение радиуса r_{SW} в см. По оси абсцисс для удобства применен логарифмический масштаб. В принципе, пользуясь зависимостями рис. 116 и данными табл. 12, можно определить отношение $\dot{m}_{in}/\dot{m}_{out}$, соответствующее экспериментальному значению радиуса r_{SW} , измеренному по лазерным и рентгеновским кадровым изображениям. В наших экспериментах было зарегистрировано изменение радиуса r_{SW} во времени. Этот факт свидетельствует о том, что происходит изменение темпов плазмообразования на внешнем и внутреннем каскадах, соответствующее перераспределению между ними разрядного тока. Например, при увеличении значения r_{SW} (случай, когда область УВ смещается в сторону внешнего каскада), возрастает отношение $\dot{m}_{in}/\dot{m}_{out}$. Это соответствует переключению тока с внешнего каскада на внутренний каскад. При этом на внутреннем каскаде возрастает темп плазмообразования согласно выражению (15), а на внешнем падает.

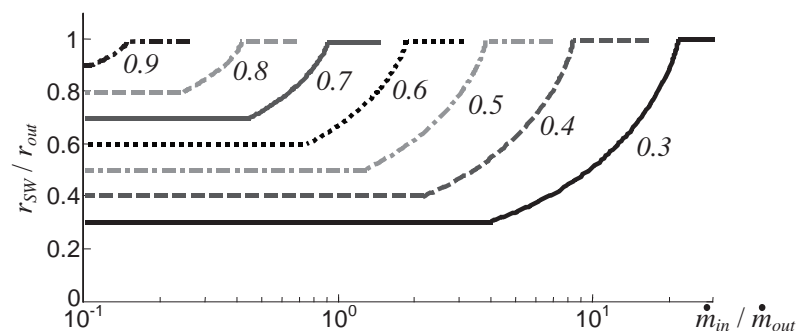


Рис. 116. Результаты одномерного МГД моделирования зависимости радиуса r_{SW} (нормированного на r_{out}) расположения области УВ в пространстве между каскадами от отношения $\dot{m}_{in}/\dot{m}_{out}$ при различных отношениях их радиусов r_{in}/r_{out} . По оси абсцисс – логарифмический масштаб.

Табл. 12. Прогноз режимов течения плазмы между каскадами вложенных сборок и сравнение с экспериментом

Вещество внешнего / внутреннего каскадов	K_{in}/K_{out}	r_{in}/r_{out}	I_{in}/I_{out}	$\dot{m}_{in} / \dot{m}_{out}$	Режим течения плазмы между каскадами	
					прогноз	эксперимент**
капрон / вольфрам	1.8-3	0.9	1.0-2.3	2.2-20	режим II, $M_A < 1$ ($r_{SW} = r_{out}$)	нет данных при таком отношении радиусов трудно диагностируется пространство между каскадами
		0.8	0.9-1.0	2.3-4.7	режим II, $M_A < 1$ ($r_{SW} = r_{out}$)	наблюдался переход от режима III с УВ к режиму II, $M_A < 1$ (УВ движется от внутреннего каскада с $r_{SW} \approx 0.85$ см и почти достигает внешнего каскада $r_{SW} = 0.90-0.99$ см)
		0.7	0.7-0.8	1.8-3.9	режим II, $M_A < 1$ ($r_{SW} = r_{out}$)	сначала наблюдался переход от режима I, $M_A > 1$ к режиму III с УВ, а после к режиму II, $M_A < 1$ (УВ движется от внутреннего каскада с $r_{SW} = 0.72-0.75$ см и почти достигает внешнего каскада - $r_{SW} = 0.82-0.89$ см)
		0.6	0.5-0.7*	1.3-4.1	возможен переход от режима III с УВ на $r_{out} \geq r_{SW} \geq 0.74$ см к режиму II, $M_A < 1$ ($r_{SW} = r_{out}$)	режим III с УВ (наблюдалось смещение области УВ в сторону внешнего каскада с $r_{SW} \approx 0.69-0.75$ см на $r_{SW} \approx 0.73-0.78$ см и последующее ее разрушение неустойчивостями плазмы с внешнего каскада)
		0.5	0.5*	1.8-3	режим III с УВ на $r_{SW} = 0.58-0.78$ см	режим III с УВ на $r_{SW} = 0.62-0.67$ см (УВ, сначала прижатая к внутреннему каскаду, отходит от него в пространство между каскадами)
		0.3	0.2-0.3*	0.8-3	режим I, $M_A > 1$ ($r_{SW} = r_{in}$)	наблюдался переход от режима I, $M_A > 1$ к режиму III с УВ на $r_{SW} = 0.40-0.57$ см (УВ, сначала прижатая к внутреннему каскаду, отходит от него в пространство между каскадами; на финальной стадии имплозии происходит устойчивое сжатие плазмы внутреннего каскада)

Продолжение таблицы на следующей странице.

Табл. 12 (продолжение)

Вещество внешнего / внутреннего каскадов	K_{in}/K_{out}	r_{in}/r_{out}	I_{in}/I_{out}	$\dot{m}_{in}/\dot{m}_{out}$	Режим течения плазмы между каскадами	
					прогноз	эксперимент**
вольфрам / вольфрам	1.0	0.9	1.0-2.3	1.2-6.5	режим II, $M_A < 1$ ($r_{sw}=r_{out}$)	нет данных при таком отношении радиусов трудно диагностируется пространство между каскадами
		0.8	0.9-1.0	1.3-1.6	режим II, $M_A < 1$ ($r_{sw}=r_{out}$)	возможно наблюдался переход от режима III с УВ на $r_{sw}=0.83-0.88$ см к режиму II, $M_A < 1$ (в пространстве между каскадами наблюдалась УВ)
		0.7	0.7-0.8	1.0-1.3	возможен переход от режима III с УВ на $r_{sw} < r_{out}$ к режиму II, $M_A < 1$ ($r_{sw}=r_{out}$), т.к. точка прогноза лежит около кривой 2	наблюдался переход от режима III с УВ на $r_{sw}=0.75-0.78$ см, либо к режиму I, $M_A > 1$ (УВ прижата к поверхности внутреннего каскада, взаимодействие плазменных струй с магнитным полем внутреннего каскада), либо к режиму II, $M_A < 1$
		0.6	0.5-0.7*	0.7-1.4	возможен переход от режима I, $M_A > 1$ ($r_{sw}=r_{in}$) к режиму III с УВ на $r_{sw} \geq r_{in}$	наблюдался переход от режима I, $M_A > 1$ к режиму III с УВ на $r_{sw}=0.64-0.72$ см (прижатие УВ к поверхности внутреннего каскада, взаимодействие плазменных струй с магнитным полем внутреннего каскада)
		0.5	0.5*	1.0	возможен переход от режима I, $M_A > 1$ ($r_{sw}=r_{in}$) к режиму III с УВ на $r_{sw} \geq r_{in}$, т.к. точка прогноза лежит немного ниже кривой I	наблюдался переход от режима I, $M_A > 1$ к режиму III с УВ вблизи поверхности внутреннего каскада на $r_{sw}=0.54-0.60$ см (наблюдалось взаимодействие плазменных струй с магнитным полем внутреннего каскада)
		0.3	0.2-0.3*	0.4-1	режим I, $M_A > 1$ ($r_{sw}=r_{in}$)	режим I, $M_A > 1$ (УВ прижата к поверхности внутреннего каскада $r_{sw}=0.3-0.32$ см, на финальной стадии имплозии наблюдалось взаимодействие плазменных струй внешнего каскада с магнитным полем внутреннего каскада)

Примечание: * - экспериментальное значение отношения I_{in}/I_{out} , полученное из результатов магнитозондовых измерений тока, протекающего по внутреннему каскаду на начальной стадии имплозии (до начала сжатия плазмы внешнего каскада, $t < T_{pl}^{out}$). ** - в п. 4.1.2 диссертации представлены результаты экспериментальной проверки реализуемости того или иного режима течения плазмы в пространстве между каскадами.

4.1.2. ВЫБОР КОНСТРУКЦИИ ДВУХКАСКАДНЫХ СБОРОК ДЛЯ РЕАЛИЗАЦИИ РАЗЛИЧНЫХ РЕЖИМОВ ТЕЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ МЕЖДУ КАСКАДАМИ

Исходя из вышесказанного в п. 4.1.1, представляется возможным использовать следующие конструкции 2-х каскадных вложенных лайнеров (см. некоторые примеры конструкций на рис. 117): вложенные сборки смешанного состава, пенно-проволочные конструкции и винтовые сборки со встречной закруткой проволок, как для получения различных режимов течения плазмы между каскадами, так и для создания различных условий взаимодействия плазмы каскадов и проникновения плазменного предвестника в приосевую область на стадии плазмообразования. Поэтому, для проведения экспериментов на установке Ангара-5-1 были выбраны следующие варианты конструкций двухкаскадных вложенных лайнеров.

Для изучения формирования области УВ в пространстве между каскадами и исследования устойчивости сжатия плазмы внутреннего каскада использовались вложенные сборки смешанного состава, у которых во внешнем каскаде присутствовало небольшое количество проволок (или пластиковых волокон) от 4 до 16. Это не ограничивало поле зрения оптических и рентгеновских кадровых диагностик в межкаскадном пространстве (см. рис. 117а). В качестве внутреннего каскада в таких сборках всегда выступала «стандартная» W-сборка, состоящая из 40 проволок диаметром 6 мкм. Изменение вещества во внешнем каскаде (капрон или вольфрам) с сильно различающейся величиной \dot{m}_{out} , в том числе и изменение радиуса внутреннего каскада r_{in} , позволяло кардинальным образом изменять характеристики плазменных потоков (напр. плотность плазмы и радиальная скорость движения) в межкаскадном пространстве согласно выражению (43) и результатов МГД моделирования (см. рис. 115).

Для создания различных условий взаимодействия плазмы внешнего и внутреннего каскадов использовались два типа вложенных лайнеров – пенно-проволочные конструкции (см. рис. 117б) и винтовые вложенные сборки (см. рис. 117в).

В первом типе лайнера в качестве одного из каскадов выступал пенный лайнер из агарагара [172], представляющий собой тонкостенный (~100 мкм) полый цилиндр, а другим каскадом выступала обычная вольфрамовая проволочная сборка. В случае, когда во внутреннем каскаде стоял пенный лайнер, сплошной в азимутальном направлении, создавались условия затрудненного проникновения первых порций плазмы с внешнего каскада (плазменного предвестника) в приосевую область сборок. С другой стороны, когда во внешнем каскаде была

пена, у которой интенсивность плазмообразования существенно ниже, чем у проволочной сборки во внутреннем каскаде ($\dot{m}_{in} / \dot{m}_{out} > 1$) за счет распределения тока в пользу проволочной сборки на начальной стадии имплозии, создаются условия для получения режима течения плазмы между каскадами с образованием области УВ. Сравнение форм радиального распределения магнитного поля, измеренного магнитными зондами [220], и рассчитанных при помощи МГД моделирования (см. напр. рис. 115б), позволило определить какой из 3-х режимов сжатия плазмы (см. §4.1) в межкаскадном пространстве реализуется.

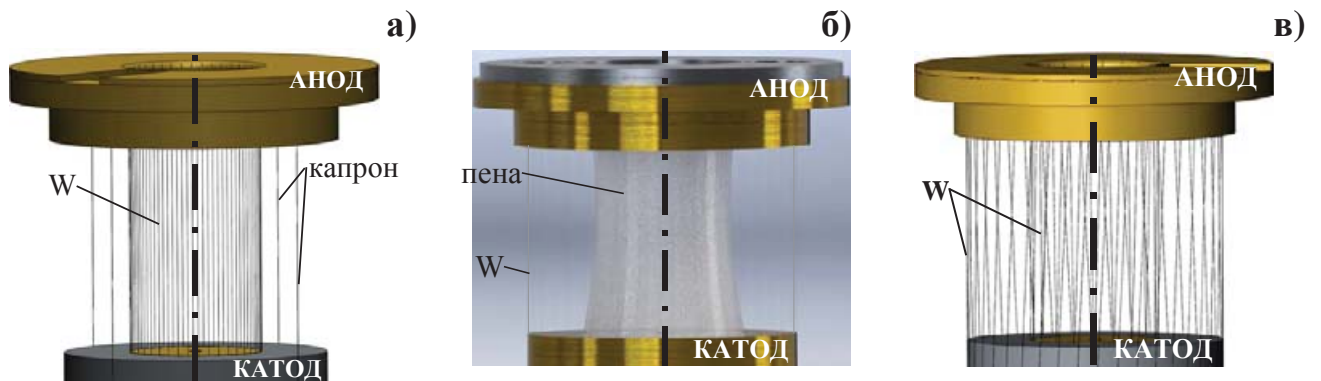


Рис. 117. Примеры различных конструкций двухкаскадных вложенных лайнеров: а) капрон-вольфрамовая сборка; б) пенно-проволочная конструкция; в) винтовые сборки со встречной закруткой проволок (“basket arrays”).

Во втором типе лайнера оба каскада представляли собой вольфрамовые проволочные сборки, которые были закручены по винту – один каскад по часовой стрелке, а другой – против часовой. Это обеспечивало создание некоторого подобия сетки баскетбольной корзины (см. рис. 117в), что улучшало магнито-гидродинамическое взаимодействие плазмы каскадов (напр. подавляло появление плазменного предвестника в приосевой зоне сборок [230]). Встречная винтовая закрутка проволочных сборок приводила к созданию повышенного уровня B_z -поля в пространстве между каскадами и пониженного уровня поля в приосевой области (при равных значениях углов закрутки и близких радиусах каскадов $r_{in} \approx r_{out}$), что также создавало иные условия течения плазмы между каскадами и взаимодействия плазмы каскадов.

Далее (в данной Главе 4 и Главе 5 диссертации), для каждого случая будут указаны конкретные параметры двухкаскадных лайнеров.

§4.2. ИМПЛОЗИЯ ВЛОЖЕННЫХ СБОРОК СМЕШАННОГО СОСТАВА

Во вложенных сборках смешанного состава вещество внешнего каскада состояло из капроновых волокон или W-проволок. Внешний каскад мог состоять как из большого ($N_{out}=40$), так и малого числа проволок или волокон ($N_{out}=4, 8$ и 16), расположенных на радиусе $r_{out}=10$ мм. В последнем случае такое малое количество проволок (волокон) во внешнем каскаде необходимо было для надежной регистрации плазмы в пространстве между каскадами рентгеновскими и оптическими диагностиками. Несколько вариантов ориентации волокон внешнего каскада относительно направлений регистрации различных диагностик представлены на рис. 118. Отношение радиусов вложенныхборок, а, следовательно и их индуктивности, менялось в широких пределах путем изменения радиуса r_{in} внутреннего каскада (W-сборки) и равнялось $r_{in}/r_{out}=0.9, 0.8, 0.7, 0.6, 0.5$ и 0.3 . В некоторых экспериментах для отношения радиусов $r_{in}/r_{out}=0.3$ варьировалось количество проволок во внутреннем каскаде $N_{in}=40, 80$ и 120 для оптимизации выхода рентгеновского излучения. Высота обеихборок соответствовала межэлектродному зазору анод-катод и равнялась 16 мм. Остальные параметры вложенныхборок представлены в табл. 13.

Так как вложенные сборки подключаются к электродам установки параллельно (см. рис. 118), это обеспечивает одновременное включение тока по внешнему и внутреннему каскадам и распределение тока по ним в зависимости от соотношения их индуктивностей. В некоторых экспериментах использовались миниатюрные магнитные зонды (см. п. 1.1.8 Главы 1 диссертации) для оценки тока, протекающего по внутреннему каскаду, и проникновения в него магнитного поля во время сжатия плазмы. Один из зондов мог располагаться в пространстве между сборками на радиусе R_p^{bet} , другой – внутри внутреннего каскада на радиусе R_p^{in} . Зонды были заглублены внутрь вложенныхборок со стороны анодного электрода на несколько миллиметров, как показано на рис. 118. В одном зонде находилось от 2-х до 5-ти петель, расположенных вдоль высоты межэлектродного зазора (см. рис. 9 и 10а), что позволило определить несинхронность проникновения магнитного поля внутрь внутреннего каскада по высоте сборки, связанную с развитием различного рода неустойчивостей на его внешней границе на финальной стадии сжатия, подобно тому, как это делалось для одиночных W-борок (см. п. 3.1.4 Главы 3).

Табл. 13. Параметры вложенныхборок

Выстрел	Параметры*		Примечание
	внешнего каскада	внутреннего каскада	
5563	120 капроновых 25 мкм волокон, 660 мкг/см		регистрация аксиального распределения азимутального магнитного поля $B_{\varphi}(z, t_i)$ внутри внутреннего каскада (W-борки)
5561 5575	16 капроновых 25 мкм волокон, 88 мкг/см		наблюдение области УВ в пространстве между каскадами, устойчивое сжатие плазмы внутреннего каскада
5562	8 капроновых 25 мкм волокон, 44 мкг/см	40 W 6 мкм проволок, 220 мкг/см, $r_{in}=5$ мм	измерение тока внутреннего каскада, проникновение магнитного поля во внутренний каскад, наблюдение области УВ в пространстве между каскадами, компактность сжатия пинча
5567 5570			особенности образования области УВ в пространстве между каскадами и ее поведение во времени, развитие неустойчивости плазмы внутреннего каскада на финальной стадии имплозии
5879 5876	4 капроновых 25 мкм волокна, 22 мкг/см	40 W 6 мкм проволок, 220 мкг/см, $r_{out}=8$ мм	регистрация ВУФ-спектра с пространственным разрешением вдоль радиуса вложенныхборок, распределение вещества внешнего каскада в межкаскадном пространстве
5888			наблюдение области УВ в межкаскадном пространстве
5880 5868	4 W 6 мкм проволоки, 22 мкг/см	40 W 6 мкм проволок, 220 мкг/см, $r_{out}=3$ мм	наблюдение взаимодействия плазменных потоков внешнего каскада с магнитным полем внутреннего каскада
5870			регистрация ВУФ-спектра с пространственным разрешением вдоль радиуса вложенныхборок
5889	4 капроновых 25 мкм волокон, 22 мкг/см	120 W 6 мкм проволок, 660 мкг/см., $r_{out}=3$ мм	демонстрация режима устойчивого сжатия плазмы «тяжелой» W-борки во внутреннем каскаде
5582		40 W 6 мкм проволок, 220 мкг/см, $r_{out}=9$ мм	исследование влияния параметров внешнего каскада на развитие МРТ неустойчивости плазмы внутреннего каскада, на распределение тока между каскадами и на профиль импульса рентгеновского излучения
5583	40 капроновых 25 мкм волокон, 220 мкг/см		получение режима устойчивого сжатия плазмы внутреннего каскада

* - $h_{out}=h_{in}=16$ мм, $r_{out}=10$ мм, в таблице приведены только те параметрыборок, результаты экспериментов с которыми описаны в тексте диссертации. Более подробно результаты экспериментов с вложеннымиборками с другим отношением радиусов r_{in}/r_{out} и N_{out} можно найти в работах [227, 228, 231].

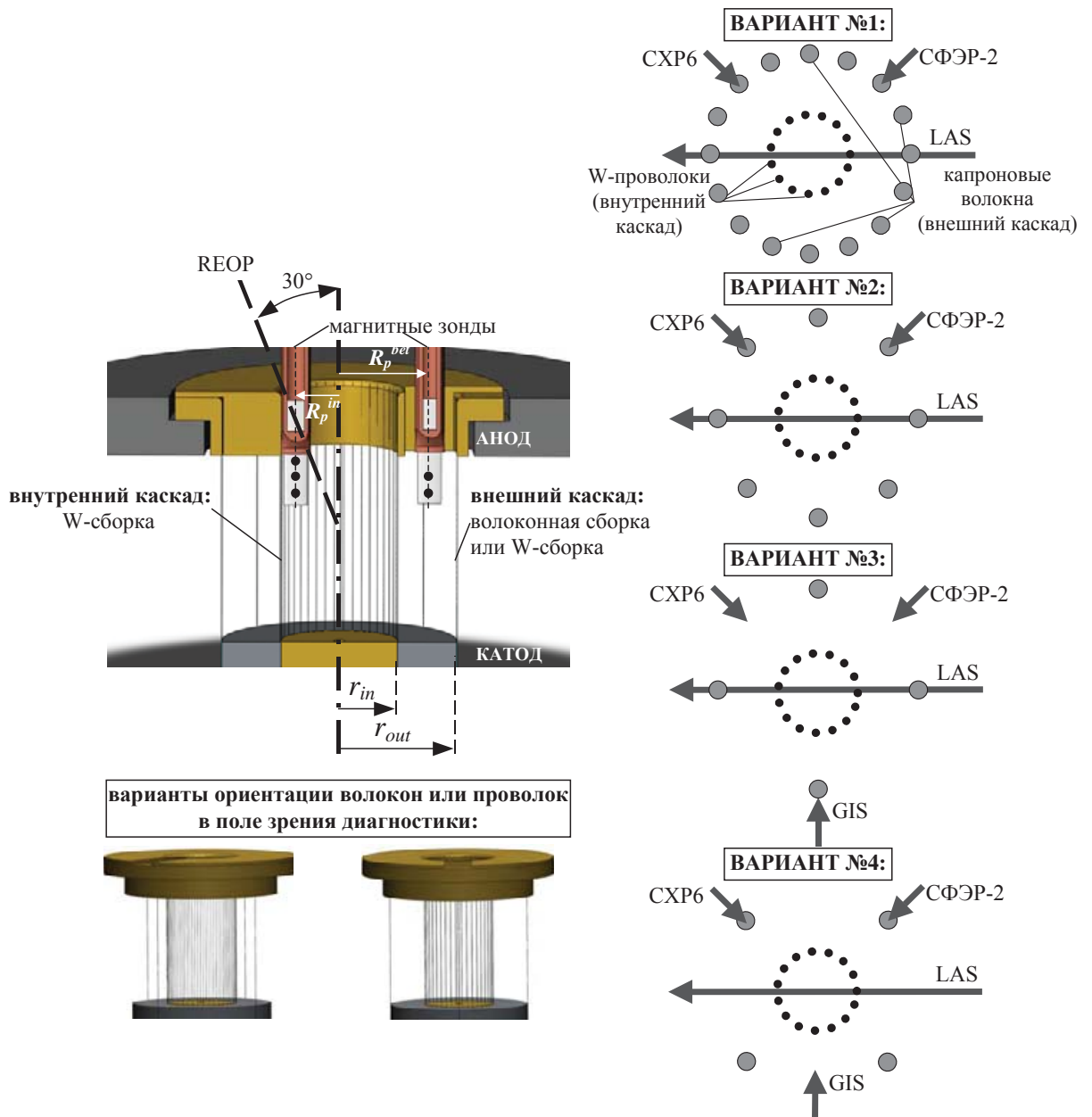


Рис. 118. Расположение вложенных сборок в межэлектродном зазоре установки Ангара-5-1 относительно направлений регистрации некоторых диагностик: СХР6, РЕОП – рентгеновских многокадровых камер; GIS - ВУФ-спектрографа скользящего падения; СФЭР-2 - камеры оптической щелевой развертки; LAS - лазерного теневого зондирования; магнитных зондов внутри вложенных сборок, где R_p^{bet} и R_p^{in} - радиусы расположения зондов между каскадами и во внутреннем каскаде соответственно. Слева – вид сбоку, справа – вид сверху (показаны некоторые варианты ориентации волокон или проволок внешнего каскада относительно оптических и рентгеновских диагностик для случаев $N_{out}=16$, $N_{out}=8$ и 4).

Сжатие плазмы вложенных сборок, устойчивость сжатия плазмы внутреннего каскада и размер излучающей области регистрировались при помощи рентгеновских кадровых камер (СХР6 и РЕОП), расположенных в горизонтальном направлении и под углом 30° к вертикали

соответственно, оптических разверток (СФЭР-2), интегральной по времени камеры-обскуры. Спектральный состав излучения Z-пинча вложенных сборок регистрировался при помощи интегрального по времени ВУФ-спектрографа (GIS) скользящего падения. Особенности течения плазмы между каскадами вложенных сборок более подробно исследовались при помощи 3-кадрового теневого зондирования световым пучком лазера SL233 с рабочей длиной волны $\lambda=532$ нм (LAS).

4.2.1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ РАЗЛИЧНЫХ РЕЖИМОВ ТЕЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ МЕЖДУ КАСКАДАМИ

В большинстве экспериментов на установке Ангара-5-1 и других сильноточных установках по сжатию плазмы вложенных сборок использовались сборки с отношением радиусов не более $r_{in}/r_{out}=0.5$. Вначале рассмотрим именно этот случай, в том числе, когда во внешнем каскаде вложенных сборок было малое количество волокон N_{out} - всего 4 волокна линейной массы 22 мкг/см (выстрелы №№5567 и 5570). Ориентация волокон внешнего каскада относительно набора диагностик в различных выстрелах была сделана по двум вариантам №3 и №4 (см. рис. 118).

Поток плазмы, вытянутый от каждого волокна внешнего каскада, движется в сторону нарастающего магнитного поля разрядного тока, протекающего по внутреннему каскаду. При взаимодействии плазменного потока с магнитным полем, головная часть потока тормозится, и ее догоняют задние порции плазмы. Как было сказано в §4.1, на некотором радиусе происходит локальное уплотнение плазменного потока вплоть до полной его остановки с образованием УВ - переходной области от сверхальфвеновского к доальфвеновскому режиму течения плазмы. На рентгеновских кадровых изображениях (см. рис. 119б, кадр t_1), полученных на начальной стадии имплозии (до момента времени T_{pl}^{in}), зарегистрирована область УВ, прижатая к поверхности внутреннего каскада. Это соответствует сверхальфвеновскому течению плазмы между каскадами на данной стадии имплозии, т.е. когда $M_A=V_r/V_A>1$ (режим I, см. рис. 115а в §4.1). Немного позже, через 10-20 нс, на кадровых изображениях (кадры t_2 и t_3) зарегистрирована область УВ между каскадами (режим III) на диаметре 11.7-12.6 мм, которая отходит от поверхности внутреннего каскада в сторону внешнего каскада. Аналогичное поведение области УВ было зарегистрировано и на лазерных теневых изображениях (см. рис. 120). В последующие моменты времени на рентгеновских кадрах в моменты t_4 и t_5 (см. рис. 119б) и лазерных кадрах в момент t_3 (см. рис. 120б) данная область уже не наблюдается. В пространстве между каскадами регистрируется турбулентная структура плазменного потока.

Как было сказано выше, на рентгеновских кадрах в промежуток времени t_2-t_3 (см. рис. 119б) диаметральный размер области УВ изменяется от 11.7 мм до 12.6 мм. Это связано с возрастанием разрядного тока по внутреннему каскаду с течением времени, как показали магнитозондовые измерения работы [228], а, следовательно, и магнитного поля, тормозящего плазму внешнего каскада. При этом УВ смещается от поверхности внутренней W-сборки в сторону внешней волоконной сборки, что и было зарегистрировано на рентгеновских и лазерных теневых изображениях. Радиальная скорость смещения области УВ от поверхности внутреннего каскада в сторону внешнего каскада, определенная по последовательным во времени кадровым изображениям рис. 119б и 120б, составляет около 4×10^6 см/с. При этом толщина области УВ в радиальном направлении уменьшается со временем от 400-450 мкм до 100-150 мкм (см. лазерные кадровые изображения в моменты t_1 и t_2 на рис. 120б). Следует заметить, что расстояние от поверхности W-сборки до области УВ меняется по высоте межэлектродного зазора. Качественно этот факт можно объяснить следующим образом. Экспериментально известно, что существует опережающее сжатие плазмы в прикатодной области проволочной сборки относительно плазмы в прианодной области за счет так называемого «зиппер-эффекта». Процессы плазмообразования с проволок (или волокон) у катода идут несколько быстрее, чем у анода. Окончание плазмообразования и финальное сжатие плазмы с сопровождающим его прорывом магнитного потока внутрь сборки, наступает также раньше у катода. Таким образом, проявляется зиппер-эффект при сжатии проволочных и волоконных сборок. Вследствие этого на стадии плазмообразования кинетическое давление плазмы ρV_r^2 в области катода оказывается выше, чем у анода. Следовательно, у катода область УВ оказывается сильнее прижата к поверхности внутренней проволочной сборки, чем у анода за счет выполнения неравенства $\rho V_r^2 > B_{in}^2$.

Сделаем оценку плотности плазмы в плазменной струе – в области формирования УВ при условии равенства кинетического давления плазменного потока с внешнего каскада и давления магнитного поля внутреннего каскада, т.е. $\rho V_r^2 = B_{in}^2 / 8\pi$ и пренебрегая малым уровнем магнитного поля замороженного в плазму. Оценка плотности плазмы дает величину 30-100 мкг/см³ при измеренных значениях магнитного поля 0.4-0.5 МГс вблизи внутреннего каскада [228] и радиальной скорости плазменного потока $V_r = (1-1.5) \times 10^7$ см/с [108]. Соответствующая данной плотности оценка линейной массы плазмы в области УВ размером 150 мкм в радиальном направлении и толщиной 300 мкм, определенных из лазерных теневых изображений (см. напр. рис. 120б), составляет величину 0.02-0.05 мкг/см. Таким образом, в плазменном потоке в области формирования УВ находится не более 1% линейной массы 25 мкм капронового волокна (5.5 мкг/см). С другой стороны, сделаем оценку массы плазмы, которая успела образоваться из вещества волокон внешнего каскада к моменту формирования

области УВ на 40-50 нс разряда. Согласно выражению для интенсивности плазмообразования (15) на 40-50 нс разряда с каждого капронового волокна образуется плазма массой не более чем 7-10% от линейной массы волокна, а к моменту разрушения области УВ (~70-80 нс разряда) в плазменном потоке с внешнего каскада участвует не менее 15-20% его начальной массы. Отсюда следует, что область УВ формируется в головной части плазменной струи, исходящей от каждого волокна, где плотность плазмы и ее массы существенно меньше, чем сделанная по выражению (15) оценка массы плазмы вещества капронового волокна вблизи области плазмообразования (вблизи начального радиуса внешнего каскада).

В наших экспериментах зарегистрировано, что область УВ формируется в пространстве между каскадами на стадии плазмообразования, когда внутренняя W-сборка еще не начала сжиматься. Локализация области УВ в пространстве между каскадами вложенныхборок меняется во времени, а ее форма позволяет судить о некоторых параметрах плазменного потока с внешнего каскада, а именно: его радиальной скорости движения V_r , кинетическом давлении плазмы ρV_r^2 и характерном пространственном масштабе неустойчивостей в плазменном потоке. Данный подход является новым и оригинальным и может быть использован для интерпретации экспериментальных данных в других плазменных нагрузках (лайнерах), таких, как конические и квазисферические сборки с внутренним каскадом.

По внешнему виду и толщине области УВ в радиальном направлении можно судить о некоторых особенностях плазменного потока с внешнего каскада. Так на лазерных кадровых изображениях в моменты времени t_1-t_2 видно (см. рис. 120б), что область УВ отходит от поверхности внутренней W-сборки раньше справа, чем слева от нее. В пространстве между каскадами слева от W-сборки область УВ более «рыхлая», неустойчивая и сильнее прижата к W-сборке по сравнению с областью УВ справа. Это объясняется тем, что величина ρV_r^2 плазменного потока с левого волокна больше соответствующей величины ρV_r^2 плазменного потока с правого волокна. Соответственно, интенсивность плазмообразования с левого волокна выше, чем с правого волокна за счет небольшой разницы токов, протекающих по ним. Следует заметить, что область УВ имеет аксиальную структуру с длиной волны $\lambda_z=700$ мкм, соответствующей характерной длине волны λ_{sr} аксиальных возмущений плазменного потока с внешнего каскада (см. выноски для кадра t_2 на рис. 120б). В дальнейшем, возникающие неустойчивости плазменного потока с внешнего каскада в виде магнитных «пузырей» достигают области УВ (см. кадр t_2) и разрушают ее (кадр t_3). Разрушение области УВ начинается у катода благодаря зиппер-эффекту и сопровождающему его опережающему прорыву магнитного потока на финальной стадии сжатия плазмы вложенныхборок. Несмотря на это, на данной стадии имплозии сжатие внутренней W-сборки происходит устойчиво (см. рентгеновские кадры t_5 и t_6 рис. 119б). В момент образования пинча (см. напр. кадр t_7 на том же

рисунке и кадр t_2^* , снятый сверху под углом 30° к оси сборки, на рис. 119в) на оси сборок образуется компактный пинч диаметром от 0.4 мм до 0.7 мм. Мощность МРИ в этой серии выстрелов составила величину 4-5 ТВт, длительность переднего фронта импульса излучения - около 7-9 нс, задний фронт оказался короче переднего: его длительность около 3-3.5 нс. Вокруг пинча в области, не превышающей 2-3 его диаметра, зарегистрировано небольшое количество отставшей плазмы с высоким атомным номером, излучающей в рентгеновском диапазоне $h\nu > 100$ эВ. Аналогичная картина наблюдается и на кадровых рентгеновских изображениях, снятых под углом 30° к оси вложенных сборок (см. рис. 119в), где видно формирование компактного пинча с последующим образованием после максимума импульса МРИ струйного плазменного выброса. Аксиальная скорость такого выброса плазмы составляет $V_z \approx 1.9 \times 10^7$ см/с. Вполне возможно, что появление некоторого количества отставшей плазмы связано с развитием МРТ неустойчивости при сжатии W-сборки из-за малого количества волокон во внешнем каскаде вложенных сборок. Однако следует заметить, что даже такое малое количество волокон во внешнем каскаде ($N_{out}=4$ волокна) вызывает заметное снижение темпа роста МРТ неустойчивости при сжатии плазмы внутреннего каскада. На первый взгляд, исходящая от каждого волокна плазменная струя, имеющая толщину несколько сотен микрон, что меньше межпроволочного расстояния W-сборки внутреннего каскада (~ 800 мкм), способна воздействовать только на одну проволоку. При этом большое расстояние между струями вблизи поверхности внутреннего каскада (7-8 мм) не способствует азимутально-однородному воздействию плазменных струй на проволоки внутреннего каскада. Такое упрощенное рассмотрение процесса взаимодействия плазмы внешнего каскада с плазмой внутреннего каскада не объясняет обнаруженное в эксперименте подавление МРТ неустойчивости.

Возможной причиной данного экспериментального факта может быть следующее: в процессе взаимодействия плазменных струй с внешнего каскада с магнитным полем внутреннего каскада происходит торможение головной части плазменной струи с образованием области УВ, хорошо наблюдаемой в эксперименте. Возрастающее давление плазмы в этой области приведет к вытеканию плазмы вдоль силовых линий магнитного поля внутреннего каскада. Таким образом, еще до момента взаимодействия каскадов произойдет перераспределение плотности плазмы внешнего каскада и разрядного тока в азимутальном направлении на радиусе формирования области УВ в пространстве между каскадами. При этом площадь взаимодействия плазменной струи от каждого волокна внешнего каскада с проволоками внутреннего каскада в результате такого растекания возрастет. К моменту начала финального сжатия плазмы внутреннего каскада вокруг него образуется такое распределение плотности плазмы и тока, которое приводит к подавлению МРТ неустойчивости.

Исследование развития неустойчивостей на внутреннем каскаде от параметров внешнего каскада будет подробно обсуждаться в п. 4.2.3 и п. 4.2.4 данного параграфа и является целью МГД моделирования.

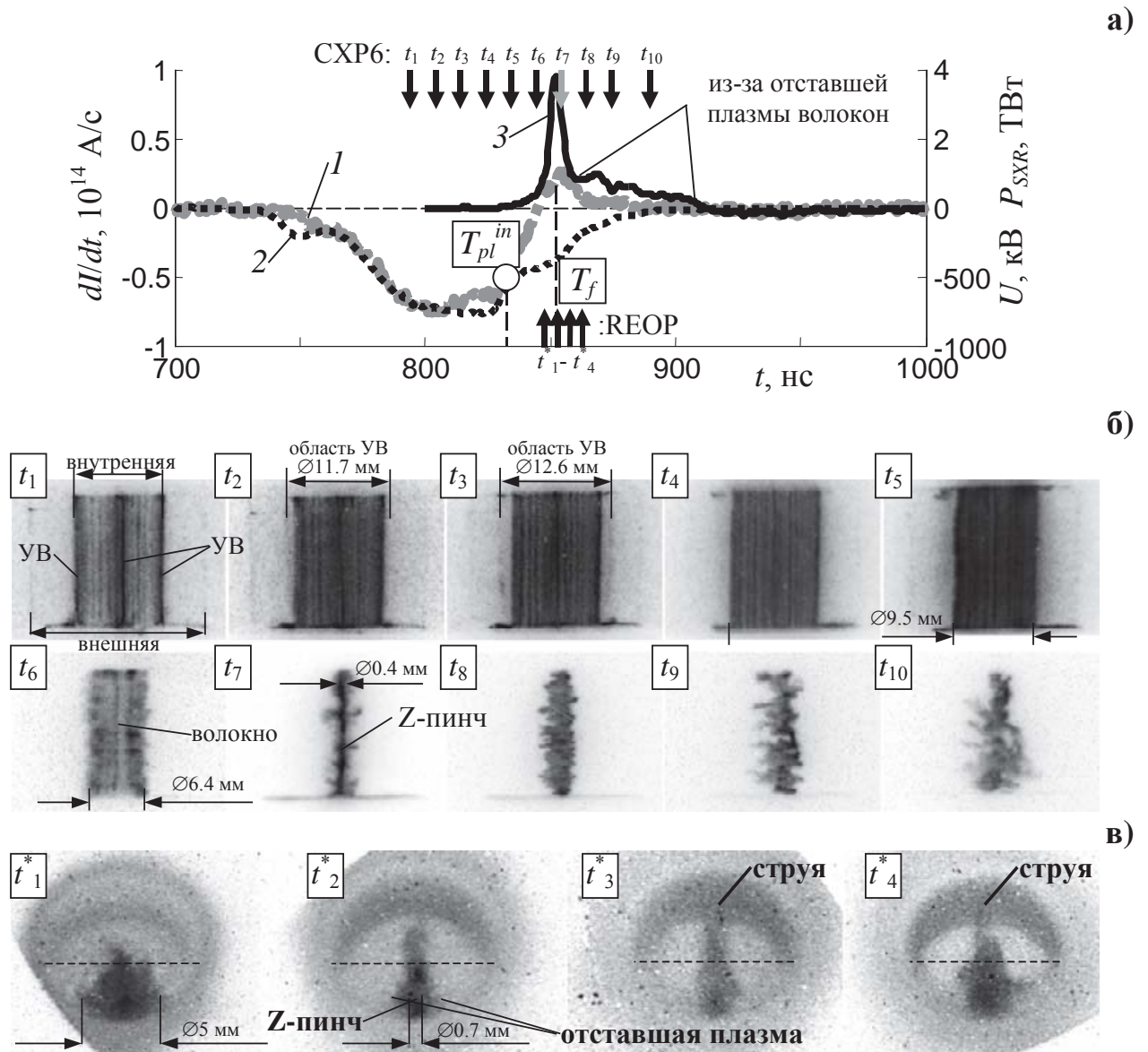


Рис. 119. Результаты эксперимента №5567 с вложенными сборками: внешний каскад - сборка из 4 капроновых 25 мкм волокон, линейной массы 22 мкг/см, $r_{out}=10$ мм; внутренний каскад - сборка из 40 W 6 мкм проволок, линейной массы 220 мкг/см, $r_{in}=5$ мм, $h_{out}=h_{in}=16$ мм: а) временные зависимости: 1 - производной полного тока; 2 - напряжения; 3 - импульса мощности МРИ ($h\nu > 100$ эВ); T_{pl}^{in} - время окончания плазмообразования на внутреннем каскаде; T_f - время финального сжатия плазмы; б) рентгеновские кадровые изображения (негатив), синхронизованные с представленными на рис. (а) кривыми, где времена регистрации кадров t_1-t_{10} указаны вертикальными стрелками (\downarrow СХР6, сбоку), времена $t_1^*-t_4^*$ указаны вертикальными стрелками (\downarrow REOP, сверху под углом 30° к оси сборки). Анод - вверх, катод - вниз.

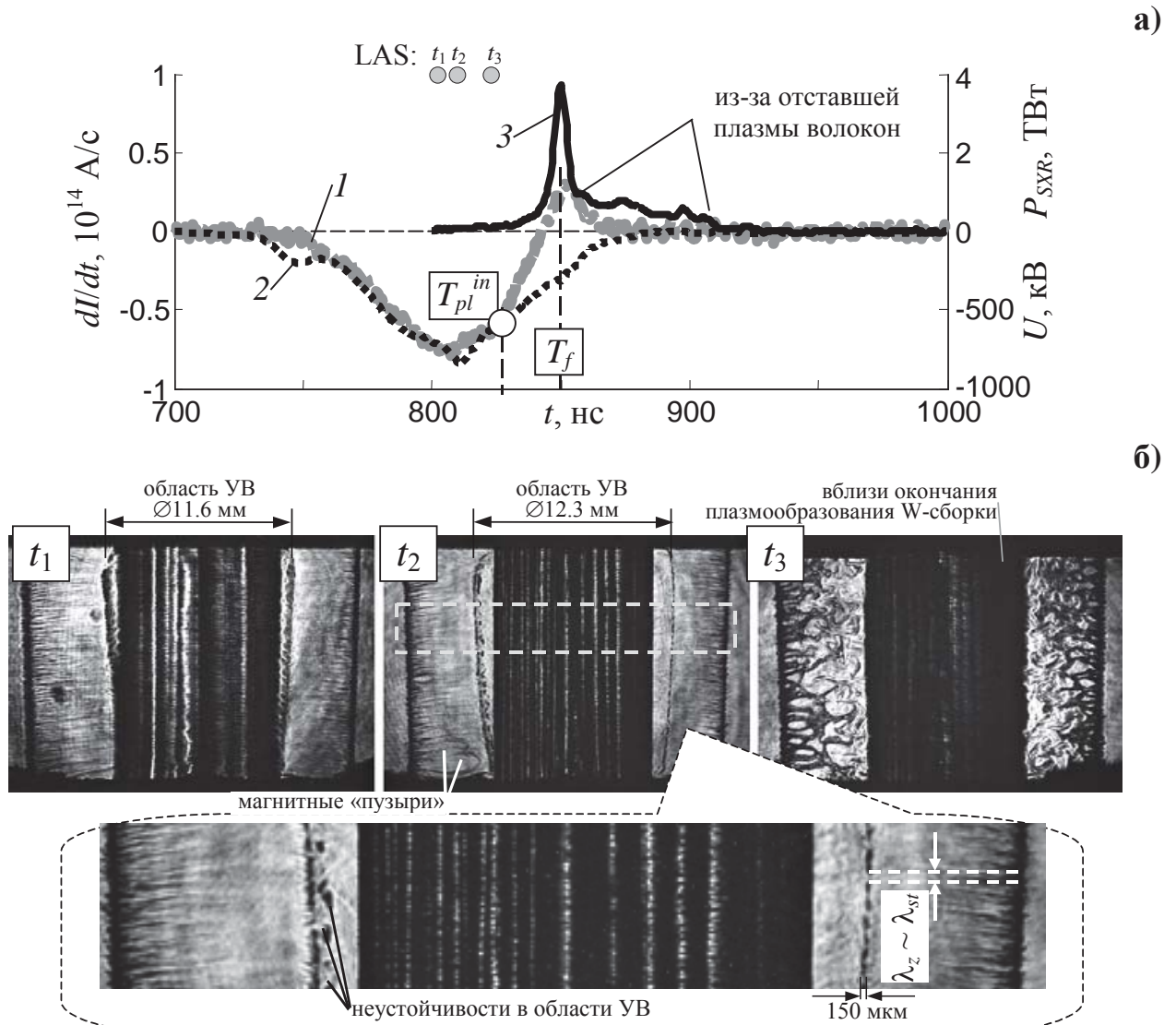


Рис. 120. Результаты эксперимента №5570 с вложенными сборками: внешний каскад - сборка из 4 капроновых 25 мкм волокон, линейной массы 22 мкг/см, $r_{out}=10$ мм; внутренний каскад - сборка из 40 W 6 мкм проволок, линейной массы 220 мкг/см, $r_{in}=5$ мм, $h_{out}=h_{in}=16$ мм: а) временные зависимости: 1 - производной полного тока; 2 - напряжения; 3 - импульса мощности МРИ ($h\nu > 100$ эВ); T_{pl}^{in} - время окончания плазмообразования на внутреннем каскаде; T_f - время финального сжатия плазмы; б) лазерные кадровые теневые изображения (позитив), синхронизованные с представленными на рис. (а) кривыми, где времена регистрации кадров t_1 - t_3 указаны кружками (•LAS). Анод - вверх, катод - внизу.

В случаях, когда количество волокон во внешнем каскаде было $N_{out}=16$ и 8, ориентация волокон внешнего каскада относительно набора диагностик в выстрелах была сделана по вариантам №1 и №2 соответственно (см. рис. 118). На рис. 121 и 122 представлены результаты экспериментов с такими сборками.

На лазерных теневых изображениях рис. 121б (кадр t_2 для случая $N_{out}=8$) и рис. 122б (кадр t_1^* для случая $N_{out}=16$), полученных на стадии плазмообразования, когда плазма внутреннего

каскада еще не сжимается (см. радиальную оптическую развертку на рис. 121а), зарегистрировано образование области УВ между каскадами также, как и для случая вложенныхборок с $N_{out}=4$. Следует заметить, что на фрагменте лазерного теневого изображения рис. 121б (кадр t_2) слева отчетливо видны две области образования УВ, а справа – одна область УВ. По-видимому, такие области УВ образуются в плазменных потоках (струях), исходящих от каждого волокна внешнего каскада. Следует заметить, что пространственное разрешение лазерной диагностики высокое - 50-100 мкм, что позволяет различить количество областей УВ, соответствующих количеству волокон во внешней сборке. В этом выстреле только три из них удалось отчетливо зарегистрировать в пространстве между каскадами, перекрытого тенями от волокон и плазменных струй внешнего каскада. Аналогично, область УВ наблюдалась и в случае $N_{out}=16$ (кадр t_1^* на рис. 122б) в некоторых плазменных струях с внешнего каскада, которые можно было четко различить на фоне его волокон, сжимающейся плазмы и проволок внутреннего каскада. Поэтому, наблюдение УВ во вложенныхбороках с большим числом волокон во внешнем каскаде с $N_{out}>16$ (см. напр. рис. 113а) было затруднено.

Таким образом, при имплозии капрон-вольфрамовых вложенныхборок с отношением радиусов $r_{in}/r_{out}=0.5$ на стадии плазмообразования наблюдался переход от режима I ($M_A>1$, сверхальфвеновский режим) к режиму III с УВ на $r_{sw}=0.62-0.67$ см, т.е. область УВ, сначала прижатая к внутреннему каскаду, отходит от него в пространство между каскадами. Такое поведение области УВ характерно для вложенныхборок данного типа с отношениями радиусов $r_{in}/r_{out}<0.7$ (см. данные табл. 12). При бóльших отношениях радиусов наблюдался переход от режима III (с УВ) к режиму II ($M_A<1$, доальфвеновский режим), когда область УВ смещается в сторону внешнего каскада и в какой-то момент достигает его (см. лазерные кадровые изображения на рис. 123а, кадры t_1 и t_2), т.е. $r_{sw}\approx r_{out}$.

Реализация аналогичных режимов течения плазмы между каскадами зарегистрирована и для вложенныхборок, у которых во внешнем каскаде была W-сборка (вольфрам-вольфрамовый тип вложенныхборок). Так при отношении радиусов $0.3<r_{in}/r_{out}<0.7(0.8)$ наблюдался переход от режима I ($M_A>1$, сверхальфвеновский режим) к режиму III с УВ (см. данные из второй части табл. 12). При отношении радиусов $r_{in}/r_{out}\geq 0.8$ зарегистрирован переход (см. напр. рис. 123б) от режима I ($M_A>1$) к режиму III (с УВ) и, далее, к режиму II ($M_A<1$).

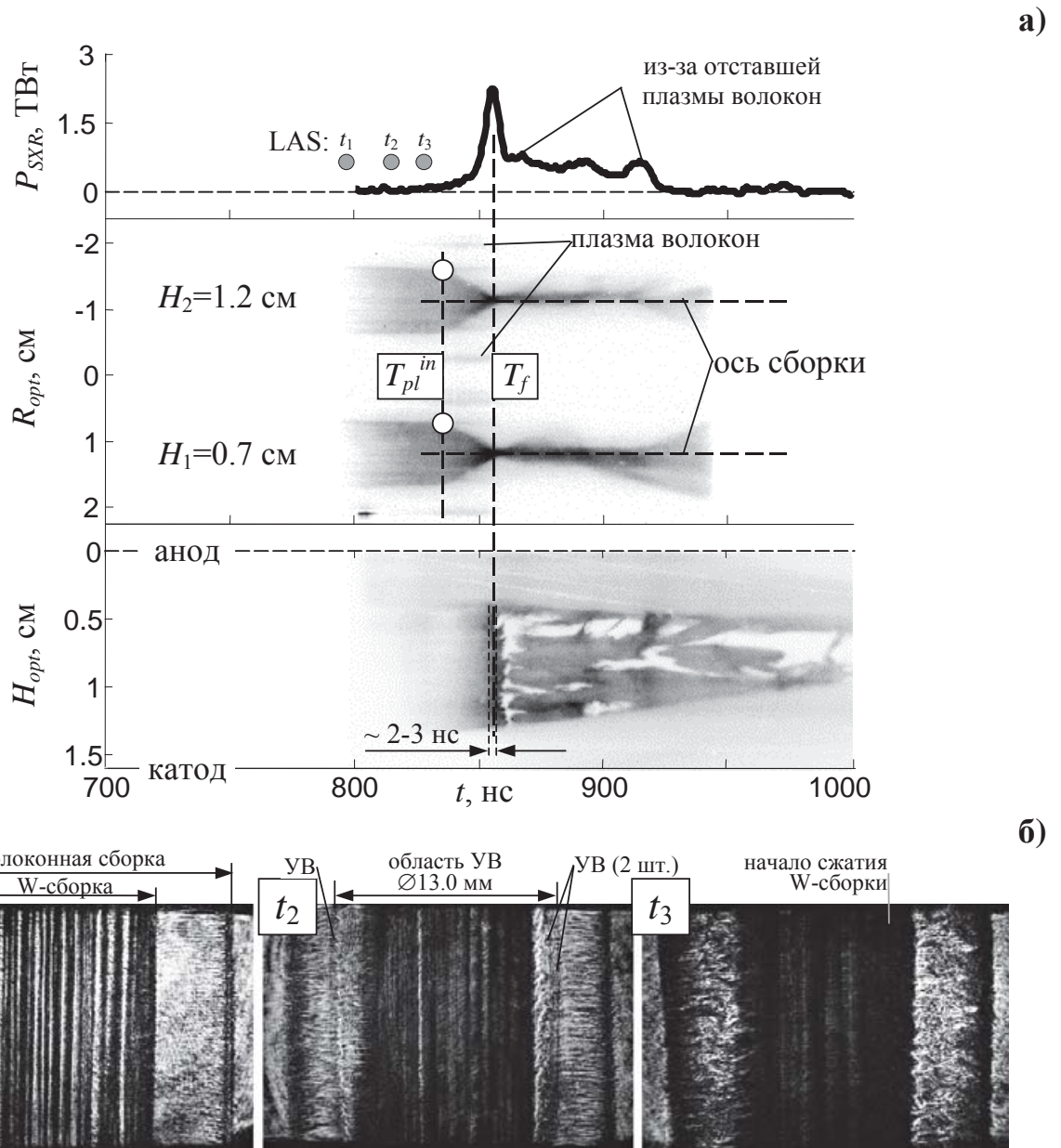


Рис. 121. Результаты эксперимента №5562 с вложенными сборками: внешний каскад - сборка из 8 капроновых 25 мкм волокон, линейной массы 44 мкг/см, $r_{out}=10$ мм; внутренний каскад - сборка из 40 W 6 мкм проволоки, линейной массы 220 мкг/см, $r_{in}=5$ мм, $h_{out}=h_{in}=16$ мм: а) временная зависимость импульса мощности МРИ ($h\nu > 100$ эВ); изображения (негатив) с оптических радиальных и осевых щелевых разверток, синхронизированные с представленными кривыми. Щели радиальной оптической развертки расположены на высотах $H_1=0.7$ см и $H_2=1.2$ см над поверхностью катода, щель шириной 300 мкм аксиальной оптической развертки расположена вдоль оси вложенной сборки; T_{pl}^{in} - время окончания плазмообразования на внутреннем каскаде; T_f - время финального сжатия плазмы; б) лазерные кадровые теневые изображения (позитив), синхронизированные с представленными на рис. (а) кривыми, где времена регистрации кадров t_1-t_3 указаны кружками (•LAS). Анод - вверху, катод - внизу.

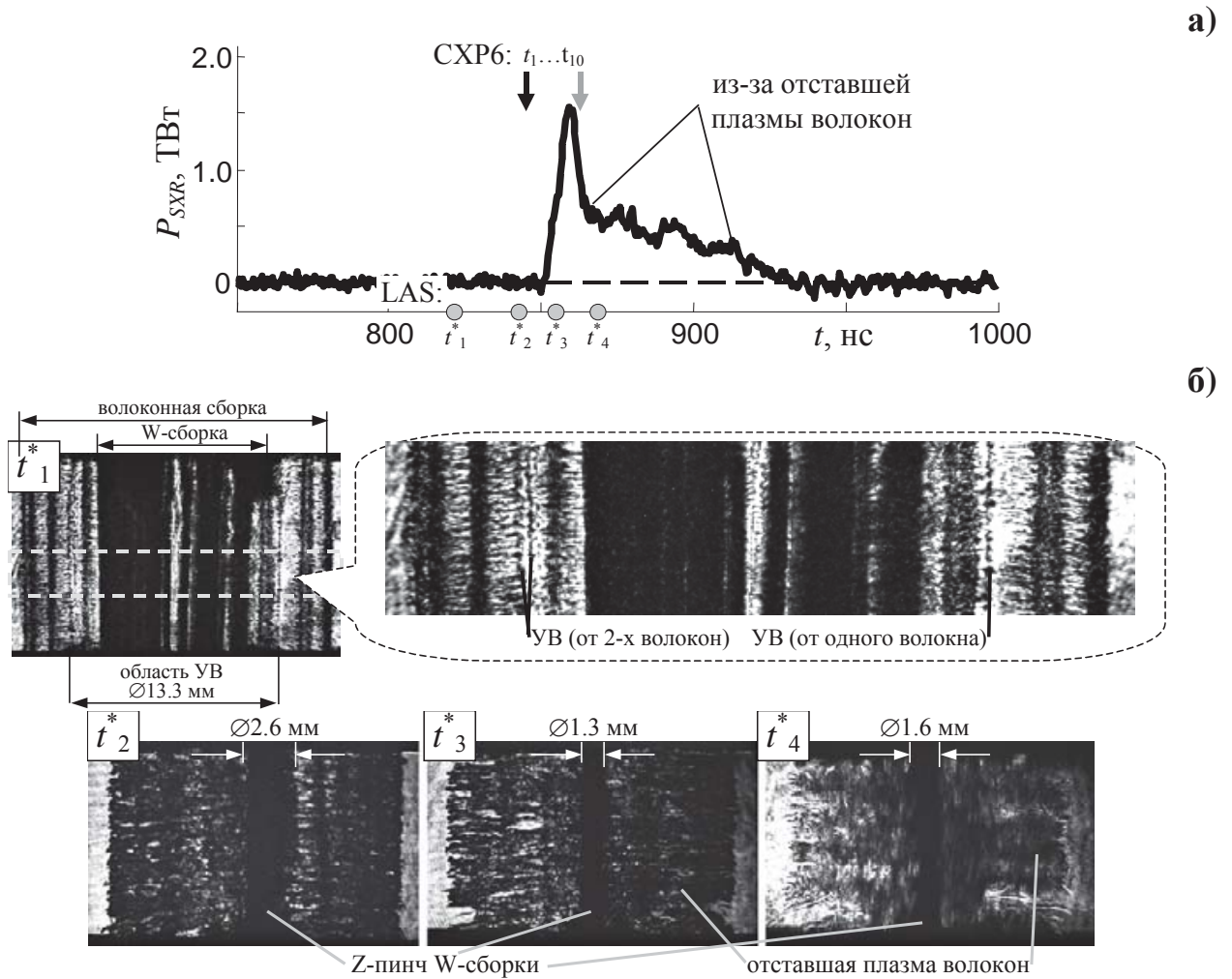


Рис. 122. Результаты экспериментов №5575 и №5561 с вложенными сборками: внешний каскад - сборка из 16 капроновых 25 мкм волокон, линейной массы 88 мкг/см, $r_{out}=10$ мм; внутренний каскад - сборка из 40 W 6 мкм проволок, линейной массы 220 мкг/см, $r_{in}=5$ мм, $h_{out}=h_{in}=16$ мм: а) временная зависимость импульса мощности МРИ ($h\nu>100$ эВ); б) лазерные теневые кадровые изображения (позитив), синхронизованные с представленными на рис. (а) кривыми, где времена регистрации лазерных кадров t_1^* (выстрел №5561) и $t_2^*-t_4^*$ (выстрел №5575) указаны кружками (\bullet LAS). Анод - вверх, катод - вниз.

Разница в поведении плазменных потоков в межкаскадном пространстве у капрон-вольфрамовых и вольфрам-вольфрамовых сборок наблюдалась при $r_{in}/r_{out}=0.3$. Как было сказано выше, у капрон-вольфрамовых сборок даже при таком малом отношении радиусов каскадов наблюдается формирование области УВ в межкаскадном пространстве, в то время как у вольфрам-вольфрамовых сборок формирование УВ не зарегистрировано (см. напр. кадр t_1^* на рис. 126в или кадр t_1 на рис. 127б) и реализован режим I ($M_A>1$). На рентгеновских кадровых изображениях видно, что в моменты времени t_1 и t_2 плазменные потоки (струи) уже достигли

поверхности внутреннего каскада. На поверхности внутреннего каскада наблюдаются вертикальные полосы повышенной эмиссии в местах контакта струй внешнего каскада с плазмой внутреннего каскада. Формирующаяся область УВ оказывается прижатой к поверхности внутреннего каскада, т.е. $r_{SW}=r_{in}$, и не наблюдается в пространстве между каскадами.

При этом в последнем случае наблюдается сильное взаимодействие плазменных потоков с внешнего каскада с магнитным полем тока, протекающего по внутреннему каскаду (см. кадры t_2^* и t_3^* на рис. 126в и кадры t_2 и t_3 на рис. 127б). Область УВ оказывается прижатой к внутреннему каскаду (см. рентгеновские кадры t_1 и t_2 на рис. 126б) все время за счет того, что кинетическое давление потоков плазмы с внешнего каскада оказывается больше, чем магнитное давление внутреннего каскада $\rho V_r^2 > B_{in}^2 / 8\pi$. В общем случае это, естественно, зависит как от распределения токов между каскадами, так и от вещества (W или капрон) во внешнем каскаде, т.к. $\dot{m}_W \gg \dot{m}_{капр}$, как было показано в Главе 2 диссертации.

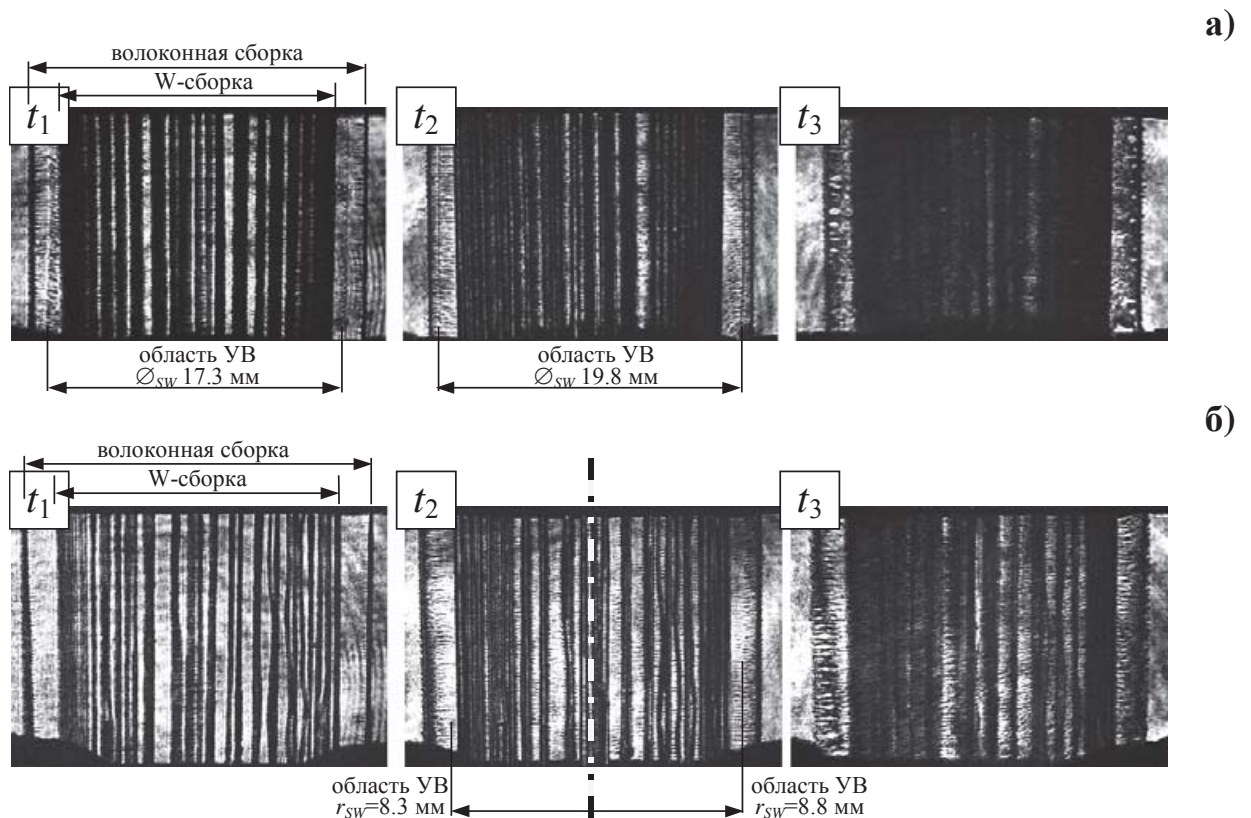


Рис. 123. Результаты экспериментов с вложенными сборками внутренний каскад которых состоит из 40 W 6 мкм проволок, линейной массы 220 мкг/см. $r_{in}=8$ мм, $h_{out}=h_{in}=16$ мм; внешний каскад: - сборка линейной массы 22 мкг/см, $r_{out}=10$ мм: а) из 4 капроновых 25 мкм волокон (выстрел №5879); б) сборка из 4 W 6 мкм проволок (выстрел №5888).

Кадровые изображения (позитив), полученные при помощи теневого лазерного зондирования в различные моменты времени. Анод – вверху, катод – внизу.

4.2.2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ ВНЕШНЕГО КАСКАДА С МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ И ПЛАЗМОЙ ВНУТРЕННЕГО КАСКАДА

Как было показано выше, в эксперименте с вложенными сборками наблюдалось несколько режимов течения плазмы. Причем в некоторых случаях происходила смена одного типа течения плазмы на другой, зарегистрировано изменение положение области УВ в пространстве между каскадами. Все эти экспериментальные факты свидетельствуют о нестационарности течения плазмы с внешнего каскада из-за изменяющегося распределения тока между каскадами вложенныхборок.

Распределение тока между каскадами и его влияние на сжатие плазмы вложенныхборок

Как было показано в п. 4.1.1 диссертационной работы, реализация того или иного режима течения плазмы между каскадами вложенныхборок сильно зависит от отношения интенсивностей плазмообразования $\dot{m}_{in}/\dot{m}_{out}$ на внутреннем и внешнем каскадах. С другой стороны, интенсивность плазмообразования согласно выражению (15) имеет сильную зависимость от протекающего по каскадам тока в виде $\dot{m} \propto I^2$. Следовательно, для прогноза режима течения плазмы между каскадами вложенныхборок по одномерной МГД модели, изложенной в §4.1, необходимо было определить доли полного тока, протекающие по внутреннему и внешнему каскадам. Для этого проводились измерения тока при помощи магнитного зонда, расположенного в пространстве между каскадами - вблизи внутреннего каскада на радиусе R_p^{bet} (см. рис. 118). Этот зонд позволял регистрировать ток внутреннего каскада на начальной стадии имплозии: после образования плазменных каналов вдоль проволок (или волокон) до момента прихода плазмы с внешнего каскада на радиус расположения зонда.

Очевидно, что величины токов по внешнему и внутреннему каскадам (I_{out} и I_{in}) должны зависеть от их геометрических размеров (напр. радиусов r_{out} и r_{in}), т.е. от их индуктивностей L_{out} и L_{in} . Можно оценить долю полного тока I_{in}/I_t , протекающего по внутреннему каскаду на начальной стадии имплозии, если представить вложенные сборки в виде эквивалентной электрической цепи с параллельным включением соответствующих индуктивностей, сопротивлений и решить следующее уравнение цепи

$$R_{out} I_{out} + \frac{d}{dt}(L_{out} I_{out}) + \frac{d}{dt}(MI_{in}) = R_{in} I_{in} + \frac{d}{dt}(L_{in} I_{in}) + \frac{d}{dt}(MI_{out}).$$

Учитывая, что после пробоя проволок и образования плазменной короны (первые несколько наносекунд разряда) сопротивлением ее плазмы можно пренебречь и, что на стадии плазмообразования индуктивность каскадов практически не меняется, получим следующее отношение

$$\frac{I_{in}}{I_t} = \frac{L_{out} - M}{L_{out} + L_{in} - 2M}, \quad (44)$$

где

$$\begin{cases} L_{out} = 2h \left(\ln \left(\frac{R_{return}}{r_{out}} \right) + \frac{1}{N_{out}} \ln \left(\frac{r_{out}}{N_{out} r_{cor}} \right) \right) \\ L_{in} = 2h \left(\ln \left(\frac{R_{return}}{r_{in}} \right) + \frac{1}{N_{in}} \ln \left(\frac{r_{in}}{N_{in} r_{cor}} \right) \right) \\ M = 2h \ln \left(\frac{R_{return}}{r_{out}} \right) \end{cases} \quad (45)$$

- индуктивности внешнего и внутреннего каскадов с учетом количества проволок (или волокон) в них N_{out} , N_{in} , размера области протекания тока вблизи каждой проволоки (или волокна) r_{cor} - радиуса плазменной короны и радиуса расположения обратных токопроводов установки R_{return} , M - взаимоиנדуктивности каскадов [232].

Чтобы рассчитать распределение токов во вложенных сборках, необходимо было определить индуктивности и взаимоиנדуктивности каскадов. Из электротехнических измерений полного тока $I_t(t)$ и напряжения $U(t)$ (см. напр. рис. 119а и 120а) определялась временная зависимость индуктивности вложенныхборок $L(t) = L_0 + \int U(\tau) d\tau / I_t(t)$, подобно тому, как это делалось для проволочныхборок по выражению (3) в работах [93, 105]. На начальной стадии разряда, пока вложенные сборки еще не начали сжиматься, определялось начальное значение их индуктивности L_0 . На рис. 124а представлена зависимость L_0 от количества волокон N_{out} во внешнем каскаде. Там же представлена рассчитанная кривая для L_{out} согласно выражениям (45). Хорошее совпадение кривой L_{out} и экспериментальных точек для $L_0(N_{out})$ говорит о значительной экранировке внутреннего каскада плазмой внешнего каскада, по крайней мере, на начальной стадии имплозии вложенныхборок – до прихода токового предвестника с внешнего каскада. Из рисунка видно, что начальная индуктивность вложенныхборок увеличивается с уменьшением числа волокон во внешнем каскаде. Это свидетельствует также о перераспределении тока в пользу внутреннего каскада. При этом существенная доля тока начинает протекать на меньшем радиусе - на радиусе внутреннего каскада. Следует заметить, что измеренное значение L_0 для вложенной сборки даже при малом количестве

волокон во внешнем каскаде $N_{out}=4$ меньше, чем начальное значение индуктивности внутренней проволочной сборки без внешней. Прирост индуктивности вложенныхборок ΔL_{fin} за счет сжатия плазмы на финальной стадии имплозии слабее, чем в случае сжатия одиночных W-борок (см. рис. 124б). Значит, во время финального сжатия плазмы внутреннего каскада по ней протекает не весь ток. Часть тока продолжает протекать по волокнам внешнего каскада. Так как при большом количестве волокон ($N_{out} \geq 120$) во внешнем каскаде величина $\Delta L_{fin} \approx 0$, т.е. практически отсутствует сжатие плазмы с током к оси, то в дальнейшем имело смысл рассматривать только выстрелы с $N_{out} \leq 40$ волокон.

На рис. 124в кружками (•) представлена измеренная зависимость доли полного тока I_{in}/I_t , протекающего по внутреннему каскаду на начальной стадии имплозии, от количества волокон во внешнем каскаде N_{out} . Ток внутреннего каскада измерялся магнитным зондом вплоть до прихода на него токового предвестника с внешнего каскада. На этом же рисунке представлены две кривые I_{in}/I_t , рассчитанные по выражению (44) при следующих параметрах внешнего и внутреннего каскадов: $r_{out}=1$ см; $r_{in}=0.5$ см; $N_{out}=4-40$ волокон; $N_{in}=40$ проволок, $R_{return}=6.7$ см. Кривая 1 рассчитана в предположении, что размер плазменной короны вокруг волокон внешнего каскада $r_{cor}^{out} \approx 150$ мкм, а кривая 2 - для $r_{cor}^{out} \approx 600$ мкм. Существует неопределенность в выборе значения r_{cor}^{out} из-за того, что экспериментальные значения I_{in}/I_t лежат между кривыми 1 и 2. В случае малого количества волокон во внешней сборке ($N_{out} < 16$) экспериментальные значения I_{in}/I_t лучше описываются кривой 2, а для случая большого количества волокон во внешней сборке – кривой 1. Скорее всего, такое различие в значениях r_{cor}^{out} связано с различным энергокладом в волокна внешнего каскада на стадии формирования плазменной короны вокруг волокон. Действительно, при уменьшении количества волокон во внешнем каскаде растет энергоклад в каждое волокно, и размер плазменной короны увеличивается. Также следует отметить, что формулы в выражении (45) записаны в предположении отсутствия сноса плазмы с проволок (или волокон) в процессе имплозии. В случае малого количества волокон во внешнем каскаде ток на одно волокно оказывается выше, чем в случае больших значений N_{out} . Плазменная корона вокруг волокон под воздействием объемной силы Ампера успевает сильнее вытянуться в радиальном направлении. В этом случае эффективное значение r_{cor}^{out} в выражениях (45) приходится увеличивать, чтобы рассчитанные по выражению (44) кривые лучше описывали экспериментальные значения I_{in}/I_t .

При помощи магнитного зонда, расположенного между каскадами, измерялся ток, протекающий по внутреннему каскаду на начало его финального сжатия. Начало сжатия внутреннего каскада (момент T_{pl}^{in}) определялось по данным радиальных оптических разверток (см. напр. рис. 121а). На рис. 124г представлена зависимость доли полного тока $(I_{in}/I_t)_{fin}$, протекающего по внутреннему каскаду на финальной стадии его сжатия, от количества волокон

во внешнем каскаде N_{out} . Из этого рисунка следует, что даже при малом количестве капроновых волокон во внешнем каскаде $N_{out}=4$ не весь ток (около 70%) протекает по сжимающейся плазме внутреннего каскада. Действительно, по данным радиальных оптических разверток следует, что происходит опережающее сжатие внутреннего каскада (W-сборки), в то время как на внешний каскад практически не движется. На капроновых волокнах внешнего каскада продолжается плазмообразование. С одной стороны, индуктивность внутреннего каскада растет из-за опережающего сжатия. С другой стороны, при увеличении количества волокон во внешнем каскаде его индуктивность уменьшается согласно выражениям (45). Благодаря этим факторам, создаются условия для перераспределения разрядного тока между каскадами в пользу внешнего каскада.

Как правило, в лайнерных экспериментах оптимизация сжатия плазмы происходит путем подбора начального радиуса лайнера и его линейной массы таким образом, чтобы $m_l r^2 \propto I_t^2$. При таком согласовании сжатие лайнера происходит вблизи максимума разрядного тока и тем самым обеспечивается максимальный энерговклад в Z-пинч из разрядной цепи установки. В нашем случае фронт нарастания тока установки до максимума имеет длительность 100-110 нс, а значит время сжатия плазмы внутреннего каскада (W-сборки) t_{imp}^{in} не должно сильно отличаться от данного времени.

На рис. 124д представлена зависимость времени имплозии t_{imp}^{in} от линейной массы капроновых волокон во внешнем каскаде m_l^{out} . Время t_{imp}^{in} отсчитано от начала тока до момента максимума импульса МРИ (см. напр. рис. 121а, момент времени T_f). Как следует из рис. 124д, оптимальное значение m_l^{out} лежит в диапазоне 22-44 мкг/см. Этой массе соответствует от 4 до 8 штук 25 мкм капроновых волокон, используемых в наших экспериментах.

На рис. 124е представлена зависимость времени t_{imp}^{in} от доли полного тока $(I_{in}/I_t)_{fin}$, протекающего по внутреннему каскаду на финальной стадии его сжатия и измеренного магнитным зондом (экспериментальные точки отмечены кружками ●). Там же представлены рассчитанные (отмечены квадратами □) по 0-мерной модели значения $(I_{in}/I_t)_{fin}$ при условии, что расчетное время сжатия равняется измеренному $t_{0D}=t_{imp}^{in}$. Некоторый разброс расчетных точек связан с тем, что в 0-мерной модели учитывался экспериментально измеренный профиль тока, несколько отличающийся в каждом выстреле. Несмотря на этот разброс точек, общий характер представленных зависимостей подобен друг другу. В указанном интервале времен нарастания разрядного тока до максимума (от 100 нс до 110 нс) лежат точки, соответствующие отношению $(I_{in}/I_t)_{fin}=0.6-0.9$. Таким образом, не менее 60% полного тока должно протекать по внутреннему каскаду на стадии его финального сжатия для того, чтобы получить сжатие плазмы вблизи максимума тока.

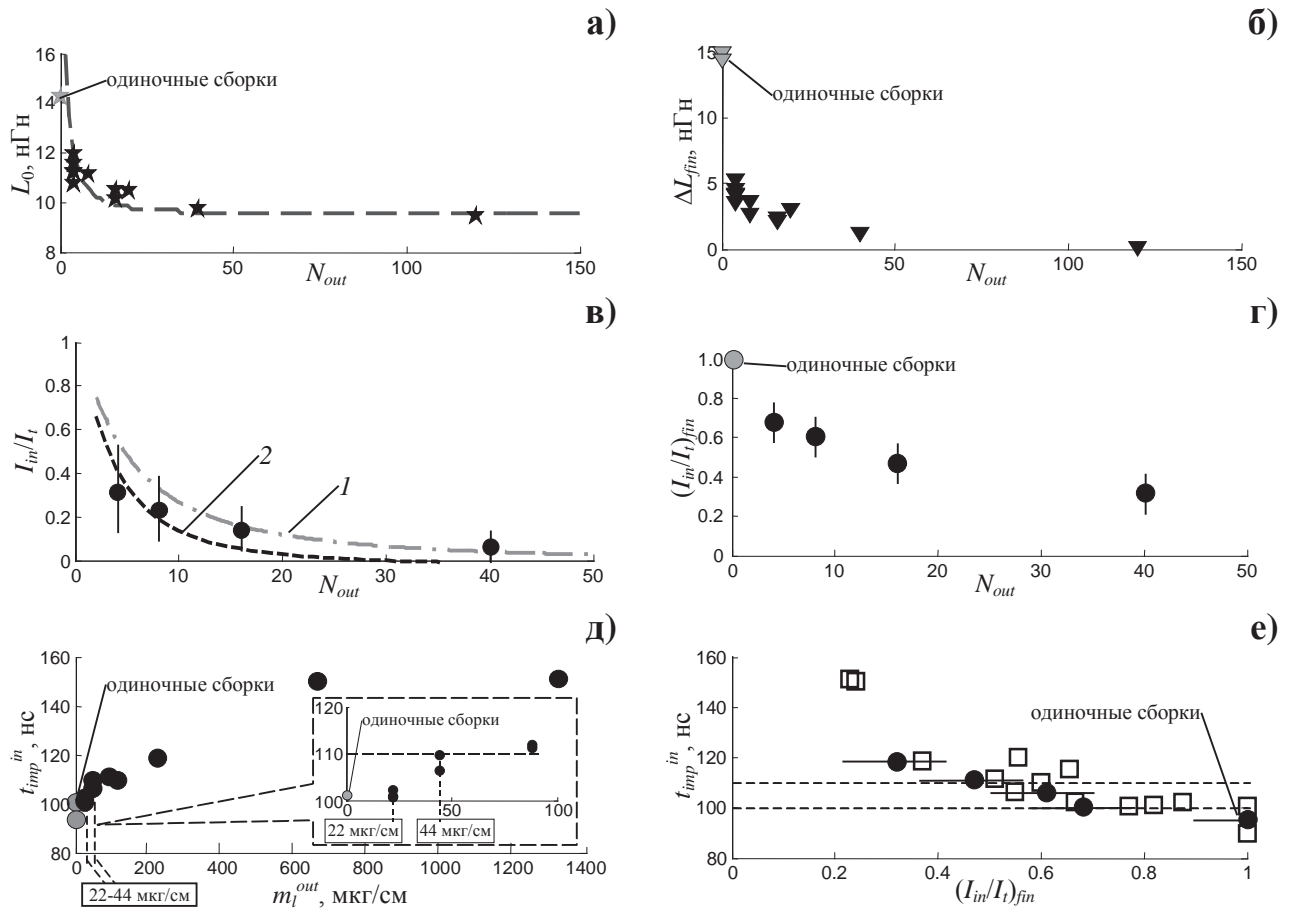


Рис. 124. Некоторые зависимости, полученные в экспериментах по сжатию вложенных капрон-вольфрамовыхборок с $r_{in}/r_{out}=0.5$: а) зависимости начальной индуктивности вложенныхборок L_0 от количества волокон во внешнем каскаде N_{out} : ★ - рассчитанной по выражению (3); — — — - рассчитанной из системы (45) по выражению для L_{out} ; б) зависимость изменения индуктивности вложенныхборок ΔL_{fin} на стадии финального сжатия от количества волокон во внешнем каскаде N_{out} , рассчитанного по выражению (3); в) зависимость доли полного тока I_{in}/I_t , протекающего по внутреннему каскаду ($N_{in}=40$), от количества волокон во внешнем каскаде N_{out} : ● - по данным магнитозондовых измерений; кривая 1 - рассчитанная по выражению (44) в предположении $r_{cor}^{out} \approx 150$ мкм и кривая 2 - тоже для $r_{cor}^{out} \approx 600$ мкм; г) зависимость доли полного тока $(I_{in}/I_t)_{fin}$, протекающего по внутреннему каскаду на финальной стадии его сжатия, от количества волокон во внешнем каскаде N_{out} ; д) зависимость времени имплозииборок t_{imp}^{in} от линейной массы волокон во внешнем каскаде m_l^{out} ; е) тоже от доли полного тока $(I_{in}/I_t)_{fin}$, протекающего по внутреннему каскаду на финальной стадии его сжатия: ● - по данным магнитозондовых измерений; □ - по 0-мерной модели.

В серии экспериментов по сжатию капрон-вольфрамовых вложенныхборок с бóльшим отношением радиусов $r_{in}/r_{out}=0.9$, чем в предыдущем случае, получены аналогичные зависимости распределения тока между каскадами в зависимости от параметров внешнего каскада (см. рис. 125). Экспериментальные факты говорят о том, что при увеличении количества волокон (или линейной массы) во внешнем каскаде в процессе имплозии

вложенных сборок происходит перераспределение тока между каскадами в пользу внешнего каскада за счет уменьшения индуктивности последнего согласно выражениям (45). Подобное явление наблюдалось и в экспериментах с металлизированными волоконными сборками, когда опережающее сжатие плазмы напыленного на волокна вещества сопровождалось шунтированием части разрядного тока отставшей плазмой капроновых волокон (см. §3.3 в Главе 3 диссертации). Прямые измерения доли тока, протекающего по внутреннему каскаду, в этой серии экспериментов не проводились из-за сложности размещения магнитных зондов в пространстве между каскадами с отношением радиусов $r_{in}/r_{out}=0.9$. Оценка доли тока по внутреннему каскаду была сделана по 0-мерной модели, в предположении, что рассчитанное время сжатия t_{0D} равняется измеренному времени t_{imp}^{in} и вся масса внутреннего каскада участвует в сжатии. Время t_{imp}^{in} , отсчитанное от начала тока и учитывающее в себе длительность процессов плазмообразования и финального сжатия плазмы (t_{fin}), определялось двумя способами: по максимуму импульса МРИ, измеренного ВРД и по данным радиальных оптических разверток (время достижения минимального радиуса). Результаты расчета представлены на рис. 125а, из которого видно, что при увеличении количества волокон во внешнем каскаде с 4 до 40 доля тока, протекающего по внутреннему каскаду, уменьшается с 0.9 до 0.45, т.е. происходит перераспределение тока в пользу внешнего каскада. Это же является и причиной увеличения времени сжатия плазмы внутреннего каскада. Естественным следствием шунтирования разрядного тока отставшей плазмой внешнего каскада будет уменьшение амплитуды импульса МРИ (см. рис. 125б). С другой стороны, как будет показано в п. 4.2.4 диссертации, с увеличением N_{out} происходит подавление МРТ неустойчивости плазмы внутреннего каскада, образуется компактный Z-пинч, а длительность импульса МРИ сокращается.

Следует искать компромисс между получением режимов устойчивого сжатия плазмы внутреннего каскада и получением мощных и коротких по длительности импульсов МРИ. Исходя из полученных результатов, в дальнейших экспериментах для получения режимов устойчивого сжатия плазмы с высоким выходом МРИ предполагается оптимизировать линейную массу внешнего каскада ($m_l^{out} \leq 22$ мкг/см), частично шунтирующую ток, за счет уменьшения диаметра капроновых волокон до 10-15 мкм при сохранении числа волокон во внешнем каскаде N_{out} не менее 40.

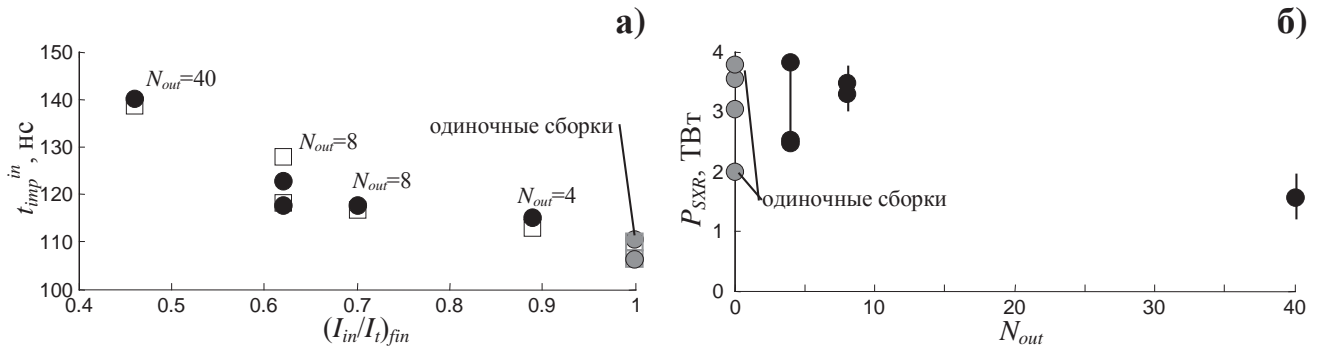


Рис. 125. Некоторые зависимости, полученные в экспериментах по сжатию вложенных капрон-вольфрамовых сборок с $r_{in}/r_{out}=0.9$: а) зависимость времени имплозии внутреннего каскада t_{imp}^{in} от рассчитанной по 0-мерной модели доли полного тока $(I_{in}/I_t)_{fin}$, протекающего по внутреннему каскаду на финальной стадии его сжатия. Время t_{imp}^{in} определялось: • - по максимуму импульса МРИ; □ - по данным оптических радиальных разверток; б) зависимость мощности МРИ P_{SXR} от количества волокон во внешней каскаде N_{out} .

Все зависимости, представленные на рис. 124 и 125, указывают на важность выбора параметров внешнего каскада, таких как количество волокон N_{out} и их линейная масса m_l^{out} , для получения режима сжатия плазмы, согласованного с временным профилем разрядного тока установки. Как следствие этого, возможно получение высокой мощности МРИ. Ниже в п. 4.2.3 рассмотрена зависимость профиля импульса МРИ от количества волокон (массы) внешнего каскада.

Особенности взаимодействия плазменных струй внешнего каскада с магнитным полем тока внутреннего каскада

Далее рассмотрим некоторые особенности взаимодействия плазменных потоков внешнего каскада с магнитным полем и плазмой внутреннего каскада на примере вольфрам-вольфрамовых вложенных сборок с отношением радиусов $r_{in}/r_{out}=0.3$ (см. рис. 126 и 127). На лазерных теневых изображениях данных рисунков, зарегистрированных на финальной стадии сжатия плазмы внешнего каскада, наблюдается характерная для одиночных проволочных сборок картина неустойчивостей в r - z плоскости. Однако наблюдаются некоторые особенности. Взаимодействие фронтальной части плазменных потоков с магнитным полем тока, протекающего по внутреннему каскаду, не приводит к формированию области УВ вблизи внутреннего каскада. Действительно, к моменту прихода фронтальной части потока к внутреннему каскаду на периферии внешнего каскада уже закончилось плазмообразование 6 мкм W-проволок. Возникающие на этой стадии окончания плазмообразования неустойчивости в плазменных струях от каждой проволоки внешнего каскада, связанные с прорывом магнитного потока, разрушают тело потока и четко выраженной области УВ на его фронте не образуется. Это приводит к тому, что отставшая плазма внешнего каскада вытянута не только в

радиальном, но и в аксиальном направлениях (см. лазерные теневые изображения в моменты t_2^* и t_3^*).

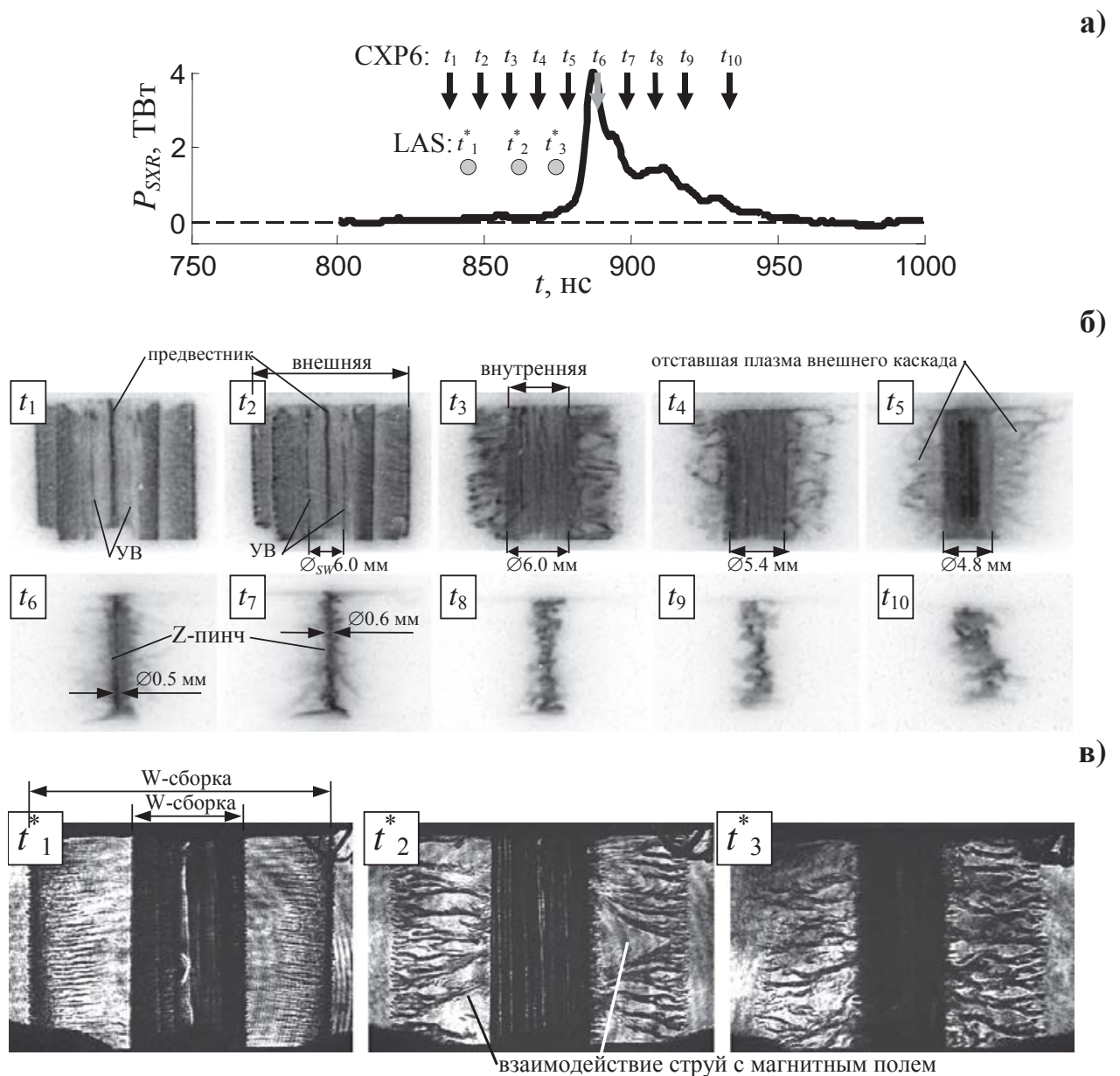


Рис. 126. Результаты эксперимента №5880 с вложенными сборками: внешний каскад - сборка из 4 W 6 мкм проволок, линейной массы 22 мкг/см, $r_{out}=10$ мм; внутренний каскад - сборка из 40 W 6 мкм проволок, линейной массы 220 мкг/см, $r_{in}=3$ мм, $h_{out}=h_{in}=16$ мм: а) временная зависимость импульса мощности МРИ ($h\nu > 100$ эВ); б), в) рентгеновские кадровые (негатив) и лазерные теневые изображения (позитив), синхронизованные с представленными на рис. (а) кривыми, где времена регистрации кадров t_1-t_{10} указаны вертикальными стрелками (\downarrow CXP6) и времена регистрации кадров $t_1^*-t_3^*$ указаны кружками (\bullet LAS). Анод – вверху, катод – внизу.

Однако, в наших экспериментах было показано, что если увеличить отношение радиусов каскадов до $r_{in}/r_{out}=0.8$ (см. рис. 123б) или затянуть во времени окончание плазмообразования на

внешнем каскаде (напр. увеличив диаметр W-проволок от 6 мкм до 12 мкм), возможно формирование УВ вблизи внутреннего каскада (см. работу [227]).

По-видимому, от характера взаимодействия плазмы внешнего каскада с внутренним каскадом зависит устойчивое сжатие последнего. В следующем разделе пойдет речь об экспериментальной реализации режима устойчивого сжатия плазмы внутреннего каскада в двухкаскадных вложенных сборках и о влиянии отставшей плазмы внешнего каскада на параметры импульса МРИ.

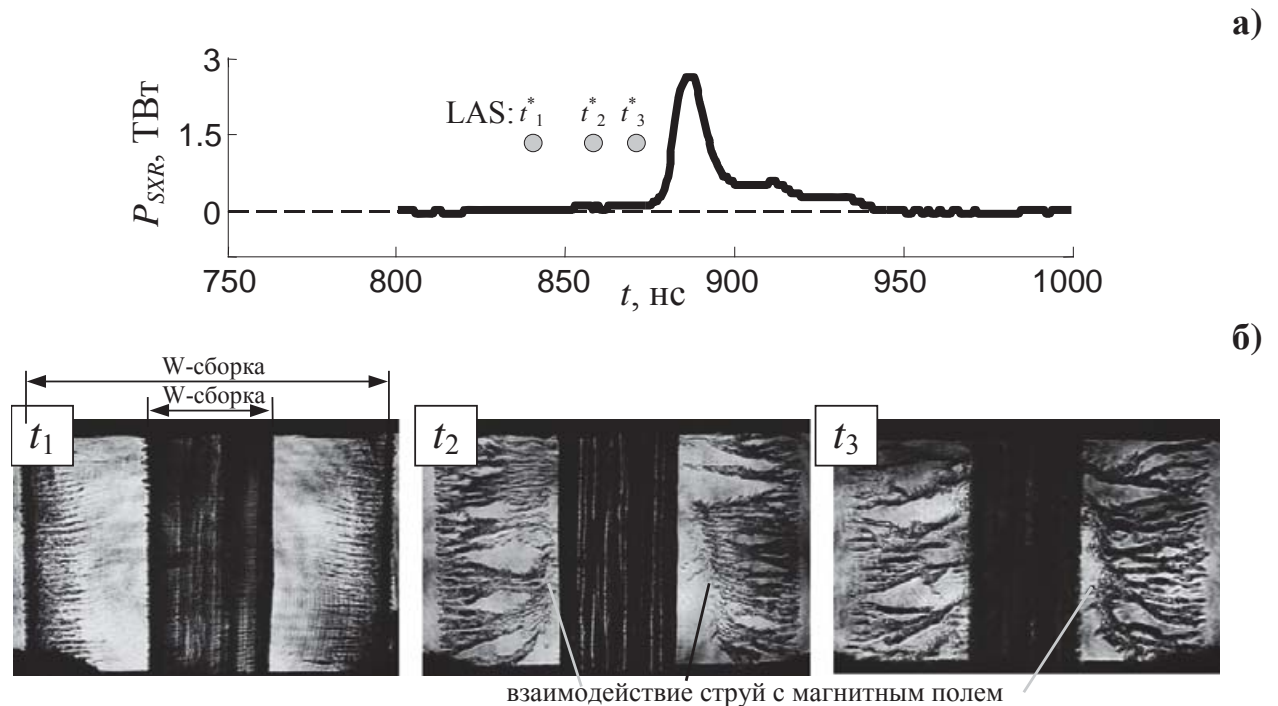


Рис. 127. Результаты эксперимента №5868 с вложенными сборками: внешний каскад - сборка из 4 W 6 мкм проволоки, линейной массы 22 мкг/см, $r_{out}=10$ мм; внутренний каскад - сборка из 40 W 6 мкм проволоки, линейной массы 220 мкг/см, $r_{in}=3$ мм, $h_{out}=h_{in}=16$ мм: а) временная зависимость импульса мощности МРИ ($h\nu > 100$ эВ); б) лазерные теневые изображения (позитив), синхронизованные с представленными на рис. (а) кривыми, где времена регистрации кадров $t_1^* - t_3^*$ указаны кружками (\bullet -LAS) на рис. (а). Анод – вверху, катод – внизу.

4.2.3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ РЕЖИМА УСТОЙЧИВОГО СЖАТИЯ ПЛАЗМЫ ВНУТРЕННЕГО КАСКАДА. ВЛИЯНИЕ ОТСТАВШЕЙ ПЛАЗМЫ НА ПАРАМЕТРЫ ИМПУЛЬСА РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Как показали эксперименты с капрон-вольфрамовыми вложенными сборками, уменьшение количества волокон во внешней сборке с 40 до 4 штук при отношении радиусов

$r_{in}/r_{out}=0.5$ кардинально не ухудшает компактность сжатия пинча W-сборки (см. напр. рис. 113а, 119б,в, 128). Аналогичная тенденция наблюдалась и в случае отношения $r_{in}/r_{out}=0.3$ (см. рис. 129). При этом несинхронность сжатия плазмы в области оси сборок на переднем фронте импульса МРИ оказывается не хуже 2-3 нс (см. на рис. 121а профиль импульса мощности и осевую щелевую развертку). Как следствие этого, на оси сборок формируется компактный Z-пинч диаметром 1.5 мм в спектральном диапазоне $h\nu>100$ эВ и не более 0.5 мм в диапазоне $h\nu>1$ кэВ (по данным интегральных обскурোগрам работы [228]). Из рентгеновских кадров на рис. 128, полученных с интервалом 2 нс во время импульса МРИ (см. рис. 122а), так же следует, что на оси образуется компактный ($\varnothing 1.1$ мм) и устойчивый Z-пинч. Следует заметить, что измерения аксиального распределения магнитного поля внутри внутреннего каскада (см. рис. 130) также указывают на устойчивое сжатие плазмы внутреннего каскада без видимых локальных прорывов магнитного потока вдоль высоты (неоднородностей) W-сборки.

После момента максимального сжатия плазмы внутреннего каскада (W-сборки) на радиальной оптической развертке (см. рис. 121а) наблюдается расширение плазмы пинча, взаимодействие ее с отставшей плазмой волоконной сборки и последующее совместное сжатие. Такое поведение плазмы пинча после момента времени T_f существенно затягивает во времени задний фронт импульса рентгеновского излучения вплоть до ~ 90 нс. В экспериментах с металлизированными волоконными сборками также наблюдалось запаздывающее сжатие плазмы капроновых волокон. Как указывалось выше (в Главе 2 диссертации), это связано с медленным, по сравнению с вольфрамовыми проволоками, плазмообразованием с капроновых волокон. Из-за медленного развития МРТ неустойчивости плазмы W-сборки на кадровых рентгеновских изображениях после максимума импульса МРИ не наблюдается отставшей плазмы, излучающей в рентгеновском диапазоне $h\nu>100$ эВ. Как следствие этого, задний фронт импульса рентгеновского излучения оказывается коротким – не более 4 нс. Далее наблюдается некоторая затянутость во времени (около 50-60 нс) импульса МРИ на уровне $(0.1-0.2)P_{SXR}^{max}$ (см. напр. рис. 119-122а и 127а), связанная со сжатием плазмы капроновых волокон и развитием неустойчивостей на расширяющемся пинче (см. напр. рентгеновские кадры на рис. 119б в промежутке времени t_8-t_{10} и на рис. 133б в моменты t_7-t_9). Более подробно о зависимостях формы и амплитуды импульса МРИ от параметров внешнего каскада вложенных сборок пойдет речь ниже в этом же разделе.

Следует заметить, что отставшая плазма капроновых волокон сильно подвержена МРТ неустойчивости (см. лазерные теневые изображения рис. 122б в моменты времени t_3^* и t_4^*). Во время спада импульса излучения наблюдается «размытие» четкой пространственной картины неустойчивости отставшей плазмы вещества волокон (см. кадр t_4^*). По-видимому, диффузия отставшей плазмы поперек магнитного поля в межэлектродном зазоре происходит либо за счет

потери проводимости (температура плазмы падает), либо за счет сильного уменьшения магнитного поля разрядного тока после максимума МРИ, либо за счет обоих факторов.

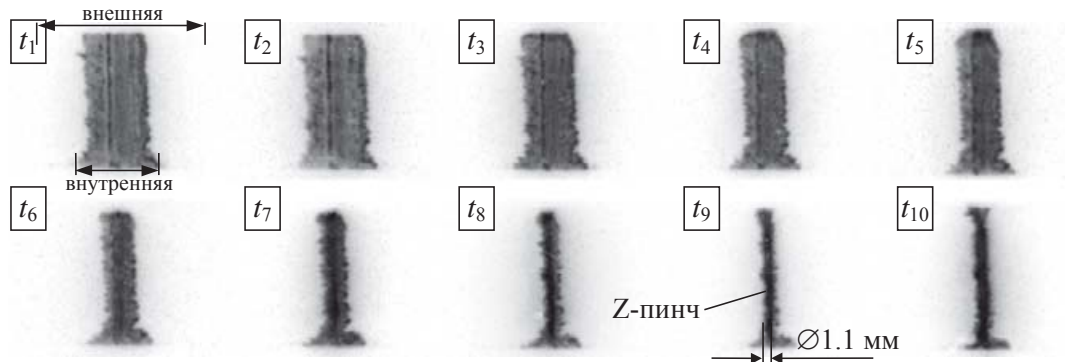


Рис. 128. Результаты эксперимента №5575 с вложенными сборками: внешний каскад - сборка из 16 капроновых 25 мкм волокон, линейной массы 88 мкг/см, $r_{out}=10$ мм; внутренний каскад - сборка из 40 W 6 мкм проволок, линейной массы 220 мкг/см, $r_{in}=5$ мм, $h_{out}=h_{in}=16$ мм: рентгеновские кадровые изображения (негатив), синхронизованные с представленными на рис. 122а кривыми, где времена регистрации рентгеновских кадров t_1-t_{10} указаны вертикальными стрелками (\downarrow СХР6). Анод - вверху, катод - внизу.

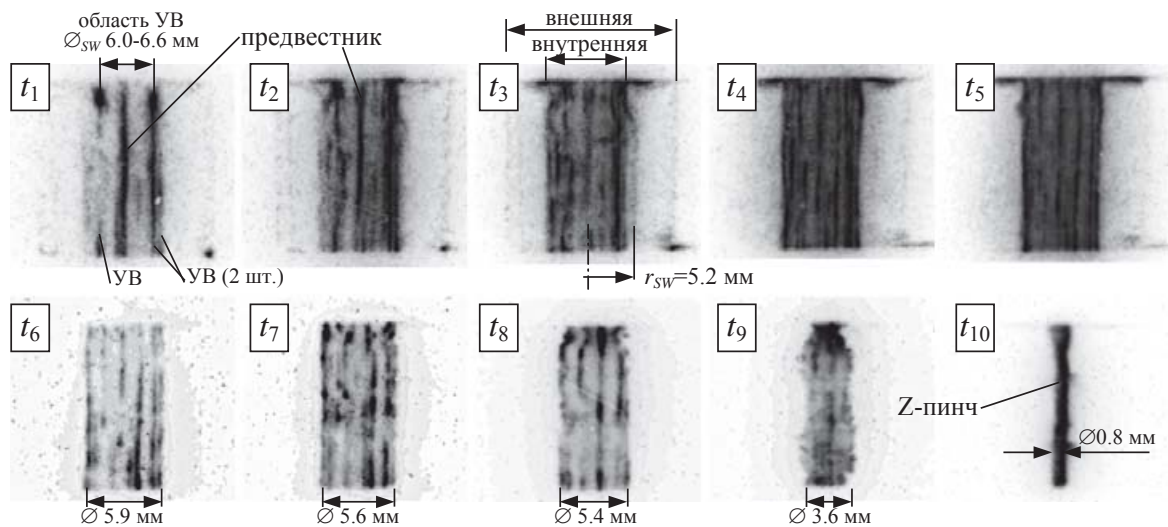


Рис. 129. Результаты эксперимента №5889 с вложенными сборками: внешний каскад - сборка из 4 капроновых 25 мкм волокон, линейной массы 22 мкг/см, $r_{out}=10$ мм; внутренний каскад - сборка из 120 вольфрамовых 6 мкм проволок, линейной массы 660 мкг/см, $r_{in}=3$ мм, $h_{out}=h_{in}=16$ мм: рентгеновские кадровые изображения (негатив) в различные моменты времени. Анод - вверху, катод - внизу.

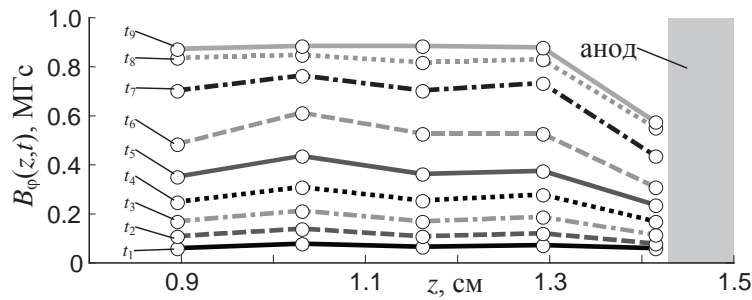


Рис. 130. Аксиальные распределения азимутального магнитного поля внутри проволочной сборки в разные моменты времени, измеренные зондом на $R_p=0.43$ см (внутри внутреннего каскада). Позиции $z=0$ и $z=1.43$ см – катод и анод соответственно.

Эксперимент №5563 с вложенными сборками: внешний каскад сборка из 120 капроновых 25 мкм волокон, линейной массы 660 мкг/см, $r_{out}=10$ мм; внутренний каскад сборка из 40 W 6 мкм проволок, линейной массы 220 мкг/см $r_{in}=5$ мм, $h_{out}=h_{in}=16$ мм.

В случае сжатия вольфрам-вольфрамовых вложенныхборок с отношением радиусов $r_{in}/r_{out}=0.3$ также наблюдалось устойчивое сжатие плазмы внутреннего каскада (см. напр. рис. 126б, кадры t_3-t_6) при малом количестве проволок во внешнем каскаде ($N_{out}=4$). Отличие от случая сжатия капрон-вольфрамовыхборок состояло в том, что сжатие внутреннего каскада и финальное сжатие Z-пинча происходило при наличии отставшей плазмы из вещества с высоким атомным номером – вольфрама. Поэтому задний фронт импульса МРИ оказывается затянутым во времени из-за запаздывающего сжатия отставшей плазмы вольфрама, излучающей в том же диапазоне спектра ($h\nu > 100$ эВ).

Таким образом, оказалось возможным получение режимов устойчивого сжатия плазмы смешанных по составу вложенныхборок независимо от вещества во внешнем каскаде и отношения радиусов r_{in}/r_{out} при определенном выборе N_{out} во внешнем каскаде. По-видимому, некоторое распределение вещества внешнего каскада вокруг внутреннего каскада способствует подавлению неустойчивостей на внешней границе внутреннего каскада. Для выяснения особенностей распределения вещества внешнего каскада в пространстве между каскадами были проведены спектральные исследования с пространственным разрешением вдоль радиуса вложенныхборок.

Спектральные измерения с пространственным разрешением вдоль радиуса вложенныхборок

Для исследования пространственного распределения элементного состава плазмы между каскадами капрон-вольфрамовых вложенныхборок использовался спектрограф скользящего падения (GIS) с пространственным разрешением вдоль радиуса вложенныхборок (см. п. 1.1.4 Главы 1 диссертации). Ориентация волокон внешнего каскада относительно спектрографа была

сделана по варианту №3 (см. рис. 118). Результаты спектральных измерений представлены на рис. 131а,б. Расположение капроновых волокон внешнего каскада и их плазменных струй в поле зрения спектрографа представлено на схеме рис. 131г. Там же показаны области: свечения плазмы внутренней сборки (W-сборки, область 1), УВ (область 2), межкаскадного пространства (область 3), а также область пространства, не занятая плазмой капроновых волокон (область 4).

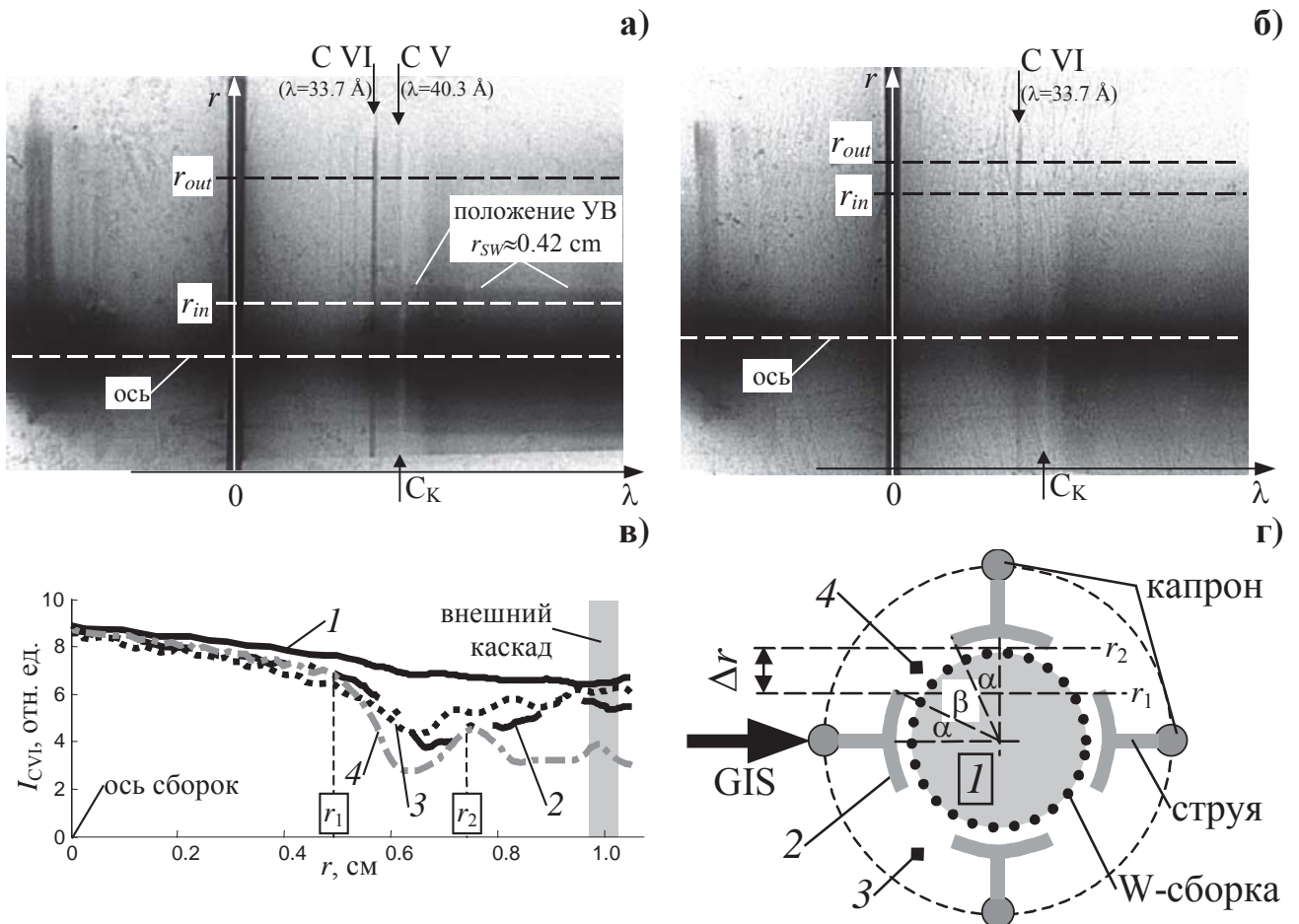


Рис. 131. Результаты спектральных измерений: а), б) изображения спектров МПИ с радиальным пространственным разрешением для вложенных сборок с отношением радиусов $r_{in}/r_{out}=0.3$ (выстрел №5870) и $r_{in}/r_{out}=0.8$ (выстрел №5876) соответственно; в) радиальные распределения интенсивности линии водородоподобного углерода $I_{C VI}(r)$ для вложенных сборок с различным отношением радиусов $r_{in}/r_{out}=0.3$ (кривая 1), 0.6 (кривая 2), 0.7 (кривая 3) и 0.8 (кривая 4). Радиусы r_1 и r_2 указаны на рис. (г); г) схема (вид сверху) расположения капроновых волокон во внешнем каскаде и плазменных струй от них относительно направления наблюдения спектрографа GIS, где показаны: 1 - область свечения плазмы W-сборки, 2 - область УВ, 3 - межкаскадное пространство, 4 - область пространства не занятая плазмой капроновых волокон.

На изображениях спектров МПИ (см. рис. 131а,б) наблюдается несколько особенностей, связанных с распределением вещества капроновых волокон в пространстве между каскадами. В

нашем случае на спектрах регистрировались водородо- и гелиеподобные линии углерода $CV(\lambda=40.3 \text{ \AA})$, $CVI(\lambda=33.7 \text{ \AA})$, а также линия поглощения $C_K(\lambda=43.7 \text{ \AA})$ углерода, входящего в элементный состав капронового волокна ($[-HN(CH_2)_5CO-]_n$). С учетом схемы, приведенной на рис. 131г, спектральные измерения дают возможность определить неравномерность распределения вещества капроновых волокон внешнего каскада в пространстве между каскадами вложенных сборок, как в радиальном, так и в азимутальном направлении вблизи поверхности внутреннего каскада. Обработка изображения спектра на рис. 131а показала, что в случае вложенных сборок с отношением радиусов $r_{in}/r_{out}=0.3$ и количеством волокон во внешнем каскаде $N_{out}=4$ область УВ формируется вблизи поверхности внутреннего каскада на радиусе $r_{SW}\approx 0.42\pm 0.03$ см. Такое положение УВ хорошо совпадает с данными лазерной и рентгеновской кадровых регистраций, представленных в первой части табл. 12. Электронная температура, определенная по максимуму спектра в области УВ ($\lambda_{max}=49 \text{ \AA}$), составляет $T_{spectr}=2431 \text{ \AA}\cdot\text{эВ}/\lambda_{max}\approx 50$ эВ. При этом на рентгеновских кадровых изображениях зарегистрировано поглощение рентгеновского излучения внутреннего каскада (W-сборки) в веществе, расположенном в пространстве между плазменными струями внешнего каскада. Это выражается в том, что изображения внутреннего W-каскада в фотонах его собственной рентгеновской эмиссии частично не видны на кадровых изображениях имплозии капрон-вольфрамовой вложенной сборки, приведенных, например, на рис. 129. Это может свидетельствовать о формировании замкнутой вокруг W-сборки непрозрачной оболочки из капроновой плазмы.

Оказалось, что вид профиля радиального распределения интенсивности линии водородоподобного углерода $I_{CVI}(r)$ позволяет судить о наличии или отсутствии вокруг внутреннего каскада квазизамкнутой оболочки, состоящей из вещества плазменных струй внешнего каскада (см. кривые на рис. 131в и поясняющую схему на рис. 131г). Обработка спектральных данных показала, что в случае вложенных сборок с отношением радиусов каскадов $r_{in}/r_{out}=0.8, 0.7$ и 0.6 на радиальном профиле $I_{CVI}(r)$ в области $\Delta r \in (r_1 r_2) = (0.48 \text{ } 0.78)$ см наблюдается провал по интенсивности линии CVI (см. кривые 2-4). Этот факт свидетельствует об отсутствии вещества капроновых волокон в этой области значений радиусов, а, следовательно, вокруг внутреннего каскада не образуется замкнутая оболочка из вещества плазменных струй внешнего каскада. С другой стороны, на радиальном профиле $I_{CVI}(r)$ для случая вложенных сборок с $r_{in}/r_{out}=0.3$ не наблюдается такого провала по интенсивности линии CVI (см. кривую 1). В этом случае возможно образование квазизамкнутой плазменной оболочки вокруг внутреннего каскада.

Сделаем оценку значения радиуса окружности R , на котором происходит перекрытие областей УВ от соседних плазменных струй, исходящих от капроновых волокон внешнего

каскада, с образованием вокруг внутреннего каскада замкнутой в азимутальном направлении оболочки. В этом случае $\Delta r=0$, $\beta=0$ или выполняется равенство $2\alpha+\beta=2\pi/N_{out}$, где $\alpha=\arctg(r_1/r_2)$ (см. схему на рис. 131г). Для простоты оценки предположим, что плазменные струи растекаются в азимутальном направлении одинаково при различных r_{in}/r_{out} . В случае вложенныхборок с $r_{in}/r_{out}=0.8$ угол $\alpha\approx 38^\circ$ при $r_1=0.48$ см и $r_2=0.78$ см (см. рис. 131в, кривую 4). Тогда длина дуги, по которой происходит растекание одной плазменной струи $l=2r_{sw}\alpha\approx(0.88-0.94)$ см, где $r_{sw}=0.80-0.85$ см (см. данные табл. 12). При выполнении условия $\Delta r=0$ длина окружности радиуса R должна равняться суммарной длине всех дуг l , вдоль которых происходит растекание плазмы, т.е. $2\pi R=N_{out}l$. Из последнего равенства следует, что искомый радиус $R=(0.56-0.60)$ см.

Сравнение профилей радиального распределения излучения линии CVI для различных отношений радиусов r_{in}/r_{out} вложенныхборок и проведенные оценки значения R показали, что для $r_{in}/r_{out}>0.6$ при фиксированном числе волокон во внешнем каскаде $N_{out}=4$ в области УВ не образуется оболочка, замкнутая вокруг внутреннего каскада. Однако, если увеличивать число волокон во внешнем каскаде N_{out} , то можно достигнуть условия, когда в области УВ опять будет образовываться замкнутая оболочка.

Исходя из данного утверждения, были проведены эксперименты с капрон-вольфрамовыми вложеннымибороками с большим отношением радиусов каскадов $r_{in}/r_{out}=0.9$ как с малым числом волокон во внешнем каскаде ($N_{out}=4$), так и с большим числом волокон - $N_{out}=40$. Спектральные измерения в таком узком межкаскадном зазоре проводить было затруднительно, поэтому использовался другой индикатор образования замкнутой вокруг внутреннего каскада области УВ - устойчивое сжатие W-бороки и формирование устойчивого и компактного Z-пинча на финальной стадии имплозии.

Сначала рассмотрим случай, когда во внешнем каскаде было $N_{out}=4$ волокна (см. рис. 132). Расположение волокон во внешнем каскаде относительно направлений наблюдения рентгеновских камер (СХР6 и REOP) было выполнено по варианту №3 (см. рис. 118). Из представленных на рис. 132б,в изображений видно, что при имплозии вложенной бороки на внешней границе сжимающейся плазмы внутреннего каскада из W-проволок развиваются неустойчивости. К моменту окончания плазмообразования с проволоки внутреннего каскада T_{pl} и началу финального сжатия, определенному из электротехнических измерений производной тока и напряжения, у сжимающейся плазмы внутреннего каскада появляются неустойчивости на ее внешней границе. Так на кадровых рентгеновских изображениях на рис. 132б (в моменты времени t_4-t_7) во время сжатия внутреннего каскада наблюдаются неустойчивости, характерные развитию МРТ неустойчивости с амплитудой ξ и длиной волны λ для финальной стадии сжатия одиночных многопроволочныхборок. К моменту пинчевания плазмы T_f , определенному по

максимуму импульса МРИ, среднее значение амплитуды неустойчивости $\bar{\xi}$ составляет около 6 мм, что больше половины начального радиуса внутреннего каскада ($r_{in}=9$ мм), а среднее значение длины волны вдоль высоты сборок $\bar{\lambda}$ - около 1 мм. Более подробно количественное сравнение темпов развития МРТ неустойчивости на внутреннем каскаде у вложенныхборок с различными параметрами внешнего каскада будут приведены в п. 4.2.4. Высокий уровень амплитуды неустойчивости приводит к образованию отставшей плазмы на финальной стадии имплозии внутреннего каскада (см. рентгеновские кадры на рис. 132б в момент времени t_8 и на рис. 132в в момент времени t_2^*). В этой серии выстрелов на осиборок формируется Z-пинч с диаметром около 0.8-1.4 мм, на периферии которого присутствует отставшая плазма с высоким атомным номером (в нашем случае плазма вольфрама), излучающая в спектральном диапазоне регистрации рентгеновских камер ($h\nu > 20$ эВ). Как следствие такого запаздывающего сжатия плазмы, задний фронт импульса мощности МРИ оказывается затянут во времени. Длительность заднего фронта импульса излучения в случае с $N_{out}=4$ волокна во внешнем каскаде, составляет 15-17 нс. Пиковое значение мощности излучения и энергии было соответственно до 3.8 ТВт и 45 кДж соответственно. В более поздние моменты времени, на заднем фронте импульса МРИ, Z-пинч расширяется. В этот период времени на рентгеновских кадрах, снятых камерой (REOP) под углом 30° к оси вложенныхборок, видно формирование плазменной струи в анодном отверстии (см. рис. 132в в моменты времени $t_2^*-t_4^*$), которая движется в аксиальном направлении со скоростью $V_z \approx 1.3 \times 10^7$ см/с.

Как показали эксперименты [231] с капрон-вольфрамовыми сборками, у которых $N_{out}=4$ или 8, такого количества волокон во внешнем каскаде не достаточно для существенного подавления МРТ неустойчивости плазмы при сжатии внутреннего каскада. Поэтому в следующей серии экспериментов использовались капрон-вольфрамовые вложенные сборки, у которых во внешнем каскаде было увеличено количество капроновых волокон до $N_{out}=40$ штук, т.к. наблюдалась тенденция уменьшения темпа развития МРТ неустойчивости внутреннего каскада с увеличением параметра N_{out} . Как следует из рентгеновских кадровых изображений рис. 133б, в период времени t_3-t_6 происходит устойчивое, по сравнению со случаями вложенныхборок с $N_{out}=4, 8$, сжатие плазмы внутреннего каскада. Как следствие малого темпа развития МРТ неустойчивости, к моменту t_7 на осиборок образуется компактный Z-пинч диаметром около 1 мм. При этом вокруг пинча не наблюдается излучающая отставшая плазма с высоким атомным номером. Это также подтверждается рентгеновскими кадрами, снятыми под углом 30° к оси вложенныхборок (см. рис. 133в в моменты времени t_2^* и t_3^*). Отсутствие излучающей отставшей плазмы вокруг Z-пинча приводит к сокращению длительности заднего фронта импульса МРИ до 7 нс (см. рис 133а, кривую 3), что в 2 раза меньше, чем для случаев с $N_{out}=4$

(см. рис. 132а) или 8. Следует заметить, что пиковая мощность понизилась до уровня 1.6 ТВт, что связано с перераспределением разрядного тока между каскадами в пользу внешнего каскада (подробно данный факт обсуждался выше в п. 4.2.2, см. рис. 125 диссертационной работы).

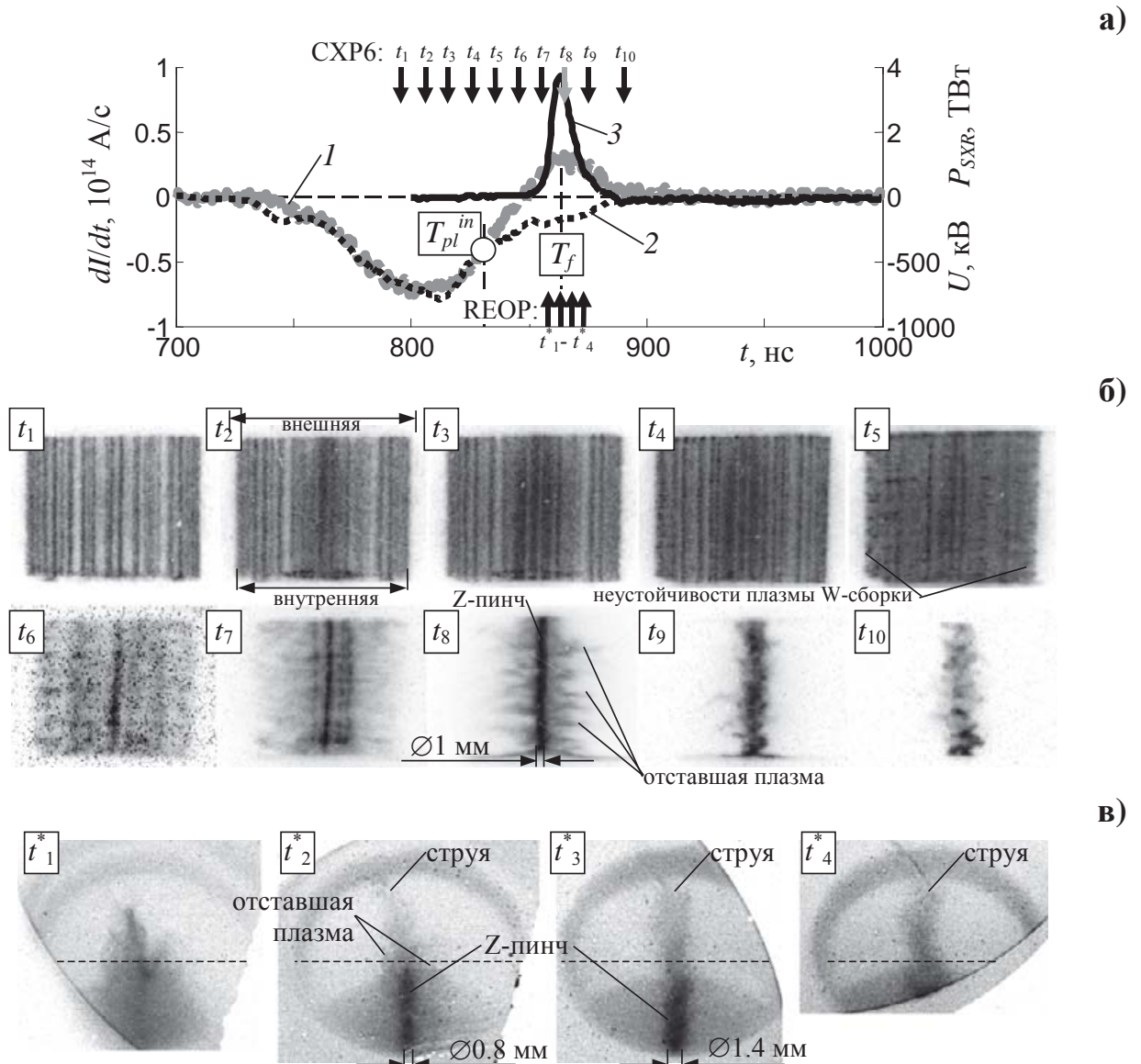


Рис. 132. Результаты эксперимента №5582 с вложенными сборками: внешний каскад - сборка из 4 капроновых 25 мкм волокон, линейной массы 22 мкг/см, $r_{out}=10$ мм; внутренний каскад - сборка из 40 W 6 мкм проволок, линейной массы 220 мкг/см, $r_{in}=9$ мм, $h_{out}=h_{in}=16$ мм: а) временные зависимости: 1 - производной полного тока; 2 - напряжения; 3 - импульса мощности МРИ ($h\nu > 100$ эВ); T_{pl}^{in} - время окончания плазмообразования на внутреннем каскаде; T_f - время финального сжатия плазмы; б), в) рентгеновские кадровые изображения (негатив), синхронизованные с представленными на рис. (а) кривыми, где времена регистрации кадров t_1-t_{10} указаны вертикальными стрелками (\downarrow CXP6, сбоку) и времена $t_1^*-t_4^*$ (\uparrow REOP, сверху под углом 30° к оси сборки). Штриховой линией показан диаметр сборки на нижнем краю анодного электрода. Везде на рисунках анод - вверху, катод - внизу.

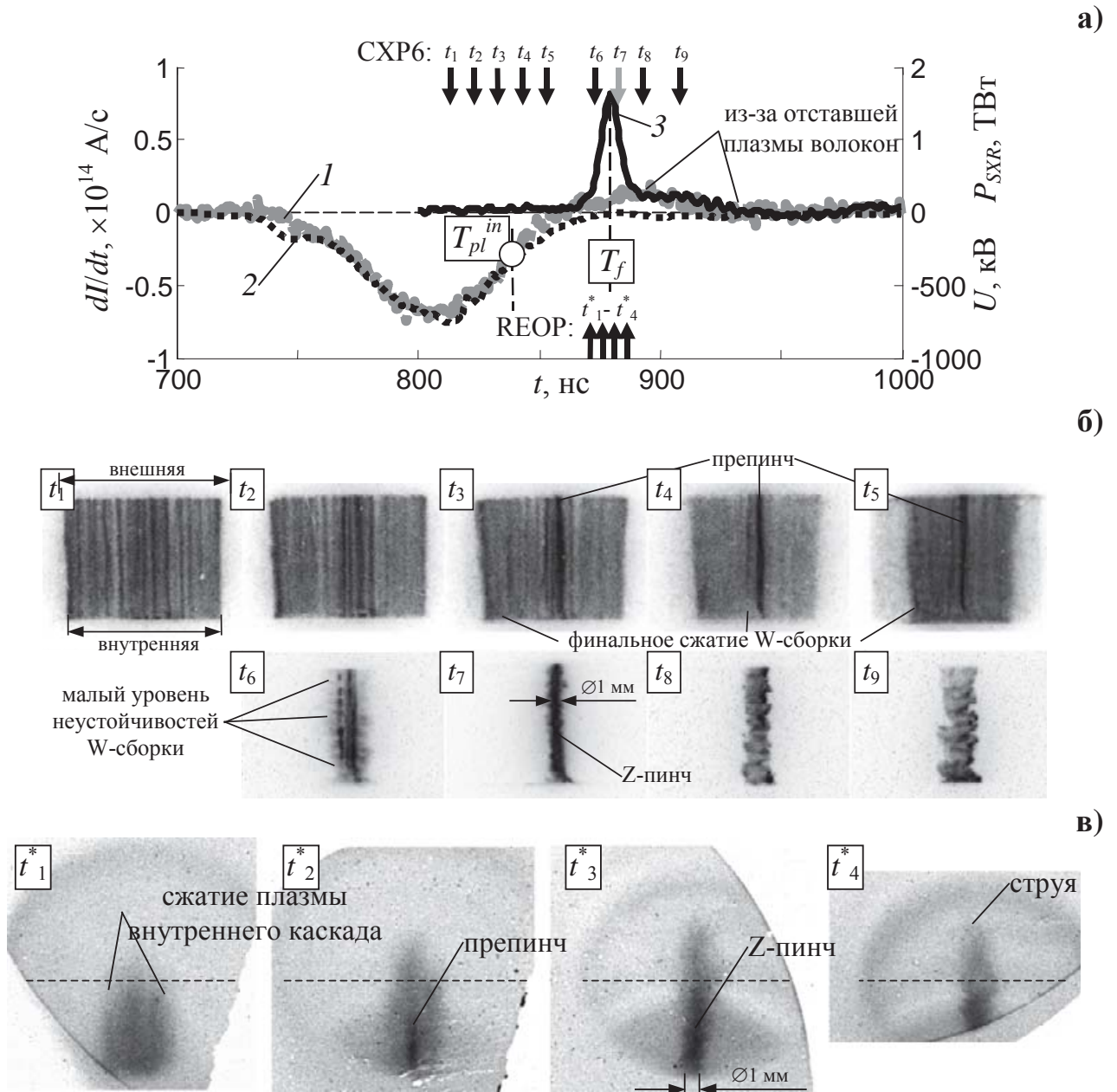


Рис. 133. Результаты эксперимента №5583 с вложенными сборками: внешний каскад - сборка из 40 капроновых 25 мкм волокон, линейной массы 220 мкг/см, $r_{out}=10$ мм; внутренний каскад - сборка из 40 W 6 мкм проволок, линейной массы 220 мкг/см, $r_{in}=9$ мм, $h_{out}=h_{in}=16$ мм: а) временные зависимости: 1 - производной полного тока; 2 - напряжения; 3 - импульса мощности МРИ ($h\nu > 100$ эВ); T_{pl}^{in} - время окончания плазмообразования на внутреннем каскаде; T_f - время финального сжатия плазмы; б), в) рентгеновские кадровые изображения (негатив), синхронизованные с представленными на рис. (а) кривыми, где времена регистрации кадров t_1-t_9 указаны вертикальными стрелками (\downarrow СХР6, сбоку) и времена $t_1^*-t_4^*$ (\uparrow REOP, сверху под углом 30° к оси сборки). Штриховой линией показан диаметр сборки на нижнем краю анодного электрода. Везде на рисунках анод - вверху, катод - внизу.

Удалось получить режим сжатия плазмы внутреннего каскада с формированием на оси вложенныхборок с различным отношением r_{in}/r_{out} устойчивого Z-пинча путем варьирования количества пластиковых волокон во внешнем каскаде вложенныхборок. Экспериментально

показано, что отставшая плазма с высоким атомным номером определяет длительность заднего фронта импульса МРИ. Далее подробнее рассмотрим влияние внешнего каскада на параметры импульса МРИ.

Влияние внешнего каскада вложенных сборок на параметры импульса МРИ

На рис. 134а представлены примеры профилей импульса мощности МРИ ($h\nu > 100$ эВ) для вложенных капрон-вольфрамовых сборок (с $r_{in}/r_{out}=0.5$ и $N_{out}=4$) и одиночной проволочной сборки с параметрами идентичными параметрам внутреннего каскада вложенных сборок. Внутренний каскад вложенных сборок был один и тот же - проволочная сборка из 40 W 6 мкм проволок, диаметр сборки 10 мм. Масса внешнего каскада варьировалась за счет изменения параметра N_{out} . Из рис. 134б следует, что при увеличении числа капроновых волокон во внешнем каскаде от 4 до 40 уменьшается пиковая мощность МРИ с 4.6 ТВт до уровня менее 1 ТВт соответственно. При этом происходит существенное увеличение длительности импульса рентгеновского излучения. На рис. 134в представлены зависимости временных характеристик профиля импульса излучения, таких как длительность переднего фронта ($\Delta t_{0.1/1}$), ширина импульса на половине его высоты (FWHM), длительность заднего фронта ($\Delta t_{1/0.5}$). Указанные временные характеристики профиля импульса МРИ определялись, как показано на рис. 134а. При анализе рис. 134б,в видно, что в случае вложенных сборок с $N_{out} < 16$ длительность импульса излучения (FWHM < 5-6 нс) меньше, чем в случае одиночных вольфрамовых сборок (FWHM ~ 12-14 нс). Длительность заднего фронта по уровню $(1.0-0.5)P_{SXR}^{max}$ еще короче - менее 5 нс. Как было показано выше, затягивание во времени длительности заднего фронта импульса МРИ связано с отставшей плазмой с высоким атомным номером. Так, в случае одиночных вольфрамовых сборок в момент максимума рентгеновского излучения на периферии Z-пинча присутствует отставшая плазма (см. напр. рис. 111а). Такая плазма вольфрама во время своего запаздывающего сжатия интенсивно излучает за счет поглощения в ней рентгеновского излучения Z-пинча и последующего переизлучения. В случае капрон-вольфрамовых вложенных сборок в момент сжатия внутренней вольфрамовой сборки не развивается МРТ неустойчивость на ее внешней границе и, как следствие этого, наблюдается компактное и устойчивое сжатие Z-пинча (см. напр. рис. 128). В данном случае отставшая плазма вольфрама, которая способна интенсивно поглощать и переизлучать энергию излучения Z-пинча, отсутствует. Следует заметить, что отставшая плазма с капроновых волокон внешнего каскада имеет малую излучательную способность в силу своего малого атомного номера $Z_{сред} \approx 3.6$.

С другой стороны, из рис. 134б,в следует, что значения пиковой мощности МРИ, сравнимого с пиковой мощностью для одиночных сборок, удалось достигнуть только при значении $N_{out}=4$ во внешнем каскаде вложенных капрон-вольфрамовых сборок с $r_{in}/r_{out}=0.5$.

Таким образом, в этой серии экспериментов оптимальная линейная масса волокон во внешнем каскаде, соответствующая $N_{out}=4$, составила 22 мкг/см. Это сравнимо с полученной в п. 4.2.2 оценкой $m_l^{out}=22-44$ мкг/см на основе анализа процессов перераспределения разрядного тока между каскадами вложенныхборок (см. рис. 124д).

В дальнейшем предполагается проведение экспериментов с капрон-вольфрамовыми вложеннымибороками, у которых внешний каскад будет состоять из большого числа тонких волокон ($N_{out}>40$). Линейная масса волокон не превысит определенного выше оптимального значения m_l^{out} , т.е. диаметр волокон должен быть не более 10-15 мкм. На сегодняшний момент таких тонких волокон у нас не было в наличии.

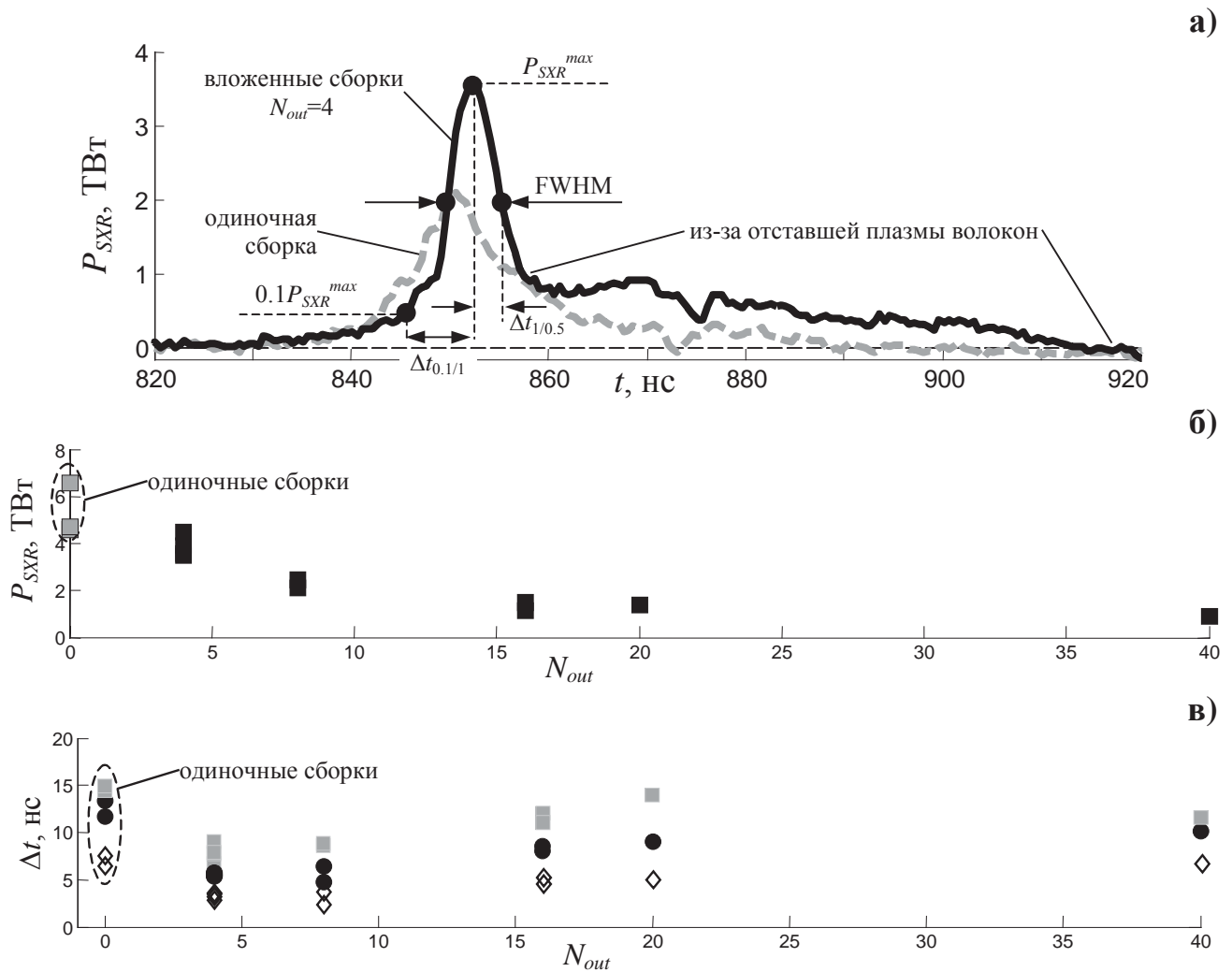


Рис. 134. Профилирование импульса мощности МРИ P_{SXR} ($h\nu > 100$ эВ) при сжатии вложенных капрон-вольфрамовыхборок с отношением радиусов $r_{in}/r_{out}=0.5$: а) сравнение профилей импульса МРИ, полученных при сжатии вложенныхборок и одиночнойборки; б) зависимость P_{SXR} от N_{out} ; в) зависимости от N_{out} : ■ - длительности переднего фронта импульса МРИ; ● - ширины импульса МРИ на его полувысоте (FWHM); ◇ - длительности заднего фронта импульса МРИ.

4.2.4. СРАВНЕНИЕ ТЕМПОВ РАЗВИТИЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ НА ВНУТРЕННЕМ КАСКАДЕ У ВЛОЖЕННЫХ СБОРОК С РАЗЛИЧНЫМИ ПАРАМЕТРАМИ

Зависимость темпа развития неустойчивостей внутреннего каскада от параметров внешнего каскада

Вначале рассмотрим экспериментальные данные о развитии МРТ неустойчивости на внутреннем каскаде (W-сборке) вложенных капрон-вольфрамовыхборок, у которых было различное количество капроновых волокон во внешнем каскаде $N_{out}=4, 8, 16, 40, 120, 240$ и фиксированное отношение радиусов внутреннего и внешнего каскадов в 2-х вариантах - $r_{in}/r_{out}=0.5$ и 0.9 .

Для количественного определения темпа развития МРТ неустойчивости плазмы внутреннего каскада вложенныхборок было проанализировано 83 кадровых рентгеновских изображения, полученных в 10-ти выстрелах. По каждому кадровому изображению в 20-30 зонах определялся набор значений амплитуд ξ_i (размер неоднородности вдоль радиуса) и длин волн λ_j (размер неоднородности в аксиальном направлении - вдоль высоты сборки) модуляции внешней границы плазмы внутреннего каскада, подобно тому, как это делалось для одиночных проволочных и металлизированных волоконныхборок в §3.2. В определенный момент времени имплюзии, соответствующий времени выбранного кадрового изображения, для набора данных (ξ_i, λ_j) находились средние значения $\bar{\xi}$, $\bar{\lambda}$ и их среднеквадратичный разброс. Для полученных временных зависимостей $\bar{\xi}(t)$ и $\bar{\lambda}(t)$ выполнена аппроксимация этих экспериментальных данных в виде $\bar{\xi}(t)=\xi(t_{max})\exp(\gamma t)$ и $\bar{\lambda}(t)=\lambda(t_{max})\exp(\sigma t)$ вплоть до момента максимума импульса МРИ ($t_{max}=0$ нс), где γ и σ - инкременты для амплитуд и длин волн неустойчивости. Сравнение полученных кривых $\bar{\xi}(t)$ и $\bar{\lambda}(t)$ для различных значений N_{out} представлено на рис. 135а,б соответственно. Сравнение показало, что с увеличением числа волокон во внешнем каскаде от 4 до 240 значения $\bar{\xi}(t)$ и $\bar{\lambda}(t)$ уменьшаются примерно от 0.8 до 0.4 мм. Аналогичная тенденция наблюдалась в экспериментах с вложенными капрон-вольфрамовымибороками с большим отношением радиусов внутреннего и внешнего каскадов $r_{in}/r_{out}=0.9$ (см. рис. 136, было проанализировано 41 кадровое рентгеновское изображение, полученные в 6-ти выстрелах.). Таким образом, уменьшение темпа развития МРТ неустойчивости внутреннего каскада при увеличении N_{out} наблюдается при различных отношениях r_{in}/r_{out} . На рис. 135в и в табл. 14 представлено сравнение зависимостей от N_{out} времени развития амплитуды МРТ неустойчивости (увеличения в e -раз) $\tau=1/\gamma$, определенного

из экспериментальных данных рис. 135 и 136 соответственно, и времени финального сжатия плазмы внутреннего каскада (W-сборки) $\tau_{fin}=T_f-T_{pl}^{in}$ (см. напр. рис. 119а, 120а, 132а и 133а). Из рис. 135в следует, что для вложенныхборок с отношением радиусов $r_{in}/r_{out}=0.5$ времена τ и τ_{fin} оказываются близки при значении $N_{out}=4$. Это объясняет наблюдавшееся в экспериментах неустойчивое сжатие плазмы внутреннего каскада у вложенныхборок с $N_{out}=4$ по сравнению с вложеннымибороками с бóльшим числом волокон во внешнем каскаде. Аналогичная картина наблюдается и для вложенных капрон-вольфрамовыхборок с $r_{in}/r_{out}=0.9$ (см. данные табл. 14). Из приведенных значений инкрементов неустойчивости внешней границы плазмы W-сборки следует, что при малом количестве волокон во внешнем каскаде ($N_{out}=4$ или 8) время развития амплитуды МРТ неустойчивости в 2-3 раза меньше, чем время финальной стадии сжатия плазмы внутреннего каскада (30-47 нс). При увеличении количества волокон во внешнем каскаде до 40 время роста амплитуды неустойчивости оказывается уже сравнимо с временем финального сжатия плазмы. В этом случае длина волны неустойчивости $\lambda(t)$ растет еще медленней, чем в случае с $N_{out}=4, 8$ волокон. Как следствие этого, к моменту максимального сжатия плазмы на оси вложенныхборок формируется Z-пинч с малым уровнем неоднородностей вдоль высоты. Вокруг пинча отсутствует отставшая плазма (см. напр. рис. 133б) из вещества внутреннего каскада с высоким атомным номером, в данном случае вольфрама. Отсутствие отставшей плазмы вольфрама существенным образом влияет на форму и длительность заднего фронта импульса МРИ, как было показано в п. 4.2.3 диссертации. Дальнейшее же увеличение числа волокон во внешнем каскаде неизбежно приведет к перераспределению тока между каскадами в пользу внешнего каскада, что в конечном итоге приведет к снижению мощности рентгеновского излучения (см. п. 4.2.2).

Следует заметить, что задолго до момента времени максимума МРИ, когда на внутреннем каскаде еще не закончилось плазмообразование, в момент времени $t=-100\div-60$ нс значение $\lambda(t)=\lambda_f \approx 0.25-0.30$ мм (см. рис. 135б и 136б) дает близкое значение фундаментальной длины волны аксиальной модуляции для W-проволок, которая не зависит от начального диаметра проволок, а зависит только от их вещества [33, 216]. Такое же значение λ_f было получено и для одиночных W-борок (см. рис. 107 в §3.2 диссертации).

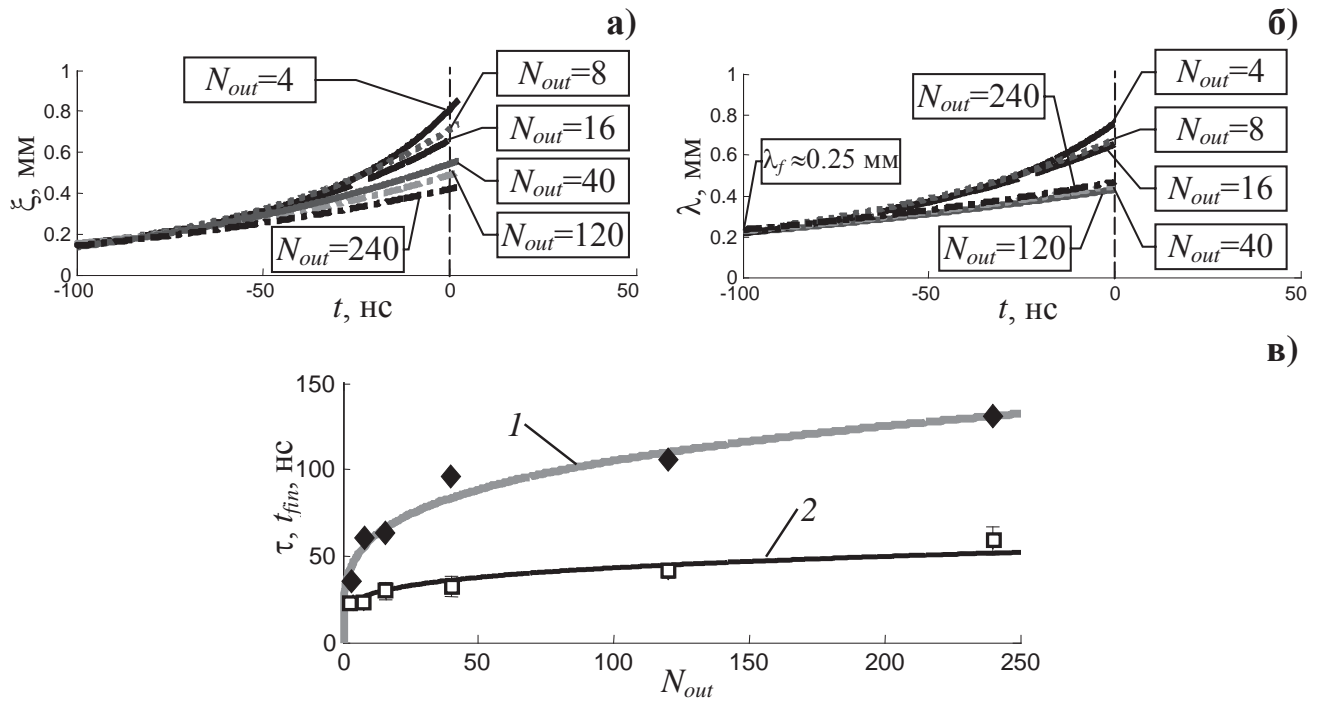


Рис. 135. Неустойчивость внешней границы плазмы внутреннего каскада: сборки из 40 W 6 мкм проволок линейной массы 220 мкг/см, $r_{in}=5$ мм. Внешний каскад: волоконная сборка из $N_{out}=4-240$ капроновых 25 мкм волокон линейной массы 22-1320 мкг/см, $r_{out}=10$ мм, $h_{out}=h_{in}=16$ мм. а), б) Временные зависимости амплитуды $\xi(t)$ и длины волны $\lambda(t)$ неустойчивости, восстановленные из рентгеновских кадровых изображений, для различных значений N_{out} . Максимум мощности МРИ соответствует моменту времени $t_{max}=0$ нс; в) Зависимости времени развития неустойчивости $\tau=1/\gamma$ (кривая 1 и ромбы \blacklozenge), рассчитанного на основе экспериментальных данных рис. (а,б) и времени финального сжатия плазмы t_{fin} (кривая 2 и квадраты \square), определенного по данным радиальной оптической развертки, от числа волокон во внешнем каскаде N_{out} .

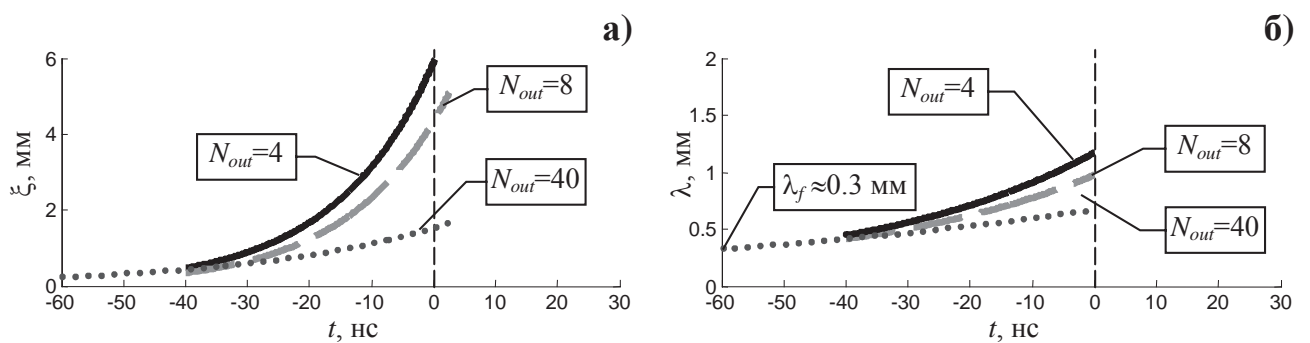


Рис. 136. Неустойчивость внешней границы плазмы внутреннего каскада: сборки из 30 или 40 W 6 мкм проволок линейной массы 165 и 220 мкг/см, $r_{in}=9$ мм. Внешний каскад: волоконная сборка из $N_{out}=4, 8$ и 40 капроновых 25 мкм волокон линейной массы 22, 88 и 220 мкг/см, $r_{out}=10$ мм, $h_{out}=h_{in}=16$ мм. а), б) Временные зависимости амплитуды $\xi(t)$ и длины волны $\lambda(t)$ неустойчивости, восстановленные из рентгеновских кадровых изображений, для различных значений N_{out} . Максимум мощности МРИ соответствует моменту времени $t_{max}=0$ нс.

Табл. 14. Параметры МРТ неустойчивости

Параметры внутреннего каскада (N_{out} количество 25 мкм капроновых волокон)	Амплитуда неустойчивости $\xi(t)=\xi(t_{max})exp(\gamma t)$		Длина волны неустойчивости $\lambda(t)=\lambda(t_{max})exp(\sigma t)$		Время финального сжатия W-сборки t_{fin} , нс
	γ , нс ⁻¹	$\tau=1/\gamma$, нс	σ , нс ⁻¹	$\tau=1/\sigma$, нс	
4	0.063	15.9	0.028	35.7	30-38
8	0.062	16.1	0.027	37.0	42-47
40	0.032	31.3	0.012	83.3	50-55

Зависимость темпа развития неустойчивостей внутреннего каскада от отношения радиусов каскадов r_{in}/r_{out}

Далее рассмотрим экспериментальные данные о развитии МРТ неустойчивости на внутреннем каскаде вложенных капрон-вольфрамовыхборок с различным отношением радиусов внутреннего и внешнего каскадов $r_{in}/r_{out}=0.3, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9$ и фиксированным количеством волокон во внешнем каскаде $N_{out}=4$. Для этого было проанализировано 73 кадровых рентгеновских изображения, полученных в 11-ти выстрелах. На рис. 137 представлены временные зависимости амплитуды и длины волны неустойчивости плазмы внутреннего каскада (кривые $\xi(t)$ и $\lambda(t)$) и представлено их сравнение для различных отношений радиусов r_{in}/r_{out} . Из рис. 137а следует, что при уменьшении отношения радиусов внутреннего и внешнего каскадов темп развития МРТ неустойчивости падает. Так при $r_{in}/r_{out}=0.3$ амплитуда неустойчивости $\xi(t_{max})$ в момент максимума импульса МРИ составляет около 0.4-0.5 мм по сравнению со случаем $r_{in}/r_{out}=0.9$, когда $\xi(t_{max})\approx 6$ мм. Такая же тенденция наблюдается и для длины волны МРТ неустойчивости (см. рис. 137б). На рис. 137в представлены зависимости времен τ (кривая 1) и τ_{fin} (кривая 2) от отношения радиусов r_{in}/r_{out} . Из данного рисунка следует, что при $r_{in}/r_{out}<0.5$ время развития МРТ неустойчивости плазмы внутреннего каскада становится больше времени финального сжатия, т.е. выполняется условие $\tau>\tau_{fin}$. Это означает, что за время финального сжатия плазмы W-сборки на ее поверхности не успевают развиться неустойчивости с критическим значением амплитуд, способствующих образованию отставшей плазмы и тока, а также к преждевременному разрушению Z-пинча.

Таким образом, продемонстрировано, что даже для малого числа N_{out} волокон во внешнем каскаде вложенныхборок можно получить устойчивое сжатие плазмы внутреннего каскада, уменьшив отношение радиусов r_{in}/r_{out} , в нашем случае, до 0.3. Исходя из сказанного выше и экспериментальных данных, для получения режима устойчивого сжатия плазмы внутреннего каскада вложенныхборок необходимо либо увеличивать число волокон N_{out} во внешнем каскаде, либо уменьшать отношение радиусов каскадов r_{in}/r_{out} , либо делать и то и другое одновременно.

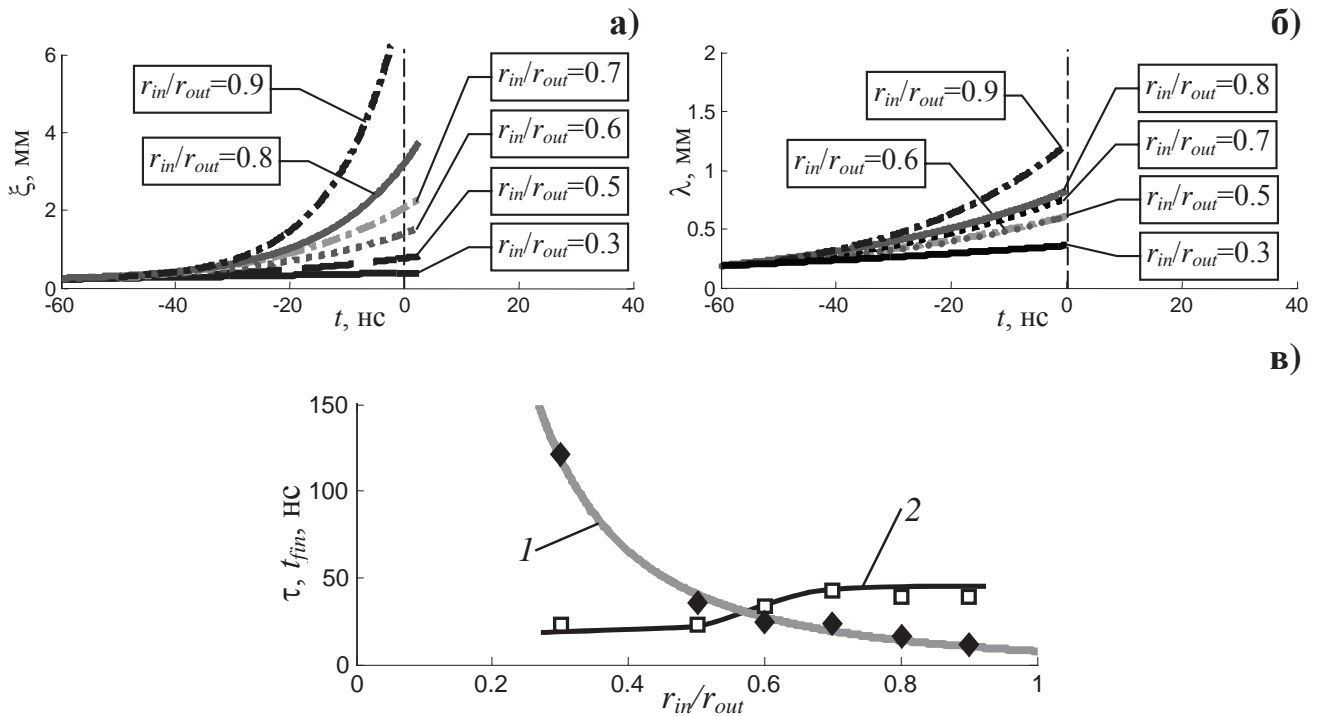


Рис. 137. Неустойчивость внешней границы плазмы внутреннего каскада: сборки из 40 W 6 мкм проволок линейной массы 220 мкг/см. Внешний каскад: волоконная сборка из $N_{out}=4$ капроновых 25 мкм волокон линейной массы 22 мкг/см, $r_{out}=10$ мм, $h_{out}=h_{in}=16$ мм. а), б) Временные зависимости: амплитуды $\xi(t)$ и длины волны $\lambda(t)$ неустойчивости, восстановленные из рентгеновских кадровых изображений, для различных значений $r_{in}/r_{out}=0.3, 0.5, 0.6, 0.7, 0.8$ и 0.9 . Максимум мощности МРИ соответствует моменту времени $t_{max}=0$ нс; в) Зависимости времени развития неустойчивости $\tau=1/\gamma$ (кривая 1 и ромбы \blacklozenge), рассчитанного на основе экспериментальных данных рис. (а,б) и времени финального сжатия плазмы t_{fin} (кривая 2 и квадраты \square), определенного по данным радиальной оптической развертки, от отношения радиусов r_{in}/r_{out} .

Из-за существенной разницы в интенсивности плазмообразования вольфрамовых проволок и пластиковых волокон при сжатии капрон-вольфрамовых вложенныхборок реализуется ситуация, когда происходит опережающее сжатие плазмы внутреннего каскада (W-борок) по сравнению с плазмой волоконной сборки внешнего каскада. При этом излучение сжимающейся вольфрамовой плазмы способствует нагреву и ионизации вещества на периферии вложенныхборок (в области $r \approx r_{out}$). Таким образом, плазма капроновых волокон внешнего каскада образует вокруг W-борок подобие проводящего экрана, способного стабилизировать возникающие неустойчивости вольфрамовой плазмы при ее сжатии. Наличие такого «экрана» способствует более широкому распределению тока в плазме сжимающегося лайнера, что приводит к более медленному росту МРТ неустойчивости, как теоретически было показано в работе [225]. Подавление МРТ неустойчивости при финальном сжатии плазмы внутреннего каскада приводит к образованию компактного излучающего Z-пинча, вокруг

которого отсутствует излучающая отставшая плазма и, как следствие этого, к генерации короткого по времени импульса мягкого рентгеновского излучения.

4.2.5. РЕЗУЛЬТАТЫ ДВУМЕРНОГО РМГД МОДЕЛИРОВАНИЯ СЖАТИЯ ПЛАЗМЫ ДВУХКАСКАДНЫХ ВЛОЖЕННЫХ СБОРОК

Выше в табл. 12 проведено сравнение полученных экспериментальных результатов (см. п.п. 4.2.1-4.2.3) с результатами одномерной МГД модели (см. §4.1) стационарного течения плазмы между каскадами при имплозии вложенных сборок. Показано хорошее соответствие экспериментальных данных и результатов моделирования режимов течения плазмы между каскадами, несмотря на явно упрощенный подход, использованный в одномерном моделировании, где не учитывается растекание плазменных струй вдоль силовых линий магнитного поля и нестационарность потока плазмы с внешнего каскада. Совершенно очевидно, что для выяснения особенностей взаимодействия плазмы внешнего и внутреннего каскадов, которые носят сугубо трехмерный характер и приводят к устойчивому сжатию плазмы внутреннего каскада, необходимо было дальнейшее численное моделирование имплозии вложенных сборок с помощью трехмерных РМГД кодов. Трехмерное МГД моделирование позволяет исследовать неоднородность сжатия плазмы вложенных сборок, связанную с наличием зазоров между проволоками и порождаемой им неустойчивостью границы плазма-вакуум. Для моделирования использовался 3D РМГД код MARPLE, разработанный в ИПМ им. М.В. Келдыша РАН [206]. В коде реализована одножидкостная двухтемпературная МГД с учетом анизотропии диссипативных процессов в условиях замагничности и многогрупповое диффузионное приближение для переноса излучения. Данные по уравнениям состояния и оптическим свойствам вещества были рассчитаны с помощью программы THERMOS (ИПМ им. М. В. Келдыша РАН [233]). Моделирование испарения проволок выполнялось по полуэмпирической модели гетерогенного лайнера с затянутым плазмообразованием с учетом выражения (15) для интенсивности плазмообразования с внешнего и внутреннего каскадов. Ток генератора установки Ангара-5-1 моделировался функциональной зависимостью вида $I(t)=I_0\sin^2(\frac{1}{2}\pi/T\cdot t)$ с амплитудой $I_0=4$ МА и временем нарастания $T=100$ нс. Время отсчитывается от начала тока разряда. Программная реализация источника плазмы позволяет адекватно воспроизводить отдельные проволоки сборки и промежутки между ними, а также моделировать неоднородное распределение массы и времени окончания плазмообразования по длине проволоки. В данных расчетах аксиальные неоднородности не рассматривались, проведено усреднение их вдоль высоты сборок. Таким образом, фактическая постановка задачи была двумерная в плоскости (r - φ). Такой подход

применялся, чтобы выяснить условия, при которых возможно замыкание вокруг внутреннего каскада плазменных струй с внешнего каскада, обнаруженное экспериментально. Следует отметить, что для моделирования конечного времени существования области УВ и ее последующего разрушения по окончании плазмообразования, необходимо учитывать развитие неустойчивостей в сжимающейся плазме в $(r-z)$ плоскости. В дальнейшем трехмерная версия РМГД-кода MARPLE3D будет использована для моделирования указанных эффектов и профиля импульса рентгеновского излучения. В данных же расчетах мы ограничились двумерной версией кода в $(r-\varphi)$ плоскости для моделирования эффектов, наблюдавшихся в наших экспериментах: замыкания области УВ вокруг внутреннего каскада и ее положения r_{SW} в межкаскадном пространстве (см. п. 4.2.3). При этом высота сборки соответствовала экспериментальной (в расчете использовалась одна ячейка по высоте 16 мм), выход излучения рассчитывался для полной сборки. Расчетная сетка выбиралась достаточно подробной, зазор между проволоками был разрешен на 20 расчетных ячейках, что позволяет адекватно воспроизводить движение плазменных струй до момента их слияния.

Для выяснения особенностей формирования УВ вблизи внутреннего каскада были выполнены две серии вычислительных экспериментов [234, 235] сжатия плазмы цилиндрических вложенных проволочныхборок. Все расчеты были выполнены для W-борок, состоящих из 6 мкм проволок во внешнем и внутреннем каскадах. Расчетная область - 1/8 цилиндра, в расчете участвуют 5 проволок на каждом каскаде. Проволоки внутреннего каскада сдвинуты на $\frac{1}{4}$ периода относительно проволок внешнего каскада.

Моделирование сжатия плазмы во вложенных сборках с различным отношением радиусов

В первой серии расчетов исследовались условия образования УВ между каскадами в зависимости от отношения радиусов внешнего и внутреннего каскадов. Количество проволок во внутреннем и внешнем каскадах было одинаковое, $N_{out}=N_{in}=40$, линейная масса 220 мкг/см. Рассматривались вложенные сборки с отношением радиусов $r_{in}/r_{out}=0.3, 0.5$ и 0.8 , в которых радиус внешнего каскада, как в экспериментах, не менялся (во всех расчетах $r_{out}=1$ см). Ниже на рис. 138-141 приведены результаты моделирования. Результаты моделирования рассмотрим в порядке возрастания отношения r_{in}/r_{out} . На рис. 138а представлены временные зависимости интенсивностей плазмообразования внешнего и внутреннего каскадов (кривые 1 и 2), а также аблированная масса с проволок каскадов (кривые 3 и 4) для случая отношения радиусов каскадов $r_{in}/r_{out}=0.3$. Как следует из распределений плотности плазмы внутри вложенныхборок (в $r-\varphi$ плоскости) в различные моменты времени (см. рис. 138б-г), столкновение потоков плазмы внешнего каскада с внутренней сборкой происходит в момент $t=55-60$ нс. При этом

возрастает интенсивность плазмообразования с проволок внутреннего каскада (см. кривую 2 на рис. 138а) за счет переключения на них тока плазменных струй внешнего каскада. Область УВ формируется вблизи поверхности внутреннего каскада на $r_{SW}=0.34$ см (см. рис. 138г), время ее устойчивого существования наблюдается в период от 65 до 90 нс. Все время своего существования область УВ остается прижата к внутреннему каскаду. Полученное из расчета значение r_{SW} хорошо совпадает со значением, зарегистрированным в эксперименте - 0.3-0.32 см (см. данные табл. 12) и предсказанным по 1-мерной МГД модели – $r_{SW}=r_{in}=0.3$ см (см. рис. 115а).

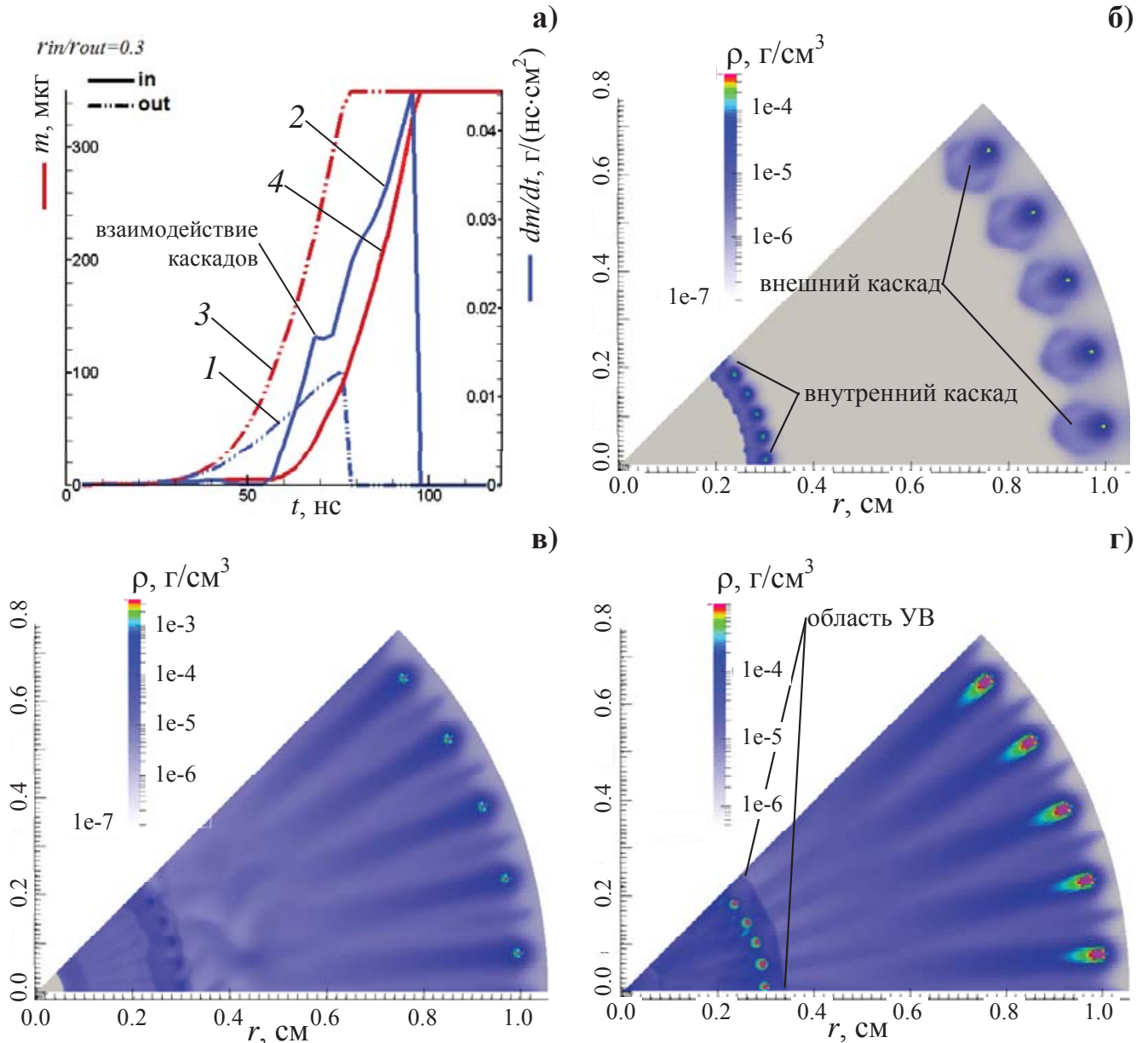


Рис. 138. Результаты моделирования имплозии вложенной вольфрам-вольфрамовой сборки с отношением радиусов каскадов $r_{in}/r_{out}=0.3$: а) временные зависимости: 1,2 – интенсивности плазмообразования с внешнего и внутреннего каскадов соответственно; 3,4 – массы плазмы, образованной с внешнего и внутреннего каскадов соответственно; б)-г) распределения плотности плазмы внутри вложенныхборок (r - ϕ плоскость) в различные моменты времени имплозии: на 30 нс (б), на 60 нс (в), на 70 нс (г).

Лучше всего особенности формирования области УВ в пространстве между каскадами прослеживаются в случае моделирования имплозии вложенныхборок с отношением радиусов $r_{in}/r_{out}=0.5$. В момент соударения потоков плазмы внешнего каскада с внутренней сборкой ($t=50$ нс) происходит резкий рост скорости плазмообразования на внутреннем каскаде (см. кривую 2 на рис. 139а) и отношение $(dm/dt)_{in}/(dm/dt)_{out}$ становится немного больше 1. Этого оказывается достаточно, чтобы сформировать УВ (см. рис. 115а). В результатах расчетов (см. распределения плотности на рис. 139б-г) хорошо выражено смещение ударной волны от внутреннего каскада в сторону внешнего каскада от радиуса 0.54 см в момент начала формирования ударной волны (на 57 нс), до $r=0.7$ см в момент ее распада (на 92 нс). Стабильное положение УВ наблюдалось вблизи $r_{sw}=0.6$ см (в период 60-90 нс). Подобное поведение области УВ зарегистрировано в эксперименте, особенно выделяется тот факт, что расчетное значение радиуса r_{sw} очень хорошо совпадает с экспериментальным (см. табл. 12). Расчеты показали, что в области УВ плотность плазмы составляет ~ 50 мкг/см³ и электронная температура 60-70 эВ (см. рис. 141г). Это хорошо соответствует оценкам плотности из экспериментальных измерений по равенству $\rho V_r^2 = B_{in}^2/8\pi$ и температуры, определенной из спектральных данных рис. 131а.

В расчетах было получено, что при $r_{in}/r_{out}=0.8$ скорость плазмообразования внутреннего каскада $(dm/dt)_{in}$ всегда меньше, чем скорость плазмообразования внешнего каскада $(dm/dt)_{out}$ (см. кривые 1 и 2 на рис. 140а) вплоть до момента времени, когда на нем заканчивается плазмообразование, т.е. $(dm/dt)_{out} \rightarrow 0$. Плазма между каскадами тормозится, но ударная волна при этом не образуется:

В данном случае распределение магнитной индукции и магнитного числа Маха в пространстве между каскадами значительно более гладкое, чем в первых двух рассмотренных случаях, изменение характера течения между каскадами не выражено (см. распределения плотности плазмы на рис. 140б,в и магнитного числа Маха на рис. 141в). Это связано с тем, что в данном расчете плазменные струи с внешнего каскада попадают в межпроводочный зазор внутреннего каскада, где магнитное поле минимально. Следует заметить, что в экспериментах при том же отношении r_{in}/r_{out} , зарегистрировано образование УВ в межкаскадном пространстве и ее движение от внутреннего каскада к внешнему каскаду: наблюдался переход от режима течения плазмы межкаскадном пространстве с УВ на $r_{sw}=0.83-0.88$ см к режиму с $M_A < 1$ (см. данные табл. 12).

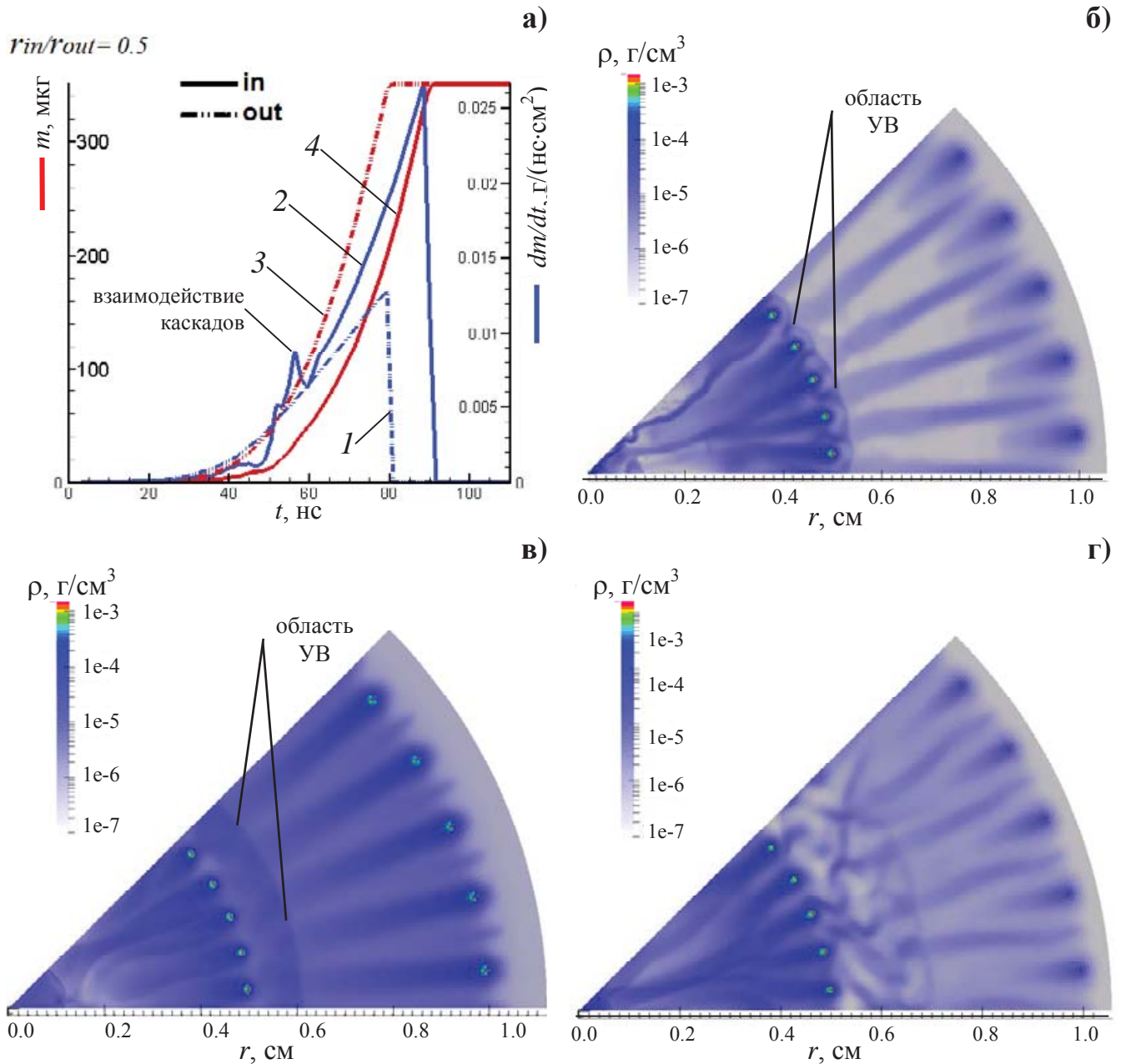


Рис. 139. Результаты моделирования имплозии вложенной вольфрам-вольфрамовой сборки с отношением радиусов каскадов $r_{in}/r_{out}=0.5$: а) - временные зависимости: 1,2 – интенсивности плазмообразования с внешнего и внутреннего каскадов соответственно; 3,4 – массы плазмы, образованной с внешнего и внутреннего каскадов соответственно; б)-г) - распределения плотности плазмы внутри вложенных сборок (r - ϕ плоскость) в различные моменты времени имплозии: на 57 нс (б), на 70 нс (в), на 92 нс (г).

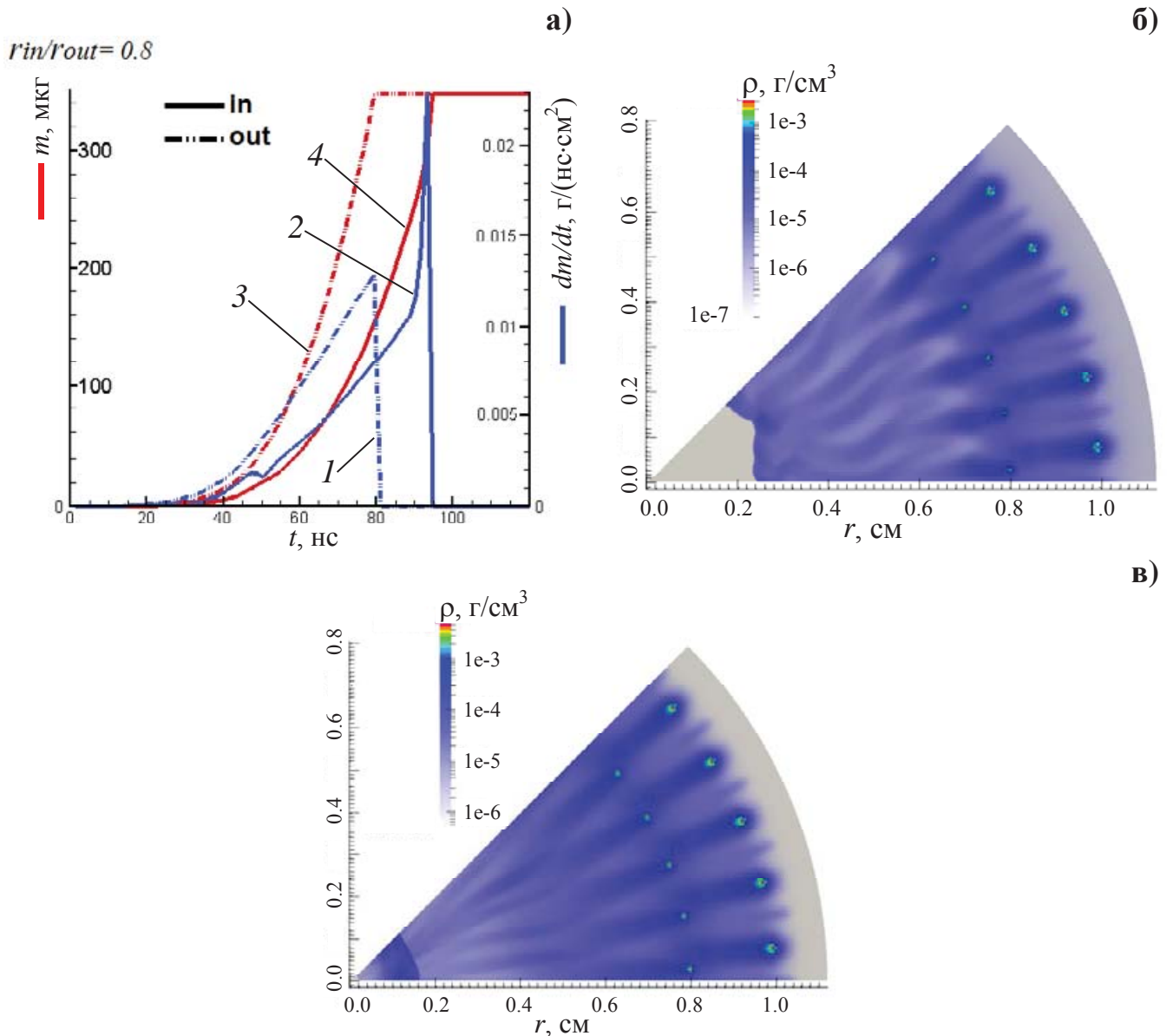


Рис. 140. Результаты моделирования имплозии вложенной вольфрам-вольфрамовой сборки с отношением радиусов каскадов $r_{in}/r_{out}=0.8$: а) - временные зависимости: 1,2 – интенсивности плазмообразования с внешнего и внутреннего каскадов соответственно; 3,4 – массы плазмы, образованной с внешнего и внутреннего каскадов соответственно; б),в) - распределения плотности плазмы внутри вложенныхборок (r - ϕ плоскость) в различные моменты времени имплозии: на 60 нс (б) и на 80 нс (в).

Были вычислены радиальные распределения азимутального магнитного поля и магнитного числа Маха (см. рис. 141а-в). Например, для случая $r_{in}/r_{out}=0.5$, полученные распределения качественно совпадают с рассчитанными по одномерной стационарной модели (см. рис. 141б и рис. 115б,в). Четко выделяются зоны доальфвеновского ($V_r < V_A$) и сверхальфвеновского ($V_r > V_A$) течения и переходная область с ударной волной (УВ) между каскадами. Положение УВ, рассчитанное из РМГД моделирования, хорошо согласуется как с одномерной теорией, так и с экспериментальными результатами.

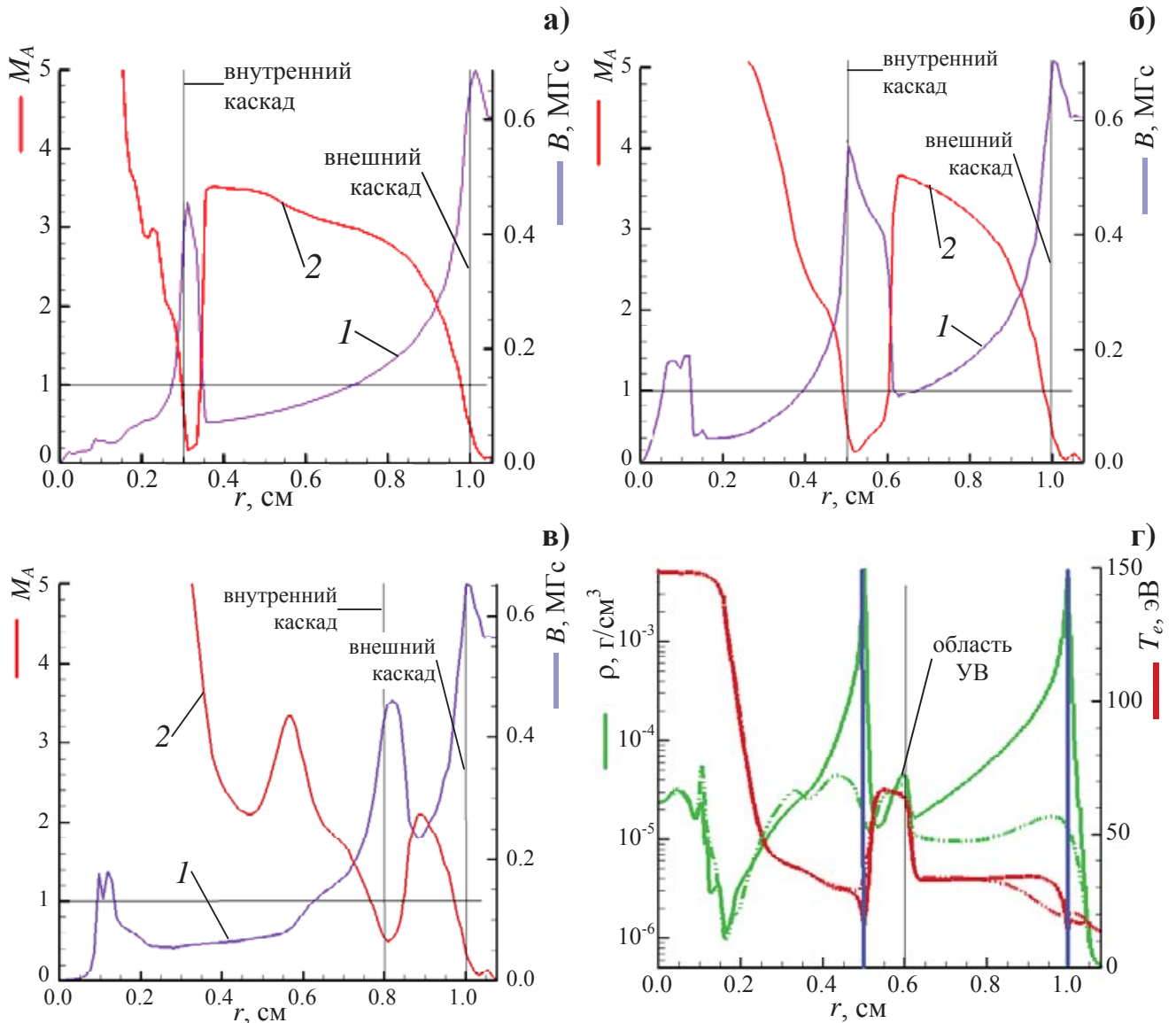


Рис. 141. Некоторые расчетные зависимости на 70-80 нс имплозии. Радиальные распределения: а)-в) магнитной индукции (I) и магнитного числа Маха (2) для вложенных сборок с различным отношением $r_{in}/r_{out}=0.3, 0.5$ и 0.8 соответственно; г) параметров плазмы (T_e и ρ) для случая $r_{in}/r_{out}=0.5$; сплошные кривые – направление по центру проволоки, штрихпунктирные – между проволоками.

Моделирование сжатия плазмы во вложенных сборках с различным числом проволок во внешнем каскаде

Для изучения процесса распространения плазменных струй в межкаскадном пространстве и формирования квазизамкнутой плазменной оболочки с внешней стороны внутреннего каскада были выполнены расчеты сжатия вложенных сборок с числом проволок внешнего каскада $N_{out}=4, 8$ и 16 , радиус внешнего каскада во всех расчетах был $r_{out}=1$ см, высота сборки - 16 мм.

Количество проволок во внутреннем каскаде во всех случаях было $N_{in}=40$, линейная масса 220 мкг/см.

В случае 4-х внешних проволок плазма распространяется с каждой из них в виде отдельной струи и растекается вдоль силовых линий магнитного поля вблизи внешней поверхности внутреннего каскада. При отношении радиусов каскадов $r_{in}/r_{out}=0.5$ плазма отдельных струй не успевает объединиться в замкнутую оболочку (см. рис. 142а). В результате испарение проволок внутреннего каскада идет неравномерно, стабилизации сжатия не происходит. При $r_{in}/r_{out}=0.3$ расстояние между струями вблизи внутреннего каскада меньше и квазизамкнутая плазменная оболочка вокруг внутреннего каскада успевает сформироваться, хотя и позже, чем в случае многопроволочного внешнего каскада. Формирование квазизамкнутой плазменной оболочки происходит на 75 нс имплозии, когда проволоки внешнего каскада уже полностью испарились (после завершения плазмообразования). К этому моменту времени существенная часть их плазмы достигла внутреннего каскада. Квазизамкнутая плазменная оболочка имеет заметные неоднородности в азимутальном направлении (см. рис. 142б).

При увеличении количества проволок во внешнем каскаде до 8 квазизамкнутая оболочка образуется и при отношении радиусов каскадов $r_{in}/r_{out}=0.5$. Плазменные струи с проволок внешнего каскада тормозятся магнитным полем внутреннего каскада и растекаются по силовым линиям магнитного поля. По сравнению с первым рассмотренным случаем, когда $N_{out}=4$, оболочка значительно более однородная и устойчивая. Испарение проволок внутреннего каскада идет более равномерно (см. рис. 142в). В случае 16 проволок во внешнем каскаде формирование ударной волны происходит качественно так же, как для рассмотренного ранее случая с $N_{out}=8$.

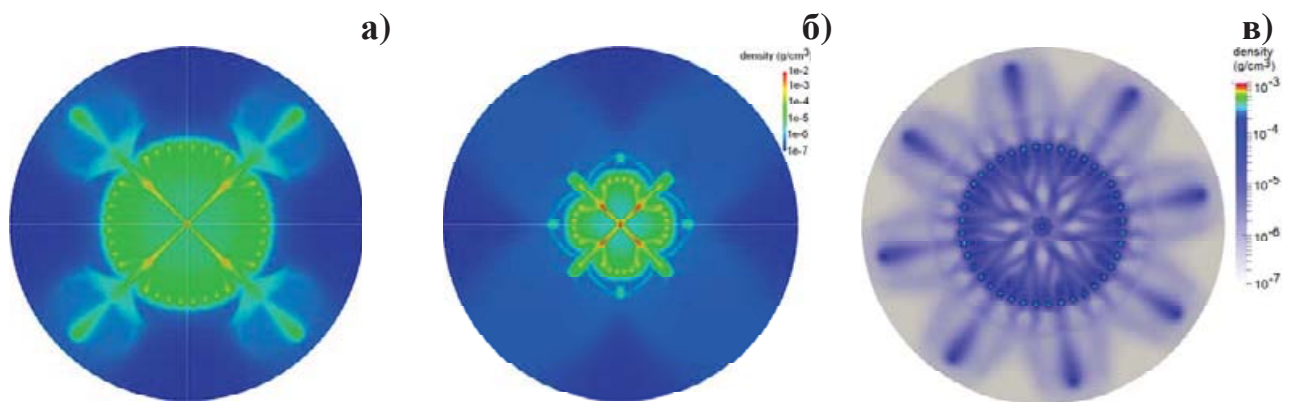


Рис. 142. Рассчитанное распределение плотности плазмы внутри вложенных сборок (r - ϕ плоскость) для случаев: а) $r_{in}/r_{out}=0.5$, $N_{out}=4$ в момент времени 75 нс; б) $r_{in}/r_{out}=0.3$, $N_{out}=4$ в момент времени 75 нс; в) $r_{in}/r_{out}=0.5$, $N_{out}=8$ в момент времени 65 нс.

Таким образом, в результате проведенного двумерного РМГД-моделирования было продемонстрировано качественное и количественное согласие результатов расчетов с экспериментальными данными и теоретическими оценками, показано, что на стадии абляции:

- в пространстве между каскадами формируется ударная волна, и ее положение совпадает с экспериментальным. Плотность плазмы в ней составляет ~ 50 мкг/см³ и электронная температура 60-70 эВ;

- при $N_{out} \leq 8$ и при $r_{in}/r_{out} \leq 0.5$ образуется квазизамкнутая плазменная оболочка вокруг внутреннего каскада.

§4.3. ВОЗМОЖНЫЙ СЦЕНАРИЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПЛАЗМЫ ВНЕШНЕГО И ВНУТРЕННЕГО КАСКАДОВ ВЛОЖЕННЫХ СБОРОК (УДАРНО-ВОЛНОВОЙ МЕХАНИЗМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КАСКАДОВ)

В этом разделе предложен возможный сценарий взаимодействия плазмы внешнего и внутреннего каскадов вложенныхборок на основе приведенных в диссертации экспериментальных данных о динамике сжатия плазмы (см. п.п. 4.2.1 и 4.2.2), развитии МРТ неустойчивости (см. п. 4.2.4) и спектральных измерений (см. п. 4.2.3).

Итак, сценарий взаимодействия плазмы каскадов вложенныхборок выглядит следующим образом: на стадии плазмообразования с каждой проволоки (или волокна) внешнего каскада в сторону внутреннего каскада под воздействием объемной силы Ампера $\frac{1}{c} \vec{J}_{out} \times \vec{B}_{out}$ ускоряется вещество в виде отдельных плазменных потоков (струй) с вмороженным в них магнитным полем B_{out} . Движение плазменных струй происходит в область нарастающего магнитного поля B_{in} разрядного тока, протекающего по внутреннему каскаду (см. напр. форму распределений $B(r)$ на рис. 115б или 141б). Это приводит к их торможению на некотором радиусе r_{sw} в межкаскадной области. Значение радиуса r_{sw} в основном зависит от соотношения между кинетическим давлением плазменной струи и ее магнитного поля ($\rho V_r^2 + B_{out}^2/8\pi$) и давлением магнитного поля внутреннего каскада $B_{in}^2/8\pi$. При таком взаимодействии внутри каждого плазменного потока происходит уплотнение вещества с образованием области УВ на фронте плазменной струи. Возрастающее давление в этой области приведет к растеканию замагниченной плазмы струи вдоль силовых линий B_{in} -поля, как схематически показано на рис. 143а. Динамика растекания плазмы вдоль силовых линий магнитного поля будет зависеть от температуры плазмы и величины магнитного поля в данной области. При некотором количестве струй с внешнего каскада, равному числу N_{out} проволок или волокон, может

сложиться ситуация, когда вокруг внутреннего каскада за счет такого растекания плазмы образуется квазизамкнутая проводящая оболочка (см. рис. 143б). Вполне возможно, что такая оболочка формируется вблизи поверхности внутреннего каскада и зарегистрированный в эксперименте отход области УВ от поверхности внутреннего каскада происходит в виде замкнутой оболочки (см. напр. лазерные теневые изображения на рис. 120б). Образование замкнутой оболочки вокруг внутреннего каскада создаст вблизи его поверхности некоторое распределение плотности плазмы, которое приведет к перераспределению тока между внутренним каскадом и плазмой в области УВ. В результате складывается ситуация, когда ускоряемой магнитным давлением плазмы внутреннего каскада (в нашем случае W-сборки) не существует в явном виде свободной внешней границы плазма-вакуум, как в случае имплозии одиночных проволочныхборок. Такая ситуация приводит к медленному росту МРТ неустойчивости, как теоретически было показано в работе [225] и, вследствие этого, происходит устойчивое сжатие плазмы внутреннего каскада на финальной стадии имплозии. Также следует заметить, что плазма внешнего каскада всегда подвержена развитию МРТ неустойчивости на финальной стадии имплозии. Динамика растекания плазменных струй определяет образование замкнутой оболочки вокруг внутреннего каскада: чем больше расстояние между струями в момент их растекания, тем маловероятнее образование замкнутой оболочки. Действительно, в экспериментах с вложенными сборками с большим отношением радиусов $r_{in}/r_{out}=0.9$ было показано, что при уменьшении числа волокон во внешнем каскаде N_{out} от 40 до 4 штук инкремент развития МРТ неустойчивости внутреннего каскада возрастает в 2-3 раза (см. рис. 136). В этих экспериментах в случае малого N_{out} расстояние между струями внешнего каскада вблизи поверхности внутреннего каскада было велико (около 14 мм) и замкнутая оболочка не успевала образоваться до момента разрушения области УВ неустойчивостями плазменного потока, возникающими после окончания плазмообразования на внешнем каскаде. Увеличение числа волокон во внешнем каскаде, в данном случае в 10 раз, создает условия для образования вокруг внутреннего каскада замкнутой плазменной оболочки (см. примеры на рис. 143а,в), стабилизирующей МРТ неустойчивость плазмы внутреннего каскада, что и наблюдалось в эксперименте. С другой стороны, согласно результатам п. 4.2.4 настоящей работы (см. рис. 137), уменьшая отношение радиусов каскадов r_{in}/r_{out} , в нашем случае до 0.3, можно добиться устойчивого сжатия плазмы внутреннего каскада и при меньшем числе проволок (волокон) во внешнем каскаде $N_{out}=4$ (см. напр. рис. 126 и 129). В этом случае, при уменьшении отношения r_{in}/r_{out} соответственно уменьшается расстояние между плазменными струями внешнего каскада вблизи поверхности внутреннего каскада, где происходит их растекание. Это создает условия для образования плазменной оболочки, замкнутой вокруг внутреннего каскада.

Таким образом, отсюда следует важный вывод, что от характера взаимодействия плазменных струй внешнего каскада с магнитным полем внутреннего каскада зависит устойчивость сжатия плазмы внутреннего каскада на финальной стадии имплозии.

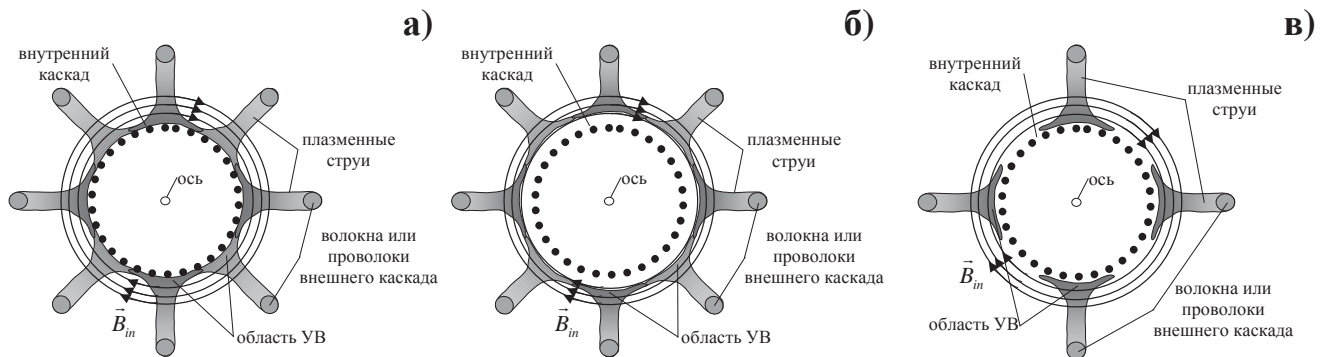


Рис. 143. Пояснение к ударно-волновому механизму взаимодействия каскадов во вложенных сборках (вид сверху): а) момент растекания и объединения плазменных струй внешнего каскада в квазизамкнутую оболочку вблизи поверхности внутреннего каскада (случай большого количества струй от внешнего каскада); б) отход сформированной квазизамкнутой оболочки (области УВ) от поверхности внутреннего каскада; в) момент растекания плазменных струй внешнего каскада без образования замкнутой оболочки (случай малого количества струй от внешнего каскада).

Итогом проведенных экспериментов с вложенными сборками смешанного состава сборками является следующее:

- В зависимости от отношения радиусов r_{in}/r_{out} каскадов вложенныхборок возможно реализовать различные режимы течения плазмы в пространстве между каскадами: доальфвеновский ($M_A < 1$), сверхальфвеновский ($M_A > 1$) и режим с формированием переходной области (ударной волны) между каскадами. Путем варьирования вещества проволок или волокон во внешнем каскаде (вольфрам и капрон) была показана зависимость реализации режимов течения плазмы между каскадами от отношения интенсивностей плазмообразования внутреннего и внешнего каскадов $\dot{m}_{in} / \dot{m}_{out}$. Проведено сравнение полученных экспериментальных результатов с результатами одномерной МГД модели течения плазмы между каскадами. Показано хорошее соответствие экспериментальных данных и результатов моделирования режимов течения плазмы между каскадами, несмотря на явно упрощенный подход, использованный в одномерном моделировании, где не учитывается растекание плазменных струй вдоль силовых линий магнитного поля. Совершенно очевидно, что для выяснения особенностей взаимодействия плазмы внешнего и внутреннего каскадов, которые носят сугубо трехмерный характер и приводят к устойчивому сжатию плазмы внутреннего

каскада, необходимо применять численное моделирование имплозии вложенных сборок с помощью трехмерных РМГД кодов;

- Показано, что формирование области УВ происходит в головной части плазменных потоков, исходящих от волокон (или проволок) внешнего каскада, при их столкновении с магнитным полем внутреннего каскада. Оценка плотности плазмы и электронной температуры в этой области составляют соответственно 30-100 мкг/см³ и около 50-60 эВ. Локализация области УВ в пространстве между каскадами вложенных сборок меняется во времени, а ее форма позволяет судить о некоторых параметрах плазменного потока с внешнего каскада, а именно: его радиальной скорости движения V_r , кинетическом давлении плазмы ρV_r^2 и характерном пространственном масштабе неустойчивостей в плазменном потоке;

- Зарегистрировано уменьшение инкремента МРТ неустойчивости плазмы внутреннего каскада при увеличении числа волокон во внешнем каскаде N_{out} , которое наблюдается при различных отношениях радиусов r_{in}/r_{out} . Продемонстрировано, что даже для малого числа волокон ($N_{out}=4$) во внешнем каскаде вложенных сборок можно получить устойчивое сжатие плазмы внутреннего каскада при уменьшении отношения радиусов r_{in}/r_{out} , в нашем случае, до 0.3. Таким образом, для получения режима устойчивого сжатия плазмы внутреннего каскада вложенных сборок необходимо либо увеличивать число волокон во внешнем каскаде, либо уменьшать отношение радиусов каскадов, либо делать и то и другое одновременно;

- Уменьшение темпа развития МРТ неустойчивости при финальном сжатии плазмы внутреннего каскада приводит к образованию компактного излучающего Z-пинча и генерации короткого по времени импульса мягкого рентгеновского излучения. В данной серии экспериментов при амплитуде разрядного тока до 4 МА получена пиковая мощность МРИ 5-7 ТВт при длительности импульса около 5-7 нс;

- В случае капрон-вольфрамовых вложенных сборок спектральные измерения с пространственным разрешением показали, что вид профиля радиального распределения интенсивности линии водородоподобного углерода C_{VI} позволяет судить о наличии или об отсутствии вокруг внутреннего каскада квазизамкнутой оболочки, состоящей преимущественно из вещества плазменных струй внешнего каскада. Впервые показано, что при фиксированном числе волокон во внешнем каскаде $N_{out}=4$ в случае вложенных сборок с отношением радиусов каскадов $r_{in}/r_{out}=0.3$ возможно образование такой квазизамкнутой плазменной оболочки. При этом на рентгеновских кадровых изображениях зарегистрировано поглощение рентгеновского излучения внутреннего каскада (W-сборки) в веществе, расположенном в пространстве между плазменными струями внешнего каскада. В случае, когда вокруг внутреннего каскада не образуется замкнутая оболочка, радиальное распределение излучения линии водородоподобного углерода $I_{C_{VI}}(r)$ имеет минимум в области радиусов $0.48 < r < 0.78$ см. В

противоположном случае характер профиля $I_{CVI}(r)$ является монотонным. Анализ профилей радиального распределения излучения в линии CVI для различных отношений r_{in}/r_{out} показали, что при отношении радиусов $r_{in}/r_{out} > 0.6$ в области формирования УВ не образуется оболочка, замкнутая вокруг внутреннего каскада;

- Предложен сценарий взаимодействия плазмы внешнего и внутреннего каскадов вложенныхборок (ударно-волновой механизм взаимодействия каскадов). От характера такого взаимодействия зависит устойчивость сжатия плазмы внутреннего каскада на финальной стадии сжатия. При определенных параметрах вложенныхборок вокруг внутреннего каскада образуется квазизамкнутая в азимутальном направлении оболочка. При этом плазма с внешнего каскада окружает внутренний каскад и стабилизирует его сжатие. Как следствие этого, темп развития МРТ неустойчивости на поверхности сжимающейся плазмы внутреннего каскада (W-борок) падает за счет созданного таким образом распределения плотности плазмы и магнитного поля снаружи этого каскада;

- в дальнейшем, для получения режима устойчивого сжатия пинча с высокой выходной мощностью рентгеновской эмиссии, предлагается проведение экспериментов на установке Ангара-5-1 с вложенными капрон-вольфрамовыми бороками, внешний каскад которых будет состоять из большего числа ($N_{out} > 40$) тонких (до 10-15 мкм) волокон с полной линейной массой не выше 22 мкг/см, к сожалению, не имеющих на данный момент у нас в наличии.

В следующей Главе 5 пойдет речь о некоторых особенностях имплозии двухкаскадных лайнеров различных конструкций (пенно-проволочные лайнеры, винтовые вложенные бороки, вложенные бороки с внешним каскадом квазисферической формы).

ГЛАВА 5. ОСОБЕННОСТИ ИМПЛОЗИИ ДВУХКАСКАДНЫХ ЛАЙНЕРОВ ДЛЯ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В РАЗЛИЧНЫХ СХЕМАХ ИТС

В этой главе представлены результаты экспериментов по исследованию имплозии некоторых типов двухкаскадных лайнеров, имеющие непосредственную взаимосвязь с результатами экспериментов, изложенными в Главе 4 диссертации. Как уже отмечалось в п. 4.1.2, пенно-проволочные конструкции и винтовые вложенные сборки (“*basket arrays*”) соответственно могут быть использованы для создания различных условий взаимодействия плазмы каскадов в двухкаскадных лайнерах и генерации B_z -поля различной величины и направления для некоторых схем ИТС (напр. схемы MagLIF [29, 30] и AutoMag [31]). В опытах по имплозии плазмы квазисферическихборок оценена перспективность осуществления трехмерного сжатия плазмы квазисферического каскада в качестве внешнего каскада вложенныхборок для повышения плотности потока мощности и энергии рентгеновского источника.

§5.1. ИМПЛОЗИЯ ПЕННО-ПРОВОЛОЧНЫХ КОНСТРУКЦИЙ

Многокаскадные конструкции лайнеров являются перспективными источниками МРИ с заданной формой импульса для программы ИТС. Например, в теоретической работе [67] было показано, что многокаскадная конструкция, состоящая из двух бериллиевых цилиндрических лайнеров с заданным пространственным распределением массы и из малоплотной пены на их оси, оказывается достаточной для формирования импульса МРИ с оптимальным временным профилем мощности для абляционной имплозии сферической т/я мишени, расположенной в пене.

Целью представляемых в данном параграфе экспериментов было исследование особенностей имплозии составных лайнеров - пенно-проволочных (П-П) конструкций, которые представляли собой два вложенных друг в друга полых цилиндрических лайнера, один из которых представлял собой лайнер из малоплотной пены (пенный лайнер) [172], а другой – многопроволочную сборку. Таким образом, в данной конструкции лайнера в одном из каскадов было вещество с малым атомным номером [в нашем случае пена из агар-агара, $(C_{14}H_{18}O_9)_n$], а другой каскад состоял из вещества с высоким атомным номером (вольфрам), повышающего выход МРИ. Пенный лайнер представлял собой полый цилиндр с толщиной стенки 100-200 мкм. В некоторых случаях в него вводился в виде добавки вольфрамовый порошок. Характерный размер крупинок W-порошка составлял ~3-10 мкм.

Параметры пенно-проволочных конструкций, использованных в наших экспериментах, представлены в табл. 15. П-П конструкция собиралась, как единое целое из W-проволочной сборки и пенного лайнера с общими анод-катодными электродами и устанавливалась в межэлектродный зазор установки Ангара-5-1.

Табл. 15. Параметры П-П конструкций

Выстрел	Параметры*	
	внешнего каскада	внутреннего каскада
4929** 5148**	W-сборка из 40 6 мкм проволок, линейной массы 220 мкг/см	-
4980		полый цилиндр из пены агар-агар линейной массы 180 мкг/см, $r_{in}=6$ мм
5065		полый цилиндр из пены агар-агар+W-порошок (40% по весу) линейной массы 310 мкг/см, $r_{in}=6$ мм
5086		полый цилиндр из пены агар-агар линейной массы 490 мкг/см, $r_{in}=2.5$ мм
5077		полый цилиндр из пены агар-агар+W-порошок (40% по весу) линейной массы 370 мкг/см

* - $h_{out} \approx h_{in} = 15-16.5$ мм; $r_{out} = 10$ мм

** - для сравнения особенностей динамики сжатия плазмы П-П конструкций, у которых внешним каскадом выступала W-сборка, с динамикой сжатия плазмы одиночной W-сборки с теми же параметрами.

5.1.1. ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ВНУТРИ ПЕННО-ПРОВОЛОЧНЫХ КОНСТРУКЦИЙ

В предложенной для 2-х каскадных лайнеров одномерной МГД модели (см. §4.1 в Главе 4) показано, что развитие режимов сверхальфвеновского, доальфвеновского течения плазмы между каскадами и режима с образованием области УВ определяет профиль распределения магнитного поля $B_\phi(r)$ (см. напр. рис. 115б и рис. 13 в работе [220]). Эта особенность, в принципе, позволяет различить, какой из режимов течения плазмы реализуется при имплозии двухкаскадного лайнера с помощью зондовых измерений профиля $B_\phi(r)$.

В этом разделе представлены результаты исследования проникновения магнитного потока внутрь П-П конструкции в процессе ее имплозии. С помощью методики миниатюрных магнитных зондов (см. п. 1.1.8 в Главе 1 диссертации) проведены измерения магнитного поля в различных областях – внутри внутреннего каскада и между каскадами (см. рис. 144). Целью этих измерений являлось определение фазы имплозии, на которой плазма с током проникает во внутренний каскад, и какая при этом доля тока переключается с внешнего каскада на внутренний каскад. Построены радиальные распределения магнитного поля $B_\phi(r, t_i)$ внутри

лайнера П-П конструкции в различные моменты времени. Анализ полученных распределений магнитного поля проведен путем сравнения профилей $B_{\phi}(r, t_i)$ с расчетным профилем магнитного поля по одномерной МГД модели.

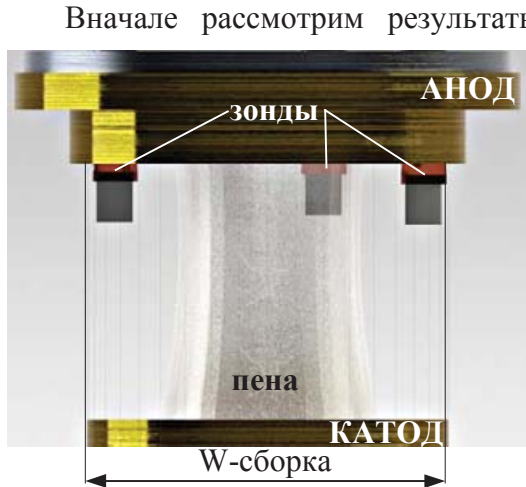


Рис. 144. Расположение магнитных зондов внутри П-П конструкции.

Вначале рассмотрим результаты измерений магнитного поля внутри лайнера П-П конструкции, когда внешний каскад представлял собой W-проволочную сборку, а внутренний каскад – полый цилиндр из пены агар-агара как с добавками вольфрамового порошка, так и без добавок. Один из примеров такой П-П конструкции показан на рис. 117б или рис. 144. W-сборка состояла из 40 6 мкм проволок, расположенных на радиусе 10 мм, линейной массы 220 мкг/см. Радиус полого пенного лайнера был 2.5 мм или 6 мм. Линейная масса пены в лайнере варьировалась от 180 мкг/см до 490 мкг/см.

На рис. 145 представлены временные зависимости полного тока разряда (кривая 1), его производной (кривая 2), напряжения (кривая 3) и импульса мощности МРИ ($h\nu > 100$ эВ, кривая 4). В этом эксперименте измерялось азимутальное магнитное поле в 5-ти точках по радиусу в пространстве между каскадами П-П конструкции с отношением радиусов каскадов $r_{in}/r_{out}=0.25$. Измерение магнитного поля в пространстве между каскадами П-П конструкции дает важную информацию о распределении разрядного тока в этой области. По сигналам магнитных зондов восстанавливались радиальные распределения магнитного поля $B_{\phi}(r, t_i)$ (см. рис. 145б) и плотности тока $J_z(r, t_i)$ (см. рис. 145в) в фиксированные моменты времени t_i , обозначенные стрелками \uparrow на рис. 145а. Плотность тока определялась согласно выражению (2) по методике, подробно описанной в п. 1.1.8 Главы 1 диссертации. Как видно из профилей, указанных на рис. 145б, в радиальных распределениях $B_{\phi}(r, t_i)$ и $J_z(r, t_i)$, основная доля разрядного тока на стадии плазмообразования ($t < T_{pl}^{out}$) протекает по внешнему каскаду как следствие его меньшей индуктивности по сравнению с индуктивностью внутреннего каскада. Оценки показывают, что внутри области $r < 0.4$ см - области расположения внутреннего каскада (пенного лайнера), протекает небольшой ток около 200 кА (~10% от полного разрядного тока). Данному факту соответствуют радиальные распределения $B_{\phi}(r, t_i)$ в моменты времени t_1-t_6 на рис. 145б. Эта часть тока переносится плазмой предвестника с внешнего каскада. Следует заметить, что приведенная оценка тока предвестника соответствует измеренному току предвестника в случае одиночной W-сборки с теми же параметрами, что и у внешнего каскада П-П конструкции.

Плазма предвестника воздействует на вещество внутреннего каскада. Кинетическая энергия плазмы расходуется на нагрев и последующую ионизацию вещества пенного лайнера.

На радиальной оптической развертке зарегистрировано, что на $\sim 60-65$ нс разряда вещество пенного лайнера начинает светиться (см. рис. 145г). Как следует из изображения оптической развертки и $R-t$ диаграммы изменения эффективного токового радиуса $R_L(t)$, построенной согласно выражению (4), на ~ 85 -ю нс начинается финальное сжатие внешнего каскада, несущего основной ток разряда. В это же время ($t=T_{pl}^{out}$), как показывают электротехнические измерения тока и напряжения, нарушается пропорциональность между производной полного тока (кривая 2 на рис. 145а) и напряжения на плазменной нагрузке (кривая 3), что соответствует изменению индуктивности П-П конструкции за счет сжатия ее плазмы к оси. Также на этой стадии имплозии из формы радиальных распределений $J_z(r, t_i)$ в моменты времени t_7-t_9 видно, что максимум радиального распределения плотности тока смещается в сторону внутреннего каскада (см. рис. 145б). Из распределений $B_\phi(r, t_i)$ в эти же моменты следует, что по пенному лайнеру протекает не более 0.5 МА тока (см. рис. 146б). Из радиальных оптических развёрток следует, что через ~ 35 нс после начала финального сжатия внешнего каскада (W-сборки), плазма проволочной сборки достигает места расположения пенного лайнера. Происходит взаимодействие плазмы внешнего каскада с плазмой внутреннего каскада и переключение на него полного тока. Еще через 10-15 нс после этого взаимодействия наступает совместное сжатие плазмы обоих каскадов на ось и происходит генерация импульса МРИ амплитудой ~ 2 ТВт в случае легкого пенного лайнера (~ 240 мкг/см). В случае тяжелого пенного лайнера (~ 490 мкг/см) мощность рентгеновского излучения уменьшилась до 0.5 ТВт.

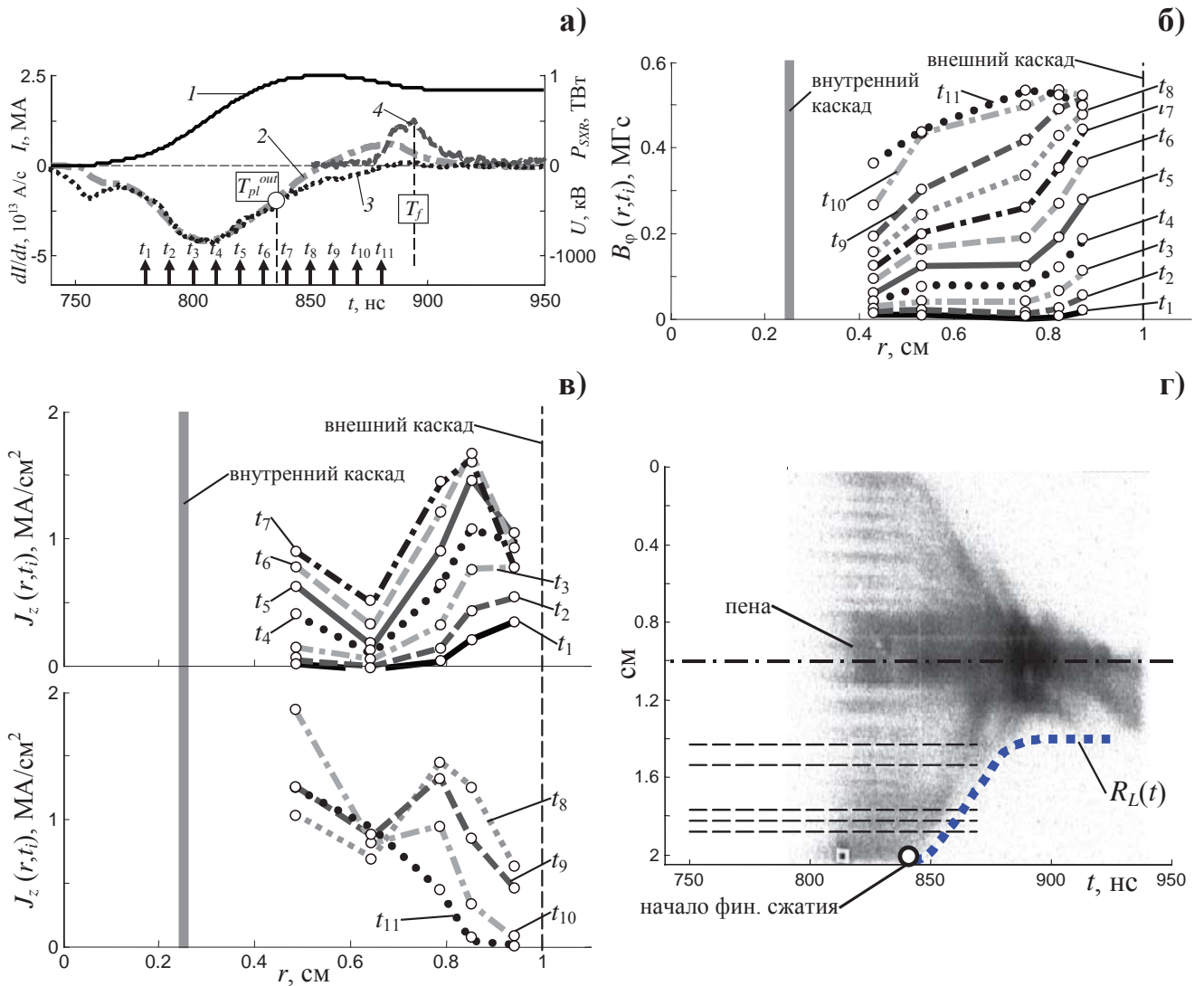


Рис. 145. Результаты эксперимента №508 с П-П конструкцией: внешний каскад - сборка из 40 W 6 мкм проволок, линейной массы 220 мкг/см, $r_{out}=10$ мм; внутренний каскад – лайнер из агар-агаровой пены линейной массы 490 мкг/см, $r_{in}=2.5$ мм, $h_{out}=h_{in}=16.5$ мм: а) временные зависимости: 1,2 - полного тока и его производной соответственно; 3 - напряжения; 4 – импульса мощности МРИ ($h\nu > 100$ эВ); T_{pl}^{out} - время окончания плазмообразования на внешнем каскаде; T_f – время финального сжатия плазмы; б),в) радиальные распределения азимутального магнитного поля $B_\phi(r, t_i)$ и плотности тока $J_z(r, t_i)$, синхронизованные с представленными на рис. (а) кривыми, где времена t_1 - t_{11} указаны стрелками (\uparrow); г) изображение (негатив) с оптической радиальной щелевой развертки, синхронизированное с представленными на рис. (а) кривыми и кривой $R-t$ диаграммы изменения эффективного токового радиуса $R_L(t)$. Горизонтальными пунктирными линиями показаны позиции магнитных зондов. Щель радиальной оптической развертки расположена на середине зазора анод-катод.

В следующей серии экспериментов исследовалось проникновение токонесущей плазмы с внешнего каскада (проволочной сборки) внутрь объема внутреннего каскада (пенного лайнера)

с бóльшим отношением радиусов каскадов ($r_{in}/r_{out}=0.6$), чем в предыдущем случае. Для этих целей применялся магнитный зонд, расположенный внутри полого пенного лайнера. Параметры W-сборки во внешнем каскаде были такие же, как и в предыдущей серии экспериментов. Линейная масса пены была около 310 мкг/см. На рис. 146 представлены данные измерений магнитных полей внутри пенного лайнера. Проведено сравнение динамики проникновения токового предвестника в приосевую область для одиночной W-сборки и для пенного лайнера П-П конструкции. Параметры одиночной проволочной сборки были выбраны такие же, как и у проволочной сборки во внешнем каскаде П-П конструкции. Как показали измерения, наличие внутреннего пенного лайнера уменьшает ток предвестника в приосевой области. На данном рисунке приведены токи, измеренные зондами (кривые 2 и 5). Зонды были расположены примерно на одинаковых радиусах – 3.9 мм и 3.7 мм. В случае П-П конструкции ток предвестника внутри пенного лайнера регистрируется на уровне ~70 кА (~3% полного разрядного тока), в случае одиночной проволочной сборки - ~500 кА (~20%). Следует заметить, что в некоторых экспериментах зарегистрированный зондом ток предвестника во внутреннем каскаде П-П конструкции составлял еще меньшую величину ~30-50 кА (менее 1.5% полного разрядного тока). Из рис. 146 следует, что появление первых порций плазмы с током внутри пенного лайнера происходит примерно на 90 нс после начала тока, в то время как для одиночной W-сборки проникновение плазмы внутрь этого же радиуса происходит раньше – на 50 нс после начала тока. Такая разница по времени определяется взаимодействием плазменных потоков внешнего каскада с пенным лайнером. Требуется некоторое время на переключение тока с плазмы внешнего каскада на внутренний каскад и его последующее плазмообразование, прежде чем плазма проникнет внутрь объема пенного лайнера.

Таким образом, пенный лайнер в виде полого цилиндра во внутреннем каскаде П-П-конструкции способен эффективно сдерживать появление токового предвестника в приосевой области на стадии длительного плазмообразования. Тем самым, создаются благоприятные условия в 2-х каскадных схемах для ИТС (напр. в схеме «динамического хольраума»), когда не происходит предварительное воздействие плазменных потоков на т/я мишень, расположенную в приосевой области.

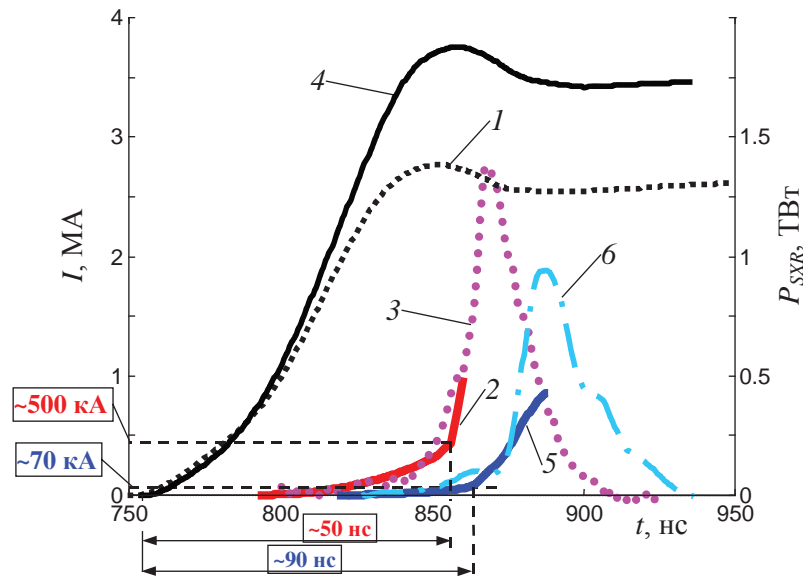


Рис. 146. Сравнение проникновения тока к оси одиночной проволочной сборки и П-П конструкции: одиночная W-сборка (выстрел №4929): из 40 6 мкм проволок, линейной массы 220 мкг/см, $R_0=10$ мм, $H=15$ мм: 1 – полный ток; 2 – ток, измеренный зондом на $r_p=3.9$ мм; 3 – импульс мощности МРИ ($h\nu>100$ эВ); П-П конструкция (выстрел №5065): внешний каскад – сборка с теми же параметрами, как у одиночной W-сборки; внутренний каскад – лайнер из агар-агаровой пены линейной массы 310 мкг/см с добавками W-порошка (40% по весу), $r_{in}=6$ мм, $h_{out}=h_{in}=15$ мм: 4 – полный ток; 5 – ток, измеренный зондом на $r_p=3.7$ мм; 6 – импульс мощности МРИ ($h\nu>100$ эВ). Горизонтальными пунктирными линиями показан ток предвестника для обоих случаев.

Следующим этапом исследований было изучение имплозии пенно-проволочных конструкций с внешним каскадом из пенного лайнера в виде полого тонкостенного цилиндра из агар-агара. Внутренним каскадом выступала проволочная сборка из 40 вольфрамовых 6 мкм проволок, расположенных на диаметре 10 мм. При этом отношение радиусов каскадов составляло $r_{in}/r_{out}=0.5$. Так как пенный лайнер имел меньшую индуктивность по сравнению с индуктивностью проволочной сборки, а вещество лайнера не обладает начальной электропроводимостью по сравнению с металлическими проволоками, то основным вопросом был вопрос о доли тока, протекающего как по пене, так и по проволокам внутреннего каскада. Поэтому зондами проводились исследования магнитного поля как в пространстве между каскадами, так и внутри внутреннего каскада (в данном случае проволочной сборки). На рис. 147 представлены результаты эксперимента с П-П конструкцией, где внешним каскадом выступал пенный лайнер из агар-агара с добавками W-порошка (40% по весу) общей массой 370 мкг/см. На рис. 147б показаны восстановленные из магнитных измерений радиальные распределения магнитного поля $B_\phi(r, t_i)$ как в области между каскадами, так и внутри

внутреннего каскада. Из радиальных распределений $B_\phi(r, t_i)$, построенных в моменты t_4, t_5 (см. рис. 147б), видно, что к концу плазмообразования (в момент $t=T_{pl}^{in}$, см. рис. 147а) по внутренней проволочной сборке (в области $r < 0.8$ см) может протекать до $\sim 1-1.2$ МА. При таком распределении тока по каскадам - $\sim 50-70\%$ от полного тока по внешнему каскаду и $\sim 30-50\%$ по внутреннему каскаду, может реализоваться ситуация, когда интенсивность плазмообразования \dot{m}_{in} с внутреннего каскада сравнивается с величиной \dot{m}_{out} для внешнего каскада и даже превосходит ее.

Так, при данном отношении радиусов каскадов $r_{in}/r_{out}=0.5$ и измеренном отношении токов $I_{out}/I_{in} \approx 2$, учитывая выражение (43), получим оценку $\dot{m}_{in} / \dot{m}_{out} \approx K_{in}/K_{out}$. Так как пенный лайнер из агар-агара имеет схожий элементный состав, что и капроновое волокно, то можно предположить, что коэффициент $K_{out}=K_{foam}$, зависящий в основном только от вещества лайнера (см. выражение (15)), будет такой же, как у волоконныхборок или немного большим (см. данные табл. 2 в Главе 2 диссертации). Тогда отношение интенсивностей плазмообразования внутреннего и внешнего каскадов будет $\dot{m}_{in} / \dot{m}_{out} > 1$. Следует также отметить, что плазмообразование вещества внутреннего каскада может еще несколько увеличиваться за счет вклада кинетической энергии и рентгеновского излучения плазменного потока с внешнего каскада во время их взаимодействия.

Согласно одномерной МГД модели (см. рис. 115а) и численных РМГД расчетов (см. п. 4.2.5 Главы 4) при данном отношении каскадов в П-П конструкции $r_{in}/r_{out}=0.5$ и отношении $\dot{m}_{in} / \dot{m}_{out} > 1$ в пространстве между каскадами может реализоваться режим течения плазмы с образованием переходной области (области УВ), где сверхальфвеновское течение плазмы с внешнего каскада (пенного лайнера) переходит в доальфвеновское течение плазмы вблизи поверхности внутреннего каскада (W-сборки). Подобное явление наблюдалось в экспериментах с капрон-вольфрамовыми вложенными сборками (см. результаты Главы 4 диссертации) при помощи лазерного теневого зондирования и кадровой рентгеновской регистрации.

Сравнение формы экспериментальных распределений магнитного поля $B_\phi(r, t_i)$, представленных на рис. 145б и 147б, с расчетными кривыми рис. 115б и рис. 141а, показывает, что при использованных параметрах П-П конструкции с различными отношениями r_{in}/r_{out} в случае, когда

- П-П конструкция с отношением $r_{in}/r_{out}=0.25$ состоит из W-сборки во внешнем каскаде, а в роли внутреннего выступает пенный лайнер, в пространстве между каскадами реализуется режим I - сверхальфвеновский режим ($M_A > 1$) течения плазмы между каскадами;

- П-П конструкция с отношением $r_{in}/r_{out}=0.5-0.6$ состоит из пенного лайнера во внешнем каскаде, а в роли внутреннего – W-сборка, в области между каскадами реализуется режим III – течение плазмы с образованием области УВ.

Последнему случаю соответствуют радиальные распределения магнитного поля рис. 147б, на которых видно, что внутри внутреннего каскада (в области радиусов $0.2 < r < 0.4$) уровень магнитного поля выше, чем в пространстве между каскадами (в области радиусов $0.8 < r < 0.9$), как и должно быть в случае формирования УВ в области радиусов $0.6 < r < 0.7$ (обозначена серым прямоугольником).

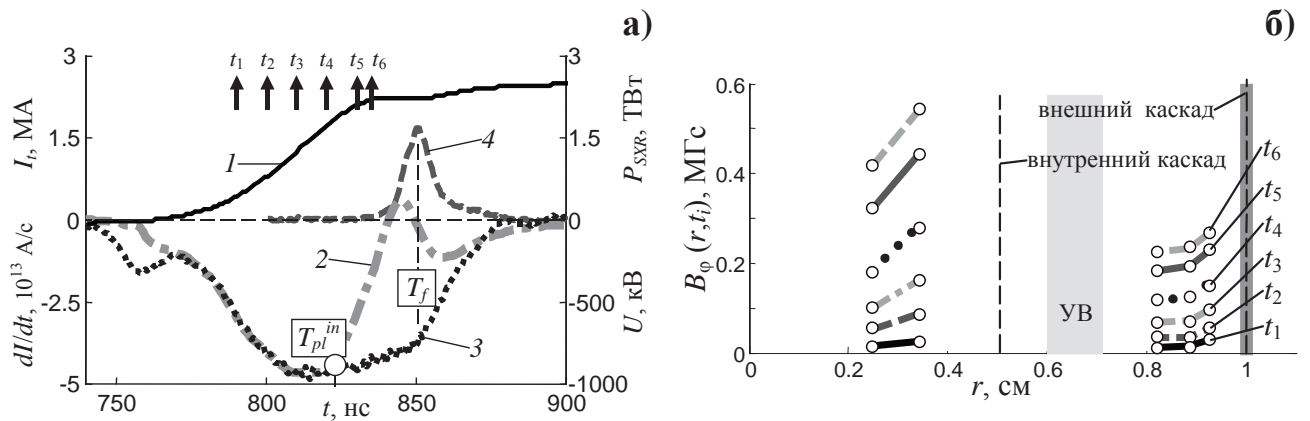


Рис. 147. Результаты эксперимента №5077 с П-П конструкцией: внешний каскад – лайнер из агар-агаровой пены с добавками W-порошка (40% по весу), линейной массы 370 мкг/см, $r_{out}=10$ мм; внутренний каскад – сборка из 40 W 6 мкм проволок, линейной массы 220 мкг/см, $r_{in}=5$ мм, $h_{out}=h_{in}=15$ мм: а) временные зависимости: 1,2 – полного тока и его производной соответственно; 3 – напряжения; 4 – импульса мощности МРИ ($h\nu > 100$ эВ); T_{pl}^{in} – время окончания плазмообразования на внутреннем каскаде; T_f – время финального сжатия плазмы; б) радиальные распределения азимутального магнитного поля $B_\phi(r, t_i)$, синхронизованные с представленными на рис. (а) кривыми, где времена t_1-t_6 указаны стрелками (\uparrow). Серым прямоугольником обозначена область возможного образования ударной волны (УВ).

5.1.2. ПОДАВЛЕНИЕ ЗИППЕР-ЭФФЕКТА. ПАРАМЕТРЫ ИМПУЛЬСА РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В этом разделе рассмотрены несколько аспектов применения пенного лайнера в качестве внутреннего каскада П-П конструкции: компенсация влияния зиппер-эффекта и особенности формирования пинча.

Известно, что при сжатии одиночных проволочныхборок наблюдается влияние на компактность сжатия Z-пинча явлений, связанных с зиппер-эффектом – несинхронностью

сжатия плазмы по высоте пинча (в основном от катода к аноду), которая приводит к увеличению длительности импульса МРИ и снижает его мощность [152, 169]. Методы компенсации влияния зиппер-эффекта: за счет нанесения дополнительной массы в прикатодной части проволок в сборке или за счет небольшого увеличения начального радиуса расположения проволок вблизи катода по сравнению с начальным радиусом лайнера у анода, были успешно применены в экспериментах по имплозии квазисферических проволочных лайнеров [176]. Другим методом на установке Sphinx (до 5 МА, $\Delta t=600$ нс) [9] показано положительное влияние «медленного» предимпульса (10 кА, $\Delta t=50$ мкс) на уменьшение зиппер-эффекта сжатия плазмы. В работе [236] на установке Z исследовалось влияние зиппер-эффекта на синхронность выхода рентгеновского излучения в радиальном и аксиальном направлениях вложенных проволочныхборок с целью применения их в схеме «динамический хольраум» для ИТС.

Для условий эксперимента с одиночными проволочными сборками на установке Ангара-5-1 несинхронность сжатия плазмы на оси за счет зиппер-эффекта составляет $\sim 5-6$ нс. Применение в проволочной сборке внутреннего каскада из таких же проволок (вложенные сборки) несколько улучшает ситуацию: повышается воспроизводимость параметров импульса МРИ, сокращается его длительность и увеличивается пиковая мощность.

В данной серии экспериментов с двухкаскадными П-П конструкциями изучалось взаимодействие плазмы внешнего каскада (проволочная сборка) с плазмой внутреннего каскада (полый пенный лайнер). Для исследования компактности сжатия плазмы использовалась щелевая оптическая развертка с пространственным разрешением вдоль высоты лайнера.

Ниже на рис. 148 представлены изображения щелевых разверток сжатия плазмы в приосевой области лайнера. На данном рисунке приведены результаты экспериментов с П-П конструкцией, а также для сравнения с одиночной W-сборкой. Внешним каскадом в П-П конструкциях была проволочная сборка, состоящая из 40 проволок $\varnothing 6$ мкм, массой 220 мкг/см, расположенных на диаметре 20 мм. Внутренним каскадом выступал полый пенный лайнер из агар-агара различной массы (от 180 мкг/см до ~ 600 мкг/см) диаметром 12 мм. В некоторых случаях в пенный лайнер был добавлен вольфрамовый порошок (40% по весу). На оптических изображениях дополнительно представлены синхронизованные с ними сигналы ВРД-детекторов за различными фильтрами. Максимум импульса мощности МРИ, измеренный в спектральном диапазоне выше 100 эВ (кривая 1), совпадает по времени со сжатием плазмы на оси П-П конструкции (см. рис. 148а). В спектральном диапазоне выше 20 эВ регистрируется пик в момент взаимодействия (удара) плазмы внешнего каскада с плазмой внутреннего каскада (кривая 2).

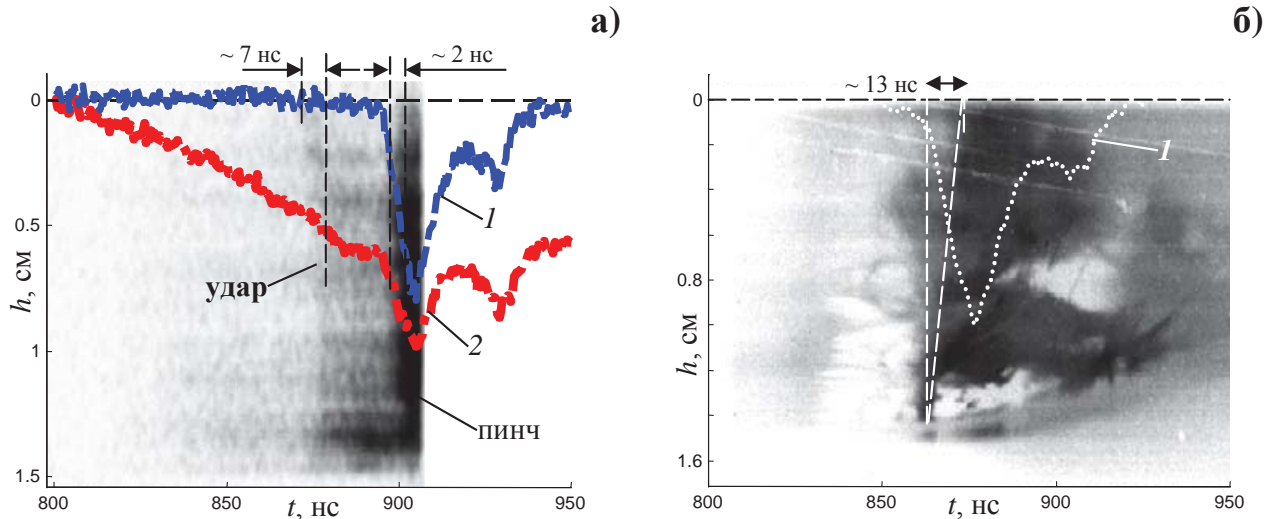


Рис. 148. Изображения (негатив) с оптической осевой щелевой развертки, синхронизированные с представленными кривыми: 1,2 – импульса мощности МРИ ($h\nu > 100$ эВ и $h\nu > 20$ эВ соответственно). Анод - вверху (примерно 0 см по шкале ординат), катод - внизу. Для случаев: а) П-П конструкции (выстрел №4980): внешний каскад - сборка из 40 W 6 мкм проволок, линейной массы 220 мкг/см, $r_{out}=10$ мм; внутренний каскад – лайнер из агар-агаровой пены, линейной массы 180 мкг/см, $r_{in}=6$ мм, $h_{out}=h_{in}=15$ мм; б) одиночной W-сборки (выстрел №5148); параметры те же, что у внутреннего каскада П-П конструкции.

По изображениям щелевых разверток определяли времена неодновременного в разных точках по высоте лайнера прихода плазмы с внешнего каскада в область расположения пенного лайнера и неодновременного сжатия пинча по его высоте в области оси П-П конструкции. Как видно из рис. 148а, зиппер-эффект в области внутреннего каскада составил от 5 нс до 10 нс, в то время как в области оси этот эффект слабо выражен и составляет от 1 нс до 3 нс. Это время в 2 - 6 раз, а в некоторых случаях и до 10 раз меньше, чем в случае имплозии одиночной проволочной сборки (см. рис. 148б) с теми же параметрами, что и внешний каскад П-П конструкции. При этом следует заметить, что нецилиндричность пены (см. напр. вставку к рис. 44) мало влияет на развитие зиппер-эффекта. Неодновременность окончания плазмообразования в пенном полем лайнере определяется неоднородностью толщины его стенки, которая, в свою очередь, и влияет на несинхронность сжатия плазмы в приосевую область.

К тому же, чем дальше происходит плазмообразование из вещества пенного лайнера (например, из-за большой массы), тем большее время происходит взаимодействие плазменных потоков с внешнего каскада с веществом пенного лайнера. В это время существенная доля кинетической энергии плазмы внешнего каскада расходуется на нагрев, испарение и ионизацию

вещества пенного лайнера. При этом происходит сильное торможение плазмы внешнего каскада на пенном лайнере, и скорость плазмы на финальной стадии сжатия в области оси уменьшается. Как следствие этого процесса, уменьшается мощность МРИ, и увеличивается его длительность (см. рис. 149). С другой стороны, слишком малая масса пенного лайнера приведет к его преждевременному сжатию на оси и нагреву вещества до прихода плазмы с внешнего каскада. При этом последующее расширение сжатой плазмы пенного лайнера будет противодействовать сжатию плазмы внешнего каскада. Поэтому нужно выбирать оптимум по массе внутреннего каскада и времени взаимодействия каскадов, при котором еще уменьшается влияние zipper-эффекта и сглаживаются неустойчивости, но не сильно изменяется динамика сжимающейся плазмы внешнего каскада.

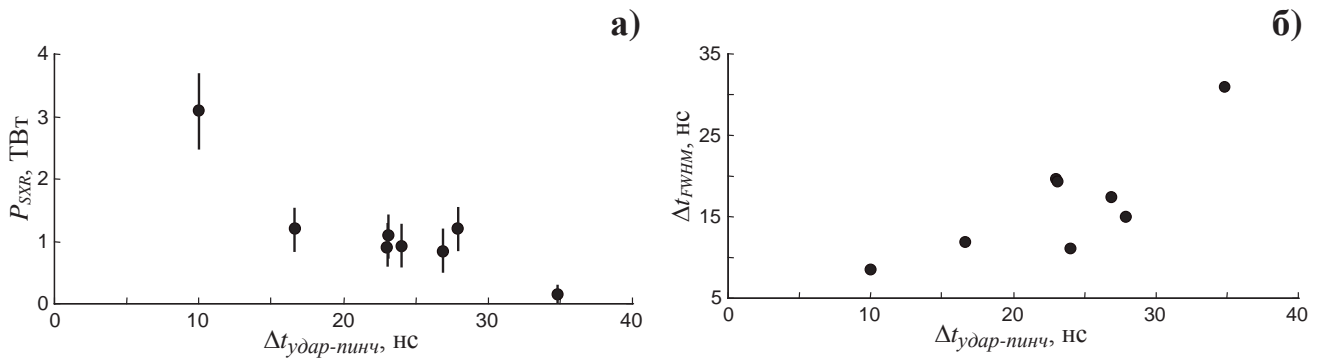


Рис. 149. Профилирование импульса МРИ ($h\nu > 100$ эВ). Зависимости параметров импульса от промежутка времени ($\Delta t_{\text{удар-пинч}}$) между моментом удара плазмы внешнего каскада с плазмой пенного лайнера и временем финального сжатия на оси: а) амплитуды P_{SXR} ; б) ширины импульса на половине высоты (Δt_{FWHM}).

Проведенные эксперименты по изучению некоторых особенностей имплозии пенно-проволочных конструкций позволяют сделать следующие выводы:

- Измерено магнитное поле в различных областях нагрузки – внутри внутреннего каскада и между каскадами. Экспериментальные данные о распределении азимутального магнитного поля $B_\phi(r, t_i)$ позволяют получать данные о распределении тока внутри вложенных лайнеров типа П-П конструкции, которые необходимы для верификации двумерных РМГД расчетов имплозии вложенных лайнеров;

- Проведено сравнение измеренных распределений магнитного поля $B_\phi(r, t_i)$ с расчетными распределениями, полученными по одномерной МГД-модели стационарного течения плазмы. Сравнительный анализ показал, что в случае, когда внешним каскадом в П-П конструкции с отношением $r_{in}/r_{out}=0.25$ является многопроволочная сборка, а внутренним – полый пенный лайнер, реализуется режим полностью сверхальфвеновского течения плазмы между каскадами.

Наличие же внутреннего каскада из пены приводит к сильному уменьшению тока предвестника, регистрируемого в приосевой области (менее 1.5% полного тока), по сравнению со случаем одиночной проволочной сборки (~10-20% полного тока). При этом внутренний каскад уменьшает влияние зиппер-эффекта в области оси П-П конструкции и тем самым влияет на компактность сжатия плазмы и выход МРИ. В случае, когда внешним каскадом в П-П конструкции с отношением $r_{in}/r_{out}=0.5-0.6$ является пенный лайнер, а внутренним каскадом – проволочная сборка, в области между каскадами реализуется режим течения плазмы с образованием переходной области (области УВ) от сверхальфвеновского ($M_A > 1$) к доальфвеновскому течению ($M_A < 1$).

Эксперименты с двухкаскадными лайнерами различных типов (вложенные сборки смешанного состава и П-П конструкции) показали схожесть физических явлений, связанных со взаимодействием потоков плазмы внешнего каскада с магнитным полем тока, протекающего по внутреннему каскаду. Это важно учитывать при численном моделировании сжатия плазмы двухкаскадных лайнеров различных конструкций.

Ниже рассмотрим особенности имплозии еще одного типа двухкаскадных цилиндрических лайнеров – вложенных проволочныхборок со встречной закруткой проволок каскадов.

§5.2. ИМПЛОЗИЯ ВИНТОВЫХ ВЛОЖЕННЫХ СБОРОК СО ВСТРЕЧНОЙ ЗАКРУТКОЙ КАСКАДОВ (“basket arrays”)

В качестве эффективных методов кумуляции электрической энергии импульса тока электрофизической установки в настоящее время рассматриваются различные концепции, например: схема динамического хольраума (DH) и схема MagLIF (*Magnetized Liner Inertial Fusion*). Схема DH подразумевает увеличение мощности теплового рентгеновского излучения, которое генерируется при токовой имплозии двухкаскадных лайнеров в результате взаимодействия плазмы каскадов и запираения излучения в полости внутреннего каскада, где расположена капсула с топливом. В другой схеме MagLIF для удержания нагретого лазерным излучением топлива используется сжатие импульсом тока тонкостенного металлического лайнера в присутствии внешнего аксиального (B_z -) магнитного поля. Для этого необходимо использование магнитной системы создания первоначального B_z -поля (напр. многослойный соленоид или катушку Гельмгольца) в области холодной дейтериевой или дейтерий-тритиевой мишени, системы ионизации и начального нагрева этой мишени мощным лазерным излучением. Таким образом, нагретая и замагниченная плазма топлива сжимается давлением азимутального магнитного поля разрядного тока электрофизической установки, протекающего

по окружающему ее цилиндрическому лайнеру из вещества с низким атомным номером. При этом B_z -поле, замороженное в плазму топлива, подавляет тепловые потоки на стенку лайнера. Выбор вещества лайнера с низким атомным номером необходим для того, чтобы при разрушении стенки лайнера различного рода неустойчивостями и попадании вещества лайнера в виде примеси в плазму топлива излучение примесей не понижало ее температуру. Все это должно привести к зажиганию термоядерной реакции. Недавно предложенная схема AutoMag является дальнейшим развитием концепции MagLIF. В этой схеме начальное продольное B_z -поле создается спиральным тонкометаллическим вкладышем, который в дальнейшем выполняет роль лайнера для сжатия замагниченной плазмы термоядерного топлива. Применение схемы AutoMag имеет ряд преимуществ перед схемой MagLIF. В данной схеме для создания высокого уровня начального B_z -поля около 10 Т не нужно применять громоздкие магнитные катушки. Используемый вместо них металлический вкладыш со спиральными каналами для протекания тока предимпульса электрофизической установки создает необходимый уровень B_z -поля в собственном объеме. В схеме AutoMag однородность создаваемого таким образом B_z -поля внутри спирального вкладыша выше, чем однородность продольного поля, создаваемого соленоидом. При этом сжимающийся лайнер не нужно помещать в центральную часть области однородного B_z -поля многовиткового соленоида или катушки Гельмгольца, тем самым увеличивая индуктивность цепи питания лайнера и, как следствие этого, потери в амплитуде разрядного тока установки.

В ходе выполнения экспериментов по теме диссертации предложен другой подход к созданию B_z -поля в области т/я топлива - использовать вместо спирального тонкометаллического вкладыша одиночные винтовые многопроволочные сборки, в том числе и вложенные друг в друга. Винтовая проволочная сборка представляет собой сборку, проволоки которой повернуты вокруг ее оси на некоторый угол. При этом получается своеобразный многозаходный винт (спираль), образованный из проволок сборки. В экспериментах [173] на установке Ангара-5-1 была показана принципиальная возможность того, что плазма многопроволочныхборок может эффективно (в 100 раз) сжимать внешний магнитный поток B_z -поля, созданный внешним соленоидом, при этом увеличивая уровень магнитного поля вплоть до 150 Т (при $B_{z0}=1.5$ Т). В этой же работе приведены результаты экспериментов по сжатию одиночных винтовых проволочныхборок, в которых собственное B_z -поле достигало значений около 12 Т при уровне разрядного тока 3 МА. Магнитное поле, создаваемое таким «быстрым» методом, не вмораживается в электроды установки и, тем самым, создается более однородное распределение B_z -поля внутри объема лайнера. Применение вложенных проволочныхборок и закрутка обоих каскадов по часовой и/или против часовой стрелки позволит получать различное радиальное распределение B_z -поля как в пространстве между

каскадами, так и в приосевой области. С одной стороны, в экспериментах по генерации импульса МРИ для схем непрямого облучения мишени, используя встречную (по часовой и против часовой стрелки) закрутку проволок внешнего и внутреннего каскадов (см. напр. рис. 117в), возможно добиться пониженного уровня B_z -поля в области оси вложенныхборок, не препятствующего финальному сжатию плазмы пинча. С другой стороны, путем создания пространственного каркаса, похожего на баскетбольную корзину (“basket array”, первоначальная идея D.H. McDaniel[†]), при котором область с повышенным уровнем B_z -поля формируется в пространстве между каскадами, становится возможной реализация разнообразных условий взаимодействия плазмы внешнего и внутреннего каскадов в таких вложенныхбороках. При этом возможно усилится взаимодействие каскадов за счет затрудненного проникновения плазмы внешнего каскада во внутренний, что приведет к подавлению неустойчивостей сжимающейся плазмы.

В ходе выполнения экспериментальных работ по теме диссертации:

- отработана схема винтовых вложенныхборок как метода создания B_z -поля различной величины и направления;
- исследовано распределение токов по винтовым вложеннымборокам в зависимости от углов их закрутки;
- исследовано формирование плазменного предвестника в приосевой области в присутствии B_z -поля на стадии плазмообразования;
- определено влияние величины B_z -поля на динамику сжатия плазмы вложенныхборок и генерацию импульса МРИ.

5.2.1. “BASKET ARRAYS” КАК МЕТОД ГЕНЕРАЦИИ АКСИАЛЬНОГО (B_z -) МАГНИТНОГО ПОЛЯ РАЗЛИЧНОЙ ВЕЛИЧИНЫ И НАПРАВЛЕНИЯ

В представляемых экспериментах использовались две винтовые многопроволочные

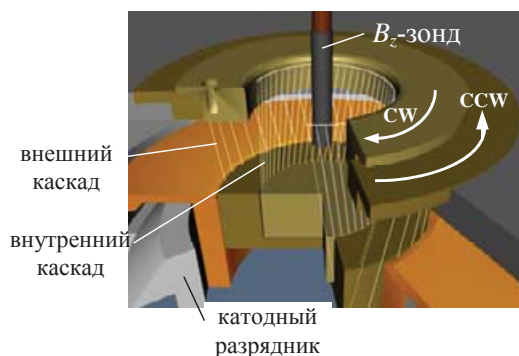


Рис. 150. Вложенныебороки со встречной закруткой проволок.

бороки, вложенные друг в друга, с близкими по значению радиусами внешнего r_{out} и внутреннего r_{in} каскадов. В экспериментах с одиночной винтовой борокой показано, что B_z -поле имеет одно направление, соответствующее направлению закрутки проволок [173]. В случае вложенныхборок для создания повышенного уровня B_z -поля между каскадами по сравнению с областью оси, внешний и внутренний каскад закручиваются в разные стороны

(по часовой CW и против часовой стрелки CCW), как показано на рис. 150. При этом аксиальные компоненты магнитного поля токов внешнего и внутреннего каскадов должны иметь противоположные направления. По принципу суперпозиции полей в пространстве между каскадами эти компоненты B_z -поля складываются, а внутри внутреннего каскада вычитаются. Очевидно, что направление и величина B_z -поля в области оси вложенных винтовыхборок будет определяться распределением токов по внешнему и внутреннему каскадам.

Оптимальным вариантом, с точки зрения получения высоких выходов МРИ, предполагался такой, когда B_z -поле в основном сосредоточено в пространстве между каскадами, а в приосевой области близко к нулю, чтобы не ограничивать финальное сжатие плазмы пинча. При сжатии плазмы в таких сборках захваченный между каскадами магнитный поток может препятствовать проникновению плазмы внешнего каскада во внутренний каскад. Это приведет к усилению взаимодействия потоков плазмы с внешнего каскада и плазмы внутреннего каскадов по сравнению со случаем обычных (не скрученных) вложенныхборок, рассмотренных в Главе 4 диссертации. Чтобы уменьшить величину захваченного магнитного потока B_z -поля, величина зазора между каскадами $\Delta r = r_{out} - r_{in}$ выбиралась в несколько раз меньшей значения их радиусов, т.е. $\Delta r \ll r_{out}, r_{in}$.

Для того чтобы B_z -поле в основном было сосредоточено в зазоре между каскадами, необходимо было достичь примерного равенства азимутальных токов во внешнем и внутреннем каскадах. Известно, что при одновременном и параллельном включении вложенныхборок в разрядную цепь установки полный ток распределяется в пользу внешнего каскада ($I_{out} > I_{in}$) согласно соотношению индуктивностей каскадов ($L_{out} < L_{in}$) при прочих равных параметрах (количестве проволок $N_{out} = N_{in}$, диаметре проволок). Для внешнего и внутреннего каскадов выбирались одинаковые параметры, такие как масса и количество проволок, для того чтобы динамические характеристики сжатия плазмы каскадов были примерно равны. Как правило, отличались только радиусы каскадов вложенныхборок и углы закрутки их проволок - α_{out} и α_{in} . Другие параметры каскадов вложенныхборок были одинаковы: 30 W-проволок диаметром 6 мкм линейной массы 165 мкг/см, высотаборок - 13 мм или 15 мм. При этом отношение радиусов внутреннего и внешнего каскадов сохранялось - $r_{in}/r_{out} = 0.75$. Остальные параметры W-борок представлены в табл. 16.

Для управления соотношением токов I_{in}/I_{out} были предусмотрены две схемы включения винтовых вложенныхборок между электродами установки. Схема, в которой можно управлять величиной тока в каскадах, показана на рис. 151a (далее, геометрия №1). В такой схеме управление распределением тока в каскадах вложенныхборок достигается с помощью анодного диэлектрического разрядника с поверхностным пробоем. По совокупности проведенных экспериментов время срабатывания анодного разрядника после подачи импульса

напряжения генератора составляло 10-18 нс. В этом случае разрядный ток вначале протекает только по внутреннему каскаду. Через некоторое время происходит пробой по поверхности анодного изолятора, и часть полного тока переключается на внешний каскад. В принципе, подбирая длину изолятора, возможно в определенных пределах изменять время срабатывания такого разрядника, и тем самым изменять соотношение токов между каскадами. В данной серии экспериментов этого не проводилось. Следует заметить, что после момента срабатывания анодного разрядника кольцевая щель полости, где расположены два магнитных B_ϕ -зонда (см. рис. 151а) для измерения тока внутреннего каскада I_{in} , экранируется плазмой, летящей с внешнего каскада в сторону внутреннего. Начиная с этого времени, ток по внутреннему каскаду нельзя было оценивать по сигналам этих двух магнитных зондов.

Другая схема включения вложенных сборок в разрядную цепь установки (далее, геометрия №2) показана на рис. 151б. Внешний и внутренний каскады устанавливались на одном и том же анодном фланце. Ток по каскадам в этом случае должен распределяться в соответствии с их импедансами.

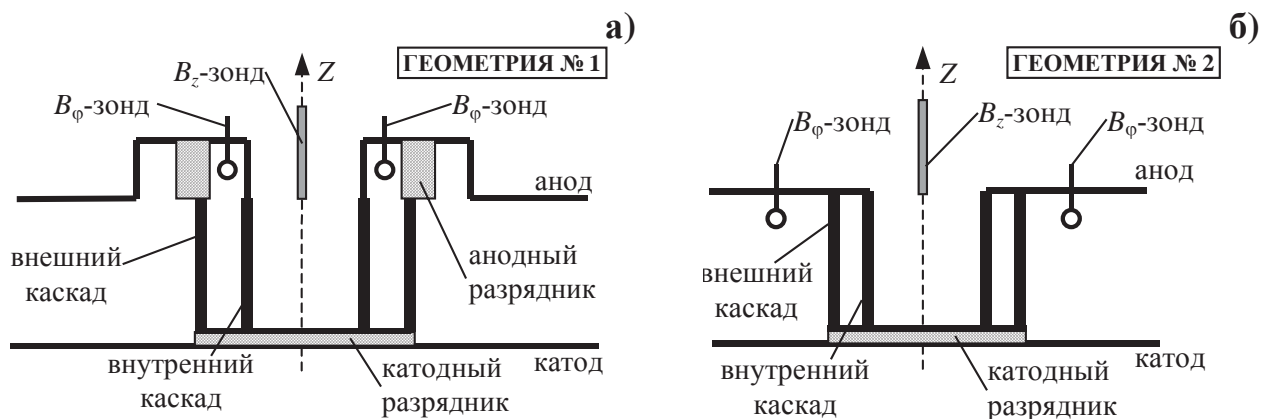


Рис. 151. Различные схемы подключения винтовых вложенных сборок к электродам установки: а) геометрия №1 (с дополнительным анодным разрядником): B_ϕ -зонды - магнитные зонды, расположенные на $r_p=23.5$ мм для измерения тока внутреннего каскада; B_z -зонд - магнитный зонд, расположенный на оси сборки; б) геометрия №2 (без анодного разрядника): B_ϕ -зонды - внешние магнитные зонды, расположенные на радиусе 30 мм; B_z -зонд - магнитный зонд, расположенный по оси сборки.

В обеих схемах подключения вложенных сборок применялся еще один диэлектрический разрядник - изолятор, расположенный в катоде, который служил для подавления микросекундного предимпульса тока установки (см. также рис. 150). Полный разрядный ток измерялся магнитными зондами (B_ϕ -зонды), расположенными снаружи внешней сборки на радиусе 30 мм и восемью петлями на радиусе 55 мм (см. п.п. 1.1.7 и 1.1.8 Главы 1). Аксиальная компонента магнитного поля измерялась магнитным зондом (B_z -зонд), расположенным по оси

сборки на высоте $z_p=13-15$ мм от поверхности катода. Все зонды были калиброваны как на величину магнитного поля, так и на его направление. Следует заметить, что B_z -зонд располагался на верхнем торце проволочной сборки (в аноде) таким образом, чтобы не препятствовать финальному сжатию плазмы пинча. Так как распределение аксиального магнитного поля вдоль оси винтовой сборки неоднородное, то величина B_z -поля в середине зазора анод-катод и в месте расположения магнитного датчика существенно отличаются. Чтобы это учесть, проводился пересчет величины B_z -поля, измеренной в точке расположения магнитного зонда, на величину B_z -поля в середине зазора анод-катод. Подробно процедура такого пересчета описана в упомянутой выше работе [173].

Табл. 16. Основные параметры винтовых вложенныхборок

№ выстрела	Параметрыборок*		Угол закрутки		Схема подключения каскадов	Примечание
	внешнего каскада	внутреннего каскада	α_{out}	α_{in}		
4256	$r_{out}=6$ мм, $h_{out}=13$ мм	$r_{in}=4.5$ мм, $h_{in}=13$ мм	+15°	-15°	№ 2	малый уровень B_z -поля на оси в момент генерации МРИ
4258			+18°	-18°		
4259			0°	0°		
4267	$r_{out}=10$ мм, $h_{out}=15$ мм	$r_{in}=7.5$ мм, $h_{in}=15$ мм		+6°	№ 1	высокий уровень B_z -поля на оси в момент генерации МРИ
4269						
4278			-9°	0°		
4273			-11°	+5°		
4260				+13°		
4274			-6.6°	+7°		
4276		-5°	+2°	№ 2	малый уровень B_z -поля на оси в момент генерации МРИ	
4281	$r_{out}=6$ мм, $h_{out}=13$ мм	$r_{in}=4.5$ мм, $h_{in}=13$ мм	-6°			+7°

* - общие параметры проволочной сборки в каскадах: 30 W 6 мкм проволока, линейной массы 165 мкг/см. B_z -зонд расположен по оси на высоте $z_p=12.5$ мм от поверхности катода. В таблице приведены только те параметрыборок, результаты экспериментов с которыми описаны в тексте диссертации. Более подробно результаты экспериментов с винтовыми вложенными сборками можно найти в работе [230].

Далее, для представления результатов экспериментов условимся, что знак «-» перед значением угла закрутки α означает закрутку сборки против часовой стрелки. В этом случае разрядный ток, протекая по проволокам данной сборки, генерирует B_z -поле, вектор которого направлен от анода к катоду, т.е. против направления оси Z. Знак «+» означает закрутку сборки по часовой стрелке. Соответственно, в этом случае вектор B_z -поля направлен от катода к аноду, т.е. по направлению оси Z. Далее, для удобства восприятия на всех кривых индукции

аксиального магнитного поля ее полярность («+» или «-») отражает направление поля вдоль или против оси Z .

Вначале была проведена проверка методики измерения B_z -поля. В случае отсутствия первоначальной закрутки вложенных проволочныхборок ($\alpha_{out}=0^\circ$ и $\alpha_{in}=0^\circ$) сигнал зонда, измеряющего B_z -поле на оси борок, в идеальном случае должен равняться нулю. В реальном эксперименте сигнал зонда может быть отличен от нуля из-за неточной ориентации чувствительного элемента датчика (катушки зонда) относительно оси проволочныхборок. Такой сигнал считается паразитным, а его амплитуда определяет погрешность измерения B_z -поля данным методом. С целью проверки методики были проведены измерения B_z -поля магнитными зондами, расположенными по оси винтовых вложенныхборок (выстрел №4256) и обычных (не скрученных) вложенныхборок (выстрел №4259) в геометрии №2, изображенной на рис. 151б. Результаты проверки методики измерений магнитных полей определили погрешность измерений аксиальных магнитных полей не хуже ± 0.4 кГс.

Чтобы разобраться в особенностях взаимодействия плазмы каскадов в присутствии B_z -поля, было проведено несколько выстрелов с различными вариантами закрутки проволочных каскадов. Задержку включения разрядного тока по внешнему каскаду и закрутку проволочных каскадов на различные углы обеспечивала схема, выполненная по геометрии №1 (см. рис. 151а). Поэтому вначале рассмотрим эксперименты в этой геометрии подключения вложенныхборок.

Внешний каскад - нет закрутки, внутренний каскад - есть закрутка

На рис. 152 представлены результаты измерений аксиального магнитного поля (выстрел №4269) во вложенныхбороках, у которых $\alpha_{out}=0^\circ$ и $\alpha_{in}=+6^\circ$. Согласно геометрии подключения внешний каскад был установлен на анодном диэлектрическом разряднике, который в некоторый момент времени пробивался по поверхности и включал ток в каскаде. В этом выстреле это произошло около 10 нс разряда (момент времени показан вертикальной стрелкой \uparrow). Из кривых 1 и 2 следует, что ток внутреннего каскада начинает создавать B_z -поле с самого начала разряда. К моменту включения внешнего каскада в разрядную цепь по внутреннему каскаду уже протекает ток около 120 кА (см. кривую 6), который создает в области расположения зонда B_z -поле индукцией $\approx 1.5 \pm 0.4$ кГс (см. кривую 4). Следует заметить, что измеренная временная зависимость B_z -поля имеет знак, соответствующий направлению закрутки винта внутреннего каскада. На стадии плазмообразования производная $dB_z/dt \sim dI/dt$ вплоть до момента начала финального сжатия плазмы (T_{pl} , отмечен кружком) вложенныхборок, определенного из электротехнических измерений производной полного тока и напряжения (кривые 2 и 7). Это означает, что токово-плазменные каналы (плазменная шуба)

вокруг каждой проволоки во внутренней сборке до этого момента времени продолжают быть наклонены под начальным углом закрутки проволок α_{in} .

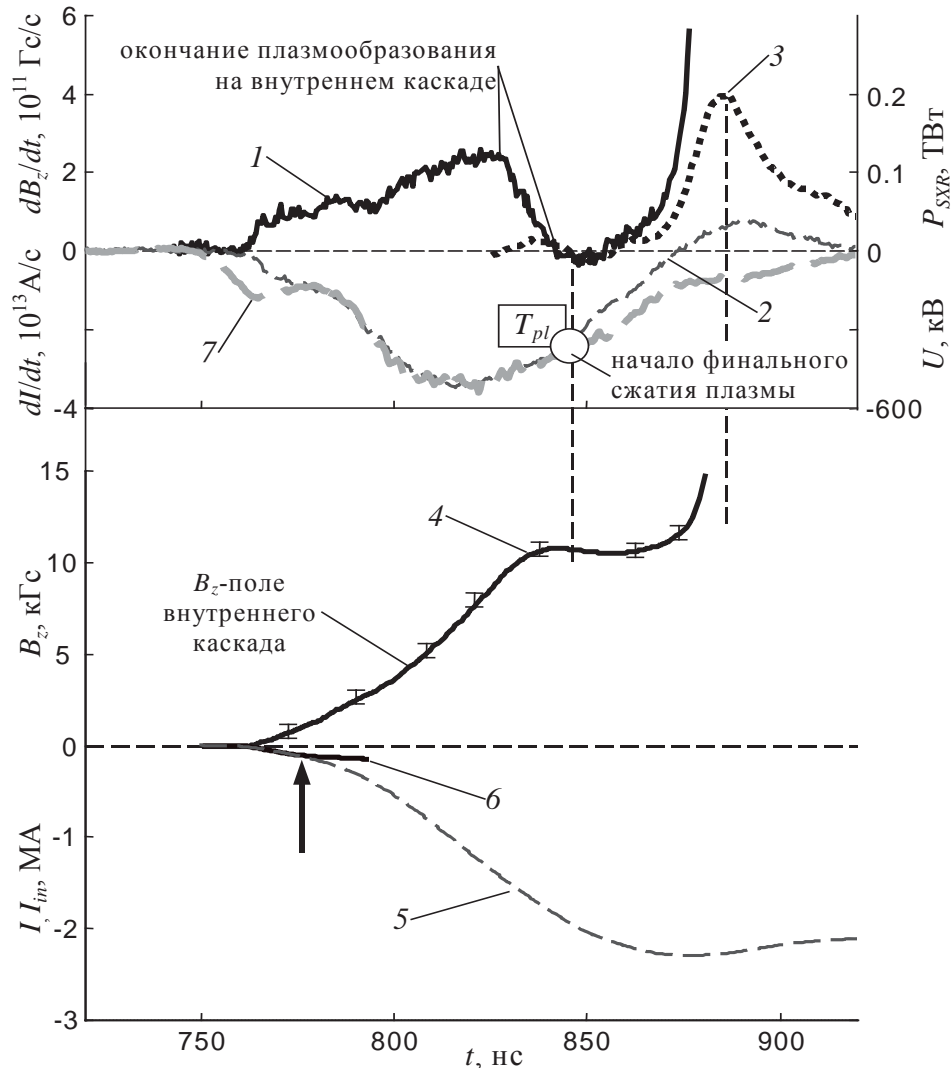


Рис. 152. Результаты измерений B_z -поля во вложенных сборках (выстрел №4269) для геометрии №1. Временные зависимости: 1 - производной аксиального магнитного поля dB_z/dt на оси сборки в точке расположения зонда ($z_p=12.5$ мм); 2 - производной полного тока dI/dt ; 3 - импульса мощности МРИ P_{SXR} ($h\nu > 100$ эВ); 4 - B_z -поля на оси сборки в точке расположения зонда; 5 - полного тока I ; 6 - тока внутреннего каскада I_{in} ; 7 - напряжения U . Вертикальной стрелкой (\uparrow) отмечен момент включения тока по внешнему каскаду.

После окончания плазмообразования вещества проволок внутренней сборки, по-видимому, токово-плазменные каналы, наклоненные под углом α_{in} , исчезают. Как следствие этого нарушается имевшая место пропорциональность между dB_z/dt и dI/dt . В момент T_{pl} кривая производной полного тока dI/dt перестает быть пропорциональна кривой напряжения $U(t)$, что соответствует росту индуктивности вложенных сборок при их сжатии. Следует заметить, что B_z -поле продолжает нарастать даже тогда, когда полный ток (кривая 5) по вложенным сборкам начинает снижаться. Аксиальное магнитное поле резко возрастает до уровня ~ 15 кГс и выше к

моменту возникновения импульса МРИ, что связано со сжатием аксиального магнитного потока сжимающейся плазмой. Мощность рентгеновского излучения в этом выстреле составила малую величину около 0.2 ТВт (см. кривую 3). Следует заметить, что к моменту максимума импульса МРИ уровень B_z -поля не был надежно зарегистрирован магнитным зондом и мог быть существенно выше, что объясняет такую малую амплитуду импульса МРИ.

Далее рассмотрим противоположный случай, когда внешний каскад во вложенных сборках был закручен, а внутренний был без закрутки.

Внешний каскад – есть закрутка, внутренний каскад – нет закрутки

На рис. 153 представлены результаты измерений аксиального магнитного поля во вложенных сборках (выстрел №4278), у которых $\alpha_{out}=-9^\circ$ и $\alpha_{in}=0^\circ$. На момент включения тока по внешнему каскаду (10-15 нс разряда, отмечено вертикальной стрелкой \downarrow) по внутреннему каскаду уже протекает ток около 200 кА (см. кривую 7). Так как в данном случае внутренний каскад не был закручен, то этот ток не создает B_z -поле на оси вложенныхборок. Ожидалось, что сразу после включения тока по внешнему каскаду, закрученного по винту, зонд на оси вложенныхборок начнет регистрировать B_z -поле, соответствующее направлению закрутки проволок внешнего каскада (см. кривую 4). Однако, длительное время вплоть до 70 нс разряда на осиборок не регистрируется B_z -поле выше уровня погрешности измерений ± 0.4 кГс (см. кривую 5). Скорее всего, это связано с тем, что зонд, расположенный по осиборок, экранируется плазмой внутреннего каскада, образованной на его начальном радиусе r_{in} . В результате такой экранировки генерируемое током внешнего каскада B_z -поле проникнет в полость внутреннего каскада через некоторое время. Сделана оценка времени диффузии магнитного поля τ (в нс), силовые линии которого параллельны оси цилиндрического экрана радиусом r_{in} (в см) и толщиной стенки d (в см) с удельным сопротивлением ρ_Ω (в Ом·см) согласно следующему выражению, взятому из [237], - $\tau=2\pi \cdot 10^{-7} r_{in} d / \rho_\Omega$. Время τ составило около 57-70 нс при следующих значениях: радиус внутреннего каскада $r_{in}=0.75$ см, размер плазменной короны вокруг проволок $d=0.2$ см и удельное сопротивление плазмы $\rho_\Omega=0.0014-0.0017$ Ом·см, посчитанное в предположении спитцеровской проводимости плазмы с электронной температурой $T_e=20-25$ эВ и средним зарядом ионов 5. Оценка времени τ оказалась сопоставима с измеренным временем начала регистрации B_z -поля в полости внутреннего каскада (55-60 нс), отсчитанного от момента включения тока во внешней сборке. Это может свидетельствовать о том, что к этому моменту времени имплозии на начальном радиусе внутреннего каскада сформирована квазиоднородная в азимутальном направлении оболочка больше скин-слоя B_z -

поля в плазме, способная экранировать как магнитное поле, так и эффективно задерживать плазменные потоки с внешнего каскада. Фактически B_z -поле начинает регистрироваться зондом только на стадии окончания плазмообразования вещества внешнего и внутреннего каскадов и начала их финального сжатия (момент T_{pl}^{out} см. оптическую развертку на рис. 153 и кривые 2 и 3).

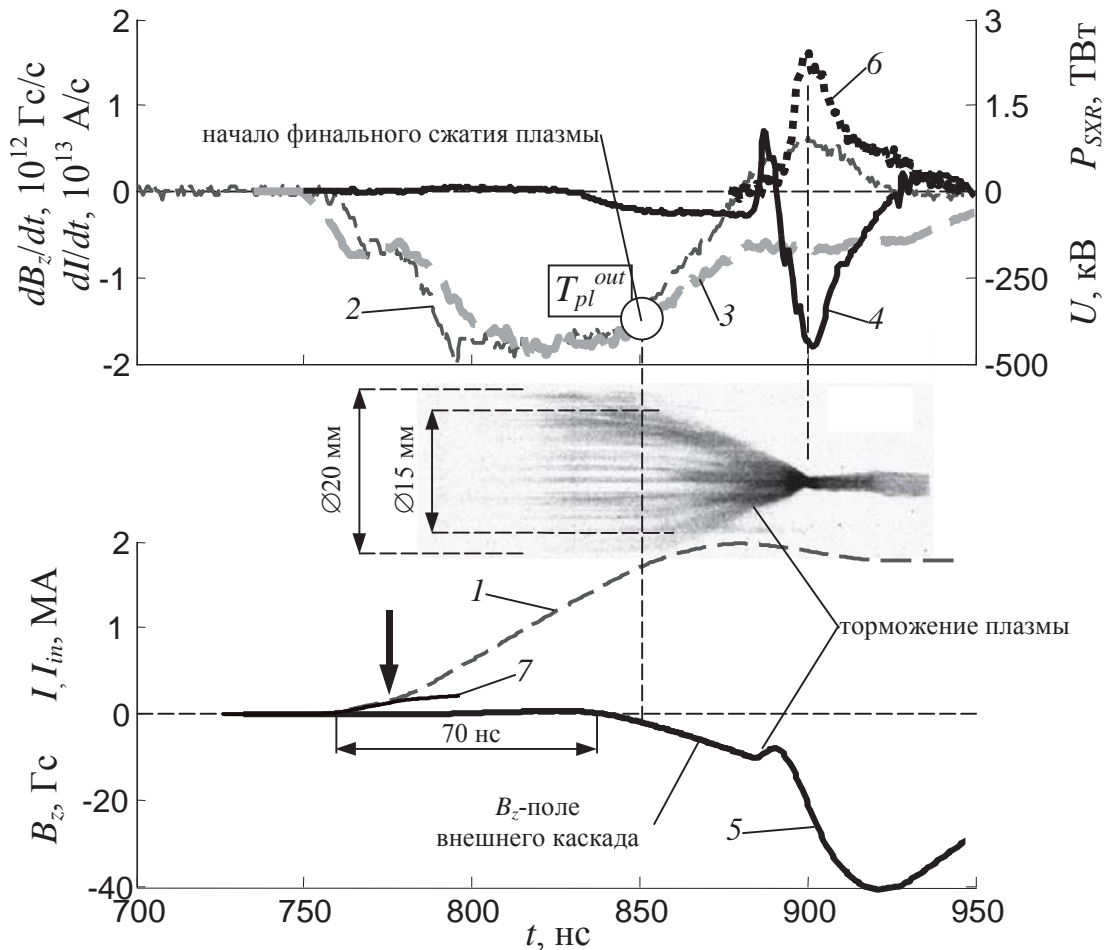


Рис. 153. Результаты измерений B_z -поля во вложенных сборках (выстрел №4278) для геометрии №1. Временные зависимости: 1, 2 – полного тока I и его производной dI/dt ; 3 – напряжения U ; 4, 5 – производной dB_z/dt и аксиального магнитного поля B_z на оси вложенныхборок в точке расположения зонда ($z_p=12.5$ мм); 6 – импульса мощности МРИ P_{SXR} ($h\nu>100$ эВ); 7 – тока внутреннего каскада I_{in} . Вертикальной стрелкой (\downarrow) отмечен момент включения тока по внешнему каскаду. Оптическая радиальная развертка (негатив), синхронизованная с представленными кривыми.

При взаимодействии сжимающейся плазмы внешнего и внутреннего каскадов происходит проникновение аксиального магнитного потока внутрь полости внутреннего каскада и последующее его сжатие. При этом временная зависимость $B_z(t)$ имеет знак, соответствующий направлению винтовой закрутки внешнего каскада (см. кривую 5). На оптической радиальной развертке при финальном сжатии плазмы вложенныхборок зарегистрировано небольшое

торможение плазмы, которое также проявляется на временной зависимости аксиального магнитного поля, измеренной зондом в области оси. На стадии формирования Z-пинча B_z -поле возрастает до уровня не менее 20 кГс к моменту максимума импульса МРИ. Пиковая мощность рентгеновского излучения в этом выстреле составила около 2.3 ТВт (см. кривую б). На заднем фронте импульса мощности МРИ магнитный зонд зарегистрировал более высокий уровень B_z -поля в 40 кГс. Такое несовпадение максимумов импульса МРИ и зарегистрированного B_z -поля связано с диффузией аксиального магнитного поля, вмороженного в отставшую плазму, в область магнитного зонда.

Следующим шагом при проведении экспериментов было изучение сжатия плазмы винтовых вложенныхборок, закрутка каскадов которых осуществлена в противоположных направлениях – по часовой и против часовой стрелки. Закручивая внешний и внутренний каскады на различные углы, оказалось возможным получать высокий и низкий уровни B_z -поля в области оси вложенныхборок.

Внешний каскад – есть закрутка, внутренний каскад – есть закрутка. Высокий и низкий уровень B_z -поля на оси вложенныхборок

Так как схема включения вложенных винтовыхборок в разрядную цепь установки, выполненная по геометрии №1, позволяла скручивать каскады на различные углы и регулировать некоторым образом распределение токов по каскадам, то оказалось возможным получать различный уровень B_z -поля в области осиборок и регулировать его направление.

Вначале рассмотрим случай $\alpha_{out} > \alpha_{in}$, когда углы закруток вложенныхборок существенно отличались. В эксперименте (выстрел №4273) были использованы вложенные сборки с начальными углами закрутки каскадов $\alpha_{out} \approx -11^\circ$ и $\alpha_{in} \approx +5^\circ$. Таким образом, моделировалась ситуация, когда суммарное B_z -поле в области оси вложенныхборок на момент сжатия плазмы будет иметь существенную величину по сравнению со случаем, когда отношение углов закрутки было бы $\alpha_{out}/\alpha_{in} \approx 1$ (см. ниже).

На рис. 154а представлены результаты измерений B_z -поля. Из этого рисунка видно, что до момента включения тока по внешнему каскаду (15-я нс разряда, отмечено вертикальной стрелкой ↓ у кривых 1 и 4) на оси вложенныхборок регистрируется увеличение аксиального магнитного поля, соответствующего направлению закрутки винта внутреннего каскада (см. кривую 3). На момент включения тока по внешнему каскаду по внутреннему каскаду протекает ток около 220 кА (см. кривую 4). Дальнейшее увеличение тока внешнего каскада приводит к уменьшению суммарного B_z -поля на оси с учетом частичной экранировки магнитного поля плазмой проволок внутреннего каскада, обнаруженной в экспериментах с вложенными

сборками у которых $\alpha_{out} \neq 0^\circ$ и $\alpha_{in} = 0^\circ$. В некоторый момент времени (≈ 90 нс разряда, см точку *A* на кривой 3) суперпозиция B_z -полей от внешнего и внутреннего каскадов становится равной нулю. После этого момента времени, на стадии финального сжатия плазмы (отмечено вертикальной пунктирной линией), в области оси сборок наблюдается увеличение аксиального магнитного поля противоположного направления ($B_z < 0$), соответствующее направлению закрутки винта внешнего каскада. Временная зависимость $B_z(t)$ указывает на перераспределение разрядного тока в пользу внешнего каскада. Во время импульса мощности МРИ (см. кривую 2) наблюдается резкий рост уровня B_z -поля на оси. К моменту максимума импульса рентгеновского излучения измеренная величина B_z достигает значения около 50 кГс. При этом пиковая мощность МРИ в этом выстреле составила около 0.85 ТВт.

В другом эксперименте (выстрел №4260) были использованы вложенные сборки, у которых начальные углы закрутки каскадов были $\alpha_{out} \approx -11^\circ$ и $\alpha_{in} \approx +13^\circ$. Угол закрутки проволок внутреннего каскада был увеличен в 2 раза по сравнению со случаем, рассмотренным на рис. 154а (случай «высокого уровня B_z -поля на оси»), и стал немного больше угла закрутки внешнего каскада, который остался прежним. Таким образом, ожидалось уменьшение уровня B_z -поля в приосевой области на финальной стадии имплозии вложенныхборок.

На рис. 154б представлены результаты измерений B_z -поля в такой вложенной сборке. Включение тока по внешнему каскаду в этом выстреле произошло на 10-й нс разряда. Ток по внутреннему каскаду на данный момент составил около 200 кА, как и в предыдущем случае (выстрел №4273). Как следует из рис. 154б, характер измеренной зондом временной зависимости аксиального магнитного поля (см. кривую 3) подобен случаю, рассмотренному выше. В течение примерно 50-60 нс от начала разряда на оси вложенныхборок преобладает B_z -поле, соответствующее направлению закрутки проволок внутреннего каскада. После включения тока по внешнему каскаду B_z -поле на оси начинает уменьшаться до нуля (точка *A* на кривой 3). На стадии финального сжатия плазмы внешнего каскада ($t > T_{pl}^{out}$), а после и внутреннего каскада ($t > T_{pl}^{in}$), как следует из оптической радиальной развертки, на оси вложенныхборок уже преобладает B_z -поле, которое соответствует направлению закрутки проволок внешнего каскада. При взаимодействии плазмы внешнего и внутреннего каскадов происходит проникновение аксиального магнитного потока внутрь полости внутреннего каскада. К моменту возникновения импульса рентгеновского излучения индукция аксиального поля на оси возрастает до уровня не менее 12 кГс. Мощность рентгеновского излучения в этом выстреле составила ≈ 5 ТВт (см. кривую 2), что в 6 раз больше, чем для случая «высокого уровня B_z -поля» в 50 кГс на осиборок.

Таким образом экспериментально показано, что применение различных углов закрутки каскадов вложенныхборок и регулирование токов по каскадам путем несинхронного

включения каскадов в разрядную цепь установки позволило получить различный уровень и направление B_z -поля в области оси сборки на финальной стадии сжатия плазмы. Влияние уровня B_z -поля в приосевой области на параметры рентгеновского источника будет рассмотрено ниже в п. 5.2.3.

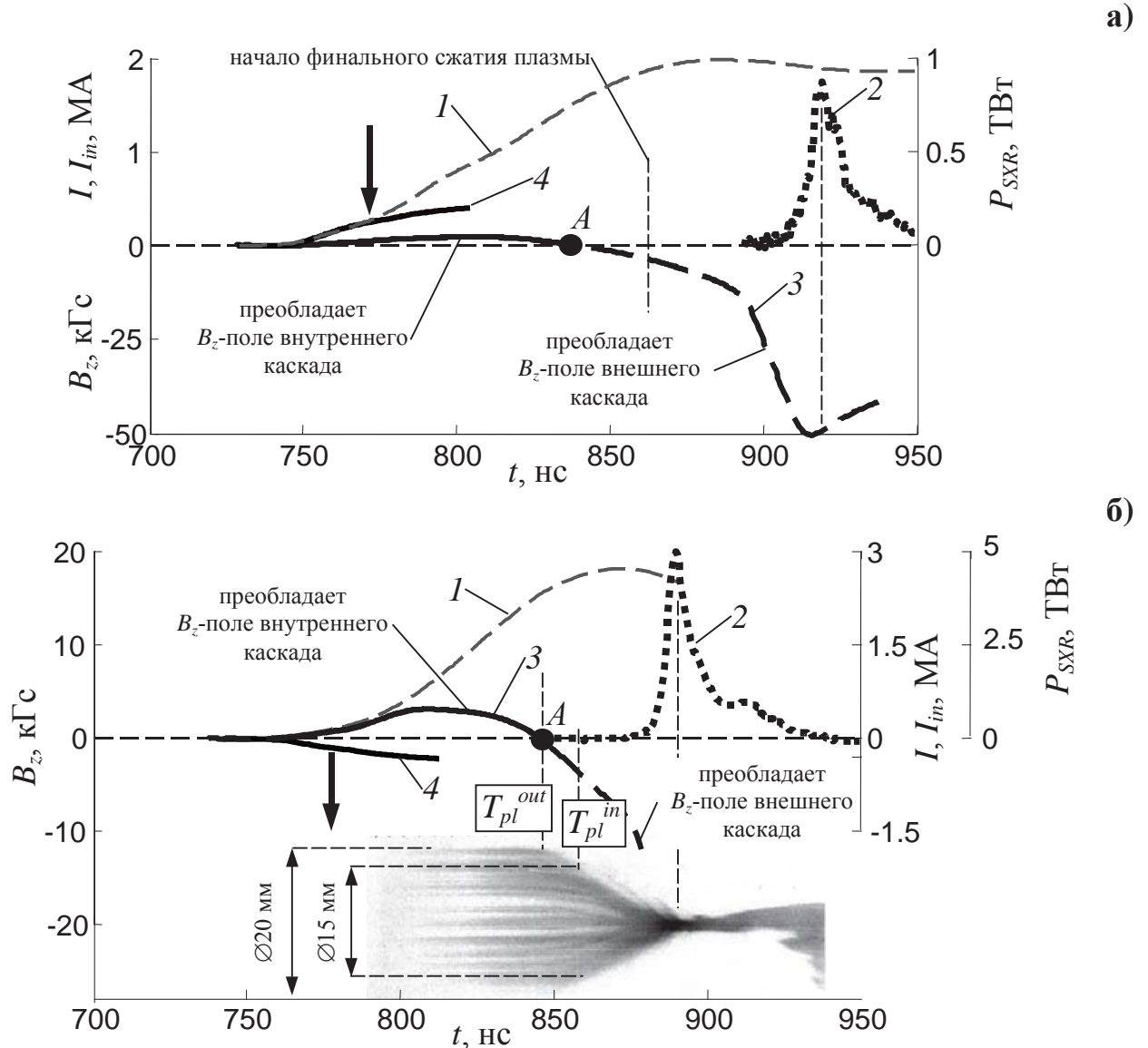


Рис. 154. Результаты измерений B_z -поля во вложенных сборках (выстрелы №4273 и №4260) для геометрии №1. Временные зависимости: 1 – полного тока I ; 2 – импульса мощности МРИ P_{SXR} ($h\nu > 100$ эВ); 3 – B_z -поля на оси сборки в точке расположения зонда ($z_p = 12.5$ мм); 4 – тока внутреннего каскада I_{in} . Вертикальной стрелкой (\downarrow) отмечен момент включения тока по внешнему каскаду. Точка A – момент времени, когда суперпозиция B_z -полей от внешнего и внутреннего каскадов становится равной нулю. а) случай «высокого уровня B_z -поля на оси»; б) случай «низкого уровня B_z -поля на оси». Внизу – оптическая радиальная развертка (негатив), синхронизованная с представленными кривыми.

Далее рассмотрим следующий случай, когда каскады вложенных сборок включались в разрядную цепь установки одновременно и имели примерно равные углы закрутки $\alpha_{out} \approx \alpha_{in}$ (см.

геометрию №2 на рис. 151б). В эксперименте (выстрел №4281) были использованы вложенные сборки, у которых начальные углы закрутки каскадов были $\alpha_{out}=-6^\circ$ и $\alpha_{in}=+7^\circ$. На рис. 155 представлены результаты измерений аксиальных магнитных полей. Из рисунка видно, что с самого начала разряда B_z -поле в приосевой области имеет знак, соответствующий направлению закрутки винта внешнего каскада (см. кривую 3). Вплоть до момента возникновения импульса рентгеновского излучения B_z -поле на оси не изменяет свой знак. Следует заметить, что в данном случае плазма проволок внешнего и внутреннего каскадов образуется в присутствии B_z -поля, которое успевает проникнуть в приосевую область сборок еще до момента формирования на начальном радиусе внутреннего каскада квазиоднородной в азимутальном направлении оболочки, способной экранировать магнитное поле. Таким образом, в этом случае не происходит существенной экранировки магнитного поля плазмой внутреннего каскада, как это наблюдалось в экспериментах, представленных выше. В данной схеме подключения каскадов по геометрии №2 распределение полного тока между каскадами с самого начала разряда оказывается в пользу внешнего каскада, как и должно быть согласно импедансам каскадов. Во время импульса рентгеновского излучения B_z -поле на оси составило малую величину, не более 5 кГс, и имеет тенденцию к снижению. Пиковая мощность рентгеновского излучения в этом выстреле составила около 6 ТВт (см. кривую 2), что уже сравнимо с уровнем мощности МРИ в экспериментах с обычными вложенными сборками без закрутки каскадов.

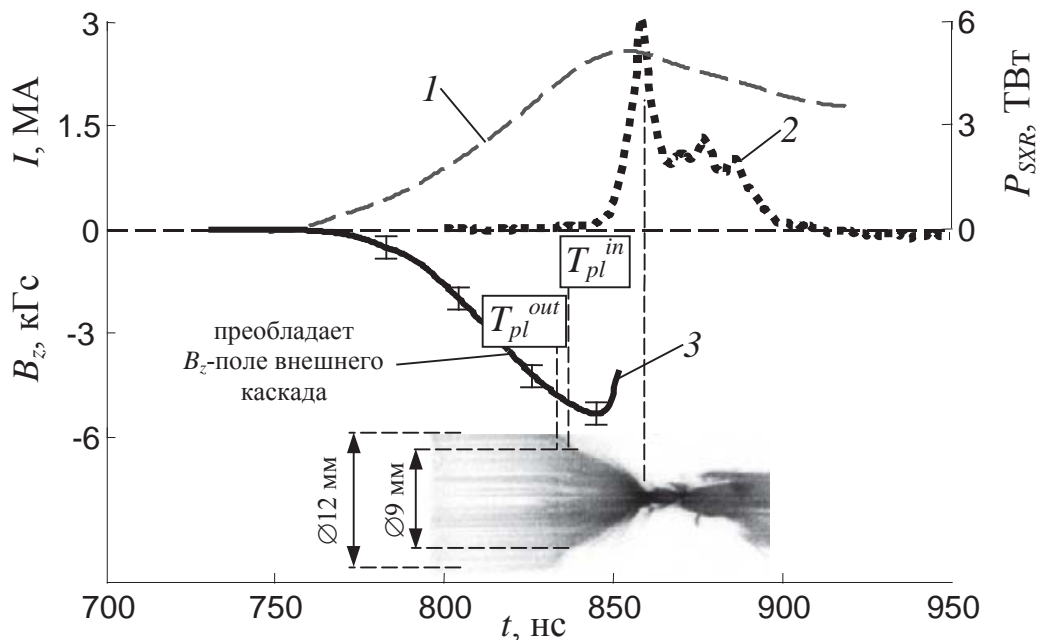


Рис. 155. Результаты измерений B_z -поля во вложенных сборках (выстрел №4281) для геометрии №2. Временные зависимости: 1 – полного тока I ; 2 – импульса мощности P_{SXR} МРИ ($h\nu > 100$ эВ); 3 – B_z -поля на оси сборок в точке расположения зонда ($z_p = 12.5$ мм). Внизу – оптическая радиальная развертка (негатив), синхронизованная с представленными кривыми.

5.2.2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ КАСКАДОВ В ПРИСУТСТВИИ B_z -ПОЛЯ

Подавление плазменного предвестника в винтовых вложенных сборках

В этой части работы представлены результаты исследований формирования предвестника в приосевой области вложенныхборок с винтовой закруткой каскадов, в том числе и без закрутки.

На рис. 156 приведены кадровые рентгеновские изображения плазмы вложенныхборок без закрутки и с закруткой проволок (в геометрии №1 и №2), снятые примерно в одно и то же время относительно максимума импульса МРИ. Сравнение кадровых изображений показало, что в случае вложенныхборок с начальной закруткой каскадов свечение плазмы предвестника не удается различить на фоне свечения плазмы проволок (см. рис. 156б,в). В то время как у вложеннойборки без закрутки каскадов свечение плазмы предвестника более интенсивно (см. рис. 156а). Также следует заметить, что вне зависимости от геометрии подключения винтовых вложенныхборок рентгеновская эмиссия плазмы предвестника снижается более чем на порядок величины.

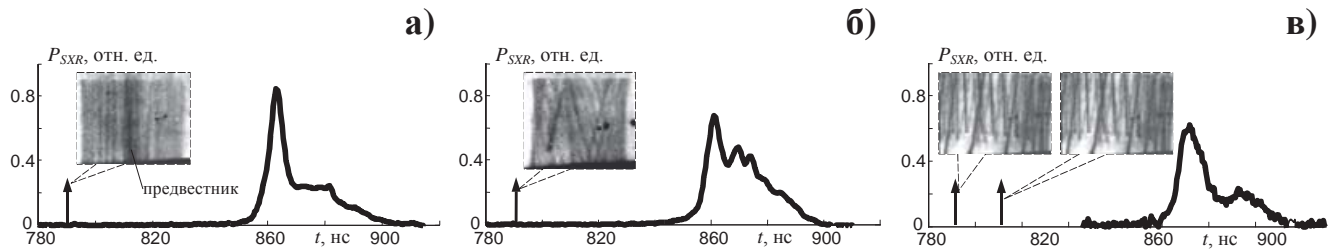


Рис. 156. Кадровые рентгеновские изображения (негатив) вложенныхпроволочныхборок: а) без закрутки каскадов (выстрел №4259, геометрия №2); б) с углами закрутки каскадов $\alpha_{out}=\alpha_{in}\approx\pm 18^\circ$ (выстрел №4258, геометрия №2); в) с углами закрутки каскадов $\alpha_{out}\approx-6.6^\circ$, $\alpha_{in}\approx 7^\circ$ (выстрел №4274, геометрия №1). Анод сверху, катод внизу. Здесь же вертикальными стрелками (\uparrow) показана синхронизация кадровых изображений относительно импульса мощности МРИ.

Таким образом, было обнаружено различие в формировании плазменного предвестника на оси вложенныхборок на стадии плазмообразования. Скорее всего, наличие B_z -поля в случае винтовых вложенныхборок способствует усилению взаимодействия между потоками плазмы внешнего и внутреннего каскадов, препятствует проникновению плазмы внутрь объема внутреннего каскада и ее компактному сжатию вблизи оси. В результате этого плотность плазмы предвестника в приосевой области оказывается существенно меньше, чем в случае вложенныхборок без закрутки. Как следствие этого, рентгеновское излучение плазмы предвестника падает, что и наблюдалось при рентгеновском кадровом фотографировании.

Перераспределение тока между каскадами («трансформаторный» эффект)

Так как проволоки винтовой сборки наклонены под углом α к оси сборки, то существует две компоненты разрядного тока I , протекающего по ней, – азимутальная $I_\varphi = I \sin \alpha$ и аксиальная $I_z = I \cos \alpha$. Соответственно существуют азимутальная (l_φ, m_φ) и аксиальная (L_z, M_z) компоненты индуктивностей и взаимной индукции такой проволочной сборки.

Вначале рассмотрим азимутальную компоненту разрядного тока I_φ и соответствующую ей конфигурацию B_z -поля. Проведено двумерное моделирование магнитных полей винтовых сборок в r - z плоскости с учетом реальной формы электродов установки (для геометрии №1 и №2). Посредством компьютерного кода решалась магнитостатическая задача о протекании азимутального тока по внешнему и внутреннему каскадам. Результатом счета были локальные значения вектора магнитного поля и конфигурации силовых линий магнитного поля, подробно изложенные в работе [230]. На конкретных примерах показано существование различных конфигураций B_z -поля, образующихся при протекании азимутального тока по каскадам вложенных сборок. Показано, что конфигурации магнитного поля винтовых вложенных сборок существенным образом зависят от соотношения азимутальных токов (I_φ^{out} и I_φ^{in}) по внешнему и внутреннему каскадам. Здесь же, на рис. 157, ограничимся результатами расчетов радиального распределения аксиального магнитного поля $B_z(r)$ для различных вариантов протекания токов ($I_\varphi=0$ – нет закрутки, $I_\varphi=1$ кА – есть закрутка) по каскадам в более простой геометрии - в геометрии №2. В этом случае каскады (проволочные сборки) одновременно включались в разрядную цепь установки без применения анодного разрядника.

Из представленных на рис. 157 распределений $B_z(r)$ найдены значения коэффициентов собственной индуктивности и взаимной индукции каскадов по азимутальным токам (см. табл. 17), необходимые для интерпретации полученных экспериментальных результатов согласно следующим выражениям

$$l_\varphi^{out,in} = 2\pi \int_0^{r_{out,in}} \frac{B_z(r)r}{I_\varphi^{out,in}} dr \quad \text{и} \quad m_\varphi^{out/in} = 2\pi \int_0^{r_{in}} \frac{B_z(r)r}{I_\varphi^{out}} dr. \quad (46)$$

Коэффициенты собственной индукции и взаимоиндукции по аксиальным токам (по азимутальному магнитному полю) винтовых сборок находились по формулам (45) и также представлены в табл. 17 для различных схем подключения каскадов к электродам установки (геометрия №1 и №2).

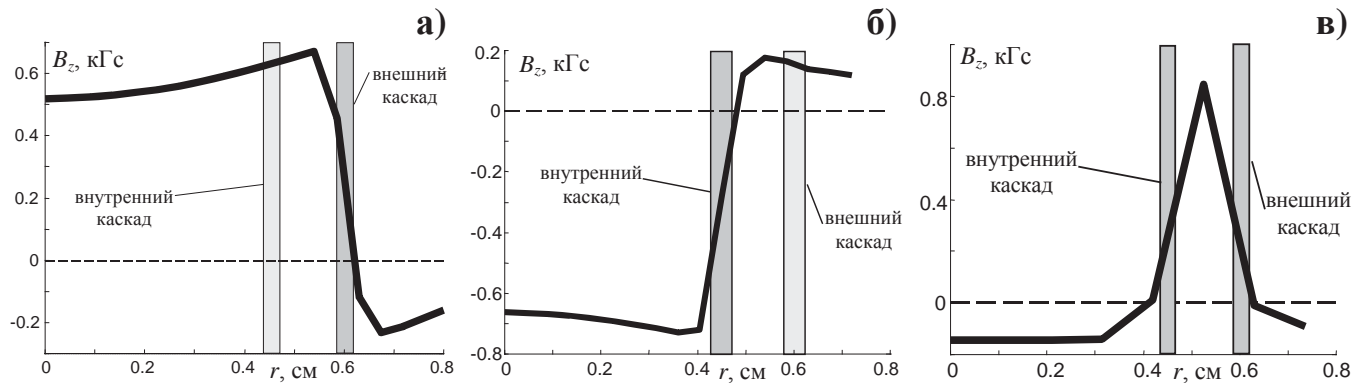


Рис. 157. Результаты двумерного моделирования B_z -полей в геометрии №2, взятые из работы [230]. $B_z(r)$ - радиальное распределение аксиального магнитного поля в середине зазора анод-катод для различных вариантов закрутки каскадов вложенных сборок: а) внешний каскад – есть закрутка, внутренний без закрутки; б) внешний каскад без закрутки, внутренний - есть закрутка; в) оба каскада с закруткой в противоположных направлениях (CW и CCW).

Табл. 17. Сводная таблица расчетных значений коэффициентов собственной индукции и взаимной индукции каскадов винтовых вложенных сборок

	ГЕОМЕТРИЯ №1: $r_{out}=1.0$ см, $r_{in}=0.75$ см, $h=1.8$ см	ГЕОМЕТРИЯ №2: $r_{out}=0.6$ см, $r_{in}=0.45$ см, $h=1.3$ см
Для азимутальных токов * :		
Индуктивность внешней сборки l_ϕ^{out} , нГн	11.9	6.6
Индуктивность внутренней сборки l_ϕ^{in} , нГн	8.0	4.2
Взаимная индукция сборок m_ϕ , нГн	6.2	3.7
Для аксиальных токов ** :		
Индуктивность внешней сборки L_z^{out} , нГн	7.1	6.4
Индуктивность внутренней сборки L_z^{in} , нГн	8.1	7.1
Взаимная индукция сборок M_z , нГн	6.9	6.3

* - данные взяты из работы [230]; ** - расчет проведен для количества проволок в каждом каскаде $N_{out}=N_{in}=30$, $r_{cor}\approx 75$ мкм (размер плазменной короны, определенный из оптических и рентгеновских изображений) и радиуса обратных токопроводов электродной системы установки Ангара-5-1 $r_{return}=6.75$ см.

На основании вычисленных данных табл. 17 определено распределение токов, протекающих по винтовым каскадам вложенных сборок. Применение закрученных в разные стороны каскадов винтовых вложенных сборок может индуцировать ток во внутреннем каскаде за счет аксиальной составляющей магнитного поля, т.н. «трансформация тока» во внутренний каскад. Ниже представлен расчет того, какая доля тока может протекать по внутреннему каскаду за счет данного эффекта трансформации тока, и проведено сравнение с измеренным током по внутреннему каскаду при помощи B_ϕ -магнитных зондов в геометрии №1 (см. рис.

151a). Расчет проводился для начальной стадии разряда, на которой некоторые особенности протекания тока вблизи проволок в сборках не существенны. Поэтому в расчете не учитывалось расширение токовых каналов вблизи каждой проволоки к оси сборки (плазменные струи от каждой проволоки), а также те явления, которые происходят при взаимодействии плазмы внешнего каскада с плазмой внутреннего каскада. Основная цель расчета была в оценке величины тока, протекающего по внутреннему каскаду.

Для этого рассмотрим случай неподвижных каскадов вложенныхборок с углом закрутки относительно вертикали - α_{out} и α_{in} в предположении идеальной проводимости. Эквивалентная схема винтовых вложенныхборок со встречной закруткой проволочных каскадов представлена на рис. 158. Каждый каскад винтовых вложенныхборок представлен в виде «прямой» проволочной сборки, по которой протекает аксиальная составляющая тока (I_z или i_z) и в виде цилиндрического «витка», по которому протекает азимутальный ток (I_ϕ или i_ϕ).

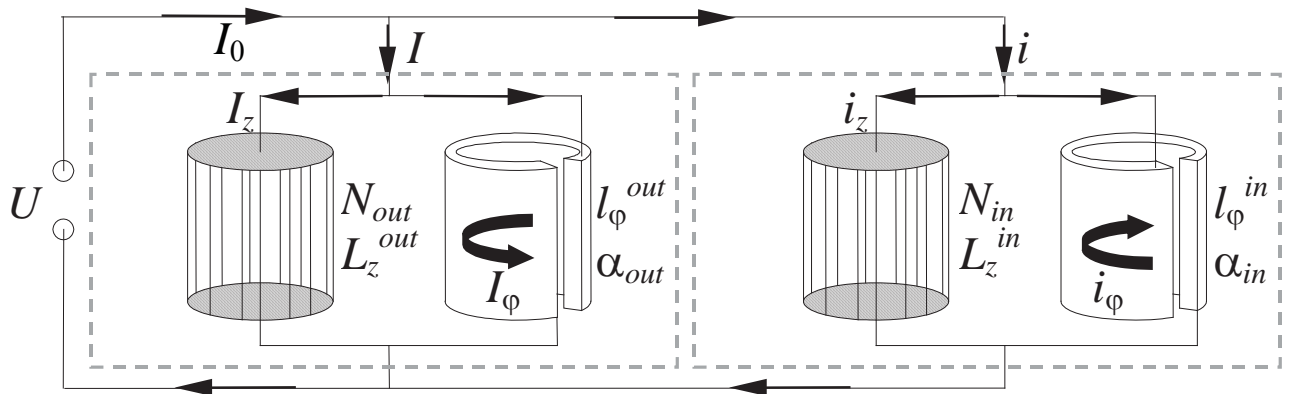


Рис. 158. Эквивалентная электрическая схема винтовых вложенныхборок со встречной закруткой проволок: U – генератор (источник питания); I, i – токи, протекающие по внешнему и внутреннему каскадам соответственно; I_z, i_z – аксиальные токи, протекающие по внешнему и внутреннему каскадам; I_ϕ, i_ϕ – азимутальные токи, протекающие по внешнему и внутреннему каскадам.

Так как вложенность винтовыхборок предполагает их параллельное включение между электродами установки, полный ток I_0 делится между ними на составляющие - I и i . При этом $I_0 = I + i$. Доля тока, протекающего по внешнему каскаду, равна $k = I/I_0$, аналогично, доля тока по внутреннему каскаду - $\beta = i/I_0 = 1 - k$.

Энергия магнитного поля W_m , связанная с протекающими токами по внешнему и внутреннему каскадам, дается следующими выражениями

$$W_m = \frac{L_{eff}^{out} I^2}{2} + \frac{L_{eff}^{in} i^2}{2} + M_{eff} I \cdot i ,$$

$$\begin{cases} L_{eff}^{out} = L_z^{out} + l_\varphi^{out} \sin^2 \alpha_{out} \\ L_{eff}^{in} = L_z^{in} + l_\varphi^{in} \sin^2 \alpha_{in} \\ M_{eff} = M_z + m_\varphi \sin \alpha_{out} \sin \alpha_{in} \end{cases} , \quad (47)$$

где L_{eff}^{out} , L_{eff}^{in} , M_{eff} – эффективные коэффициенты собственной индуктивности и взаимной индукции винтовых каскадов.

Подставляя в уравнение для магнитной энергии W_m выражения для коэффициентов k и β и решая данные уравнения (47) относительно этих коэффициентов, получим следующую систему выражений

$$\begin{cases} k = \frac{I}{I_0} = \frac{L_{eff}^{in} - M_{eff}}{L_{eff}^{out} + L_{eff}^{in} - 2M_{eff}} \\ \beta = \frac{i}{I_0} = \frac{L_{eff}^{out} - M_{eff}}{L_{eff}^{out} + L_{eff}^{in} - 2M_{eff}} \end{cases} . \quad (48)$$

В экспериментах проводились измерения тока внутреннего каскада (подключение каскадов по геометрии №1), поэтому, прежде всего, интересно было оценить, какая часть полного тока протекает по проволокам внутреннего каскада, т.е. найти значение коэффициента β . Исходя из полученных выражений (48), рассмотрим несколько случаев, реализуемых в эксперименте.

Пусть вложенные сборки не закручены, т.е. $\alpha_{out}=\alpha_{in}=0^\circ$. Тогда доля полного тока по внутреннему каскаду, обозначим ее в данном случае как β_0 , будет согласно выражениям (47) и (48) равна

$$\beta_0 = \frac{L_z^{out} - M_z}{L_z^{out} + L_z^{in} - 2M_z} . \quad (49)$$

Формула (49) соответствует выражению (44), экспериментально проверенному измерениями тока магнитными зондами внутри прямых (невинтовых) вложенныхборок (см. п. 4.2.2 в Главе 4 диссертации).

Далее рассмотрим случай, когда внешний каскад не закручен, а внутренний каскад закручен на некоторый угол отличный от нуля, т.е. $\alpha_{out}=0^\circ$, $\alpha_{in}\neq 0$. Тогда доля тока, протекающая по внутреннему каскаду, обозначим ее как β_1 , согласно выражению (48) будет равна

$$\beta_1 = \frac{L_z^{out} - M_z}{L_z^{out} + L_z^{in} + l_\varphi^{in} \sin^2 \alpha_{in} - 2M_z} < \beta_0. \quad (50)$$

В этом случае, величина $\beta_1 < \beta_0$, т.к. индуктивность внутреннего каскада (винтовой сборки) больше индуктивности такой же по параметрам прямой внутренней сборки. Таким образом, ток по винтовой внутренней сборке должен быть меньше, чем в случае прямой внутренней сборки.

В противоположном случае, когда внешний каскад скручен, а внутренний каскад не скручен, т.е. $\alpha_{out} \neq 0$ и $\alpha_{in} = 0^\circ$ выражение для β принимает вид

$$\beta_2 = \frac{L_z^{out} + l_\varphi^{in} \sin^2 \alpha_{out} - M_z}{L_z^{out} + L_z^{in} + l_\varphi^{out} \sin^2 \alpha_{out} - 2M_z} > \beta_0. \quad (51)$$

В этом случае за счет аксиальной составляющей магнитного поля внешнего винтового каскада индуцируется ток во внутреннем невинтовом каскаде (т.н. «трансформация тока»). Суммарный ток, протекающий по внутреннему каскаду, оказывается выше того тока, который протекал бы по нему в случае прямых вложенныхборок. Иными словами можно сказать, что индуктивность внешнего винтового каскада выше, чем в случае прямого внешнего каскада. Из-за этого некоторая дополнительная доля тока с внешнего каскада переключается на внутренний каскад и, следовательно, $\beta_2 > \beta_0$.

На рис. 159 представлены расчетные зависимости доли полного тока β , протекающего по внутреннему каскаду, от угла закрутки внешнего каскада α_{out} , полученные с использованием выражений (48) и данных табл. 17. Кривые построены для разных углов закрутки внутреннего каскада $\alpha_{in} = 0^\circ, -10^\circ$ и -20° . Расчет проведен для двух вариантов подключения каскадов к электродам установки (геометрии №1 и №2). Расчеты токов в винтовых вложенныхбороках показали, что взаимная индукция между внутренним и внешним каскадами зависит от угла наклона проволок, а токи, индуцированные во внутреннем каскаде, могут достигать 40-50% полного тока. Такая же картина наблюдалась в представленных в настоящей работе экспериментах. На рис. 159а вместе с расчетными кривыми $\beta(\alpha_{out})$ представлены точки, соответствующие экспериментальным измерениям доли тока по внутреннему каскаду. Наблюдается хорошее согласие экспериментально измеренного значения β с его расчетным значением не хуже чем в 20%.

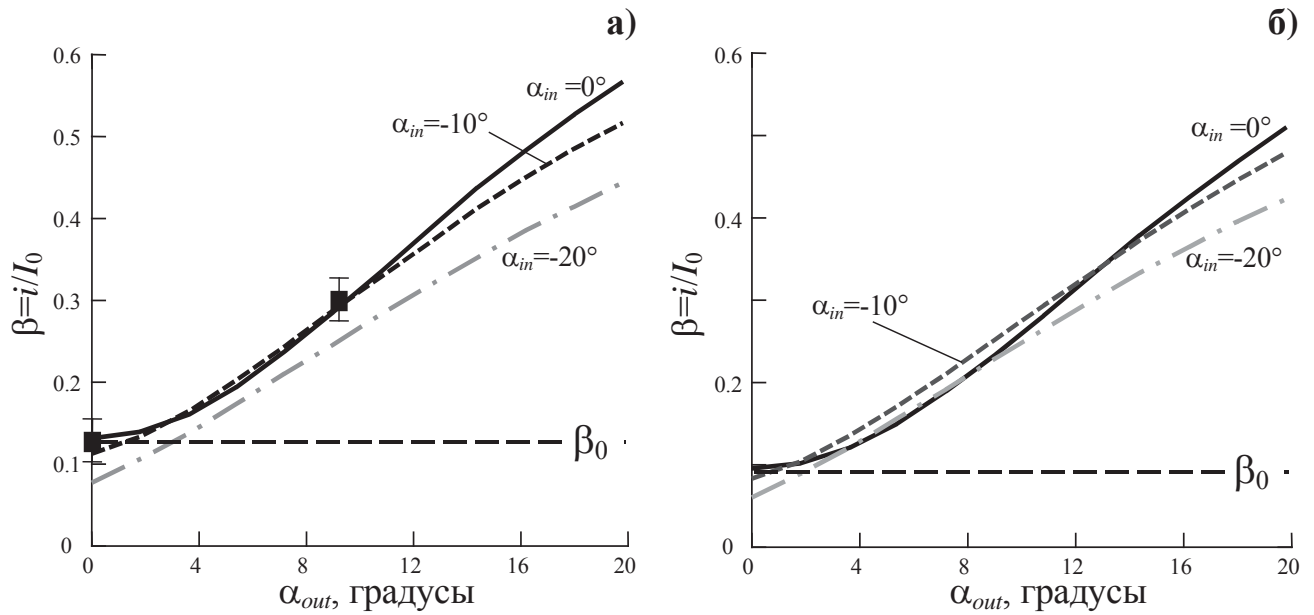


Рис. 159. Расчетная зависимость β от угла наклона проволок внешнего каскада α_{out} для различных значений угла наклона проволок внутреннего каскада α_{in} : а) для геометрии №1; б) для геометрии №2. ■ - экспериментально измеренные значения β для случаев: ($\alpha_{out}=0^\circ$, $\alpha_{in}=-6^\circ$) и ($\alpha_{out}=+9^\circ$, $\alpha_{in}=0^\circ$).

5.2.3. ЗАВИСИМОСТЬ ПАРАМЕТРОВ ИСТОЧНИКА ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ ВЕЛИЧИНЫ B_z -ПОЛЯ В ОБЛАСТИ ПИНЧА

Размер и структура излучающей области Z-пинча винтовых вложенных сборок

В этом разделе представлены экспериментальные данные о зависимости некоторых параметров излучающей области Z-пинча винтовых вложенныхборок (радиуса излучающей области и ее структуры) от уровня B_z -поля в приосевой области на стадии образования пинча.

Радиус излучающей области пинча R_{SXR} , где излучается около 70% всей энергии (далее, «энергетический радиус») в рентгеновском диапазоне ($h\nu > 20$ эВ), определялся из интегральных по времени обскурোগрам, как это делалось в работах [38, 39]. Проведено сравнение полученного энергетического радиуса рентгеновского свечения пинча с данными других диагностик. Из оптической развертки с радиальным разрешением определялся финальный радиус плазмы R_{opt} в момент максимума импульса МРИ. Из электротехнических измерений производной полного тока и напряжения рассчитывались временные зависимости индуктивности разряда и эффективного токового радиуса R_L по выражениям (3) и (4) для условий эксперимента на установке Ангара-5-1.

На рис. 160 представлено сравнение трех радиусов от величины B_z -поля в момент пиковой мощности МРИ: энергетического радиуса области рентгеновского свечения пинча R_{SXR} (кривая 1), оптического радиуса R_{opt} (кривая 2) и эффективного токового радиуса R_L (кривая 3). Установлено, что с увеличением уровня B_z -поля от ≈ 10 кГс до ≈ 50 кГс возрастает энергетический радиус рентгеновского свечения Z-пинча от ≈ 0.3 мм до ≈ 1 мм. Та же тенденция наблюдается и для радиусов R_L и R_{opt} : происходит увеличение оптического радиуса от 1 мм до 2-2.5 мм при увеличении уровня аксиального магнитного поля в том же диапазоне величины. Следует заметить, что основной вклад в представленные зависимости радиусов от величины B_z -поля дают крайние точки.

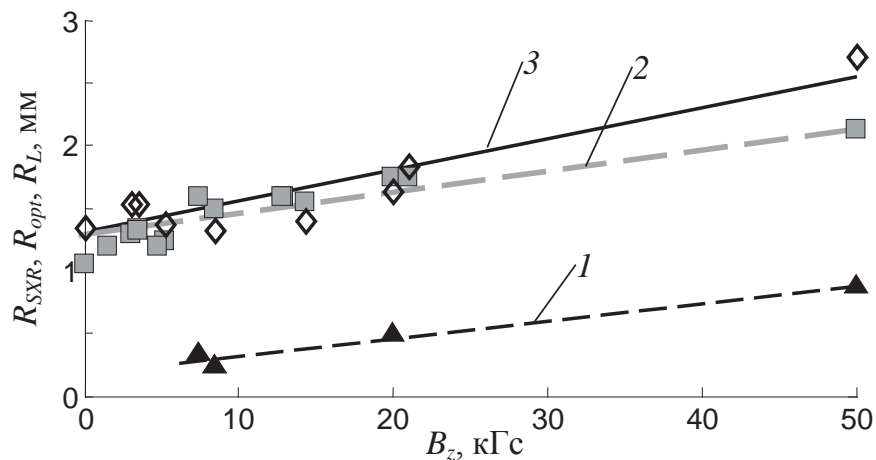


Рис. 160. Зависимость финальных радиусов Z-пинча (R_{SXR} - энергетический радиус, R_{opt} - оптический радиус и R_L - электротехнический радиус) от величины B_z -поля на оси вложенных сборок во время импульса МРИ: 1 - по данным интегральной по времени камеры-обскуры в спектральном диапазоне $h\nu > 20$ эВ (треугольники), 2 - по данным радиальной оптической развертки (квадраты), 3 - по данным электротехнических измерений тока и напряжения (ромбы).

На рис. 161 представлены некоторые особенности структуры излучающей области Z-пинча винтовых вложенных сборок в присутствии B_z -поля по результатам обработки интегральных по времени обскурограмм, снятых в различных спектральных диапазонах ($h\nu > 20$ эВ, $h\nu > 150$ эВ и $h\nu > 500$ эВ). В случае закрутки проволок обоих каскадов вложенных сборок в разные стороны (см. рис. 161а) в приосевой области образуется компактный Z-пинч, энергетический радиус которого R_{SXR} составляет около 1 мм. В некоторых экспериментах зарегистрированы пинчи, имеющие неоднородность свечения в радиальном и аксиальном направлениях в виде «трубочки» или «спирали» (см. рис. 161б и рис. 161в-д соответственно). На рис. 161б представлены рентгеновские изображения, полученные двумя камерами-обскурами, расположенными на взаимно перпендикулярных направлениях друг к другу.

Пространственное распределение свечения плазмы Z-пинча на этих изображениях имеет структуру в виде «трубочки» - на оси наблюдается пониженный уровень свечения плазмы по сравнению с уровнем свечения плазмы на периферии пинча. В этом случае на оси пинча не образуется перетяжек в виде «горячих» областей с повышенной рентгеновской эмиссией, что негативным образом сказывается на выходе МРИ.

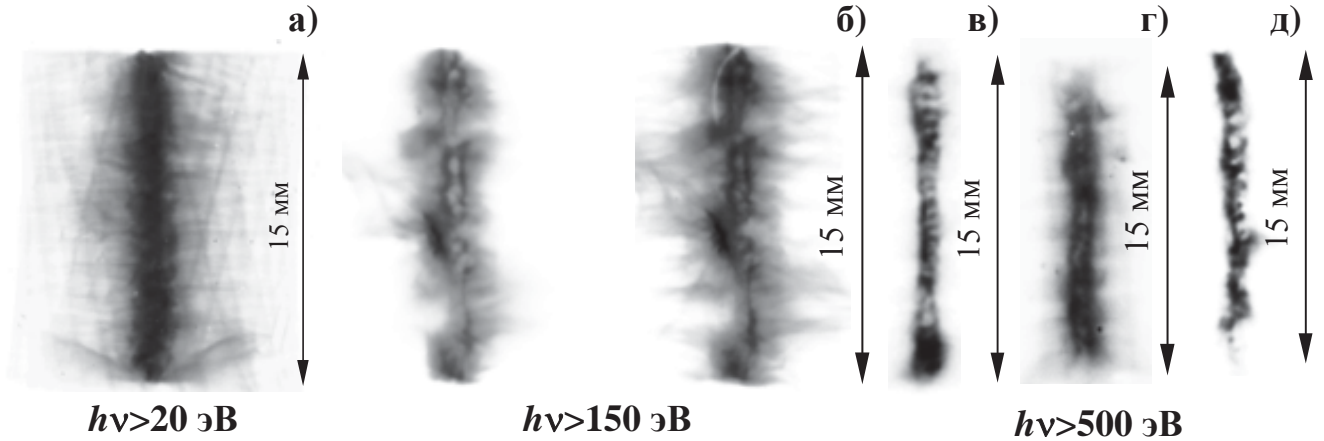


Рис. 161. Интегральные по времени рентгеновские изображения плазмы Z-пинча вложенных винтовых сборок: а) $\alpha_{out}=\alpha_{in}\approx\pm 18^\circ$ (выстрел №4258, геометрия №2); б) $\alpha_{out}=0^\circ$, $\alpha_{in}\approx+18^\circ$ (выстрел №4267, геометрия №1, съемка велась с двух взаимно перпендикулярных направлений); в-д) при различном уровне B_z -поля на оси сборки в момент пиковой мощности МРИ (геометрия №1): в) $\alpha_{out}\approx-9^\circ$, $\alpha_{in}=0^\circ$, $B_z\approx 20$ кГс (выстрел №4278); г) $\alpha_{out}\approx-5^\circ$, $\alpha_{in}\approx+2^\circ$, $B_z\approx 14$ кГс (выстрел №4276); д) $\alpha_{out}=0^\circ$, $\alpha_{in}\approx 6^\circ$, $B_z\approx 13$ кГс (выстрел №4269). Анод – вверху, катод – внизу.

Таким образом, эксперименты показали, что при имплозии винтовых вложенныхборок, можно сформировать компактный Z-пинч радиусом не более 1-1.5 мм при условии малого уровня B_z -поля в приосевой области ($B_z < 10-15$ кГс) в момент финального сжатия плазмы. Увеличение уровня B_z -поля на оси сборки приводит к ухудшению компактности сжатия плазмы, что, соответственно влияет на параметры импульса мощности МРИ.

Зависимость пиковой мощности МРИ от величины B_z -поля

Ранее в экспериментах на установке Ангара-5-1 [173] по сжатию внешнего аксиального магнитного потока плазмой одиночных проволочныхборок было зарегистрировано, что мощность МРИ чувствительна к величине аксиального магнитного потока Φ_z , сосредоточенного внутри сборки. Из рис. 162а видно, что при увеличении магнитного потока от 0 до 44 кГс·см² наблюдается уменьшение пиковой мощности МРИ от 2.5 ТВт до уровня менее

0.1 ТВт. Существует некоторый «критический» аксиальный магнитный поток Φ_z^{cr} , при превышении которого резко снижается пиковая мощность рентгеновского излучения. В экспериментах с внешним аксиальным магнитным полем, созданным соленоидом, в случае одиночных W-борок величина этого потока составляла величину около $20 \text{ кГс}\cdot\text{см}^2$ (см. рис. 162а, указана стрелкой \uparrow). В случае экспериментов с винтовыми вложенными сборками Φ_z^{cr} оказывается примерно той же величины около $25\text{-}30 \text{ кГс}\cdot\text{см}^2$ (см. рис. 162б).

На рис 162в представлена зависимость энергии МРИ от величины B_z -поля на оси вложенныхборок в момент генерации импульса излучения. Видно, что энергия излучения тоже падает при увеличении B_z -поля. При этом длительность импульса мощности излучения на полувысоте (Δt_{FWHM}) практически не зависит от уровня B_z -поля и в среднем составляет $12\pm 4 \text{ нс}$ (см. рис. 162г).

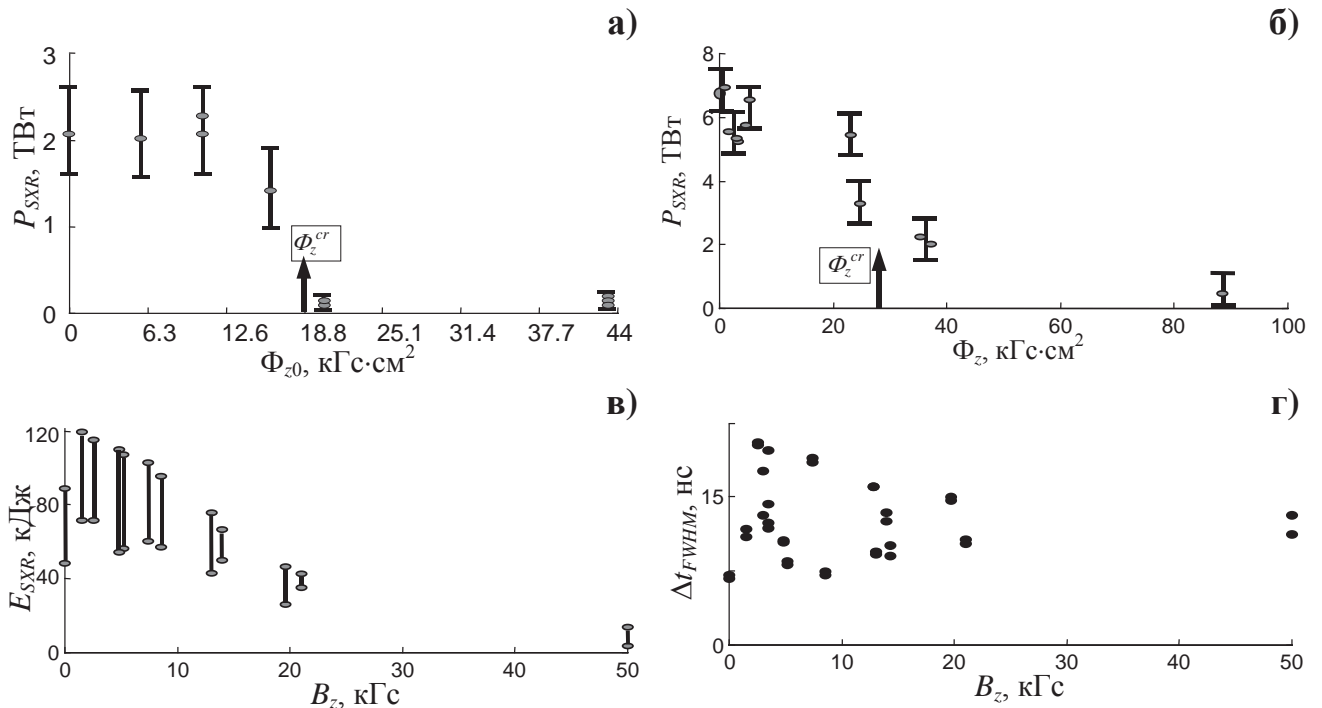


Рис. 162. Зависимость параметров импульса МРИ ($h\nu > 100 \text{ эВ}$) от уровня B_z -поля: а),б) зависимости пиковой мощности МРИ от величины аксиального магнитного потока Φ_z в объеме одиночной сборки по данным работы [173] и в объеме внутренней сборки (для винтовых вложенныхборок) соответственно. Вертикальной стрелкой (\uparrow) показана величина «критического» аксиального магнитного потока Φ_z^{cr} ; в),г) зависимости энергии E_{SXR} и длительности Δt_{FWHM} импульса МРИ на половине его высоты от уровня B_z -поля на оси винтовых вложенныхборок соответственно.

Обзорная информация о спектральном составе излучения была получена при помощи набора из 4-х ВРД за различными фильтрами. Спектральный диапазон с учетом характеристик применяемых фильтров был разбит на три интервала: 20-100 эВ, 100-300 эВ и 300-3000 эВ.

Путем решения некорректной задачи в указанных диапазонах восстанавливалась мощность и энергия излучения. Похожая методика использовалась на установке Ангара-5-1 в экспериментах по имплозии каскадных лайнеров и с Z-пинчем [88]. Результаты восстановления мощности МРИ в разных спектральных диапазонах показали, что почти 80% полной мощности МРИ лежит в диапазоне от 100 эВ до 300 эВ, примерно 17% в диапазоне от 20 эВ до 100 эВ и остальные 3% приходится на диапазон выше 300 эВ. При этом величина B_z -поля влияет на спектр излучения плазмы Z-пинча, смещая его в более «мягкую» (длинноволновую) область.

В результате проведенных экспериментов с винтовыми вложенными сборками получены следующие результаты:

- Отработана альтернативная схема генерации собственным разрядным током B_z -поля различной величины и направления при имплозии винтовых вложенных сборок как некоторого варианта магнитной системы для перспективной схемы прямого воздействия на мишень MagLiF. Одной из особенностей имплозии плазмы в таких сборках является генерация аксиального магнитного потока. Эта особенность обусловлена тем, что в течение почти всего времени плазмообразования разрядный ток протекает вдоль наклоненных к осиборок проволок как во внешнем, так и во внутреннем каскадах;

- Применение различных схем питания винтовых вложенныхборок, в том числе, использование анодного разрядника, позволило распределять токи через внешний и внутренний каскады и при этом получать различную величину и направление B_z -поля с учетом зависимости от угла закрутки проволочныхборок;

- Оптимальный случай, с точки зрения получения высоких выходов МРИ для схем непрямого облучения мишени, соответствует ситуации, когда B_z -поле в основном сосредоточено в пространстве между каскадами, а в приосевой области близко к нулю, чтобы не ограничивать сжатие плазмы пинча. В экспериментах по генерации МРИ встречная скрутка проволочныхборок позволяет уменьшить B_z -поле в приосевой области в 10-15 раз по сравнению с одиночной сборкой с тем же углом закрутки. Захваченный между каскадами при сжатии плазмы магнитный поток препятствует проникновению плазмы внешнего каскада во внутренний каскад. Таким образом, усиливается взаимодействие потоков плазмы с внешнего каскада и плазмы внутреннего каскада по сравнению со случаем обычных (не скрученных) вложенныхборок. При этом получены импульсы мощности МРИ амплитудой до 5.5-6.5 ТВт и длительностью на половине его высоты около 10 нс;

- Зарегистрировано, что для винтовых вложенныхборок мощность выходного рентгеновского излучения уменьшается с ростом величины B_z -поля на оси лайнера в момент пиковой мощности МРИ. Для наших экспериментов величина критического магнитного потока

B_z -поля внутри проволочной сборки, при которой мощность и энергия рентгеновского излучения уменьшается более чем в 2 раза, равна 25-30 кГс·см². При этом спектр излучения смещается в длинноволновую область, а энергетический радиус пинча возрастает;

- Обнаружено различие в формировании плазменного предвестника на оси скрученных и нескрученных вложенныхборок на стадии плазмообразования. Скорее всего, наличие B_z -поля в случае винтовых вложенныхборок препятствует проникновению плазмы внутрь объема внутреннего каскада и ее компактному сжатию в приосевой области, плотность предвестника уменьшается, а его собственное рентгеновское излучение падает ниже уровня регистрации. Измерения B_z -поля показали, что к 55-60 нс имплозии на начальном радиусе внутреннего каскада формируется квазигоднородная в азимутальном направлении оболочка больше скин-слоя для B_z -поля в плазме, способная экранировать как магнитное поле, так и эффективно задерживать плазменные потоки с внешнего каскада;

- Моделирование распределения токов в винтовых сборках показали, что взаимная индукция внешнего и внутреннего каскадов зависит от угла наклона проволок. При этом доля токов, индуцированных во внутреннем каскаде, может достигать 40-50% полного разрядного тока, что существенно выше, чем в случае прямых вложенныхборок.

§5.3. ИМПЛОЗИЯ КВАЗИСФЕРИЧЕСКОЙ СБОРКИ В КАЧЕСТВЕ ВНЕШНЕГО КАСКАДА ВЛОЖЕННЫХ СБОРОК

Расчеты показывают, что для сверхсильного сжатия топлива из тяжелых изотопов водорода, помещенных в сферические оболочечные мишени непрямого облучения (МНО), с поджигом реакций синтеза, необходимо достижение уровня выходной мощности источника МРИ свыше 1000 ТВт. Для достижения такого уровня мощности при токовой имплозии цилиндрических многопроволочныхборок потребуется увеличение амплитуды разрядного тока импульсной электрофизической установки до уровня 100 МА.

Другой путь для увеличения пиковой мощности МРИ состоит в переходе от цилиндрической к сферической геометрии токовой имплозии лайнеров [195-199]. Такой переход позволит увеличить выходную мощность источника МРИ, например, при трехмерной имплозии сферических проволочных лайнеров по сравнению с цилиндрическими лайнерами, за счет дополнительного вклада кинетической энергии осевых потоков плазмы в тепловую энергию источника излучения. Дополнительным преимуществом трехмерной имплозии по сравнению с двумерной является увеличение симметрии пространственного распределения энергии внутри плазменного образования, которая позволяет достичь большей однородности потока собственного теплового излучения на сферическую мишень.

Если сравнить выражение для плотности кинетической энергии $\varepsilon_{сф}$, полученное в работе [24] для случая сферической имплозии лайнера, с аналогичным выражением плотности кинетической энергии $\varepsilon_{цил}$ для цилиндрической имплозии лайнера [238], то окажется, что при прочих равных условиях (амплитуда тока и степень сжатия плазмы $1/\xi$) их отношение определяется следующим выражением $\varepsilon_{сф}/\varepsilon_{цил} = \frac{R_0 - R}{R} \bigg/ \ln(r_0 / r) = \frac{1 - \xi}{\xi \ln(1/\xi)}$, где R_{fin} , R_0 – финальный и начальный радиусы сферической сборки, r_{fin} и r_0 – аналогичные радиусы для цилиндрической оболочки. Плотность кинетической энергии плазмы при квазисферической имплозии превосходит в несколько раз плотность кинетической энергии при цилиндрическом сжатии за счет аксиальной кумуляции энергии в приосевую область. Например, при одинаковой степени сжатия плазмы, соответствующей параметру $\xi = \xi_{min} = R_{fin}/R_0 = r_{fin}/r_0 = 0.15-0.2$, отношение $\varepsilon_{сф}/\varepsilon_{цил} \approx 2.5-3$. Исходя из этого, должен наблюдаться выигрыш в величине потока энергии излучения на поверхность мишени. Другие расчеты при помощи компьютерного РМГД кода ZETA [239] показали, что, несмотря на развитие МРТ неустойчивости во время имплозии лайнеров, переход от цилиндрической к сферической геометрии распределения массы лайнера, приводит к повышению в 4-5 раз потока мощности излучения внутри объема лайнера при одинаковой вложенной энергии из электрической цепи установки. Компьютерное моделирование [24] схемы динамического хольраума на основе вложенных друг в друга сферических лайнеров показало, что в процессе сжатия плазмы током 26 МА тепловое излучение заполняет область внутри лайнера и его интенсивность возрастает от 240 ТВт/см² до 550 ТВт/см² из-за эффекта запираания теплового излучения в полости внутреннего каскада сферического лайнера при правильном подборе веществ лайнеров. Это соответствует яркостной температуре излучения от 220 эВ до 270 эВ соответственно. Далее, в момент пинчевания плазмы на оси, интенсивность излучения возрастает до 1450 ТВт/см². Этого уровня интенсивности излучения, по современным представлениям, уже достаточно для эффективного сжатия сферической МНО с термоядерным топливом.

Как было показано в работах [79, 240], из экспериментальных данных на установке Ангара-5-1 следует, что в случае квазисферической имплозии вольфрамовой плазмы существенно вырастает плотность потока мощности (в 2.5-4 раза) и энергии (в 2-3.5 раза) по сравнению со случаем цилиндрического сжатия при прочих равных условиях (параметрах проволочныхборок). На другой электрофизической установке Qiangguang-1 (КНР) проводились эксперименты с вольфрамовыми квазисферическими проволочными сборками различной начальной формы [241, 242]. В этих опытах обнаружена зависимость компактности трехмерного сжатия плазмы от начальной формы квазисферической сборки. Также следует отметить эксперименты на установке MAGPIE при уровне разрядного тока около 1 МА с

тяжелыми квазисферическими алюминиевыми проволочными сборками (из 8-ми 25-ти микронных Al-проволок), без пространственного профилирования линейной массы, когда не происходило финального сжатия плазмы проволок с образованием пинча [243]. В этих экспериментах изучалась динамика сжатия плазмы на стадии производства плазмы. Было показано, что вектор скорости плазмы перпендикулярен поверхности проволок. В последующих экспериментах на установке Ангара-5-1 [79, 176] было показано, что временной профиль выходного импульса мягкого рентгеновского излучения в диапазоне энергий фотонов 0.1-1 кэВ зависит как от геометрических параметров квазисферического лайнера, так и от пространственного распределения массы лайнера вдоль длины его проволок $m_l(\theta)$. Проведены эксперименты с квазисферическими лайнерами из капроновых металлизированных волокон, на поверхность которых были нанесены проводящие слои из алюминия и висмута. Показано, что использование таких лайнеров обеспечивает трехмерное сжатие вещества и получение квазисферических сильноизлучающих плазменных объектов и позволяет, варьируя массу, материал и область напыления проводящих слоев, формировать импульс МРИ с требуемым профилем и длительностью. Проведенные эксперименты по имплозии квазисферических проволочныхборок с «грубым» распределением массы вдоль длины проволок (дополнительные слои массы из In или Bi напылялись только в прианодной и прикатодной областях на «полюсах» сборки) при уровне тока около 4 МА, показали, что применение такого типа плазменной нагрузки позволяет увеличить поверхностную плотность излучаемой мощности и энергии в несколько раз. Было проведено сравнение выхода рентгеновского излучения из вольфрамовой квазисферической сборки и из обычной цилиндрической проволочной сборки с одинаковыми параметрами (масса, радиус и т.п.) и показано, что плотность потока энергии МРИ в квазисферическом лайнере может не менее чем в 3 раза превышать плотность потока энергии из Z-пинча цилиндрического лайнера. Такое же отличие было получено при численном моделировании трехмерной имплозии и генерации излучения для лайнеров с профилированием массы с помощью трехмерного РМГД кода MARPLE-3D (ИПМ им. М.В. Келдыша РАН) [206].

Подобные эксперименты, в которых моделируется трехмерная имплозия плазмы, представляют значительный интерес как с точки зрения понимания физики сжатия лайнеров, так и с точки зрения оптимизации конструкции плазменной нагрузки для увеличения эффективности применения мощных электрофизических установок будущего поколения, например, установки «Байкал» (~50 МА, ~100 нс). Для достижения этой цели перспективным подходом служит применение нагрузки в виде лайнера сферической формы.

Одной из проблем при создании сферического лайнера является формирование на его поверхности такого распределения массы плазмообразующего вещества, пространственный

профиль которого согласован с амплитудой разрядного тока установки и радиусом кривизны сферы. Во множестве работ, в частности в работах [24, 196, 198], теоретически было показано,

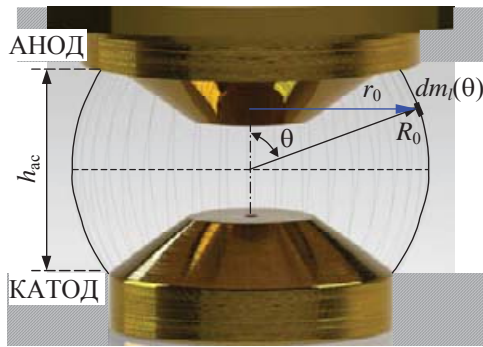


Рис. 163. Вариант квазисферического лайнера на основе многопроволочной сборки с коническими вставками-электродами. Показан участок проволоки с линейной массой $dm_l(\theta)$ на начальном радиусе сборки R_0 (на расстоянии r_0 от вертикальной оси) под полоидальным углом θ .

что распределение поверхностной массы вещества $m_S(\theta)$ для полого сферического лайнера (для проволочной сборки $m_l(\theta)$ - линейной массы) должно зависеть от полоидального угла θ (см. схему сферического лайнера на рис. 163). Такой сферический лайнер со специально заданным распределением поверхностной массы $m_S(\theta) \propto \sin^{-2}\theta$ (или линейной массы $m_l(\theta) \propto \sin^{-1}\theta$ для проволочной сборки [240]) при имплозии током будет сжиматься самоподобно, оставаясь

сферическим, несмотря на то, что сжимающее магнитное давление на его поверхности различно на разных расстояниях от оси лайнера.

Другой проблемой является создание контролируемой начальной формы квазисферической сборки при размещении ее в межэлектродном зазоре установки, т.к. отклонение от сферичности ведет к корректировке распределения массы вдоль проволок $m_l(\theta)$, что технически является затрудненным. На установке Ангара-5-1 были проведены эксперименты с различной формой проволочных сборок – конической, формы «китайский фонарик», квазисферической и двухкаскадной сборкой с внешним квазисферическим каскадом (см. рис. 164).

На данном рисунке показаны фотографии различных типов проволочных сборок, установленных в межэлектродном зазоре установки, которые предназначены для моделирования 3-х мерного сжатия плазмы. Под каждой фотографией проволочной сборки показано рентгеновское изображение сжатого состояния плазмы (в момент пиковой мощности МРИ), соответствующее данному типу лайнера.

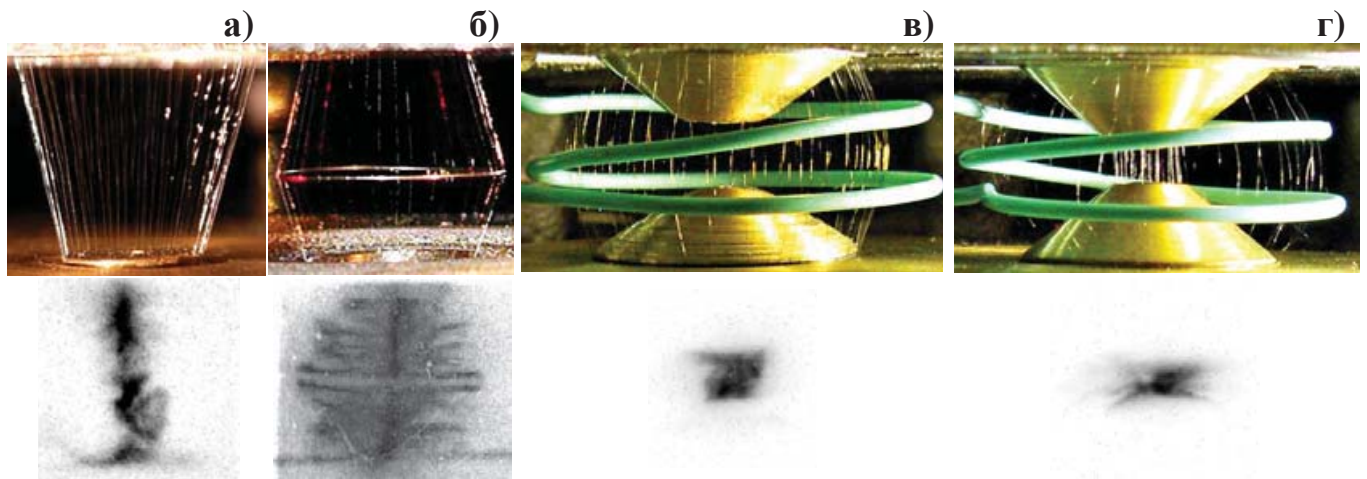


Рис. 164. Различные типы проволочныхборок для экспериментального моделирования трехмерного сжатия плазмы: а) конусная борка; б) борка формы «китайского фонарика» (встречные конусные борки); в) одиночная квазисферическая борка; г) двухкаскадная вложенная борка, внешний каскад – квазисферическая борка, внутренний каскад – цилиндрическая борка. Внизу показано рентгеновское изображение сжатого состояния плазмы (в момент пиковой мощности МРИ), соответствующее данному типу лайнера.

5.3.1. НЕКОТОРЫЕ ПРИМЕРЫ СЖАТИЯ ОДИНОЧНЫХ ПРОВОЛОЧНЫХ СБОРОК РАЗЛИЧНОЙ ФОРМЫ (КОНИЧЕСКИЕ СБОРКИ, «КИТАЙСКИЙ ФОНАРИК», КВАЗИСФЕРИЧЕСКАЯ СБОРКА)

Хотя первые два типа проволочных борок конические и формы «китайский фонарик» (см. рис. 164а,б) сильно отличаются от сферического лайнера, эксперименты с ними были необходимы для понимания физических процессов, происходящих при трехмерном сжатии плазмы.

Эксперименты с одиночными коническими борками и борками формы «китайский фонарик»

Результаты опытов с применением одиночных конусных борок [165] показали, что на рентгеновских кадровых изображениях сжатого состояния плазмы таких борок присутствуют две области: область излучающего сжатого пинча и область, в которой не достигается сжатия вещества в приосевую область. При этом регистрируется двугорбый импульс МРИ (см. рис. 165). Эти области разделены слабоизлучающей переходной зоной. На рентгеновских кадровых изображениях, полученных во время импульса МРИ, наблюдаются две четко выраженные области яркого свечения пинча с характерными размерами вдоль радиуса 0.7-0.9 мм и вдоль оси 1.5-2.5 мм (см. рис. 165б). При этом временная зависимость интегральной яркости

рентгеновских кадровых изображений, полученной из изображений рис. 165б, соответствует временному профилю импульса мощности МРИ (см. кривые 1 и 2 на рис. 165а).

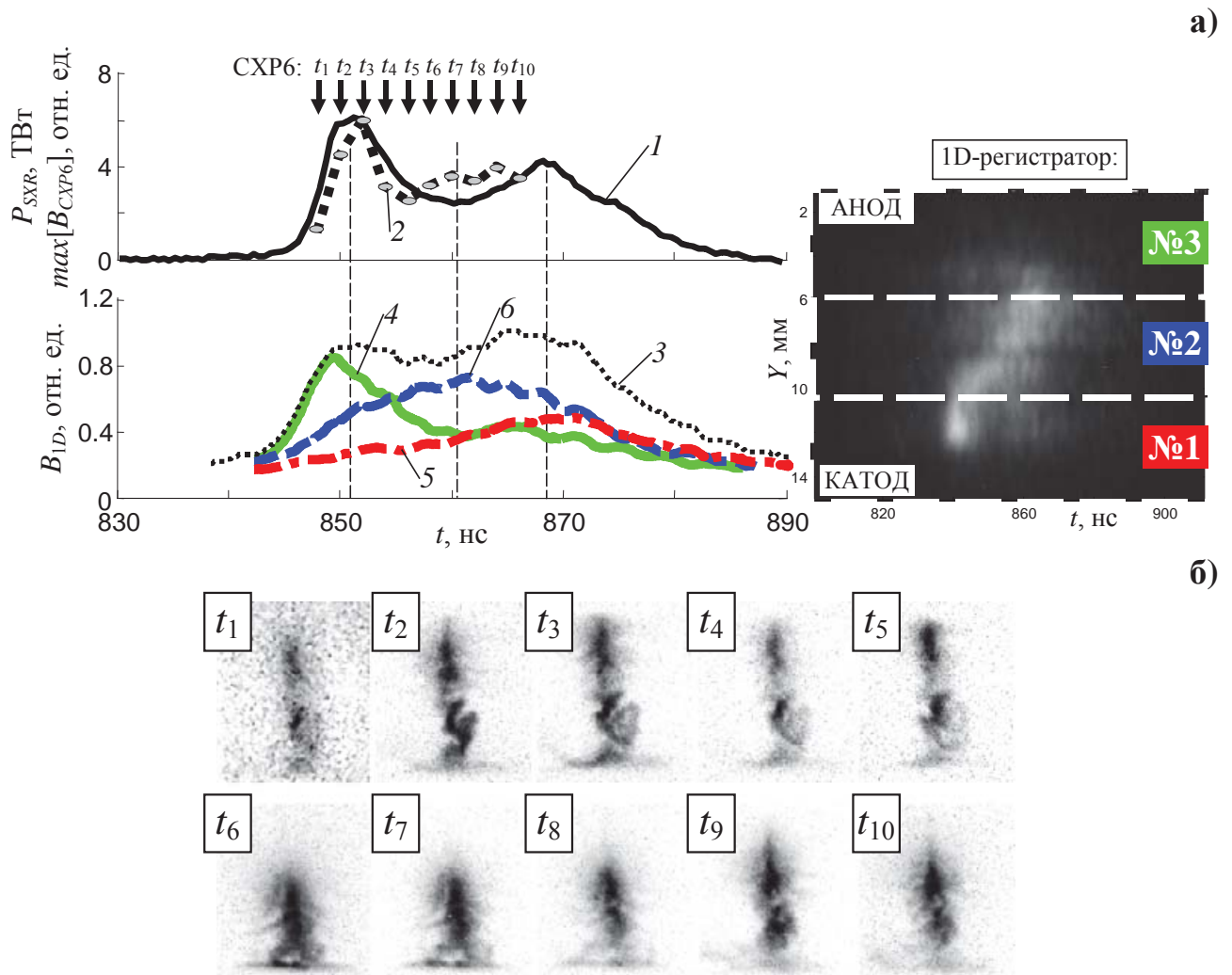


Рис. 165. Результаты эксперимента №4434 с конической сборкой из 60 W 6 мкм проволок, линейной массы 330 мкг/см, $D_c=12$ мм, $D_a=20$ мм, $\alpha=15^\circ$, $h=16$ мм: а) временные зависимости: 1 - импульса мощности МРИ ($h\nu > 100$ эВ); 2 - максимума распределения интегральной интенсивности $\max[B_{SXP6}(x, t_i)]$ кадровых изображений, полученных в моменты времени t_1-t_{10} ; 3-6 – интегральной интенсивности различных областей проволочной сборки вдоль оси: полного зазора анод-катод, прикатодной области (№1), средней части межэлектродного зазора (№2) и анодной области (№3) соответственно, как показано на изображении осевой рентгеновской щелевой развертки (1D-регистратор) на этом же справа; б) рентгеновские кадровые изображения (негатив) имплозии конической сборки, синхронизованные с представленными на рис. (а) кривыми, где времена регистрации кадров t_1-t_{10} указаны вертикальными стрелками (\downarrow CXP6). Анод – вверху, катод – внизу.

Данные с одномерного регистратора (1D-регистратор), представляющего собой рентгеновскую развертку [220] с пространственным разрешением вдоль оси конической сборки, показывает несинхронное образование пинча вдоль оси, связанное с сильной зависимостью интенсивности плазмообразования от начального радиуса расположения проволок согласно выражениям (22) и (23), подтвержденным в эксперименте. Полученные по данным 1D-регистратора временные зависимости свечения плазмы Z-пинча в прикатодной области (кривая 5), средней части межэлектродного зазора (кривая 6) и анодной области (кривая 4) хорошо коррелируют с особенностями профиля импульса МРИ (кривая 1). Из сравнения представленных кривых следует, что первый пик на профиле импульса МРИ связан со сжатием плазмы в прикатодной области конической сборки, а второй пик – со сжатием в прианодной области.

Результаты численных расчетов [165], выполненных с использованием пакета прикладных программ MARPLE3D (ИПМ РАН), в виде (r - z) распределений плотности плазмы в различные моменты имплозии конической сборки показали формирование вблизи оси лайнера областей с повышенной плотностью, которые локализованы на разной высоте разрядного промежутка вдоль оси разряда. При этом получался двугорбый профиль импульса МРИ, что соответствует экспериментальным данным, представленным выше. Таким образом, разрабатываемый пакет прикладных программ для расчетов сферически-подобных схем имплозии был протестирован на конусных сборках.

Другой тип лайнера, проволочная сборка в виде «китайского фонарика» (встречные конусные сборки с углом раствора конусов $\alpha=18^\circ\div 20^\circ$), был первым шагом конструирования сферически-подобного лайнера. В обычную цилиндрическую проволочную сборку вставлялось массивное распорное кольцо, как показано на рис. 164б. В этом случае происходило образование 2-х пинчей со стороны катода и анода. Следует заметить, что образование пинчей происходило несинхронно из-за зиппер-эффекта: вначале образовывался пинч со стороны катода, а потом со стороны анода (см. рис. 166). Контакт распорного кольца вносил возмущения в динамику плазмы из этой области – вещество кольца давало существенный вклад в массу сжимаемой плазмы W-проволок. Поэтому не происходило образование компактного, ограниченного по высоте сборки, и интенсивного источника рентгеновского излучения.

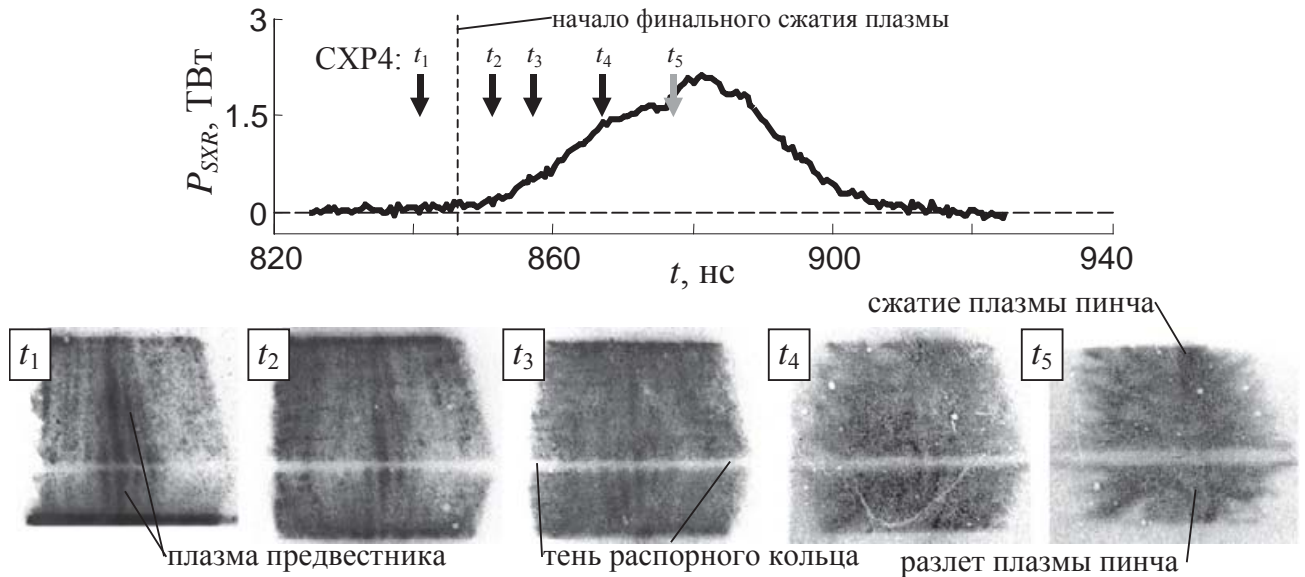


Рис. 166. Результаты экспериментов (выстрел №4496) с проволочной сборкой формы «китайский фонарик» из 40 W 6 мкм проволок, линейной массы $m_0=220$ мкг/см **без профилирования** ($m_l(\theta)=m_0$) вдоль длины проволок. Параметры сборки: $D_a=D_c=12$ мм, $D_{ring}=17$ мм, $\alpha=18^\circ-20^\circ$, $h=15$ мм. Рентгеновские кадровые изображения (негатив) имплозии проволочной сборки, синхронизованные с профилем импульса мощности МРИ (P_{SXR} , $h\nu>100$ эВ), где времена регистрации кадров t_1-t_5 указаны вертикальными стрелками (\downarrow СХР4). Анод – вверх, катод – вниз.

В дальнейших экспериментах с одиночными квазисферическими сборками были использованы конические электроды-вставки (см. рис. 164в) с целью осуществления более эффективного вклада энергии генератора установки в работу по трехмерному сжатию плазмы и для локализации источника МРИ в центральной части объема лайнера. Геометрические размеры данных электродов выбирались таким образом, чтобы плазменные потоки с участков проволок (или волокон) непосредственно примыкающие к ним, распространялись параллельно поверхности электродов. Распорное кольцо убрано для того, чтобы открыть центральную область сборки для регистрации сбоку и избавиться от его негативного влияния на динамику сжатия плазмы из экваториальной части квазисферической сборки. Начальная форма проволок (или металлизированных волокон) обеспечивалась электростатической растяжкой путем подачи высокого напряжения на винтовые кольца, расположенные вне сборки (идея и ее практическая реализация принадлежит к.т.н. Е.В. Грабовскому и к.ф.м.н А.Н. Грицуку соответственно). При этом исходная длина проволок L_{wires} нерастянутого лайнера была больше, чем высота межэлектродного зазора анод-катод ($L_{wires}>h_{ac}$).

Эксперименты с одиночной квазисферической сборкой с заданным профилем линейной массы проволок

На установке Ангара-5-1 впервые были проведены эксперименты по токовой имплозии квазисферических лайнеров, полученных при электростатическом растяжении цилиндрических проволочныхборок из 6 мкм W-проволок. Результаты этих экспериментов приведены в работах [244, 245]. Экспериментальные данные показали, что в случае имплозии квазисферической проволочной сборки в ее центральной части формировался ограниченный по высоте источник рентгеновского излучения (см. напр. рентгеновское изображение на рис. 164в), интенсивность которого превышала интенсивность рентгеновского излучения Z-пинча, сформированного в процессе имплозии цилиндрической W-сборки с теми же параметрами (начальным радиусом, количеством проволок и их линейной массой).

В другой работе [240] представлены результаты экспериментальных исследований токовой имплозии квазисферическихборок с различным пространственным профилированием линейной массы вдоль проволок или металлизированных волокон, близким к функциональным зависимостям от полоидального угла θ в виде: $m_l(\theta) \propto \sin^{-1}\theta$, $m_l(\theta) \propto \sin^{-2}\theta$. Для сопоставления влияния профилирования линейной массы квазисферическихборок на пространственно-временные характеристики рентгеновского источника используется сравнение экспериментальных данных о динамике сжатия профилированныхборок с динамикой сжатияборок без профилирования линейной массы, $m_l(\theta) = \text{const}$. В опытах по трехмерной имплозии квазисферическихборок получены данные о динамике проникновения внутрь сборки магнитного потока, созданного замороженным в плазму магнитным полем разрядного тока. Обнаружено различие в проникновении магнитного потока в зависимости от выбранного варианта начального пространственного профилирования линейной массы квазисферическихборок $m_l(\theta)$.

Применение в экспериментах квазисферических лайнеров с дискретным начальным распределением плазмообразующего вещества (по проволокам или волокнам), а не по поверхности сферы обуславливает необходимость учета в уравнении движения количества проволок и зависимости их линейной массы $m_l(\theta)$ от полоидального угла. В работе [240] для проволочной сборки сферической формы в нульмерном приближении записано уравнение движения в виде

$$m_l(\theta)\ddot{R} = -\frac{N-1}{N} \frac{I^2}{c^2 R \sin \theta}, \quad (52)$$

где $m_l(\theta)$ – линейная масса проволок сборки на направлении полоидального угла, R – радиус сферической оболочки, N – количество проволок в сборке. Следует заметить, что множитель $(N-1)/N$ определяет суперпозицию всех сил, действующих на одну из проволок, и приближается к 1 при большом количестве проволок (в нашем случае даже при $N>30$). Из уравнения (52), следует, что для осуществления самоподобного сжатия сборки сферической формы необходимо иметь распределение линейной массы по полоидальному углу в виде $m_l(\theta)=m_0/\sin\theta$, где m_0 – линейная масса проволоки без профилирования массы или линейная масса начальной металлизации пластикового волокна в области экватора ($\theta=1/2\pi$). Это подтверждают представленные на рис. 167 результаты расчета по уравнению (52) формы сжимающейся проволочной сборки в случае различного профилирования линейной массы по углу θ .

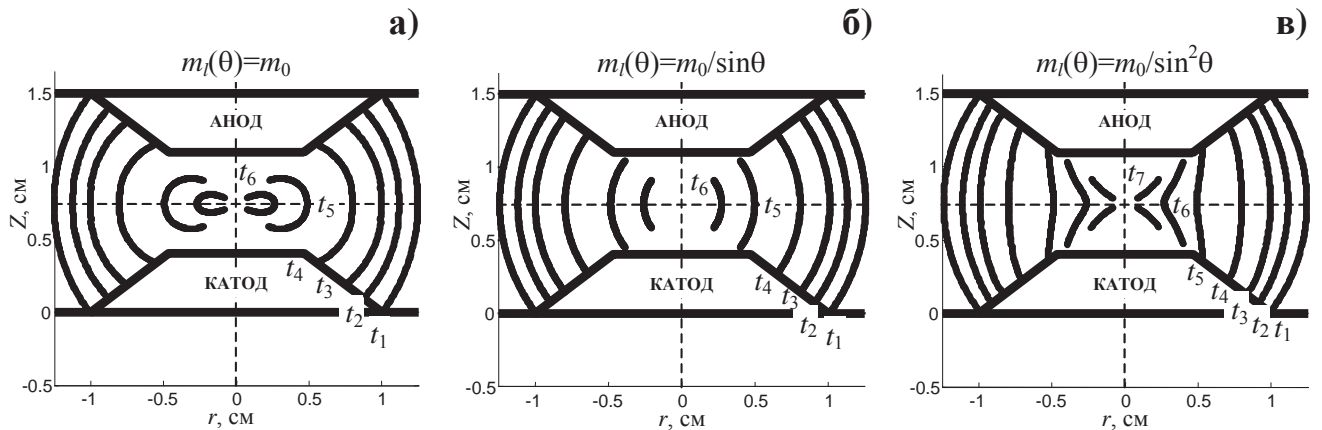


Рис. 167. Сжатие многопроволочной сборки сферической формы по 0-мерной модели [по уравнению (52)]: а-в) расчетная форма сжимающейся проволочной сборки в различные моменты времени для распределений линейной массы: $m_l(\theta)=m_0$; $m_l(\theta)=m_0/\sin\theta$; $m_l(\theta)=m_0/\sin^2\theta$ соответственно, где m_0 – линейная масса проволоки без профилирования массы (в данном случае $m_0=5.5$ мкг/см для 6 мкм W-проволоки или для 25 мкм капронового волокна).

Как следует из этого рисунка, в случае сжатия сферической сборки с непрофилированной массой проволок (см. рис. 167а) происходит опережающее сжатие плазмы из полярных областей - θ_0 и $\pi-\theta_0$, где $\theta_0=\arcsin(r_0/R_0)$, см. рис. 163, в то время как для другого случая – $m_l(\theta)=m_0/\sin^2\theta$ (см. рис. 167в), наблюдается опережающее сжатие вещества из экваториальной области сборки ($\theta=1/2\pi$). Чувствительность динамики сжатия плазмы к распределению линейной массы на периферии сферической сборки, в конечном счете, будет определять формирование источника МРИ на финальной стадии имплозии. Поэтому необходима была экспериментальная проверка реализации различных режимов сжатия квазисферической сборки для нескольких видов профиля линейной массы проволок (волокон).

Оптимизация линейной массы m_0 в области экватора ($\theta=1/2\pi$) квазисферической сборки, в том числе и для создания начальной металлизации пластиковых волокон проводилась путем решения уравнения (52) при условии достижения финального сжатия плазмы вблизи максимума разрядного тока установки, т.е. когда $t_{imp}\approx(0.9-1.1)t_{max(t)}$. В моменты времени, близкие к максимуму разрядного тока, достигается максимальный вклад электромагнитной энергии цепи во внутреннюю энергию плазмы рентгеновского источника. На основании этого были выбраны параметры проволочных и волоконных квазисферическихборок, представленные в табл. 18. В экспериментах использовались проволочные и волоконные сборки, состоящие из 6 мкм проволок вольфрама или из 25 мкм капроновых волокон в количестве от 30 до 240 штук.

Табл. 18. Параметры квазисферическихборок

Выстрел	Параметрыборок*	Вариант профиля $m_l(\theta)$	Примечание
5258	30 W 6 мкм проволоч, линейной массы 165 мкг/см	без профилирования, $m_l(\theta)=m_0$, $m_0=165$ мкг/см	измерение распределения $B_\phi(z, t_i)$
5406			-
5165			для сравнения с квазисферическойборокой
5516	40 капроновых 25 мкм волокон, линейной массы 220 мкг/см	с профилированием, $m_l(\theta)=m_0/\sin\theta$	измерение распределения $B_\phi(z, t_i)$
5536			-
5541	120 капроновых 25 мкм волокон, линейной массы 660 мкг/см		влияние дискретности проволок в сборке на форму источника МРИ
5542	240 капроновых 25 мкм волокон, линейной массы 1320 мкг/см		

* - общие параметры проволочных квазисферическихборок: параметры сборки до растяжки - $r_0=10$ мм, $L_{wires}=17$ мм, $h_{ac}=15-16$ мм. В таблице приведены только те параметры квазисферическихборок, результаты экспериментов с которыми описаны в тексте диссертации. Более подробно результаты экспериментов по сжатиюборок с различным профилированием линейной массы $m_l(\theta)$ можно найти в работе [240].

Ниже рассмотрим особенности имплозии квазисферическихборок только для двух случаев – без профилирования линейной массы ($m_l(\theta)=const$) проволок или волокон и с профилированием, приближенным к функциональной зависимости $m_l(\theta)=m_0/\sin\theta$.

На рис. 168 и 169 приведены результаты экспериментов (выстрелы №5258 и №5406) с квазисферическими проволочнымибороками, состоящими из 30-ти 6 мкм W-проволок без дополнительного профилирования их линейной массы. Электротехнические измерения временных зависимостей производной полного тока и напряжения, а также данные радиальной оптической развертки, позволили определить момент окончания плазмообразования T_{pl} в таких

сборках. В данном случае $T_{pl} \sim 80$ нс от начала разряда (отмечен вертикальной пунктирной линией на рис. 168б). На стадии плазмообразования ($t < T_{pl}$) с плазменным предвестником, зарегистрированным на рентгеновских кадрах рис. 169 в моменты времени $t_1^* - t_4^*$, внутрь проволочной сборки проникает магнитный поток. Внутри квазисферической сборки, в области, ограниченной радиусом расположения магнитного зонда - $r \leq R_p = 0.56$ см, к моменту времени T_{pl} уровень магнитного поля достигает значения примерно 0.1 МГс (см. аксиальные распределения индукции азимутального магнитного поля $B_\phi(z, t_i)$ в моменты времени $t_1 - t_3$ на рис. 168а). Это соответствует току предвестника около 280 кА. После момента времени T_{pl} заканчивается стадия длительного плазмообразования и начинается стадия финального сжатия плазмы к оси сборки (см., например, рентгеновские кадровые изображения рис. 169 в моменты времени $t > t_4^*$), которая сопровождается прорывом магнитного потока внутрь объема лайнера, как было показано в п. 3.1.4 Главы 3 диссертации. В экспериментах по сжатию W-квазисферических сборок без специального профилирования линейной массы проволок обнаружено, что окончание плазмообразования вдоль длины проволок происходит не одновременно в экваториальной и полярных областях квазисферической сборки из-за сильной зависимости интенсивности плазмообразования от расстояния до оси сборки согласно функциональной зависимости $\dot{m} \propto 1/r^2$, которая была проверена в экспериментах с коническими проволочными сборками (см. §2.3 Главы 2). Как следствие этого, сжатие плазмы из экваториальной области происходит позже, чем из области полюса. Такую же особенность динамики сжатия плазмы квазисферической сборки предсказывает 0-мерная модель (см. рис. 167а). Из рентгеновских кадровых изображений (см. кадры $t_6^* - t_9^*$ на рис. 169) следует, что к моменту максимума импульса рентгеновского излучения (кадр t_7^*) плазма из полярных областей успела сжаться в область оси проволочной сборки. При этом видно, что плазма из экваториальной области квазисферической сборки еще не достигла оси и присутствует на периферии сборки в виде отставшей массы (“*trailing mass*”). Такая отставшая масса может шунтировать часть разрядного тока. Аналогичная картина сжатия плазмы следует из аксиальных распределений $B_\phi(z, t_i)$, начиная с моментов времени $t > t_3^*$. Из рис. 168а видно, что проникновение магнитного поля внутрь квазисферической сборки на финальной стадии имплозии также происходит быстрее из области полюса, чем из области экватора. При этом уровень магнитного поля в плазме, пришедшей из области полюса, выше, чем в плазме из области экватора, и к моменту времени t_7 - начала генерации импульса МРИ - достигает значений 0.65 МГс и 0.45 МГс соответственно.

Финальное сжатие плазмы происходит на 120-й нс вблизи максимума разрядного тока (~ 3.2 МА). Зарегистрированный импульс мощности P_{SXR} рентгеновского излучения имеет двухпиковую структуру (см. рис. 168б), что также связано с несинхронностью проникновения плазмы с магнитным полем из области полюса и экватора квазисферической сборки. Как

следует из кадровых и интегральных по времени рентгеновских изображений плазмы (см. рис. 168б) в различных спектральных диапазонах, на оси сборки образуется компактная излучающая область размерами около 2-3 мм, несколько вытянутая вдоль экваториальной плоскости. Пиковая мощность МРИ в этой серии экспериментов с W-квазисферическими сборками была не более 1.5 ТВт, полная энергия излучения по калориметру ($h\nu > 10$ эВ) - 70-86 кДж, по ВРД ($h\nu > 100$ эВ) - 30-36 кДж. Ширина импульса излучения на полувысоте - около 15-25 нс.

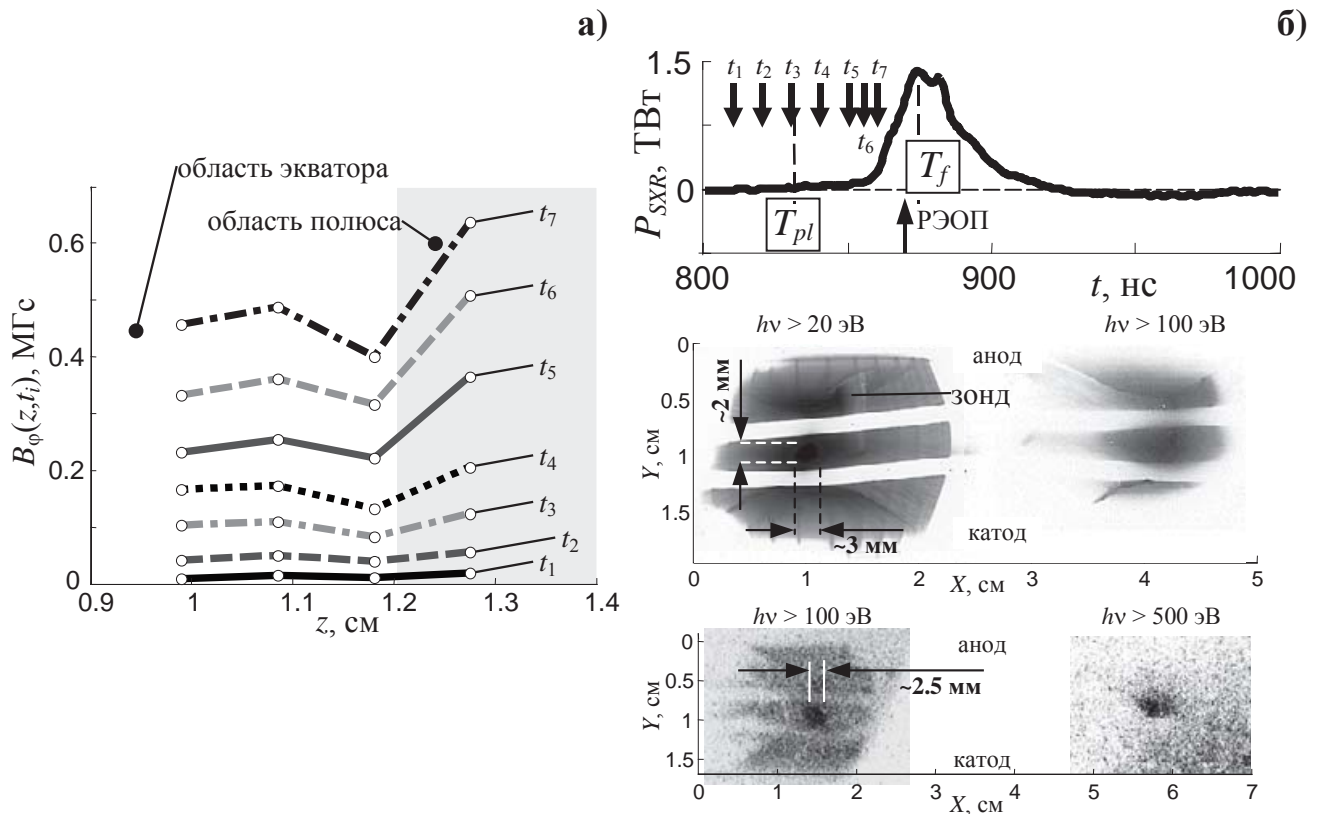


Рис. 168. Результат эксперимента №5258 с квазисферической проволочной сборкой из 30 W 6 мкм проволок, линейной массы $m_0=165$ мкг/см без профилирования ($m_l(\theta)=m_0$) вдоль длины проволок. Параметры сборки до растяжки проволок: $r_0=10$ мм, $L_{wires}=17$ мм, $H_{ac}=16$ мм. а) Распределения $B_\phi(z, t_i)$, измеренные зондом на $R_p=0.56$ см, в разные моменты времени, где моменты t_1-t_7 отмечены стрелками (\downarrow) на рис. (б). Позиции $z=0$ и $z=1.6$ см – катод и анод соответственно; б) Вверху: временная зависимость импульса мощности МРИ ($h\nu > 100$ эВ); в середине: изображения (негатив), полученные при помощи интегральной по времени камеры-обскуры за разными фильтрами; внизу: рентгеновские кадровые изображения (негатив), синхронизованные с представленными на рис. (б) кривыми, где момент времени регистрации указан в виде \uparrow (РЭОП).

Для сравнения с квазисферической имплозией плазмы был проведен анализ серии из 12 выстрелов с цилиндрическими W-сборками с параметрами, подобными квазисферическим W-сборкам с линейной массой 165 мкг/см и начальным радиусом 1 см. Средняя энергия излучения, зарегистрированная калориметром в этой серии экспериментов, составила величину

69 ± 27 кДж, мощность около 2 ТВт, что сравнимо с излученной энергией и мощностью в случае квазисферической имплозии. Однако следует заметить, что в случае цилиндрической имплозии размер источника излучения равен высоте межэлектродного зазора, что существенно больше размера источника излучения, образованного при трехмерном сжатии. При этом радиальные размеры источника могут быть сравнимы по величине. На основе спектральных данных с пространственным разрешением средний радиус области излучения для квазисферической сборки составил 1.6 мм, для цилиндрической сборки – 0.9 мм. Полученные из спектральных измерений радиальные размеры источника МРИ сравнимы с размерами, полученными из кадровых рентгеновских изображений. Размер источника излучения также контролировался по изображениям интегральной камеры-обскуры в спектральном диапазоне $h\nu > 20$ кэВ (см. рис. 168б). Размеры пинча, полученные в этом спектральном диапазоне для квазисферической и цилиндрической сборок, равны 1.5 мм и 1.0 мм соответственно.

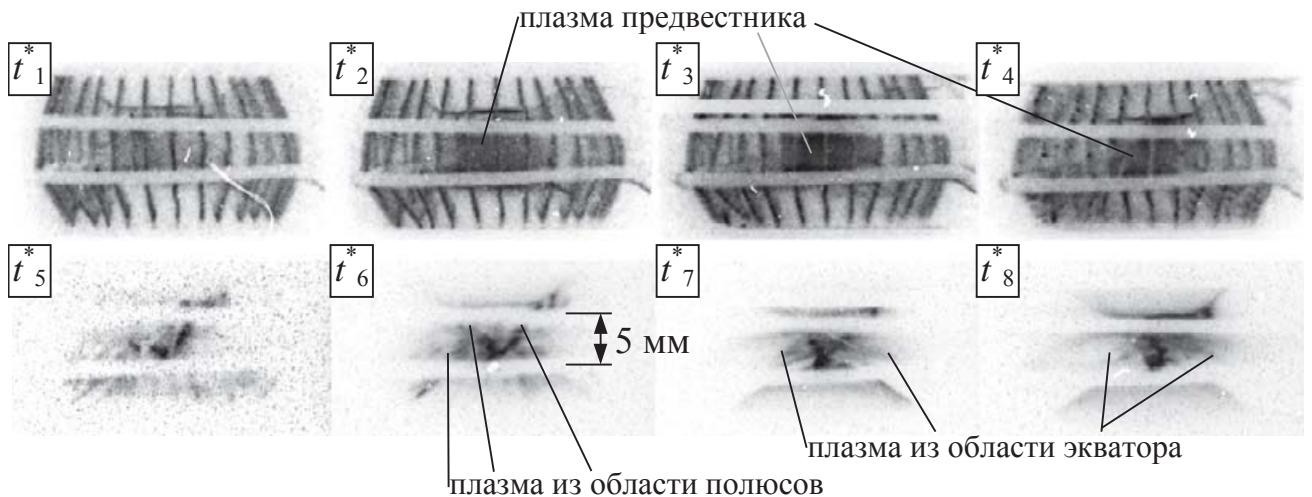


Рис. 169. Рентгеновские кадровые изображения (негатив) имплозии (№5406) квазисферической проволочной сборки из 30 W 6 мкм проволок, линейной массы $m_0 = 165$ мкг/см без профилирования ($m_l(\theta) = m_0$) вдоль длины проволок. Параметры сборки до растяжки проволок: $r_0 = 10$ мм, $L_{wires} = 17$ мм, $H_{ac} = 16$ мм. Анод – вверху, катод – внизу.

Полученные из разных диагностик размеры пинча и зарегистрированная энергия МРИ позволяют сравнить плотности потока энергии излучения и мощности в различных спектральных диапазонах в этих типах лайнера. При среднем радиальном размере источника излучения в 1.5 мм для квазисферической сборки получим значения плотности потока мощности (энергии) МРИ в двух спектральных диапазонах: $260\text{-}330$ кДж/см² по калориметру ($h\nu > 10$ эВ) и $4.5\text{-}6$ ТВт/см² ($110\text{-}140$ кДж/см²) по ВРД ($h\nu > 100$ эВ). Аналогично, были сделаны оценки плотности потока мощности (энергии) для источника излучения радиусом около 1 мм, образованного сжатием плазмы W-цилиндрической сборки: $60\text{-}110$ кДж/см² в диапазоне $h\nu > 10$

эВ и $1.7\text{-}2 \text{ ТВт/см}^2$ ($35\text{-}45 \text{ кДж/см}^2$) в диапазоне $h\nu > 100 \text{ эВ}$. Таким образом, простые оценки показывают, что плотность потока энергии и мощности МРИ в W-квазисферическом лайнере превышает значения подобных величин в W-цилиндрическом лайнере более чем в 2.5-4 раза и в 2-3.5 раза соответственно.

Далее рассмотрим результаты экспериментов по сжатию волоконных квазисферическихборок с профилированием линейной массы веществом с высоким атомным номером. Конструирование данного типа лайнера оказалось возможным, благодаря экспериментальным результатам с металлизированными волоконными сборками, где была показана существенная разница в интенсивности плазмообразования вещества металлизации (в нашем случае Vi) и капроновых волокон (см. данные табл. 2 в §2.1 Главы 2 диссертации). Вследствие этого вначале происходит сжатие плазмы напыленного на волокна вещества, а после происходит сжатие плазмы капроновых волокон. При этом пластиковые волокна служат пространственным каркасом (в данном случае в виде квазисферы), на который нанесен слой металлизации. С другой стороны, в экспериментах с вложенными сборками смешанного состава, состоящими из W-проволок и капроновых волокон, а позже в экспериментах с металлизированными волоконными сборками, было зарегистрировано существенное подавление МГД неустойчивостей при сжатии плазмы вольфрама или напыления (см. §3.2 и §4.2). Следствием этого было образование компактного источника МРИ и отсутствие излучающей отставшей плазмы с высоким атомным номером.

Исходя из вышесказанного, была проведена серия экспериментов (выстрелы №№5516, 5536 и 5546) с волоконными квазисферическими сборками с оптимальным распределением линейной массы в виде $m_l(\theta) = m_0 / \sin\theta$. В этом случае простой расчет по 0-мерной модели (см. рис. 167б) предсказывает самоподобное сферическое сжатие плазмы в приосевой области сборки.

В эксперименте (выстрел №5516) проводились измерения магнитного поля на радиусе 0.57 см с разрешением вдоль высоты межэлектродного зазора внутри квазисферической волоконной сборки. Из распределений $B_\phi(z, t_i)$, представленных на рис. 170а, и рис. 170б следует, что на стадии плазмообразования вплоть до начала импульса МРИ плазма с магнитным полем проникает внутрь сборки из полярной и экваториальной областей почти синхронно. При этом неоднородность магнитного поля вдоль высоты не превышает 30%, а в крайних точках – не более 10%, что уже сопоставимо с погрешностью метода измерения магнитного поля в плазме. В то же время на рентгеновских кадровых изображениях (см. напр. рис. 171), начиная с момента времени t_4 , зарегистрировано одновременное окончание плазмообразования на периферии квазисферической сборки в экваториальной и полярных областях, как и должно быть согласно созданному профилированию линейной массы волокон

$m_l(\theta) \propto \sin^{-1}\theta$. На финальной стадии имплозии ($t > t_6$) внутри квазисферической сборки уровень магнитного поля достигает значений 0.5-0.6 МГс (см. рис. 170а), что соответствует току внутри радиуса расположения зонда 1.4-1.7 МА.

В рассматриваемом случае профилирования линейной массы волокон скорость плазмообразования должна быть одинакова вдоль длины волокон согласно выражению

$$\dot{m}_l(t, \theta) = \frac{I^2}{c^2 V_R R_0 \sin \theta} \text{ из работы [240], где } \dot{m}_l(t, \theta) \text{ - скорость плазмообразования с}$$

проволок сферической проволочной сборки [в г/(см·с)], V_R – средняя скорость стационарного истечения плазмы из области плазмообразования – т.н. скорость абляции. Скорость абляции была определена для W-проволочных сборок по совокупности экспериментов и лежит в диапазоне $(1-1.5) \cdot 10^7$ см/с (см. п. 3.1.3 в Главе 3 диссертации). Следствием этого является однородное по пространству заполнение плазмой предвестника межэлектродного зазора в приосевой области квазисферической сборки и одновременное окончание плазмообразования с волокон (см. кадровые изображения рис. 171 в моменты времени t_1-t_5). Синхронность окончания плазмообразования вдоль длины волокон квазисферической сборки способствует согласованному сжатию плазмы из областей экватора и полюсов в приосевую область. В итоге, к моменту максимума импульса МРИ формируется компактный источник излучения размерами в радиальном направлении 3-3.7 мм и по высоте 3.4-4 мм (см. кадровые изображения в моменты t_8 и t_9). Мощность и энергия излучения ($h\nu > 100$ эВ) в рассматриваемых экспериментах (выстрелы №№ 5516 и 5536) лежала в диапазоне 0.5-1.5 ТВт и 13-55 кДж, что соответствовало плотности потока мощности (энергии) – 1.5-3 ТВт/см² (40-140 кДж/см²), а по калориметрическим измерениям энергии в спектральном диапазоне $h\nu > 10$ эВ – 140-210 кДж/см².

Регистрация размеров источника МРИ проводилась рентгеновскими кадровыми камерами как в радиальном направлении, так и под углом 30° к вертикали (см. рис. 171 справа). Следует отметить, что в этой серии экспериментов зарегистрирован самый компактный источник излучения с размерами 1.4×2.2 мм (выстрел №5546). При уровне зарегистрированной мощности излучения в спектральном диапазоне $h\nu > 100$ эВ около 1.1 ТВт и энергии - ~55 кДж, значения плотности потока мощности и энергии составили величины 7-11 ТВт/см² и 360-570 кДж/см² соответственно, а в спектральном диапазоне свыше 10 эВ – около 400-620 кДж/см². Полученные значения плотности потока мощности (в 1.5-2 раза) и энергии (в 2-5 раз) существенно выше, чем в экспериментах с W-квазисферическими сборками без профилирования линейной массы и с профилированием в виде $m_l(\theta) = m_0 / \sin^2\theta$. При этом ширина на полувысоте (FWHM) импульса МРИ около 17 нс оказалась в 1.5-2 раза короче, чем в случае

имплозии W-квазисферических сборок. Достигнутые уровни плотности потока излучения и короткий импульс МРИ указывают на компактность трехмерного сжатия плазмы волоконных квазисферических сборок с профилированием линейной массы в виде $m_l(\theta)=m_0/\sin\theta$.

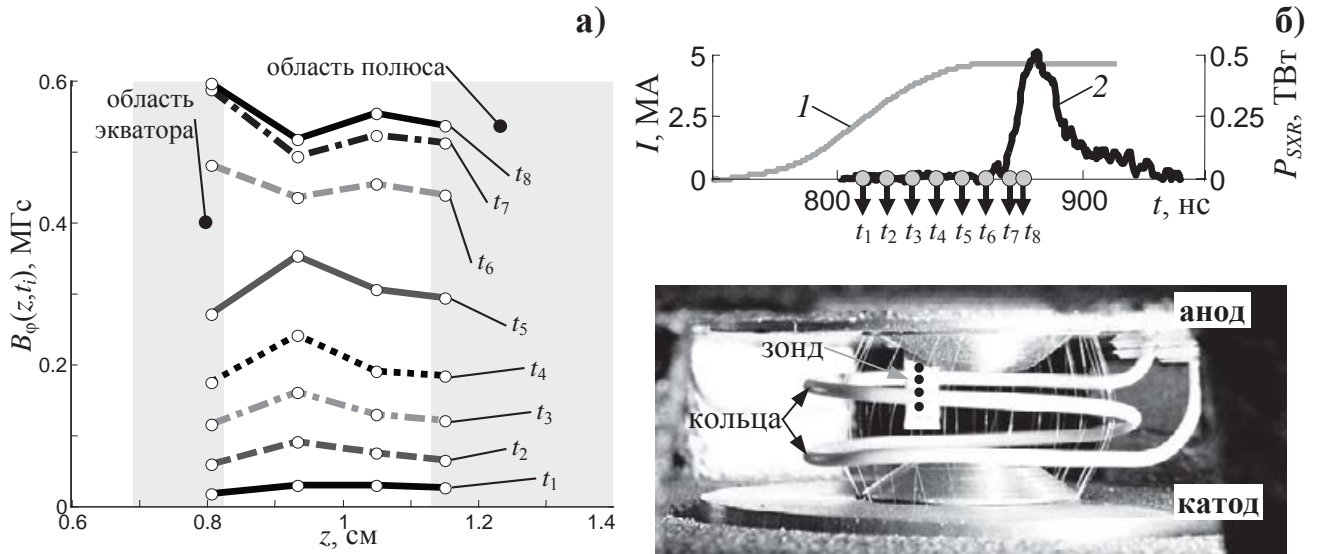


Рис. 170. Результаты эксперимента №5516 с квазисферической волоконной сборкой из 40 капроновых 25 мкм волокон, линейной массы 220 мкг/см с профилированием ее вдоль длины волокон ($m_l(\theta)=m_0/\sin\theta$). Начальная металлизация волокон – напыление W толщиной 0.35 мкм ($m_0=110$ мкг/см). Параметры сборки до растяжки проволок: $r_0=10$ мм, $L_{wires}=17$ мм, $H_{ac}=16$ мм. а) Распределения $B_\phi(z, t_i)$, измеренные зондом на $R_p=0.57$ см, в разные моменты времени, где времена t_1-t_8 отмечены стрелками (\downarrow) на рис. (б). Позиции $z=0$ и $z=1.6$ см – катод и анод соответственно; б) Вверху: временные зависимости: 1 - полного тока; 2 - импульса мощности МРИ ($h\nu>100$ эВ); внизу: фотография квазисферической сборки в межэлектродном зазоре установки, снятая с направления регистрации рентгеновской камеры СХР6. На зонде показано расположение петель.

Конструкция волоконной квазисферической сборки подразумевает под собой неоднородное в азимутальном направлении распределение массы из-за дискретного расположения волокон. Вполне возможно, что такое начальное распределение массы будет негативно влиять на однородность облучения термоядерной мишени, расположенной в приосевой области квазисферической сборки. Для выяснения влияния дискретности расположения волокон на компактность сжатия плазмы при трехмерной имплозии, были проведены эксперименты с квазисферическими волоконными сборками, состоящими из большого числа волокон – 120 и 240. В этом случае начальная геометрия волоконной сборки и параметры профилирования линейной массы волокон приближаются к случаю сферической сборки с профилированием поверхностной массы. Действительно, как было сказано выше, коэффициент $(N-1)/N$ в выражении (52), учитывающий дискретность расположения волокон в сборке, при указанном количестве волокон становится практически равным единице.

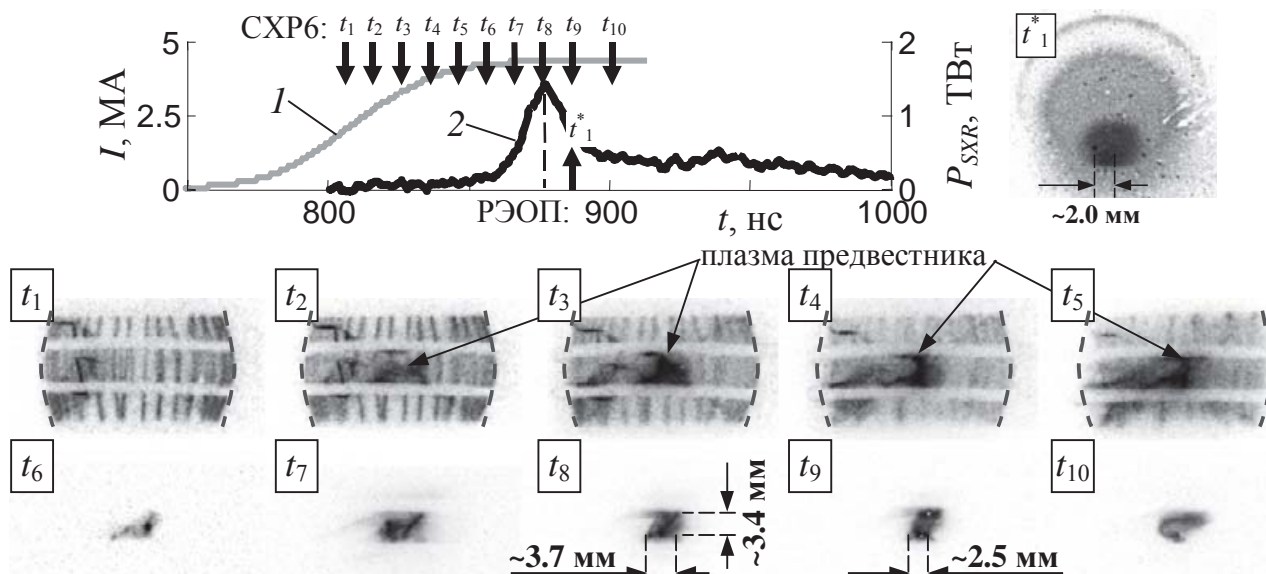


Рис. 171. Результаты эксперимента №5536 с квазисферической волоконной сборкой из 40 капроновых 25 мкм волокон, линейной массы 220 мкг/см с профилированием ее вдоль длины волокон ($m_l(\theta)=m_0/\sin\theta$). Начальная металлизация волокон – напыление Вi толщиной 0.35 мкм ($m_0=110$ мкг/см). Параметры сборки до растяжки проволок: $r_0=10$ мм, $L_{wires}=17$ мм, $H_{ac}=16$ мм. Вверху: временные зависимости: 1 - производной полного тока; 2 - импульса мощности МРИ ($h\nu>100$ эВ); справа: рентгеновское кадровое изображение (негатив), полученное с направления 30° к оси лайнера (\uparrow РЭОП); внизу: рентгеновские кадровые изображения (негатив), полученные с радиального направления и синхронизованные с представленными кривыми 1 и 2, где времена регистрации кадров t_1-t_{10} указаны вертикальными стрелками (\downarrow СХР6). Анод – вверху, катод – внизу. Штриховой дугой показано начальное положение волокон квазисферической сборки.

На рис. 172 представлены результаты этих экспериментов (выстрелы №5541 и №5542). Из кадровой рентгеновской регистрации изображений плазмы в радиальном направлении следует, что увеличение числа волокон в сборке с сохранением профилирования линейной массы волокон в виде $m_l(\theta)=m_0/\sin\theta$ приводит к формированию компактного источника МРИ квазисферической формы с размерами около 1.8-2.6 мм. Форма излучающей области в данном случае имеет большую сферичность по сравнению с формой источника излучения в квазисферических сборках с меньшим количеством волокон. Однако заметим, что неоптимальная линейная масса волокон (660 и 1320 мкг/см) приводит к образованию на финальной стадии имплозии большого количества отставшей плазмы вещества волокон. Эта плазма, как показали магнитозондовые измерения (см. §3.3 в Главе 3), шунтирует значительную часть разрядного тока, что негативно сказывается на уровне мощности рентгеновского

излучения - 0.2-0.3 ТВт. Размеры источника МРИ, зарегистрированные на кадровых рентгеновских изображениях рисунка 172 сквозь отставшую массу капроновых волокон, соответствуют размерам наиболее горячей и интенсивно излучающей области плазмы. В дальнейшем, в экспериментах с большим количеством волокон необходимо оптимизировать их начальную массу (за счет уменьшения диаметра волокон), чтобы сжатие отставшей плазмы волокон происходило вблизи момента сжатия плазмы вещества напыления, и весь разрядный ток переключался бы в приосевую область квазисферической сборки.

Таким образом, проведенные эксперименты с квазисферическими сборками из большого числа волокон показали, что форма области излучения приближается к сферической форме при повышении однородности распределения массы в азимутальном направлении.

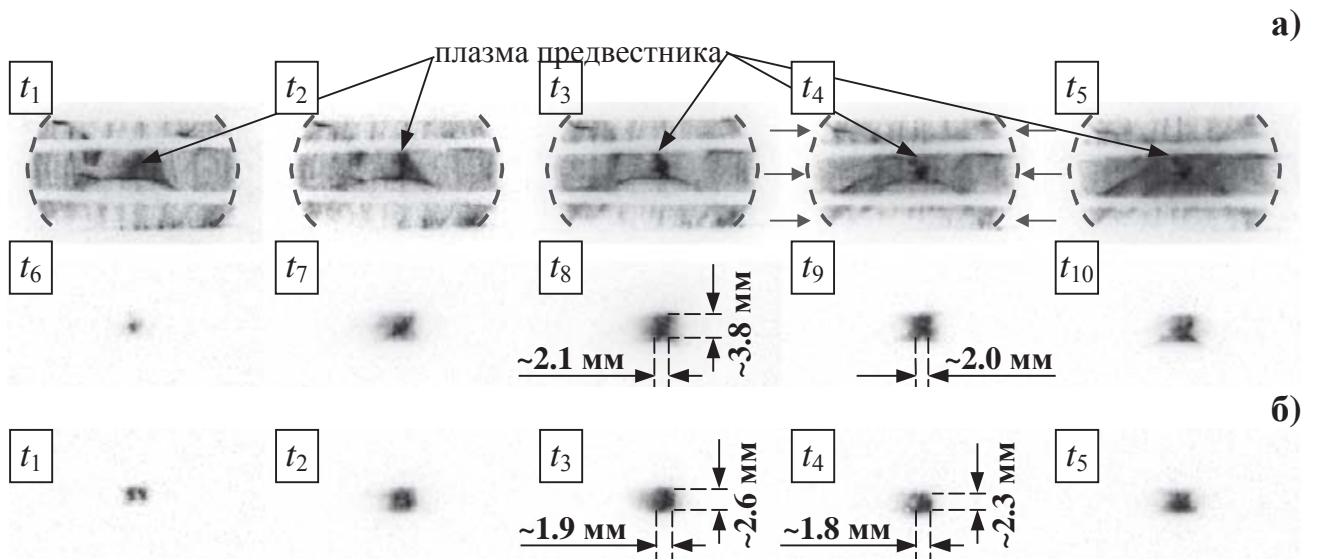


Рис. 172. Рентгеновские кадровые изображения (негатив) имплозии квазисферической волоконной сборки с профилированием линейной массы V_l вдоль длины капроновых 25 мкм волокон - $m_l(\theta)=m_0/\sin\theta$, $m_0=110$ мкг/см: а) из 120 волокон (выстрел №5541), линейной массы 660 мкг/см, толщина металлизации 0.12 мкм; Штриховой дугой показано начальное положение волокон квазисферической сборки б) из 240 волокон (выстрел №5542), линейной массы 1320 мкг/см, толщина металлизации 0.06 мкм. Анод – вверху, катод – внизу.

Исследования динамики сжатия плазмы одиночных квазисферическихборок с несколькими вариантами профилирования линейной массы проволок (или волокон) привели к следующим результатам:

- Изменение профиля линейной массы проволок (или волокон) $m_l(\theta)$ приводит к изменению характера сжатия плазмы. Так, в случае имплозии квазисферической сборки без профилирования линейной массы ($m_l(\theta)=m_0$), происходит опережающее сжатие плазмы из полярных областей, в то время как для другого случая - $m_l(\theta)=m_0/\sin^2\theta$, наблюдается

опережающее сжатие вещества из экваториальной области сборки. С другой стороны, в случае предсказанной расчетом оптимальной зависимости профиля линейной массы в виде $m_l(\theta)=m_0/\sin\theta$ зарегистрировано одновременное окончание плазмообразования на периферии квазисферической сборки в экваториальной и полярных областях. Синхронность окончания плазмообразования вдоль длины волокон квазисферической сборки способствует согласованному во времени сжатию плазмы из областей экватора и полюсов в приосевую область и образованию там компактного источника рентгеновского излучения;

- Впервые исследовано проникновение в плазму магнитного потока при трехмерном сжатии в таком типе лайнерной нагрузки как квазисферическая проволочная сборка. Обнаружено различие в проникновении магнитного потока для различных вариантов профилирования массы квазисферическихборок. В случае сжатия сборки без профилирования линейной массы проникновение магнитного поля внутрь квазисферической сборки на финальной стадии имплозии также происходит быстрее из области полюса, чем из области экватора. При этом уровень магнитного поля в плазме (0.65 МГс), поступающей из области полюса, выше, чем уровень магнитного поля в плазме (0.45 МГс) из области экватора. В случае оптимального профиля линейной массы $m_l(\theta)=m_0/\sin\theta$, из распределений $B_\phi(z,t_i)$ следует, что на стадии плазмообразования вплоть до импульса МРИ плазма с магнитным полем проникает внутрь сборки из полярной и экваториальной частей почти синхронно. Неоднородность магнитного поля вдоль высоты не превышает 30%, а в крайних точках (полюс и экватор) – не более 10%;

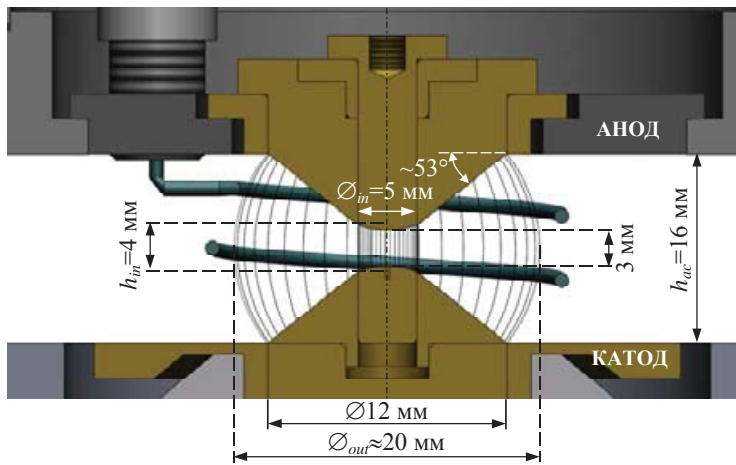
- Для квазисферических волоконныхборок с оптимальным распределением линейной массы в виде $m_l(\theta)=m_0/\sin\theta$ значения плотности потока мощности и энергии составили величины 7-11 ТВт/см² и 360-570 кДж/см² соответственно, а в спектральном диапазоне свыше 10 эВ – около 400-620 кДж/см². Полученные значения плотности потока мощности (в 1.5-2 раза) и энергии (в 2-5 раз) существенно выше, чем в экспериментах с W-квазисферическимибороками без профилирования линейной массы и с профилированием в виде $m_l(\theta)=m_0/\sin^2\theta$. При этом ширина на полувысоте импульса МРИ около 17 нс оказалась в 1.5-2 раза короче, чем при имплозии W-квазисферическихборок. Достигнутые уровни плотности потока излучения и короткий импульс МРИ указывают на компактность трехмерного сжатия плазмы волоконных квазисферическихборок с профилированием линейной массы.

- Как следствие проведенных экспериментов с квазисферическимибороками, состоящими из большого числа волокон (120 и 240), показано, что форма источника излучения приближается к сферической форме при повышении однородности распределения массы в азимутальном направлении на периферии сборки.

5.3.2. ПЕРСПЕКТИВНОСТЬ ОСУЩЕСТВЛЕНИЯ ТРЕХМЕРНОГО СЖАТИЯ ПЛАЗМЫ ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА МОЩНОСТИ И ЭНЕРГИИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИСТОЧНИКА ИЗЛУЧЕНИЯ

Представленные в предыдущем п. 5.3.1 результаты экспериментальных исследований особенностей трехмерного сжатия плазмы важны для оптимизации внешнего каскада в схеме динамического хольраума на основе вложенных друг в друга квазисферических сборок. В таких схемах высокая интенсивность теплового рентгеновского излучения генерируется в момент столкновения плазмы внешнего каскада с плазмой внутреннего каскада, удерживается и значительно усиливается за счет эффекта запираия [238] в полости внутреннего лайнера.

Перспективность схемы динамического хольраума на основе вложенных друг в друга цилиндрических лайнеров [23] была показана ранее в экспериментальных работах [246-249]. В



данной схеме динамического хольраума в экспериментах на электрофизической установке Z при амплитуде тока 20 МА были получены уникальные результаты: яркостная температура излучения была выше 215 эВ, энергия, поглощенная сферической мишенью ($\varnothing 2$ мм), превышала 20 кДж. Это превзошло на то время результаты с непрямым лазерным облучением, хотя величины энергии и поглощенного в мишени рентгеновского излучения было еще недостаточно для

Рис. 173. Один из вариантов вложенной сборки с внешним квазисферическим каскадом и цилиндрическим внутренним.

зажигания термоядерной реакции. В схеме динамического хольраума для эффективного сжатия термоядерной мишени с последующим зажиганием необходимо иметь яркостную температуру не менее 250 эВ и величину экспозиции мишени ~ 2.5 МДж/см² [250]. В экспериментах на установке Ангара-5-1 было показано, что переход от цилиндрической к квазисферической имплозии лайнеров может дать дополнительный выигрыш (в 2-4 раза) в концентрации кинетической энергии лайнера и удержании энергии излучения, а, следовательно, понизить требования к электрическим параметрам проектируемых установок следующего поколения. Для определения начальных параметров квазисферических лайнеров и дальнейшей оптимизации динамики сжатия плазмы для получения большой величины экспозиции мишени необходимо компьютерное моделирование, учитывающее все многообразие процессов при трехмерной имплозии излучающих лайнеров: затянутое во времени плазмообразование, развитие МРТ неустойчивости, запираение излучения в полости внутреннего каскада.

Некоторые особенности формирования источника МРИ удастся прояснить только экспериментальным путем. Для этого на установке Ангара-5-1 выполнены предварительные эксперименты по сжатию плазмы вложенных сборок с внешним квазисферическим каскадом при уровне разрядного тока до 4 МА.

Такой тип лайнера представляет собой две вложенные друг в друга проволочные сборки (см. рис. 173 или рис. 164г): внешний каскад - W-квазисферическая сборка, внутренний каскад – цилиндрическая W-сборка с тем же количеством проволок и линейной массой (см. табл. 19). Диаметр внутреннего каскада \varnothing_{in} был сравним с его высотой h_{in} .

Табл. 19. Параметры вложенных сборок

Выстрел	Параметры*	
	внешнего каскада	внутреннего каскада
5825 5831	Квазисферическая сборка, параметры сборки до растяжки: $r_0^{out}=6$ мм, $L_{wires}=18.5$ мм, $h_{out}=h_{ac}=16$ мм; $R_0 \approx 10$ мм	цилиндрическая сборка, $r_0^{in}=2.5$ мм, $h_{in}=4$ мм

* - общие параметры проволочных сборок в каскадах: 40 W 6 мкм проволок, 220 мкг/см.

Рассмотрим эксперименты (выстрелы №5825 и №5831) с вложенными сборками, когда во внешнем каскаде была квазисферическая сборка с радиусом сферической поверхности ~ 1 см. На рис. 174 и 175 представлены рентгеновские кадровые изображения сжатия плазмы, синхронизованные с временными зависимостями производной полного тока (кривая 1), напряжения (кривая 2) и импульсами мощности мягкого рентгеновского излучения, зарегистрированными в разных спектральных диапазонах - $h\nu > 100$ эВ (кривая 3) и $h\nu > 20$ эВ (кривая 4). Из рентгеновских изображений следует, что начиная с некоторого момента времени t_2 , некоторая часть плазмы с током проникла в приосевую область внутреннего каскада, образовав предвестник (см. кадры t_2-t_5 на рис. 174б и кадры t_4, t_5 на рис. 175б). В моменты времени $t > T_{pl}$ (см. рис. 175а) наблюдается финальное сжатие плазмы внешнего каскада, подверженной различного рода неустойчивостей. В более поздние моменты времени (вблизи момента максимума рентгеновского излучения – в момент t_7 на рис. 174 и t_6, t_7 на рис. 175) между коническими электродами образуется компактный Z-пинч диаметром около 0.9-1.1 мм и высотой, практически равной высоте зазора между коническими электродами - $\sim 3.0-3.5$ мм. В это же время в экваториальной плоскости квазисферической сборки присутствует излучающая отставшая плазма. Спектральные измерения с пространственным разрешением (см. рис. 174а справа) позволили также оценить эффективный диаметр пинча в зависимости от длины волны, среднее значение которого составляет примерно 1.2 мм. Длительность импульса мощности рентгеновского излучения на полувысоте была 16 нс. При пиковом уровне зарегистрированной мощности излучения в спектральном диапазоне $h\nu > 100$ эВ около 3.4 ТВт (см. кривую 1 на рис.

174а) и энергии - ~ 65 кДж, значения плотности потока мощности и энергии составили 25-40 ТВт/см² и 500-770 кДж/см² соответственно, а в спектральном диапазоне свыше 10 эВ – 600-940 кДж/см². Указанные значения плотности потока мощности и энергии в 4-9 раз превосходят соответствующие величины, полученные в экспериментах с одиночными W-квазисферическими лайнерами с подобными параметрами (начальный радиус, количество проволок и их линейная масса), и в 2-6 раз больше, чем в случае сжатия квазисферических волоконных сборок с оптимальным профилированием линейной массы волокон веществом с высоким атомным номером (Bi) - $m_l(\theta) \propto \sin^{-1}\theta$. Скорее всего полученные результаты свидетельствуют о том, что за счет стабилизации неустойчивости при взаимодействия плазмы внешнего и внутреннего каскадов вложенной сборки удастся добиться компактного трехмерного сжатия вещества, даже несмотря на отсутствие профилирования массы вдоль длины проволок.

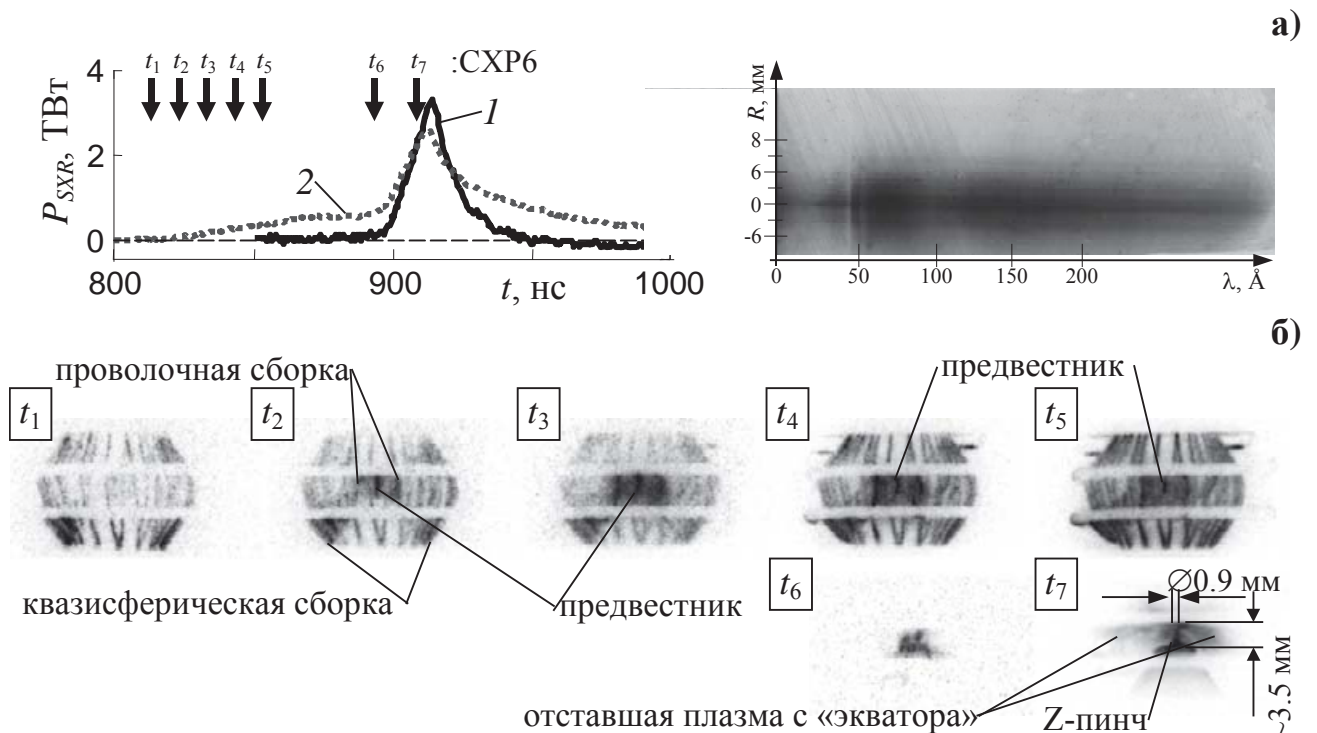


Рис. 174. Результаты эксперимента №5825 с вложенными сборками. Внешний каскад: квазисферическая проволочная сборка из 40 W 6 мкм проволок, линейной массы 220 мкг/см **без профилирования**. Параметры сборки до растяжки проволок: $r_{out}=6$ мм, $L_{wires}=18.5$ мм, $H_{ac}=16$ мм. Внутренний каскад: цилиндрическая проволочная сборка из 40 W 6 мкм проволок, линейной массы 220 мкг/см, $r_{in}=2.5$ мм, $h_{in}=4$ мм. а) Слева: временные зависимости: 1,2 - импульса мощности МРИ в разных спектральных диапазонах соответственно ($h\nu > 100$ эВ) в абс. ед. и ($h\nu > 20$ эВ) в отн. ед.; справа: изображение спектра МРИ с радиальным пространственным разрешением; б) Рентгеновские кадровые изображения (негатив), синхронизованные с представленными на рис. (а) кривыми, где указаны времена регистрации кадров t_1 - t_7 вертикальными стрелками (\downarrow СХР6). Анод – вверху, катод – внизу.

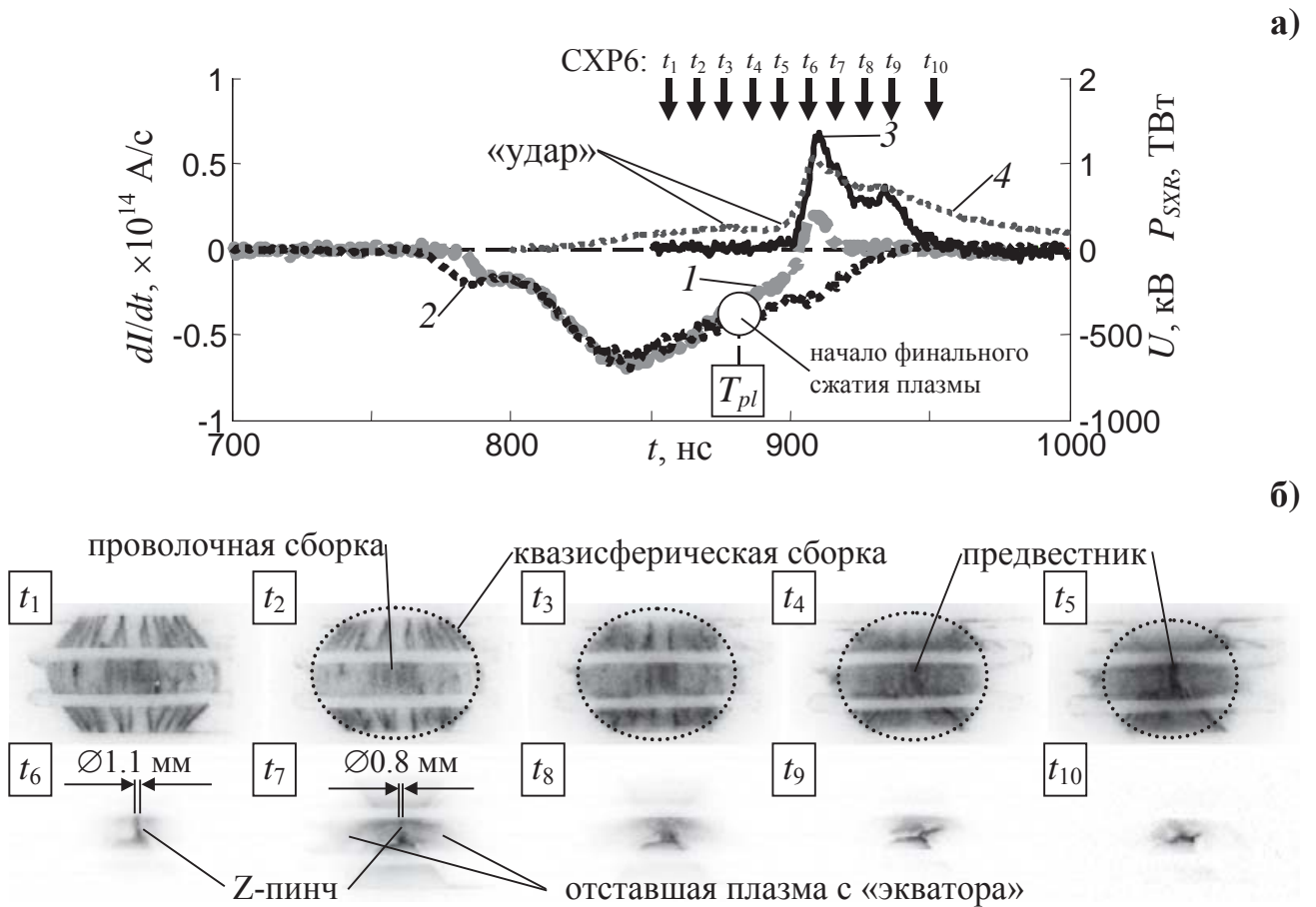


Рис. 175. Результаты эксперимента №5831 с вложенными сборками. Внешний каскад: квазисферическая проволочная сборка из 40 W 6 мкм проволок, линейной массы 220 мкг/см **без профилирования**. Параметры сборки до растяжки проволок: $r_{\text{out}}=6$ мм, $L_{\text{wires}}=18.5$ мм, $H_{\text{ac}}=16$ мм. Внутренний каскад: цилиндрическая проволочная сборка из 40 W 6 мкм проволок, линейной массы 220 мкг/см, $r_{\text{in}}=2.5$ мм, $h_{\text{in}}=4$ мм. а) Временные зависимости: 1 - производной полного тока; 2 - напряжения; 3,4 - импульса мощности МРИ в разных спектральных диапазонах соответственно ($h\nu > 100$ эВ) в абс. ед. и ($h\nu > 20$ эВ) в отн. ед.; б) Рентгеновские кадровые изображения (негатив), синхронизованные с представленными на рис. (а) кривыми, где указаны времена регистрации кадров t_1 - t_{10} вертикальными стрелками (\downarrow СХР6). Анод – вверх, катод – вниз.

В результате проведенных предварительных экспериментов с вложенными сборками с внешним квазисферическим каскадом (без профилирования линейной массы) можно сделать следующие выводы:

- Полученный на финальной стадии сжатия плазмы компактный источник МРИ имеет диаметр около 0.9-1.2 мм. Форма источника излучения далека от сферической, т.к. внешняя квазисферическая сборка в данной серии экспериментов не была профилирована по массе вдоль длины проволок;

- Зарегистрированная на кадровых изображениях периферийная отставшая плазма с экваториальной части внешнего квазисферического каскада свидетельствует о важности выбора начального профилирования линейной массы проволок квазисферической сборки вдоль их длины для дальнейших экспериментов с двухкаскадными вложенными сборками;

- В экспериментах с вольфрамовыми вложенными сборками, у которых внешним каскадом выступала квазисферическая сборка, получены обнадеживающие результаты: плотность потока мощности ($25-40 \text{ ТВт/см}^2$ для $h\nu > 100 \text{ эВ}$) и энергии ($500-770 \text{ кДж/см}^2$ для $h\nu > 100 \text{ эВ}$ и $600-940 \text{ кДж/см}^2$ для $h\nu > 10 \text{ эВ}$) при сжатии такого двухкаскадного лайнера существенно (в 4-9 раз) превосходят соответствующие величины, полученные в экспериментах с одиночными W-квазисферическими лайнерами с подобными параметрами и в 2-6 раз больше, чем в случае сжатия квазисферических волоконныхборок с оптимальным профилированием линейной массы волокон веществом с высоким атомным номером (Bi) - $m_i(\theta) \propto \sin^{-1}\theta$.

Таким образом, в результате предварительных экспериментов продемонстрировано значительное увеличение потока мощности и энергии МРИ при переходе от одиночной к вложенным сборкам, в которых внешний каскад является квазисферическим. Перспективной выглядит разработка технологии создания вложенных квазисферических лайнеров с профилированным по массе внешним и внутренним каскадом, что и станет целью дальнейших исследований.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В диссертационной работе приведены результаты экспериментальных исследований, полученные на четырех крупнейших в мире сильноточных электрофизических установках (Ангара-5-1 в АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», ПФ-3 в НИЦ «Курчатовский институт», PF-1000 в IPRIIM Польша и КПФ-4-Феникс в ГНПО СФТИ Абхазия). Экспериментальные исследования по теме диссертационной работы проводились автором в период 2006-2018 г.г.

Представленная диссертационная работа отражает тот уровень понимания исследуемого объекта (плазменные лайнеры различных конструкций), которого удалось достичь автору к настоящему моменту. Наиболее существенными результатами, проделанной работы, являются следующие:

1. Усовершенствована зондовая методика измерения магнитных полей внутри плазмы с высокой плотностью потока мощности и энергии на магнитный зонд (~ 1 ТВт/см² и ~ 10 -20 кДж/см²). Разработаны различные конструкции магнитных зондов, позволяющие проводить комплексные исследования радиального, азимутального и аксиального распределений магнитного поля внутри плазмы сжимающихся лайнеров. Универсальность конструкции чувствительного элемента зонда (защитные оболочки и их форма) позволяет проводить исследования магнитных полей на других электрофизических установках, например, плазменный фокус.

2. Исследована одна из основных физических величин, характеризующая явление затянутого плазмообразования при токовой имплозии лайнеров, - интенсивность плазмообразования \dot{m} [в мкг/(см²·нс)] при $I=1$ МА, $R_0=1$ см. Экспериментально подтверждена зависимость \dot{m} от вещества проволок (коэффициент K_m) и от начального радиуса (R_0) расположения источников плазмы согласно функциональной зависимости $\dot{m} \propto K_m (I / R_0)^2$. В экспериментах на установке Ангара-5-1 определены величины \dot{m} для различных веществ (капрон, лавсан, Al, нерж. сталь, Cu, In, Sn, W, Bi) в составе проволочных и металлизированных волоконных сборок, проведено их количественное сравнение. Применение такого типа лайнеров позволило исследовать процесс плазмообразования и динамику сжатия плазмы различных веществ, ранее недоступных для изучения в виде проволок - олово, индий и висмут. Эксперименты по сжатию W-проволочныхборок на плазмфокусной установке ПФ-3 при переключении на них тока плазменной оболочки подтвердили, ранее полученное в экспериментах на установке Ангара-5-1, значение $\dot{m} = 0.125$ -0.180 мкг/(см²·нс) для W-проволок. Полученные количественные данные по \dot{m} для указанных веществ могут использоваться при конструировании Z-пинчевого источника излучения, например, для одной из схем УТС – «динамического хольраума». Существенное различие величины интенсивности плазмообразования для пластиковых волокон (капрон, лавсан)

и металлических проволок ($\dot{m}_{\text{волокна}} < \dot{m}_{\text{проволоки}}$ в 2.5-3 раза), при прочих равных условиях, позволило разработать различные конструкции лайнеров с заданной динамикой сжатия плазмы – металлизированные цилиндрические волоконные сборки, вложенные сборки смешанного состава и квазисферические сборки.

3. Результаты экспериментов по сжатию плазмы волоконныхборок с Al-напылением позволили количественно сравнить интенсивности плазмообразования металлизированных волоконныхборок иборок, изготовленных из проволок того же металла. Обнаружено, что полученные значения \dot{m} при $R_0=1$ см и $I=1$ МА сопоставимы по величине для этих двух типов лайнеров: 0.13-0.14 мкг/(см²·нс) для Al-проволок и 0.11-0.12 мкг/(см²·нс) для Al-напыления на капроновые волокна. Таким образом, полученные значения интенсивности плазмообразования для различных веществ в металлизированных волоконныхбороках можно использовать для описания имплозии смешанных по составу лайнеров.

4. Комплексное исследование проникновения магнитного поля внутрь сжимаемой током цилиндрической проволочной сборки позволило впервые получить подробные распределения магнитного поля с радиальным, азимутальным и аксиальным пространственным разрешением. Определено радиальное распределение плотности тока как на стадии плазмообразования, так и на стадии ее окончания. Показано, что локальное окончание плазмообразования вдоль длины проволок в сборке приводит к прорыву в этих местах магнитного потока внутрь проволочной сборки и развитию магнитной Релей-Тейлоровской неустойчивости внешней границы плазмы, характерной для проволочныхборок на финальной стадии имплозии.

5. В соавторстве с к.ф.м.н. А.А. Самохиным предложен численный метод определения радиальной скорости движения плазмы по измеренным значениям локального градиента и индукции магнитного поля на различных стадиях имплозии проволочной сборки. На стадии плазмообразования скорость движения токонесущей плазмы медленно возрастает от $\sim 0.9 \cdot 10^7$ до $\sim 1.3 \cdot 10^7$ см/с, а на финальной стадии наблюдается резкий рост до величины более $\sim 2 \cdot 10^7$ см/с.

6. В экспериментах с металлизированными волоконнымибороками обнаружено, что наличие отставшей плазмы из вещества пластиковых волокон на периферии сборки создает условия для уменьшения различного рода неустойчивостей при сжатии плазмы напыления, например, магнитной Релей-Тейлоровской неустойчивости. При этом развитие неустойчивостей Z-пинча затруднено. Следствием устойчивого и компактного сжатия плазмы из вещества слоя напыления являются уменьшение поперечного размера Z-пинча (до ~ 1.5 мм) и сокращение длительности импульса МРИ (FWHM до $\sim 7-10$ нс). Устойчивое сжатие плазмы из вещества напыления и формирование устойчивого предвестника на оси сборки, за которым следует формирование

устойчивого Z-пинча, наблюдалось для всех исследованных веществ (Al, In, Sn и Bi) и, по-видимому, носит общий характер.

7. Экспериментально обнаружено, что в зависимости от отношения радиусов r_{in}/r_{out} каскадов вложенныхборок реализуются различные режимы течения плазмы в пространстве между каскадами: доальфвеновский ($M_A < 1$), сверхальфвеновский ($M_A > 1$) и режим с формированием переходной области (ударной волны) между каскадами. Путем варьирования вещества проволок или волокон во внешнем каскаде (вольфрам и капрон) была показана зависимость реализации режимов течения плазмы между каскадами от отношения интенсивностей плазмообразования внутреннего и внешнего каскадов $\dot{m}_{in} / \dot{m}_{out}$. Сравнительный анализ экспериментальных результатов и результатов одномерного и двумерного МГД моделирования определил основные физические условия реализации того или иного режима течения плазмы между каскадами.

8. Обнаружено, что положение области УВ в пространстве между каскадами вложенныхборок меняется во времени, а ее форма позволяет судить о некоторых параметрах плазменного потока с внешнего каскада, а именно: его радиальной скорости движения V_r , кинетическом давлении плазмы ρV_r^2 и характерном пространственном масштабе неустойчивостей в плазменном потоке. Это является визуальным индикатором плазменных потоков в любых двухкаскадных типах лайнеров. Например в дальнейшем, во вложенных квазисферических сборках по форме УВ можно будет судить о степени самоподобного сжатия плазмы при трехмерной имплозии плазмы.

9. В экспериментах по сжатию вложенныхборок смешанного состава (капрон-вольфрам) обнаружено устойчивое и компактное сжатие плазмы внутреннего каскада (W-сборки) в случае использования во внешнем каскаде волоконной сборки. Присутствие на периферии вложенныхборок вещества с низким темпом плазмообразования приводит к подавлению развития магнитной Релей-Тейлоровской неустойчивости на внутреннем каскаде. Вследствие этого, получены импульсы мощности рентгеновского излучения с амплитудой 5-7 ТВт и длительностью около 5 нс.

10. Предложен механизм взаимодействия плазменных потоков внешнего каскада с магнитным полем и плазмой внутреннего каскада. От характера такого взаимодействия зависит устойчивость сжатия плазмы внутреннего каскада на финальной стадии его сжатия. При определенных параметрах вложенныхборок вокруг внутреннего каскада образуется квазизамкнутая в азимутальном направлении оболочка. При этом плазма с внешнего каскада окружает внутренний каскад и стабилизирует его сжатие. Как следствие этого, темп развития МРТ неустойчивости на поверхности сжимающейся плазмы внутреннего каскада (W-сборки) падает за счет созданного таким образом распределения плотности плазмы и магнитного поля снаружи этого каскада.

11. В результате предварительных экспериментов продемонстрировано значительное увеличение мощности и энергии МРИ при переходе от одиночной квазисферической сборки к

вложенным сборкам, в которых внешний каскад является квазисферическим. Плотность потока мощности ($25-40 \text{ ТВт/см}^2$ для $h\nu > 100 \text{ эВ}$) и энергии ($500-770 \text{ кДж/см}^2$ для $h\nu > 100 \text{ эВ}$ и $600-940 \text{ кДж/см}^2$ для $h\nu > 10 \text{ эВ}$) при сжатии такого двухкаскадного лайнера существенно (в 4-9 раз) превосходят соответствующие величины, полученные в экспериментах с одиночными W-квазисферическими лайнерами с подобными параметрами, и в 2-6 раз больше, чем в случае сжатия квазисферических волоконныхборок с оптимальным профилированием линейной массы волокон веществом с высоким атомным номером (Bi-напыление) - $m_i(\theta) \propto \sin^{-1}\theta$. Более перспективной выглядит разработка технологии создания вложенных квазисферических лайнеров с профилированным по массе внешним и внутренним каскадом, что и станет целью дальнейших исследований.

Большая часть представленной диссертации была выполнена в Отделении Физики Токонесущей Плазмы (ОФТП) АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ» на установке сверхвысокой электрической мощности Ангара-5-1, разработанной и созданной большим научным коллективом под руководством академика РАН В.П. Смирнова. Хочется отметить всестороннюю постоянную поддержку и внимание к проводимым исследованиям по теме диссертации директора ОФТП Е.В. Грабовского и зам. директора отделения по науке В.В. Александрова. Приятно выразить благодарность моему начальнику лаборатории Г.М. Олейнику за полезные обсуждения результатов исследований, дельные консультации по численной обработке экспериментальных результатов и титанический труд по прочтению текста диссертации. Автору приятно поблагодарить своих коллег и соавторов по публикациям: А.Н. Грицука за большую помощь в проведении экспериментов и обсуждение результатов работы, И.Н. Фролова, Я.Н. Лаухина, А.В. Браницкого за квалифицированную работу по диагностике плазмы; А.А. Самохина за проведение расчетов.

Отдельно хочется отметить Г.Г. Зукакишвили, моего наставника и учителя, который на долгие годы определил научную область исследований и привил внимание к измерениям магнитных полей в сжимающейся токонесущей плазме.

Автор считает своим долгом выразить благодарность всему коллективу установки «Ангара-5-1», без профессиональной работы которого не могла быть выполнена большая часть проведенных исследований: С.Ф. Медовщикову, С.Ф. Вавиловой и В.А. Барсуку за кропотливую подготовку к эксперименту лайнеров различных конструкций, О.М. Малковой за помощь в проявке фотоматериалов; В.К. Григорьянцу и Ю.А. Осипову за квалифицированную помощь в обеспечении функционирования электрической и вакуумной частей диагностических приборов соответственно.

Автор признателен своим коллегам из ИПМ им. М.В. Келдыша РАН за постановку численного 3-D моделирования имплозии лайнеров различных конструкций: П.В. Сасорову за

теоретическое сопровождение экспериментов, полезные советы и обсуждение результатов физических измерений; В.А. Гасилову, О.Г. Ольховской и А.С. Болдареву за постановку и проведение 3D-PMГД расчетов сжатия плазмы проволочныхборок с помощью кода MARPLE-3D.

Автор выражает благодарность И.В. Глазырину и А.В. Карпееву из РФЯЦ ВНИИТФ им. академика Е. И. Забабахина за проведение численных МГД расчетов сверхзвукового обтекания замагниченной плазмой оболочки магнитного зонда.

Хочется особо отметить коллектив Лаборатории Быстрых Процессов (ЛБП) установки ПФ-3 в НИЦ «Курчатовский институт», с которым автору посчастливилось плодотворно работать вот уже более десяти лет (с 2005 года): В.В. Мялтона, Ю.В. Виноградову, А.М. Харрасова, С.А. Данько, С.С. Ананьева за профессиональное проведение экспериментальных сессий; В.П. Виноградова за интерес к магнитозондовым и электротехническим измерениям параметров плазменного разряда. Особенно благодарю начальника ЛБП, моего коллегу и старшего товарища В.И. Крауза за постановку интересных экспериментальных задач по исследованию сжатия токово-плазменной оболочки, нейтронного скейлинга от тока пинча, моделированию астрофизических джетов, инициацию всесторонних магнитозондовых измерений на ПФ-установках в других лабораториях мира (Польша и Абхазия).

Автор признателен коллегам из Института Физики Плазмы и Лазерного Микросинтеза и Международного центра по замагниченной плазме (Варшава, Польша) за плодотворное и полезное сотрудничество: М. Шольцу и Л. Карпинскому за всестороннюю поддержку магнитозондовых измерений на установке PF-1000; М. Пудуху за руководство и профессиональное проведение экспериментальных сессий в течении 2008-2018 г.г.; Кшиштофу Томашевскому и Е. Зелинской за инженерно-техническое обеспечение экспериментов.

Благодарен коллективу лаборатории «Быстрых процессов» установки КПФ-4-Феникс отдела плазменно-технологических исследований (г. Сухум, ГНПО «СФТИ») за дружественный прием в исключительно теплых погодных условиях южного климата республики Абхазия: начальнику лаборатории Д.А. Войтенко за всеобъемлющую организацию работ по получению положительных результатов экспериментальных сессий в период 2012-2017 г.г.; Р. Аршбе за инженерно-техническое сопровождение эксперимента.

Гранты Президента РФ, РФФИ, контракты ГК «Росатом» были частичной поддержкой работы все эти годы исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Stalling C., Nielsen K. and Schneider R. Multiplewire array load for highpower pulsed generators. // Appl. Phys. Lett. 1976. V. 29. N. 7. P. 404-406.
2. Айвазов И.К., Вихарев В.Д., Волков Г.С., Никандров Л.Б., Смирнов В.П., Царфин В.Я. Экспериментальное исследование образования осевого форплазменного канала на начальном этапе сжатия многопроволочной системы мегаамперным током. // Физика плазмы. 1988. Т. 14. № 2. С. 197-202.
3. Бехтев М.Б., Вихарев В.Д., Захаров С.В., Смирнов В.П., Тулупов М.В., Царфин В.Я. Электродинамическое сжатие многопроволочных лайнеров // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. С. 1653-1667.
4. Айвазов И.К., Бехтев М.Б., Булан В.В. и др. Сжатие многопроволочных лайнеров на многомодульном комплексе «Ангара-5-1». // Физика плазмы. 1990. Т. 16. № 6. С. 645-654.
5. Spielman R.V., Deeney C., Chandler G.A., Douglas M.R., Fehl D.L., Matzen M.K., McDaniel D.H., Nash T.J., Porter J.L., Sanford T.W.L., Seamen J.F., Stygar W.A., Struve K.W., Breeze S.P., McGurn J.S., Torres J.A., Zagar D.M., Gilliland T.L., Jobe D.O., McKenney J.L., Mock R.C., Vargas M., Wagoner T. Tungsten wire-array Z-pinch experiments at 200 TW and 2 MJ // Phys. Plasmas. 1998. V. 5. N. 5. P. 2105-2111.
6. Калинин Ю.Г., Кингсеп А.С., Смирнов В.П., Бакшаев Ю.Л., Бартов А.В., Блинов П.И., Данько С.А., Дубас Л.Г., Корельский А.В., Королёв В.Д., Мижирицкий В.И., Устроев Г.И., Черненко А.С., Чикин Р.В., Шашков А.Ю., Ли Дзэнхон, Хуа Синьшен, Пэн Сяньцзю, Фен Шупин, Гуо Цун, Цзян Шилун, Нинь Чен, Сон Фенджун, Сюй Жонкун, Сюй Цзэпин, Ян Ченли, Ян Цзюньлун, Ян Либин Эксперименты по имплозии гетерогенных многопроволочныхборок на установке С-300. // Физика плазмы. 2006. Т. 32. № 8. С. 714-726.
7. Селемир В.Д., Демидов В.А., Ермолович В.Ф., Ермолович В.Ф., Спиоров Г.М., Репин П.Б., Пикулин И.В., Волков А.А., Орлов А.П., Борискин А.С., Таценко О.М., Моисеенко А.Н., Баринов М.А., Маркевцев И.М., Казаков С.А., Селявский В.Т., Шаповалов Е.В., Гитерман Б.П., Власов Ю.В., Дыдыкин П.С., Ряслов Е.А., Котельников Д.В., Гайдаш С.В. Исследование генерации мягкого рентгеновского излучения в Z-пинчах с запиткой от спиральных взрывамагнитных генераторов. // Физика плазмы. 2007. Т. 33. № 5. С. 424-434.
8. Xian-Bin Huang, Shao-Tong Zhou, Jia-Kun Dan, Xiao-Dong Ren, Kun-Lun Wang, Si-Qun Zhang, Jing Li, Qiang Xu, Hong-Chun Cai, Shu-Chao Duan, Kai Ouyang, Guang-Hua Chen, Ce Ji, Bing Wei, Shu-Ping Feng, Meng Wang, Wei-Ping Xie, Jian-Jun Deng, Xiu-Wen Zhou, and Yi

- Yang Preliminary experimental results of tungsten wire-array Z-pinches on Primary Test Stand // *Phys. Plasmas*. 2015. V. 22. N. 7. P. 072707-1-072707-10.
9. Calamy H., Lassalle F., Loyen A., Zucchini F., Chittenden J.P., Hamann F., Maury P., Georges A., Bedoch J.P., Morell A. Use of microsecond current prepulse for dramatic improvements of wire array Z-pinch implosion. // *Phys. Plasmas*. 2008. V. 15. P. 012701-1-012701-11.
 10. Sangster T.C., McCrory R.L., Goncharov V.N., Harding D.R., Loucks S.J., McKenty P.W., Meyerhofer D.D., Skupsky S., Yaakobi B., MacGowan B.J., Atherton L.J., Hammel B.A., Lindl J.D., Moses E.I., Porter J.L., Cuneo M.E., Matzen M.K., Barnes C.W., Fernandez J.C., Wilson D.C., Kilkenny J.D., Bernat T.P., Nikroo A., Logan B.G., Yu S., Petrasso R.D., Sethian J.D., Obenschain S. Overview of inertial fusion research in the United States. // *Nuclear Fusion*. 2007. V. 47. N. 10. P. S686–S695.
 11. Olson C., Rochau G., Slutz S., Morrow C., Olson R., Cuneo M., Hanson D., Bennett G., Sanford T., Bailey J., Stygar W., Vesey R., Mehlhorn T., Struve K., Mazarakis M., Savage M., Pointon T., Kiefer M., Rosenthal S., Cochrane K., Schneider L., Glover S., Reed K., Schroen D., Farnum C., Modesto M., Oscar D., Chhabildas L., Boyes J., Vigil V., Keith R., Turgeon M., Cipiti M., Lindgren E., Dandini V., Tran H., Smith D., McDaniel D., Quintenz J., Matzen M.K., VanDevender J.P., Gauster W., Shephard L., Walck M., Renk T., Tanaka T., Ulrickson M., Meier W., Latkowski J., Moir R., Schmitt R., Reyes S., Abbott R., Peterson R., Pollock G., Ottinger P., Schumer J., Peterson P., Kammer D., Kulcinski G., El-Guebaly L., Moses G., Sviatoslavsky I., Sawan M., Anderson M., Bonazza R., Oakley J., Meekunasombat P., De Groot J., Jensen N., Abdou M., Ying A., Calderoni P., Morley N., Abdel-Khalik S., Dillon C., Lascar C., Sadowski D., Curry R., McDonald K., Barkey M., Szaroletta W., Gallix R., Alexander N., Rickman W., Charman C., Shatoff H., Welch D., Rose D., Panchuk P., Louie D., Dean S., Kim A., Nedoseev S., Grabovsky E., Kingsep A., Smirnov V. Development Path for Z-Pinch IFE. // *Fusion Science and Technology*. 2005. V. 47. N. 3. P. 633-640.
 12. Spielman R.B., Long F., Martin T.H., Poukey J.W., Seidel D.B., Shoup W., Stygar W.A., McDaniel D.H., Mostrom M.A., Struve K.W., Corcoran P., Smith I., Spence P. PBFA II-Z: a 20-MA driver for z-pinch experiments. // *Proceedings of the 9th IEEE Pulsed Power Conference*, Albuquerque, NM, edited by R. White and K. Prestwich Institute of Electrical and Electronics Engineers, New York, 1995. P. 396-404.
 13. Spielman R.B., Breeze S.F., Deeney C., Douglas M.R., Long F., Martin T.H., Matzen M.K., McDaniel D.H., McGurn J.S., Nash T.J., Porter J.L., Ruggles L.E., Sanford T.W.L., Seamen J.F., Stygar W.A., Torres J.A., Zagar D.M., Jobe D.O., Peterson D.L., Shoup R.W., Struve K.W., Mostrom M., Corcoran P., Smith I. PBFA Z: a 20-MA Z-pinch driver for plasma radiation sources. // *Proceedings of the 11th International Conference On Particle Beams*, Prague, Czech

- Republic, edited by K. Jungwirth and J. Ullschmied Czech Academy of Sciences, Prague, 1996. P. 150-153.
14. McDaniel D.H., Mazarakis M.G., Bliss D.E., Elizondo J.M., Harjes H.C., Ives H.C., Kitterman D.L., Maenchen J.E., Pointon T.D., Rosenthal S.E., Smith D.L., Struve K.W., Stygar W.A., Weinbrecht E.A., Johnson D.L., Corley J.P. The ZR Refurbishment Project. // AIP Conference Proceedings. 2002. V. 651, N. 1. P. 23-28.
 15. Matzen M.K., Atherton B.W., Cuneo M.E., Donovan G.L., Hall C.A., Herrmann M., Kiefer M.L., Leeper R.J., Leifeste G.T., Long F.W., Mckee G.R., Mehlhorn T.A., Porter J.L., Schneider L.X., Struve K.W., Stygar W.A., Weinbrecht E.A. The Refurbished Z Facility: Capabilities and Recent Experiments. // ACTA PHYSICA POLONICA A. 2009. V. 115. N. 6. P.956-958.
 16. Jones M.C., Ampleford D.J., Cuneo M.E., Hohlfelder R., Jennings C.A., Johnson D.W., Jones B., Lopez M.R., MacArthur J., Mills J.A., Preston T., Rochau G.A., Savage M., Spencer D., Sinars D.B., Porter J.L. X-ray power and yield measurements at the refurbished Z machine. // Rev. Scient. Instr. 2014. V. 85. P. 083501-1-083501-11.
 17. Nash T.J., Derzon M.S., Chandler G.A., Leeper R., Fehl D., Lash J., Ruiz C., Cooper G., Seaman J.F., McGurn J., Lazier S., Torres J., Jobe D., Gilliland T., Hurst M., Mock R., Ryan P., Nielsen D., Armijo J., McKenney J., Hawn R., Hebron D., MacFarlane J.J., Petersen D., Bowers R., Matuska W., Ryutov D.D. High-temperature dynamic hohlraums on the pulsed power driver Z // Phys. Plasmas. 1999. V. 6. N.5. P. 2023-2029.
 18. Ruiz C.L., Cooper G.W., Slutz S.A., Bailey J.E., Chandler G.A., Nash T.J., Mehlhorn T.A., Leeper R.J., Fehl D., Nelson A.J., Franklin J., Ziegler L. Production of Thermonuclear Neutrons from Deuterium-Filled Capsule Implosions Driven by Z-Pinch Dynamic Hohlraums // Phys.Rev.Lett. 2004. V. 93. P. 015001-1-015001-4.
 19. Leeper R.J., Ruiz C.L., Cooper G.W., Slutz S.A., Bailey J.E., Chandler G.A., Nash T.J., Mehlhorn T.A., Fehl D.L., Peterson K., Rochau G.A., Varnum W.A., Bell K.S., Casey D.T., Nelson A.J., Franklin J., Ziegler L. Production of thermonuclear neutrons from deuterium-filled capsule implosion experiments driven by Z-Pinch dynamic hohlraums at Sandia National Laboratories' Z facility // J. Phys. IV France. 2006. V. 133. P. 775-778.
 20. Hammer J.H., Tabak M., Wilks S.C., Lindl J.D., Bailey D.S., Rambo P.W., Toor A., Zimmerman G.B. High yield inertial confinement fusion target design for a z-pinch-driven hohlraum. // Phys. Plasmas. 1999. V. 6. N. 5. P. 2129-2136.
 21. Matzen M.K., Sweeney M.A., Adams R.G., Asay J.R., Bailey J.E., Bennett G.R., Bliss D.E., Bloomquist D.D., Brunner T.A., Campbell R.B., Chandler G.A., Coverdale C.A., Cuneo M.E., Davis J.P., Deeney C., Desjarlais M.P., Donovan G.L., Garasi C.J., Hail T.A., Hall C.A., Hanson D.L., Hurst M.J., Jones B., Knudson M.D., Leeper R.J., Lemke R.W., Mazarakis M.G., McDaniel

- D.H., Mehlhorn T.A., Nash T.J., Olson C.L., Porter J.L., Rambo P.K., Rosenthal S.E., Rochau G.A., Ruggles L.E., Ruiz C.L., Sanford T.W.L., Seamen J.F., Sinars D.B., Slutz S.A., Smith I.C., Struve K.W., Stygar W.A., Vesey R.A., Weinbrecht E.A., Wenger D.F., Yu E.P. Pulsed-power-driven high energy density physics and inertial confinement fusion research. // *Phys.Plas.* 2005. V. 12. P. 055503-1-055503-16.
22. Lindl J.D., Amendt P., Berger R.L., Glendinning S.G., Glenzer S.H., Haan S.W., Kauffman R.L., Landen O.L., Suter L.J. The physics basis for ignition using indirect-drive targets on the National Ignition Facility. // *Phys. Plasmas.* 2004. V. 11. N. 2. P. 339-491.
23. Smirnov V.P. Fast liners for inertial fusion. // *Plasma Phys. Contr. Fusion.* 1991. V. 33. P. 1697-1714.
24. Смирнов В.П., Захаров С.В., Грабовский Е.В. Увеличение интенсивности излучения в квазисферической системе “двойной лайнер”/”dynamic-hohlraum”. // *Письма в ЖЭТФ.* 2005. Т. 81. Вып. 9. С. 556-562.
25. Cuneo M.E., Vesey R.A., Porter J.L., Bennett G.R., Hanson D.L., Ruggles L.E., Simpson W.W., Idzorek G.C., Stygar W.A., Hammer J.H., Seamen J.J., Torres J.A., McGurn J.S., Green R.M. Double Z-Pinch Hohlraum Drive with Excellent Temperature Balance for Symmetric Inertial Confinement Fusion Capsule Implosions. // *Phys. Rev. Lett.* 2002. V. 88. N. 21. P. 215004-1-215004-4.
26. Bennett G.R., Cuneo M.E., Vesey R.A., Porter J.L., Adams R.G., Aragon R.A., Caird J.A., Landen O.L., Rambo P.K., Rovang D.C., Ruggles L.E., Simpson W.W., Smith I.C., Wenger D.F. Symmetric Inertial-Confinement-Fusion-Capsule Implosions in a Double-Z-Pinch-Driven Hohlraum. // *Phys.Rev.Lett.* 2002. V. 89. N. 24. P. 245002-1-245002-4.
27. Sanford T.W.L., Nash T.J., Olson R.E., Bliss D.E., Lemke R.W., Olson C.L., Ruiz C.L., Mock R.C., Bailey J.E., Chandler G.A., Cuneo M. E., Leeper R.J., Matzen M.K., Mehlhorn T.A., Slutz S.A., Stygar W.A., Peterson D.L., Chrien R.E., Watt R.G., Roderick N.F., Cooper G.W., Apruzese J.P., Sarkisov G.S., Chittenden J.P., Haines M.G. Progress in Z-pinch driven dynamic-hohlraums for high-temperature radiation-flow and ICF experiments at Sandia National Laboratories. // *Plasma Phys. Control. Fusion.* 2004. V. 46. N. 12B. P. B423–B433.
28. Cuneo M.E., Vesey R.A., Bennett G.R., Sinars D.B., Stygar W.A., Waisman E.M., Porter J.L., Rambo P.K., Smith I.C., Lebedev S.V., Chittenden J.P., Bliss D.E., Nash T.J., Chandler G.A., Afeyan B.B., Yu E.P., Campbell R.B., Adams R.G., Hanson D.L., Mehlhorn T.A., Matzen M.K. Progress in symmetric ICF capsule implosions and wire-array z-pinch source physics for double-pinch-driven hohlraums. // *Plasma Phys. Control. Fusion.* 2006. V. 48. P. R1–R35.

29. Slutz S.A., Herrmann M.C., Vesey R.A., Sefkow A.B., Sinars D.B., Rovang D.C., Peterson K.J., Cuneo M.E. Pulsed-power-driven cylindrical liner implosions of laser preheated fuel magnetized with an axial field. // *Phys. Plasmas*. 2010. V. 17. N. 5. P. 056303-1-056303-15.
30. McBride R.D., Martin M.R., Lemke R.W., Greenly J.B., Jennings C.A., Rovang D.C., Sinars D.B., Cuneo M.E., Herrmann M.C., Slutz S.A., Nakhleh C.W., Ryutov D.D., Davis J.-P., Flicker D.G., Blue B.E., Tomlinson K., Schroen D., Stamm R.M., Smith G.E., Moore J.K., Rogers T.J., Robertson G.K., Kamm R.J., Smith I.C., Savage M., Stygar W.A., Rochau G.A., Jones M., Lopez M.R., Porter J.L., Matzen M.K. Beryllium liner implosion experiments on the Z accelerator in preparation for magnetized liner inertial fusion. // *Phys. Plasmas*. 2013. V. 20, N. 5. P. 056309-1-056309-10.
31. Slutz S.A., Jennings C.A., Awe T.J., Shipley G.A., Hutsel B.T., Lamppa D.C. Auto-magnetizing liners for magnetized inertial fusion. // // *Phys. Plasmas*. 2017. V. 24. N. 1. P. 012704-1-012704-8.
32. Грабовский Е.В., Смирнов В.П., Захаров С.В., Воробьев О.Ю., Дябилин К.С., Лебедев М.Е., Фортвов В.Е., Фролов А.А. Теоретическое и экспериментальное исследование плазмы z-пинча как источника мощного импульса мягкого рентгеновского излучения для генерации ударных волн в конденсированных мишенях. // *ЖЭТФ*. 1996. Т. 109, Вып. 3. P. 827-838.
33. Lebedev S.V., Beg F.N., Bland S.N., Chittenden J.P., Dangor A.E., Haines M.G., Kwek K.H., Pikuz S.A., Shelkovenko T.A. Effect of discrete wires on the implosion dynamics of wire array Z pinches. // *Phys. Plasmas*. 2001. V. 8. N. 8. P. 3734-3747.
34. Ivanov V.V., Kantsyrev V.L., Sotnikov V.I., Fedin D.A., Astanovitskiy A.L., Le Galloudec B., Nalajala V., Shrestha I., Cowan T.E. Investigation of regimes of wire array implosion on the 1 MA Zebra accelerator. // *Phys. Plas.* 2006. V. 13. P. 012704-1-012704-8.
35. Kantsyrev V.L., Safronova A.S., Fedin D.A., Ivanov V.V., Esaulov A.A., Nalajala V., Shrestha I., Pokala Sh., Williamson K., Quart N.D., Yilmaz M.F., Laca P., Cowan T.E., Rudakov L.I., Jones B., Coverdale C.A., Deeney C., LePell P.D., Velikovich A.L., Chuvatin A.S. Radiation Properties and Implosion Dynamics of Planar and Cylindrical Wire Arrays, Asymmetric and Symmetric, Uniform and Combined X-pinches on the UNR 1-MA Zebra Generator. // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2006. V. 34. N. 2. P. 194-212.
36. McBride R.D., Shelkovenko T.A., Pikuz S.A., Hammer D.A., Greenly J.B., Kusse B.R., Douglass J.D., Knapp P.F., Bell K.S., Blesener I.C., Chalenski D.A. Implosion dynamics and radiation characteristics of wire-array Z pinches on the Cornell Beam Research Accelerator. // *Phys. Plas.* 2009. V. 16. P. 012706-1- 012706-15.
37. Александров В.В., Браницкий А.В., Волков Г.С., Грабовский Е.В., Зурин М.В., Недосеев С.Л., Олейник Г.М., Самохин А.А., Сасоров П.В., Смирнов В.П., Федулов М.В., Фролов

- И.Н. Динамика гетерогенного лайнера с затянутым плазмообразованием. // Физика плазмы. 2001. Т. 27. № 2. С. 99-120.
38. Грабовский Е.В., Зукакишвили Г.Г., Недосеев С.Л., Олейник Г.М., Порофеев И.Ю. Рентгенографическое исследование динамики и пространственной структуры Z-пинчей многопроволочных сборок. // Физика плазмы. 2004. Т. 30. № 1. С. 33-40.
39. Грабовский Е.В., Олейник Г.М., Порофеев И.Ю. Исследование распределения энергетической яркости Z-пинча при токовой имплозии многопроволочных сборок на установке Ангара-5-1. // Физика плазмы. 2006. Т. 32. № 6. С. 517-521.
40. Альбииков З.А., Велихов Е.П., Веретенников А.И., Глухих В.А., Грабовский Е.В., Грязнов Г.М., Гусев О.А., Жемчужников Г.Н., Зайцев В.И., Золотовский О.А., Истомин Ю.А., Козлов О.В., Крашенинников И.С., Курочкин С.С., Латманизова Г.М., Матвеев В.В., Минеев Г.В., Михайлов В.Н., Недосеев С.Л., Олейник Г.М., Певчев В.П., Перлин А.С., Печерский О.П., Письменный В.Д., Рудаков Л.И., Смирнов В.П., Царфин В.Я., Ямпольский И.Р. Импульсный термоядерный комплекс "Ангара-5-1". // Атомная энергия. 1990. Т. 68. Вып. 1. С. 26-35.
41. Branitskii A.V., Grabovskii E.V., Frolov I.N., Oleinik G.M., Samokhin A.A., Sasorov P.V., Smirnov V.P., Volkov G.S., Zurin M.V., Spielman R.B. Peculiarities of wire resistance behavior on initial stage of explosion. // In proc. of 12th Int. Conf. on High-Power Particle Beams. BEAMS. Haifa, Israel. 1998. V. 2. P. 599-602.
42. Александров В.В., Браницкий А.В., Грабовский Е.В., Заживихин В.В., Зурин М.В., Медовщиков С.Ф., Недосеев С.Л., Олейник Г.М., Смирнов В.П., Фролов И.Н., Федулов М.В. Эффекты "холодного старта" при сжатии плазменных лайнеров на установке "Ангара-5-1". // Физика плазмы. 1999. Т. 25. № 12. С. 1060-1078.
43. Александров В.В., Грабовский Е.В., Зурин М.В., Красовский И.В., Митрофанов К.Н., Недосеев С.Л., Олейник Г.М., Порофеев И.Ю., Самохин А.А., Сасоров П.В., Смирнов В.П., Федулов М.В., Фролов И.Н. Свойства самосжатого излучающего разряда высокой мощности с холодным стартом. // ЖЭТФ. 2004. Т. 126. № 6. С. 1317-1343.
44. Shelkovenko T.A., Pikuz S.A., Douglass J.D., Blesener I.C., Greenly J.B., McBride R.D., Hammer D.A., Kusse B.R. Wire core and coronal plasma expansion in wire-array Z pinches with small numbers of wires. // Phys. Plas. 2007. V. 14. P. 102702-1-102702-10.
45. Alexandrov V.V., Frolov I.N., Fedulov M.V., Grabovsky E.V., Mitrofanov K.N., Nedoseev S.L., Oleinik G.M., Porofeev I.Yu., Samokhin A.A., Sasorov P.V., Smirnov V.P., Volkov G.S., Zurin M.V., Zukakishvili G.G. Prolonged plasma production at current-driven implosion of wire arrays on Angara-5-1 facility. // IEEE Trans. on Plasma Sci. 2002. V. 30. N. 2. P. 559-566.

46. Yu E.P., Oliver B.V., Sinars D.B., Mehlhorn T.A., Cuneo M.E., Sasorov P.V., Haines M.G., Lebedev S.V. Steady-state radiation ablation in the wire-array Z pinch. // *Phys. Plasmas*. 2007. V. 14. P. 022705-1-022705-15.
47. Александров В.В., Грабовский Е.В., Зукакишвили Г.Г., Зурин М.В., Комаров Н.Н., Красовский И.В., Митрофанов К.Н., Недосеев С.Л., Олейник Г.М., Порофеев И.Ю., Самохин А.А., Сасоров П.В., Смирнов В.П., Федулов М.В., Фролов И.Н., Чернов А.А. Токовое самосжатие многопроволочной сборки как радиальный плазменный ливень. // *ЖЭТФ*. 2003. Т. 124. Вып. 4(10). С. 829-839.
48. Cuneo M.E., Waisman E.M., Lebedev S.V., Chittenden J. P., Stygar W.A., Chandler G.A., Vesey R.A., Yu E.P., Nash T.J., Bliss D.E., Sarkisov G.S., Wagoner T.C., Bennett G.R., Sinars D.B., Porter J.L., Simpson W.W., Ruggles L.E., Wenger D.F., Garasi C.J., Oliver B.V., Aragon R.A., Fowler W.E., Hettrick M.C., Idzorek G.C., Johnson D., Keller K., Lazier S.E., McGurn J.S., Mehlhorn T.A., Moore T., Nielsen D.S., Pyle J., Speas S., Struve K.W., Torres J.A. Characteristics and scaling of tungsten-wire-array z-pinch implosion dynamics at 20 MA. // *Phys. Rev. E*. 2005. V. 71. P. 046406-1-046406-43.
49. Frolov I.N., Branitskii A.V., Grabovskii E.V., Gribov A.N., Zurin M.V. Nedoseev S.L., Oleinik G.M., Ryabcev G.V., Samokhin A.N., Smirnov V.P., Zurin M.V. Microsecond preionization of foam liner by current shell on "Angara-5-1". // *Proc. of 12th Symp. on High Current Electronics* (Ed. by G. Mesyats et al.), Tomsk, Russia. 2000. V. 2. P. 226-232.
50. Mitchell I.H., Bayley J.M., Chittenden J.P., Worley J.F., Dangor A.E., Haines M.G., Choi P. A high impedance megaampere generator for fiber z-pinch experiments. // *Rev. Sci. Instrum.* 1996. V. 67. P. 1533-1541.
51. Harvey-Thompson A.J., Lebedev S.V., Burdiak G., Waisman E.M., Hall G.N., Suzuki-Vidal F., Bland S.N., Chittenden J.P., De Grouchy P., Khoory E., Pickworth L., Skidmore J., Swadling G. Suppression of the Ablation Phase in Wire Array Z Pinches Using a Tailored Current Prepulse. // *Phys. Rev. Lett.* 2011. V. 106. N. 20. P. 205002-1-205002-1-4.
52. Scholz M., Miklaszewski R., Gribkov V.A. and Mezzetti F. PF-1000 device. // *Nukleonika*. 2000. V. 45. N. 3. P. 155-158.
53. Scholz M., Karpinski L., Stepniewski W., Branitski A.V., Fedulov M.V., Medovschikov S.F., Nedoseev S.L., Smirnov V.P., Zurin M.V., Szydlowski A. Foam liner driven by a plasma focus current sheath. // *Physics Letters A*. 1999. V. 262. N. 6. P. 453-456.
54. Filippov N.V., Filippova T.I., Khutoretskaia I.V., Mialton V.V., Vinogradov V.P. Megajoule scale plasma focus as efficient X-ray source // *Physics Letters A*. 1996. V. 211. I. 3. P. 168-171.
55. Fortov V.E., Karakin M.A., Khautiev E.Yu., Krauz V.I., Medovschikov S.F., Mokeev A.N., Myalton V.V., Nedoseev S.L., Smirnov V.P., Vinogradov V.P. Study of the Plasma Focus as a

- Driver for the Magnetic Compression of Liners. // AIP Proceedings of 5th Int. Conf. on Z-pinch. Albuquerque. New Mexico. 23-28 June 2002. Editors J. Davids, Ch. Deeney and N.R. Pereira, Melville. New York. 2002. ACP. V. 651. P. 37-42.
56. Karakin M.A., Khautiev E.Yu., Krauz V.I., Mokeev A.N., Myalton V.V., Smirnov V.P., Medovschikov S.F., Nedoseev S.L., Mourenas D., Simonet F., Vierende J. Preliminary results of foam liner compression on the plasma focus PF-3-facility. // Czech. J. Phys. 2002. Suppl. D. to V. 52. P. D255-D263.
57. Karakin M.A., Khautiev E.Yu., Krauz V.I., Mokeev A.N., Mourenas D., Myalton V.V., Simonet F., Smirnov V.P., Tykshaev V.P., Vierende J., Vikhrev V.V., Vinogradov V.P. Studies on the Liner Compression in the PF-3-Facility Modernized Discharge System. // Proc. of the 15th Int. Conf. on High-Power Particle Beams. BEAMS'04. (Saint-Petersburg. Russia. July 18-23. 2004). Edited by Engelko V., Glukhikh V., Mesyats G., Smirnov V., Saint-Petersburg. D.E. Efremov Institute. 2005. P. 738-741.
58. Krauz V.I. Progress in plasma focus research and applications. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2006. V. 48. N. 12B. B221-B229.
59. Виноградов В.П., Каракин М.А., Крауз В.И., Мокеев А.Н., Мялтон В.В., Смирнов В.П., Фортов В.Е., Хаутиев Э.Ю. Динамика высокотемпературного пинча в присутствии конденсированной дисперсной фазы. // Физика плазмы. 2006. Т. 32. № 8. С. 699-713.
60. Крауз В.И., Левашова М.Г., Каракин М.А., Крохин О.Н., Лисица В.С., Мокеев А.Н., Мялтон В.В., Никулин В.Я., Огинов А.В., Смирнов В.П., Фортов В.Е. Влияние излучения токовой оболочки плазменного фокуса на динамику сжатия конденсированных мишеней. // Физика плазмы. 2008. Т. 34. № 1. С. 47-56.
61. Бакшт Р.Б., Лабетский А.Ю., Русских А.Г., Федюнин А.В., Шишлов А.В., Кокшенев В.А., Курмаев Н.Е., Фурсов Ф.И. Исследование механизма переключения тока в структурированном Z-пинче с внешним газовым и внутренним многопроволочным лайнером. // Физика плазмы. 2001. Т. 27. № 7. С. 592-598.
62. Grabovsky E.V., Azizov E.A., Alikhanov S.G., Bakhtin V., Gribov A.N., Halimullin Yu.A., Levashov V., Lototsky A.P., Zhitlukhin A.M., Krilov M.K., Pismenni V.D., Velikhov E.P., Kalinin Yu.G., Kingsep A.S., Dolgachev G.I., Smirnov V. P., Glukhikh V.A., Kuchinsky V.C., Pechersky O.P., Kormilitsyn A.I., Rikovanov G.V. THE IMPROVEMENT OF PULSE POWER SCHEME FOR «BAIKAL» PROJECT. // 14th IEEE International Pulsed Power Conference (PPC-2003). 2003, Dallas, Texas, USA, June 15-18, V. 2. P. 921-924.
63. Большаков Е.П., Василевский М.А., Водовозов В.М., Глухих В.А., Демидов В.Л., Еремкин В.В., Энгелько В.И., Янкин Е.Г., Грабовский Е.В., Грибов А.Н., Смирнов В.П. Проект

- генератора тока термоядерного комплекса “Байкал”. // Известия Российской академии наук. Энергетика. 2013. № 4. С. 3-11.
64. Selemir V.D., Demidov V.A., Ivanovsky A.V., Yermolovich V.F., Komilov V.G., Chelpanov V.I., Kazakov S.A., Vlasov Yu.V., Orlov A.P. Explosive complex for generation of pulsed fluxes of soft x-ray radiation. // In proc. of 12th Int. Conf. on High-Power Particle Beams. BEAMS. Haifa, Israel. 1998. V. 1. P. 83-88.
65. Don Cook Z, ZX, and X-1: A Realistic Path to High Fusion Yield. // 12th IEEE International Pulsed Power Conference (PPC-1999). 1999, Monterey, California, USA, June 27-30, P. 33-37.
66. Stygar W.A., Cuneo M.E., Headley D.I., Ives H.C., Leeper R.J., Mazarakis M.G., Olson C.L., Porter J.L., Wagoner T.C., Woodworth J.R. Architecture of petawatt-class z-pinch drivers. // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2007. V. 10. P. 030401-1-030401-24.
67. Lemke R.W., Vesey R.A., Cuneo M.E., Desjarlais M.P., Mehlhorn T.A. Z-pinch requirements for achieving high yield fusion via a z-pinch driven, double ended hohlraum concept. // IEEE International conference on “Megagauss magnetic generation and related topics”. 2006 (Santa Fe, NM, USA, November 5-10, 2006) Eds.: G.F. Kiuttu, P.J. Turchi, R. Reinovsky. P. 507-512.
68. Александров В.В., Барсук В.А., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Зукакишвили Г.Г., Медовщиков С.Ф., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Сасоров П.В. Исследование проникновения магнитного поля внутрь сжимаемого током лайнера на установке Ангара-5-1. // Физика плазмы. 2009. № 3. С. 229-250.
69. Ivanov V.V., Sotnikov V.I., Sarkisov G.S., Cowan T.E., Bland S.N., Jones B., Coverdale C.A., Deeney C., Laca P.J., Astanovitskiy A.L., Haboub A. Dynamics of Mass Transport and Magnetic Fields in Low-Wire-Number-Array Z Pinches. // Phys.Rev.Lett. 2006. V. 97. P. 125001-1-125001-4.
70. Волков Г.С., Грабовский Е.В., Зайцев В.И., Зукакишвили Г.Г., Зурин М.В., Митрофанов К.Н., Недосеев С.Л., Олейник Г.М., Порофеев И.Ю., Смирнов В.П., Фролов И.Н. Диагностика плазмы на установке Ангара-5-1. // Приборы и техника эксперимента (ПТЭ). 2004. № 2. С. 74-81.
71. SBS Compressed Picosecond DPSS Nd:YAG Lasers. SL230 series. - Режим доступа: <https://ekspla.com/products/picosecond-lasers/>
72. Цифровой телевизионный регистратор СПМ20. – Режим доступа: <http://www.vniia.ru/production/bystroprotekaushie-processy/apparatura-dlya-registratsii-bystroprotekeyushchikh-protsestsoy.php>
73. Day R.H., Lee P. Photoelectric quantum efficiencies and filter window absorption coefficients from 20 eV to 10 KeV. // J. Appl. Phys. 1981. V. 52. N. 11. P. 6965-6973.

74. X-Ray Mass Attenuation Coefficients. Database. – Режим доступа: <https://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/tab3.html>
75. Filter Transmission Database. – Режим доступа: http://henke.lbl.gov/optical_constants/
76. Митрофанов К.Н., Александров В.В., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Фролов И.Н., Браницкий А.В., Лаухин Я.Н. Исследование динамики разлета плазмы тонкой алюминиевой фольги под воздействием мягкого рентгеновского излучения. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. № 4. С. 367-382.
77. Митрофанов К.Н., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Лаухин Я.Н., Александров В.В., Олейник Г.М., Медовщиков С.Ф., Шевелько А.П. Особенности структуры излучающей области при токовом сжатии пено-проволочныхборок на установке Ангара-5-1. // Физика плазмы. 2013. Т. 39. № 1. С. 71-96.
78. Грабовский Е.В., Олейник Г.М., Порофеев И.Ю. Измерение распределения интеграла по времени энергетической яркости z-пинча в мягком рентгеновском излучении на установке Ангара-5-1. // Приборы и техника эксперимента (ПТЭ). 2006. № 1. С. 116-120.
79. Александров В.В., Гасилов В.А., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Лаухин Я.Н., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Ольховская О.Г., Сасоров П.В., Смирнов В.П., Фролов И.Н., Шевелько А.П. Об увеличении плотности энергии в плазме пинча при трехмерном сжатии квазисферических проволочных лайнеров. // Физика плазмы. 2014. Т. 40. № 12. С. 1057-1073.
80. Шевелько А.П., Блисс Д.Е., Казаков Е.Д., Мазаракис М.Г., Макгарн Д.С., Найт Л.В., Струве К.В., Толстихина И.Ю., Уикс Т. ВУФ-спектроскопия плазмы, создаваемой в конечном анод-катодном промежутке сильноточного импульсного генератора “Z-machine” (SNL). // Физика плазмы. 2008. Т. 34. № 11. С. 1021-1032.
81. Shevelko A.P., Shmaenok L.A., Churilov S.S., Bastiaensen R.K.F.J., Bijkerk F. Extreme Ultraviolet Spectroscopy of a Laser Plasma Source for Lithography. // Physica Scripta. 1998. V. 57. N. 2. P. 276-282.
82. Собельман И.И., Шевелько А.П., Якушев О.Ф., Найт Л.В., Турли Р.С. Интенсивный источник ВУФ излучения на основе плазмы капиллярного разряда. // Квантовая электроника. 2003. Т. 33. № 1. С. 3-6.
83. Шевелько А.П., Якушев О.Ф. Интенсивный источник мягкого рентгеновского и вакуумного ультрафиолетового излучения на основе плазмы капиллярного разряда. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2003. № 2. С. 48-52.
84. Гаязов Р.Р., Кошелев К.Н., Кривцун В.М., А.П. Шевелько, О.Ф. Якушев Количественная ВУФ-спектроскопия плазменных источников излучения для проекционной литографии. //

- Сб. трудов XV Симпозиума “Нанозифика и нанозлектроника”. 2011. Н.Новгород: ИФМ РАН. Т. 1. С. 147-148.
85. Шевелько А.П. Абсолютные измерения в ВУФ области спектра с помощью люминесцентного детектора. // Квантовая электроника. 1996. Т. 23. № 8. С. 748-750.
 86. Казаков Е.Д., Шевелько А.П., Якушев О.Ф. Сенситометрические характеристики фотопленки УФ-4 для её использования в EUV-спектроскопии высокотемпературной плазмы. // Вопросы атомной науки и техники (ВАНТ). Сер. Термоядерный синтез. 2017. Т. 40. Вып. 3. С. 63-67.
 87. Волков Г.С., Лахтюшко Н.И., Терентьев О.В. Радиационный болометр из фольги для измерения энергетических потерь быстрых Z-пинчей. // Приборы и техника эксперимента (ПТЭ). 2010. № 5. С. 115-120.
 88. Браницкий А.В., Олейник Г.М. Восстановление параметров спектра мягкого рентгеновского излучения по сигналам вакуумных рентгеновских диодов. // Приборы и техника эксперимента (ПТЭ). 2000. № 4. С. 58-64.
 89. Голубев А.В., Сорокин А.А., Пивинский Е.Г., Бобашев С.В., Акулиничев В.В. Измерение временных и спектральных характеристик кремниевых р-і-n-фотодиодов в мягком рентгеновском диапазоне. // Журнал технической физики. 1999. Т. 69. № 5. С. 83-88.
 90. Борисов В.В., Веретенникова А.И., Вихарев В.Д., Зайцев В.И., Зотов В.П., Леонтьевский А.Е., Михайлов В.Н., Славнов Ю.К., Смирнов В.П., Усов Ю.Б., Хромочкин Е.Д., Царфин В.Я. Применение высокоскоростного электронно-оптического хронографа СФЭР-2 в экспериментах по схлопыванию быстрых лайнеров. // Приборы и техника эксперимента (ПТЭ). 1989. № 1. С. 215-217.
 91. Олейник Г.М. Индуктивный делитель напряжения. // Приборы и техника эксперимента (ПТЭ). 2000. № 3. С. 49-51.
 92. Грабовский Е.В., Джангобегов В.В., Олейник Г.М. Исследование начальной стадии плазмообразования у многопроволочных лайнеров с напыленным металлическим покрытием на установке «Ангара-5-1». // Вопросы атомной науки и техники (ВАНТ). Сер. Термоядерный синтез. 2015. Т. 38. Вып. 1. С. 80-87.
 93. Александров В.В., Грабовский Е.В., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Смирнов В.П., Сасоров П.В., Фролов И.Н. Исследование процессов плазмообразования и электротехнических параметров Z-пинчевого разряда при токовом сжатии цилиндрических полых проволочных сборок на установке Ангара-5-1. // Физика плазмы. 2004. Т. 30. № 7. С. 615-629.
 94. Frolov I., Grabovsky E., Mitrofanov K., Oleinik G., Smirnov V., Zukakischvili G. Magnetic field measurements inside and outside of imploding arrays on “Angara-5-1. // Proceedings of the

- International Conference on Advanced Diagnostics for Magnetic and Inertial Fusion held. 2001, Italy, Varenna, Ed. by Stott P.E. et al. Kluwer Academic/Plenum Publishers, New York. 2002. P. 419-422.
95. Глазырин И.В., Грабовский Е.В., Зукакишвили Г.Г., Карпеев А.В., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Самохин А.А. Измерение магнитных полей в плазме сжимающихся лайнеров при потоках мощности ~ 1 ТВт/см². // Вопросы атомной науки и техники (ВАНТ). Сер. Термоядерный синтез. 2009. Вып. 2. С. 67-82.
96. Митрофанов К.Н., Крауз В.И., Грабовский Е.В., Мялтон В.В., Падух М., Грицук А.Н. Об особенностях применения магнитозондового метода диагностики высокотемпературной плазмы. // Приборы и техника эксперимента (ПТЭ). 2018. Т. 61. № 2. С. 78-99.
97. Грабовский Е.В., Левашов П.Р., Олейник Г.М., Олсон С.Л., Сасоров П.В., Смирнов В.П., Ткаченко С.И., Хищенко К.В. Формирование и динамика плазменных слоев на поверхности фольги при протекании мощного импульса тока. // Физика плазмы. 2006. Т. 32. № 9. С. 782–793.
98. Ананьев С.С., Бакшаев Ю.Л., Бартов А.В., Блинов П.И., Данько С.А., Жужунашвили А.И., Казаков Е.Д., Калинин Ю.Г., Кингсеп А.С., Королев В.Д., Мижирицкий В.И., Смирнов В.П., Черненко А.С., Ткаченко С.И. Транспортирующие свойства сильноточной магнитоизолированной передающей линии и динамика приэлектродной плазмы. // Физика плазмы. 2008. Т. 34. № 7. С. 627-640.
99. Браницкий А.В., Грабовский Е.В., Джангобегов В.В., Лаухин Я.Н., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Сасоров П.В., Ткаченко С.И., Фролов И.Н. Исследование процессов, происходящих при протекании субмикросекундного импульса тока с линейной плотностью до 3 МА/см по толстостенному электроду из нержавеющей стали. // Физика плазмы. 2016. Т. 42. № 4. С. 342-351.
100. Грабовский Е.В., Сасоров П.В., Шевелько А.П., Александров В.В., Андреев С.Н., Баско М.М., Браницкий А.В., Грицук А.Н., Волков Г.С., Лаухин Я.Н., Митрофанов К.Н., Новиков В.Г., Олейник Г.М., Самохин А.А., Смирнов В.П., Толстихина И.Ю., Фролов И.Н., Якушев О.Ф. Радиационный нагрев тонких Al-фольг интенсивным EUV-излучением. // Письма в ЖЭТФ. 2016. Т. 103. Вып. 5. С. 394-401.
101. Grabovski E.V., Sasorov P.V., Shevelko A.P., Aleksandrov V.V., Andreev S.N., Basko M.M., Branitski A.V., Gritsuk A.N., Volkov G.S., Laukhin Ya.N., Mitrofanov K.N., Oleinik G.M., Samokhin A.A., Smirnov V.P., Tolstikhina I.Yu., Frolov I.N., Yakushev O.F. Investigation of Al plasmas from thin foils irradiated by high-intensity extreme ultraviolet. // Matter and Radiation at Extremes (MRE). 2017. V. 2. N. 3. P. 129-138.

102. Русских А.Г., Жигалин А.С., Орешкин В.И., Митрофанов К.Н. Влияние плотной низкотемпературной плазмы на измерения индуктивными петлями. // Известия высших учебных заведений. Физика. 2015. Т. 58. № 9. С. 232-236.
103. Митрофанов К.Н. Исследование распределения магнитных полей в сжимающихся проволочных сборках с затянутым плазмообразованием: диссертация кандидата физико-математических наук: 01.04.08 / Митрофанов Константин Николаевич. – М., 2005. – 199 с.
104. Грабовский Е.В., Зукакишвили Г.Г., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Самохин А.А., Смирнов В.П. Быстродействующие зонды для измерения магнитных полей в сжимающихся многопроволочных лайнерах. // Препринт ТРИНИТИ № 0091-А, Минатоминформ, 2002, - 39с.
105. Митрофанов К.Н., Грабовский Е.В., Олейник Г.М., Александров В.В., Грицук А.Н., Фролов И.Н., Лаухин Я.Н., Сасоров П.В., Самохин А.А. Исследование радиального распределения магнитного поля в плазме многопроволочныхборок на установке Ангара-5-1. // Физика плазмы. 2012. Т. 38. № 10. С. 866-889.
106. Грабовский Е.В., Митрофанов К.Н., Кошелев А.Ю., Олейник Г.М. Влияние несинхронности срабатывания модулей установки Ангара-5-1 на проникновение магнитного поля внутрь проволочной сборки. // Препринт ТРИНИТИ № 143-А. Троицк, 2010. -27с.
107. Митрофанов К.Н., Александров В.В., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Олейник Г.М., Фролов И.Н., Лаухин Я.Н., Самохин А.А. Влияние несинхронности срабатывания модулей установки Ангара-5-1 на проникновение магнитного поля внутрь проволочной сборки. // Физика плазмы. 2014. Т. 40. № 5. С. 395-408.
108. Грабовский Е.В., Митрофанов К.Н., Кошелев А.Ю., Самохин А.А., Александров В.В., Грицук А.Н., Лаухин Я.Н., Олейник Г.М., Фролов И.Н. Определение скорости плазмы внутри сжимающегося лайнера по измерению магнитного поля градиентным зондом. // Физика плазмы. 2011. Т. 37. № 7. С. 631-647.
109. Митрофанов К.Н., Крауз В.И., Грабовский Е.В., Мялтон В.В., Виноградов В.П., Падух М., Шольц М. Исследование взаимосвязи электротехнических параметров цепи плазмофокусного разряда с динамикой сжатия плазмы на установках ПФ-3 и PF-1000. // Физика плазмы. 2015. Т. 41. № 5. С. 413-433.
110. Митрофанов К.Н., Александров В.В., Грабовский Е.В., Птичкина Е.А., Грицук Е.А., Олейник Г.М., Фролов И.Н., Лаухин Я.Н. Исследование фазы окончания плазмообразования и формирования прорывов магнитного потока при имплозии проволочной сборки. // Физика плазмы. 2014. Т. 40. № 9. С. 779-806.

111. Вихрев В.В., Брагинский С.И. // Вопросы теории плазмы. Вып. 10. М.: Атомиздат, 1980. С. 277.
112. Крауз В.И., Митрофанов К.Н., Мялтон В.В., Виноградов В.П., Виноградова Ю.В., Грабовский Е.В., Зукакишвили Г.Г., Койдан В.С., Мокеев А.Н. Магнитозондовые исследования токовой оболочки на установке ПФ-3. // Физика плазмы. 2010. Т. 36. № 11. С. 997-1012.
113. Крауз В.И., Митрофанов К.Н., Мялтон В.В., Виноградов В.П., Виноградова Ю.В., Грабовский Е.В., Койдан В.С. Динамика структуры токонесящей плазменной оболочки плазмофокусного разряда. // Физика плазмы. 2011. Т. 37. № 9. С. 797-810.
114. Krauz V., Mitrofanov K., Scholz M., Paduch M., Karpinski L., Zielinska E. and Kubes P. Experimental study of the structure of the plasma current sheath on the PF-1000 facility. // Plas. Phys. Contr. Fus. 2012. V. 54. N. 2. P. 025010-1-025010-14.
115. Krauz V., Mitrofanov K., Scholz M., Myalton V., Paduch M., Grabovski E., Karpinski L., Koidan V., Vinogradov V., Vinogradova Yu., Zielinska E. Magnetic field measurements on PF-1000 and PF-3 facilities: current sheath structure and neutron scailing. // Nukleonika. 2012. V. 57. N. 2. P. 201-204.
116. Крауз В.И., Митрофанов К.Н., Войтенко Д.А., Матвеев Ю.В., Астапенко Г.И. Исследование азимутальных магнитных полей и скейлинговых закономерностей на установке КПФ-4-Феникс. // Физика плазмы. 2013. Т. 39. № 11. С.993-1005.
117. Митрофанов К.Н., Крауз В.И., Кубеш П., Шольц М., Падух М., Зелинска Е. Исследование особенностей тонкой структуры ТПО и магнитных полей в приосевой области установки PF-1000 // Физика плазмы. 2014. Т. 40. № 8. С.721-737.
118. Kubes P., Krauz V., Mitrofanov K., Paduch M., Scholz M., Piszarczyk T., Chodukowski T., Kalinowska Z., Karpinski L., Klir D., Kortanek J., Zielinska E., Kravarik J., Rezac K. Correlation of magnetic probe and neutron signals with interferometry figures on the plasma focus discharge. // Plasma Phys. Contr. Fus. 2012. V. 54. N. 10. P. 105023-1-105023-10.
119. Kubes P., Klir D., Kravarik J., Rezac K., Kortanek J., Krauz V., Mitrofanov K., Paduch M., Scholz M., Pisarczyk T., Chodukowski T., Kalinowska Z., Karpinski L., Zielinska E. Scenario of pinch evolution in plasma focus discharge. // Plasma Phys. Contr. Fus. 2013. V. 55. N. 3. P. 035011-1-035011-8.
120. Виноградов В.П., Нашилевский А.В., Крауз В.И., Ремнев Г.Е., Виноградова Ю.В., Канаев Г.Г., Митрофанов К.Н., Мялтон В.В. Разработка и исследование портативного нейтронного источника на основе плазменного фокуса. // Физика плазмы. 2014. Т. 40. № 2. С. 172-186.

121. Митрофанов К.Н., Крауз В.И., Мялтон В.В., Виноградов В.П., Виноградова Ю.В., Грабовский Е.В., Данько С.А., Зеленин А.А., Медовщиков С.Ф., Мокеев А.Н. Исследование имплозии многопроволочных сборок на установке ПФ-3. // Физика плазмы. 2014. Т. 40. № 2. С. 134-159.
122. Krauz V., Myalton V., Vinogradov V., Velikhov E., Ananyev E., Vinogradova Yu., Dan'ko S., Kalinin Yu., Kanaev G., Mitrofanov K., Mokeev A., Nashilevsky A., Nikulin V., Pastukhov A., Remnev G., Kharrasov A. Progress in plasma focus research at the Kurchatov Institute. // Physica Scripta. 2014. N. T161. P. 014036-1-014036-6.
123. Данько С.А., Митрофанов К.Н., Крауз В.И., Мялтон В.В., Жужунашвили А.И., Виноградов В.П., Харрасов А.М., Ананьев С.С., Виноградова Ю.В., Калинин Ю.Г. Исследование мягкого рентгеновского излучения при имплозии многопроволочныхборок в условиях плазмофокусного разряда на установке ПФ-3. // Физика плазмы. 2015. Т. 41. № 11. С. 955-968.
124. Митрофанов К.Н., Крауз В.И., Мялтон В.В., Велихов Е.П., Виноградов В.П., Виноградова Ю.В. Исследование магнитного поля в плазменной струе на установке ПФ-3. // ЖЭТФ. 2014. Т. 146. Вып. 5(11). С. 1035-1050.
125. Крауз В.И., Войтенко Д.А., Митрофанов К.Н., Мялтон В.В., Аршба Р.М., Астапенко Г.И., Марколия А.И., Тимошенко А.П. Исследование параметров плазменных потоков и их распространения в фоновой плазме в установках типа «плазменный фокус» с различной конфигурацией разрядной системы. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. 2015. Т. 38. № 2. С. 19-31.
126. Бескин В.С., Истомин Я.Н., Киселев А.М., Крауз В.И., Митрофанов К.Н., Мялтон В.В., Нохрина Е.Е., Собьянин Д.Н., Харрасов А.М. Моделирование нерелятивистских струйных выбросов в лабораторных исследованиях. // Известия Вузов: Радиофизика. 2016. Т. LIX. № 11. С. 1004-1016.
127. Митрофанов К.Н., Крауз В.И., Мялтон В.В., Виноградов В.П., Харрасов А.М., Виноградова Ю.В. Особенности распределения азимутального магнитного поля в плазменном потоке при лабораторном моделировании астрофизических джетов на установке типа «плазменный фокус». // Астрономический журнал. 2017. Т. 94. № 2. С. 152-166.
128. Митрофанов К.Н., Ананьев С.С., Войтенко Д.А., Крауз В.И., Астапенко Г.И., Марколия А.И., Мялтон В.В. Локализация магнитного поля в плазменном потоке при лабораторном моделировании астрофизических джетов на установке КПФ-4-Феникс. // Астрономический журнал. 2017. Т. 94. № 9. С. 762-769.

129. Войтенко Д.А., Ананьев С.С., Астапенко Г.И., Басилая А.Д., Марколия А.И., Митрофанов К.Н., Мялтон В.В., Тимошенко А.П., Харрасов А.М., Крауз В.И. Исследование плазменных потоков, генерируемых в плазмодифокусном разряде, при различных режимах напуска рабочего газа. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. № 12. С. 967-982.
130. Krauz V.I., Myalton V.V., Vinogradov V.P., Velikhov E.P., Anan'ev S.S., Dan'ko S.A., Kalinin Yu.G., Kharrasov A.M., Vinogradova Yu.V., Mitrofanov K.N., Paduch M., Miklaszewski R., Zielinska E., Skladnik-Sadowska E., Sadowski M.J., Kwiatkowski R., Tomaszewski K., Wojtenko D.A. Laboratory simulations of astrophysical jets: results from experiments at the PF-3, PF-1000U, and KPF-4 facilities. // IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series. 2017. V. 907. P. 012026-1-012026-5.
131. Filippov N.V., Filippova T.I., Khutoretskaia I.V., Mialton V.V., Vinogradov V.P. Megajoule scale plasma focus as efficient X-ray source. // Physics Letters A. 1996. V. 211. I. 3. P. 168-171.
132. Петров Д.П., Филиппов Н.В., Филиппова Т.И., Храбров В.А. Мощный импульсный газовый разряд в камерах с проводящими стенками. // Физика плазмы и проблемы управляемых термоядерных реакций. Под ред. М.А. Леонтовича. Изд-во АН СССР. 1958. Т. 4. С. 170.
133. Filippov N.V., Filippova T.I. and Vinogradov V.P. Dense and High Temperature Plasma in Non-Cilindrical Z-Pinch. // Nucl. Fusion: Supplement. 1962. V. 2. P. 577-587.
134. Lebedev V.B., Feldman G.G. Super small single streak and single frame image converter camera // SPIE. 1999. V. 3516. P. 85-91.
135. Сайт компании БИФО (Bifocompany). – Режим доступа: <http://www.bifocompany.com>
136. Lebedev V.B., Demchenko A.A., Krutikov V.N., Feldman G.G. Miniaturization of high-speed streak cameras for fast running processes recording. // Proc. of The 31st International Congress on High-speed Imaging and Photonics, November 7-10, 2016, Osaka, Japan. P. 1-6.
137. Ананьев С.С., Данько С.А., Калинин Ю.Г. Регистрация рентгеновских спектров ионов алюминия с временным разрешением при сжатии проволочныхборок мегаамперными токами // Вопросы атомной науки и техники (ВАНТ). Сер. Термоядерный синтез. 2009. Вып. 2. С. 43-51.
138. Дубовик А.С., Кевлишвили П.В., Шнирман Г.Л. Высокоскоростная фоторегистрирующая установка СФР. // Л.: ВИНТИ АН СССР, 1957.
139. Veigele W.M.J. Photon cross section from 0.1 keV to 1 MeV for elements Z=1 to Z=94. // Atomic Data Tables. 1973. V. 54. N. 1. P. 51-111.
140. Filter Transmission Database. – Режим доступа: http://henke.lbl.gov/optical_constants/filter2.html

141. Hinteregger H.E., Watanabe K. Photoelectric Cells for the Vacuum Ultraviolet. // *J. Opt. Soc. Amer.* 1953. V. 43. N. 7. P. 604-608.
142. Mather J.W. Formation of a High-Density Deuterium Plasma Focus. // *Phys. Fluids.* 1965. V. 8. N. 2. P. 366-377.
143. Zielinska E., Paduch M. and Scholz M. Sixteen-Frame Interferometer for a Study of a Pinch Dynamics in PF-1000 Device. // *Contrib. Plasma Phys.* 2011. V. 51. N. 2-3. P. 279-283.
144. Bruzzone H., Grondona D. Magnetic probe measurements of the initial phase in a plasma focus device. // *Plasma Phys. Control. Fusion.* 1997. V. 39. N. 9. P. 1315-1326.
145. Bruzzone H., Moreno C. and Kelly H. Measurements of current sheets in plasmas with a finite-sized magnetic probe. // *Meas. Sci. Technol.* 1991. V. 2. N. 12. P. 1195-1200.
146. Куртмулаев Р.Х., Пильский В.И., Семенов В.Н. Исследование электронного нагрева за фронтом ударной волны в плазме зондовым методом. // *ЖТФ.* 1970. Т. 40. Вып. 5. С. 1044-1047.
147. Zakaullah M., Ahmad Imtiaz, Murtaza G., Beg M.M. Influence of magnetic probe presence on current sheath dynamics in plasma focus operation. // *Fusion Engineering and Design.* 1997. V. 36. N. 4. P. 437-446.
148. Krauz V.I., Mitrofanov K.N., Myalton V.V., Khautiev E.Yu., Mokeev A.N., Vinogradov V.P., Vinogradova Yu.V., Grabovsky E.V., Zukakishvili G.G. Studies of dynamics and structure of current sheath on plasma focus facility PF-3. // *Proc. of 34th European Physical Society Conference on Plasma Physics, Warsaw, Poland, 2-6 July, 2007.* ECA. Series editors: Prof. R.M. Pick, Paris. V. 31F. P-1.018. – Режим доступа: http://epsppd.epfl.ch/Warsaw/pdf/P1_018.pdf
149. Krauz V.I., Mitrofanov K.N., Myalton V.V., Grabovski E.V., Koidan V.S., Vinogradov V.P., Vinogradova Yu.V., Zukakishvili G.G. Dynamics of the current distribution in a discharge of the PF-3 plasma focus facility. // *IEEE Trans. on Plasma Sci.* 2010. V. 38. N. 2. P. 92-99.
150. Gribov A.N., Aleksandrov V.V., Grabovskiy E.V., Gritsuk A.N., Medovshikov S.F., Mitrofanov K.N., Oleinik G.M. X-ray Emission of Multiwire Z-Pinches in Energy Range Over 20 keV. // *IEEE Trans. on Plasma Sci.* 2009. V. 37. N. 10. Part. 1. P. 1981-1986.
151. Alexandrov V.V., Fortov V.E., Frolov I.N., Grabovskii E.V., Krasuk I.K., Lomonosov I.V., Mitofanov K.N., Pashinin P.P., Semenov A.Yu., Smirnov V.P., Oleinik G.M., Porofeev I.Yu., Vovchenko V.I., Zukakishvili G.G. Shock wave production in plane lead targets under action of soft x-ray flux generated by z-pinch plasma implosion and influence of attendant magnetic field and e-beams. // *Proc. 13th International Conference on High-Power Particle Beams (BEAMS2000).* Edited by Kiyoshi Yatsui and Weihua Jiang. Nagaoka University of Technology. Nagaoka. Japan. 25-30 June. 2000. V. 1. P. 142-146.

152. Александров В.В., Грабовский Е.В., Грибов А.Н., Грицук А.Н., Медовщиков С.Ф., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М. Пространственно-временная структура и динамика рентгеновской эмиссии Z-пинча на основе проволочных сборок в области энергии квантов свыше 20 кэВ. // Физика плазмы. 2009. Т. 35. № 2. С. 161-173.
153. Физические величины: Справочник. Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. С. 1170.
154. Боброва Н.А., Разинкова Т.Л., Сасоров П.В. Гетерогенные равновесные состояния излучающих Z-пинчей. // Физика плазмы. 1988. Т. 14. № 9. С. 1053-1067.
155. Зукакишвили Г.Г., Митрофанов К.Н., Александров В.В., Грабовский Е.В., Олейник Г.М., Порофеев И.Ю., Сасоров П.В., Фролов И.Н. Измерение распределения азимутальных магнитных полей в сжимающихся многопроволочных сборках на установке «Ангара-5-1». // Физика плазмы. 2005. Т. 31. № 11. С. 978-988.
156. Greenly J., Knapp P., Blesener I., Chalenski D., Knapp P., McBride R. The Role of Flux Advection in the Development of the Ablation Streams and Precursors of Wire Array Z-pinch. // Dense Z-pinch: Proceedings of the 7th International Conference on Dense Z-Pinch (12–21 August 2008). AIP Conf. Proc. Alexandria, Virginia, USA. Editors: Hammer D.A., Kusse B.R. V. 1088. P. 53-56.
157. Bland S.N., Ampleford D.J., Bott S.C., Guite A., Hall G.N., Hardy S.M., Lebedev S.V., Shardlov P., Harvey-Thompson A., Suzuki F., Kwek K.H. Use of Faraday probing to estimate current distribution in wire array Z pinches. // Review of Scientific Instruments. 2006. V. 77. P. 10E315-1-10E315-3.
158. Грабовский Е.В., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Порофеев И.Ю. Рентгеновское просвечивание периферийной области сжимаемой током многопроволочной сборки на установке Ангара-5-1. // Физика плазмы. 2004. Т. 30. № 2. С. 139-146.
159. Lebedev S.V., Beg F.N., Chittenden J.P., Dangor A.E., Haines M.G., Pikuz S.A., Shelkovenko T.A. Effect of Core-Corona Plasma Structure on Seeding of Instabilities in Wire Array Z Pinches. // Phys.Rev.Lett. 2000. V. 85. N. 1. P. 98-101.
160. Волков Г.С., Грабовский Е.В., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М. Рентгеновское зондирование приосевой области плазмы многопроволочного лайнера на установке Ангара-5-1. // Физика плазмы. 2004. Т. 30. № 2. С. 115-128.
161. Александров В.В., Алексеев А.Г., Амосов В.Н., Баско М.М., Волков Г.С., Грабовский Е.В., Красильников А.В., Олейник Г.М., Растягаев И.Н., Сасоров П.В., Самохин А.А., Смирнов В.П., Фролов И.Н. Экспериментальное исследование и численное моделирование процесса образования плазмы на начальной фазе токовой имплозии цилиндрической проволочной сборки. // Физика плазмы. 2003. Т. 29. № 12. С. 1114-1121.

162. Sarkisov G.S., Rosenthal S.E., Struve K.W., Cowan T.E., Presura R., Astanovitskiy A.L., Haboub A., Morozov A. Initiation of aluminum wire array on the 1-MA ZEBRA accelerator and its effect on ablation dynamics and x-ray yield. // *Phys. Plasmas*. 2007. V. 14. P. 112701-1-112701-11.
163. Lebedev S.V., Mitchell I.H., Aliaga-Rossel R., Bland S.N., Chittenden J.P., Dangor A.E., Haines M.G. Azimuthal Structure and Global Instability in the Implosion Phase of Wire Array Z-Pinch Experiments. // *Phys.Rev.Lett*. 1998. V. 81. N. 19. P. 4152-4155.
164. Леонтович М.А., Осовец С.М. О механизме сжатия тока при быстром и мощном газовом разряде. // *Атомная энергия*. 1956. Вып. 3. С. 81-83.
165. Грабовский Е.В., Александров В.В., Волков Г.С., Гасилов В.А., Грибов А.Н., Грицук А.Н., Дьяченко С.В., Зайцев В.И., Медовщиков С.Ф., Митрофанов К.Н., Лаухин Я.Н., Олейник Г.М., Ольховская О.Г., Самохин А.А., Сасоров П.В., Фролов И.Н. Использование конусных проволочных сборок для моделирования трехмерных эффектов МГД-сжатия. // *Физика плазмы*. 2008. Т. 34. № 10. С. 885-900.
166. Lebedev S.V., Beg F.N., Bland S.N., Chittenden J.P., Dangor A.E., Haines M.G. Snowplow-like behavior in the implosion phase of wire array Z pinches. // *Phys. Plasmas*. 2002. V. 9. N. 5. P. 2293-2301.
167. Garasi C.J., Bliss D.E., Mehlhorn T.A., Oliver B.V., Robinson A.C., Sarkisov G.S. Multi-dimensional high energy density physics modeling and simulation of wire array Z-pinch physics. // *Phys. Plasmas*. 2004. V. 11. N. 5. P. 2729-2737.
168. Alexandrov V.V., Frolov I.N., Fedulov M.V., Grabovskii E.V., Mitrofanov K.N., Nedoseev S.L., Oleinik G.M., Porofeev I.Yu., Samokhin A.A., Sasorov P.V., Smirnov V.P., Volkov G.S., Zurin M.V., Zukakischvili G.G., Struve K. Prolonged Plasma Production and Dynamics of Implosion of Multiwire Arrays. // *AIP Proceedings of 5th Int. Conf. on Z-pinches*. Albuquerque. New Mexico. 23-28 June 2002. Editors J. Davids, Ch. Deeney and N.R. Pereira, Melville. New York. 2002. ACP. V. 651. P. 87-90.
169. Alexandrov V.V., Volkov G.S., Grabovsky E.V., Zaitsev V.I., Zurin M.V., Medovschikov S.F., Mitrofanov K.N., Nedoseev S.L., Oleinik G.M., Porofeev I.Yu., Samokhin A.A., Smirnov V.P., Frolov I.N., Fedulov M.V., Lee Zhenhong, Hua Xinsheng, Peng Xianjue, Xu Rongkun, Xu Zeping, Yang Jianlun, Guo Cun, Ding Ning, Gu Yuanchao, Liu Qiang, Li Linbo, Ning Jiamin, Xia Guangxin Study of a Fine Spatial-Temporal Structure of X-ray Emission of Z Pinch at the «Angara-5-1» Installation. // *Proc. of the 15th Int. Conf. on High-Power Particle Beams. BEAMS'04*. (Saint-Petersburg. Russia. July 18-23. 2004). Edited by Engelko V., Glukhikh V., Mesyats G., Smirnov V., Saint-Petersburg. D.E. Efremov Institute. 2005. P. 686-690.

170. Сасоров П.В. // Тезисы XXXV Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС. 11 – 15 февраля 2008 г. М.: ЗАО НТЦ «ПЛАЗМАИОФАН». 2008. Составители: Коврижных Л.М., Иванов В.А., Гришина И.А. С. 106. (<http://www.fpl.gpi.ru/Zvenigorod/XXXV/I.html#Sekcija I>).
171. Грабовский Е.В., Грибов А.Н., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Порофеев И.Ю., Фролов И.Н. Влияние скорости нарастания тока на эффект полярности в сборке на установке Ангара-5-1. // Физика плазмы. 2007. Т. 33. № 11. С. 1006-1013.
172. Медовщиков С.Ф., Недосеев С.Л. // Способ изготовления лайнера для инерциального термоядерного синтеза. – патент № 2075115 (приоритет от 01.02.1993 г.).
173. Зукакишвили Г.Г., Митрофанов К.Н., Грабовский Е.В., Олейник Г.М. Измерение аксиальных магнитных полей во время имплозии многопроволочныхборок на установке «Ангара-5-1». // Физика плазмы. 2005. Т. 31. № 8. С. 707-720.
174. Александров В.В., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Лаухин Я.Н., Медовщиков С.Ф., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Сасоров П.В., Федулов М.В., Фролов И.Н. Исследование имплозии волоконных лайнеров на установке Ангара-5-1. // Физика плазмы. 2010. Т. 36. № 6. С. 520-547.
175. Александров В.В., Митрофанов К.Н., Грицук А.Н., Фролов И.Н., Грабовский Е.В., Лаухин Я.Н. Влияние интенсивности плазмообразования на динамику имплозии цилиндрических проволочныхборок с профилированной линейной массой. // Физика плазмы. 2013. Т. 39. № 10. С. 905-918.
176. Александров В.В., Волков Г.С., Грабовский Е.В., Грибов А.Н., Грицук А.Н., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Фролов И.Н., Барсук В.А., Медовщиков С.Ф., Сасоров П.В. Исследование характеристик имплозии квазисферических проволочных лайнеров на установке Ангара-5-1 при токе до 4 МА. // Физика плазмы. 2012. Т. 38. № 4. С. 345-369.
177. Митрофанов К.Н., Александров В.В., Грицук А.Н., Грабовский Е.В., Фролов И.Н., Лаухин Я.Н., Брешков С.С. Особенности сжатия металлизированных волоконныхборок. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. № 2. С. 134-157.
178. Krauz V.I., Myalton V.V., Vinogradov V.P., Vinogradova Yu.V. X-ray radiation of plasma focus discharge on PF-3 facility. // Proc. of 34th European Physical Society Conference on Plasma Physics, Warsaw, Poland, 2-6 July, 2007. ECA. Series editors: Prof. R.M. Pick, Paris. V. 31F. P-1.021. – Режим доступа: http://epsppd.epfl.ch/Warsaw/pdf/P1_021.pdf
179. Lebedev S.V., Aliaga-Rossel R., Bland S.N., Chittenden J.P., Dangor A.E., Haines M.G., Zakauallah M. Two Different Modes of Nested Wire Array Z-Pinch Implosions. // Phys.Rev.Lett. 2000. V. 84. N. 8. P. 1708-1711.

180. Deeney C., Douglas M.R., Spielman R.B., Nash T.J., Peterson D.L., L'Eplattenier P., Chandler G.A., Seamen J.F., Struve K.W. Enhancement of X-Ray Power from a Z Pinch Using Nested-Wire Arrays. // *Phys.Rev.Lett.* 1998. V. 81. N. 22. P. 4883-4886.
181. Krauz V.I., Myalton V.V., Vinogradov V.P. Studies of x-ray radiation on the plasma focus facility PF-3. // *Problems of Atomic Science and Technology (PAST). Series: Plasma Physics.* 2003. N. 1. P. 98-101.
182. Karakin M.A., Khautiev E.Yu., Krauz V.I., Mokeev A.N., Myalton V.V., Smirnov V.P., Tykshaev V.P., Vikhrev V.V., Vinogradov V.P., Nikulin V.Ya., Oginov A.V., Mourenas D., Simonet F., Vierende J. Progress in Filippov-type plasma-focus studies at Kurchatov institute. // *Int. Conf. PLASMA-2003 "Research and applications of plasma"*. 2003. Warsaw, Poland, September 9-12. P. I3-3.
183. Kantsyrev V.L., Fedin D.A., Esaulov A.A., Safronova A.S., Nalajala V., Williamson K., Osborne G., Yilmaz M.F., Ouart N.D., Greenly J.B., Douglass J.D., McBride R.D., Maxson L.M., Hammer D.A., Velikovich A.L. Al and W Wire Array Implosions and Energy Deposition on the 1-MA COBRA Generator. // *IEEE Transactions on Plasma Science.* 2006. V. 34. N. 5. P. 2288-2294.
184. Ivanov V.V., Sotnikov V.I., Kindel J.M., Hakel P., Mancini R.C., Astanovitskiy A.L., Haboub A., Altemara S.D., Shevelko A.P., Kazakov E.D., Sasorov P.V. Implosion dynamics and x-ray generation in small-diameter wire-array Z pinches. // *Phys. Rev. E.* 2009. V. 79. P. 056404-1-056404-13.
185. Lebedev S.V., Ampleford D.J., Bland S.N., Bott S.C., Chittenden J.P., Goyer J., Jennings C., Haines M.G., Hall G.N., Hammer D.A., Palmer J.B.A., Pikuz S.A., Shelkovenko T.A., Christoudias T. Physics of wire array Z-pinch implosions: experiments at Imperial College. // *Plasma Phys. Control. Fusion.* 2005. V. 47. P. A91-A108.
186. Bland S.N., Lebedev S.V., Chittenden J.P., Hall G.N., Suzuki-Vidal F., Ampleford D.J., Bott S.C., Palmer J.B.A., Pikuz S.A., Shelkovenko T.A. Implosion and stagnation of wire array Z pinches. // *Phys. Plasmas.* 2007. V. 14. P. 056315-1-056315-13.
187. Chernenko A.S., Smirnov V.P., Kingsep A.S., Kalinin Yu.G., Zhenghong Li, Xinsheng H., Bakshaev Yu.L., Bartov A.V., Blinov P.I., Chikin R.V., Dan'ko S.A., Dubas L.G., Korel'sky A.V., Korolev V.D., Kravchenko E.V., Mizhiritsky V.I., Shashkov A.Yu., Shchagin V.A., Ustroev G.I., Shuping F., Cun G., Shilun J., Cheng N., Xianjue P., Fengjun S., Rongkun X., Zeping X., Chengli Y., Jianlun Y., Libing Y., Grabovsky E.V., Nedoseev S.L. Implosion dynamics of multi-material wire-arrays on the S-300 pulsed power generator. // *Proc. of 14th IEEE Int. Pulsed Power Conf.* 2003. June 15-18. Dallas. Texas. USA. Eds.: Giesselman M. and Neuber A. V. 2. P. 863-866.

188. Bland S.N., Lebedev S.V., Chittenden J.P., Jennings C., Haines M.G. Nested wire array Z-pinch experiments operating in the current transfer mode. // *Phys. Plasmas*. 2003. V. 10. N. 4. P. 1100-1112.
189. Грабовский Е.В., Зукакишвили Г.Г., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Фролов И.Н., Сасоров П.В. Исследование магнитных полей и излучения в Z-пинчах из двойных многопроволочных сборок. // *Физика плазмы*. 2006. Т. 32. № 1. С. 33-48.
190. Felber F.S. and Rostoker N. Kink and displacement instabilities in imploding wire arrays. // *Phys. Fluids*. 1981. V. 24. N. 6. P. 1049-1055.
191. Lovberg R.H., Raily R.A. and Shlachter J.S. Instability Heating of the HDZP. // *AIP Conference Proceedings*. 1994. V. 299. P. 59-68.
192. Rudakov L.I., Velikovich A.L., Davis J., Thornhill J.W., Giuliani J.L., Jr., Deeney C. Buoyant Magnetic Flux Tubes Enhance Radiation in Z Pinches. // *Phys. Rev. Lett*. 2000. V. 84. N. 15. P. 3326-3329.
193. Velikovich A.L., Davis J., Thornhill J.W., Giuliani J.L., Jr., Rudakov L.I., Deeney C. Model of enhanced energy deposition in a Z-pinch plasma. // *Phys. Plasmas*. 2000. V. 7. N. 8. P. 3265-3277.
194. Ampleford D.J., Lebedev S.V., Bland S.N., Bott S.C., Chittenden J.P., Jennings C.A., Kantsyrev V.L., Safronova A.S., Ivanov V.V., Fedin D.A., Laca P.J., Yilmaz M.F., Nalajala V., Shrestha I., Williamson K., Osborne G., Haboub A., Ciardi A. Dynamics of conical wire array Z-pinch implosions. // *Physics of plasmas*. 2007. V. 14., N. 10. P. 102704-1-102704-13.
195. Alikhanov S.G., Bakhtin V.P., Brusnikin V.M., Glushkov I.S., Kurtmellaev R.Kh., Lunin A.L., Muzychenko A.D., Novikov V.P., Pichugin V.V., Semenov V.N., Smolkin G.E., Utyugov E.G., Shipuk I. Ya. Study of models of liner thermonuclear systems. // *Proceedings of the 6th International Conference Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research*. Berchtesgaden. W. Germany. 6-13 October. 1976. Published: Vienna. International Atomic Energy Agency (IAEA). 1977. V. 3. P. 517-526.
196. Мохов В.Н., Чернышев В.К., Якубов В.Б., Протасов М.С., Данов В.М., Жаринов Е.И. О возможности решения проблемы управляемого термоядерного синтеза на основе магнитогазодинамической кумуляции энергии. // *ДАН СССР*. 1979. Т. 247. N. 1. С. 83-86.
197. Kirkpatrick R., Lindemuth I. and Ward M. Magnetized target fusion: an overview. // *Fusion Technol*. 1995. V. 27. P. 201-214.
198. Degnan J.H., Lehr F.M., Beason J.D., Baca G.P., Bell D.E., Chesley A.L., Coffey S.K., Dietz D., Dunlap D.B., Englert S.E., Englert T.J., Gale D.G., Graham J.D., Havranek J.J., Holmberg C.D., Hussey T.W., Lewis R.A., Outten C.A., Peterkin R.E., Jr., Price D.W., Roderick N.F.,

- Ruden E.L., Shumlak U., Smith G.A., Turchi P.J. Electromagnetic Implosion of Spherical Liner. // *Phys.Rev.Lett.* 1995. V. 74. N. 1. P. 98-101.
199. Nash T.J., McDaniel D.H., Leeper R.J., Deeney C.D., Sanford T.W.L., Struve K., DeGroot J.S. Design, simulation, and application of quasi-spherical 100 ns z-pinch implosions driven by tens of mega-amperes. // *Phys. Plasmas.* 2005. V. 12. P. 052705-1-052705-9.
200. Lebedev S.V., Ampleford D.J., Bland S.N., Bott S.C., Chittenden J.P., Jennings C., Haines M.G., Palmer J.B.A., Rapley J. Implosion dynamics of wire array Z-pinches: experiments at Imperial College. // *Nucl. Fusion.* 2004. V. 44. N. 12. P. S215–S220.
201. Lebedev S.V., Ampleford D.J., Bland S.N., Chittenden J.P., Hains M.G. Ablation Rate of Wire Cores in Wire Array Z-pinch Experiments. // CP651, Dense Z-Pinches: 5th International Conference on Dense Z-Pinches, edited by J. Davis et al, 2002. P. 71-74. – Режим доступа: <https://ieeexplore.ieee.org/document/6219514>
202. Xue Feibiao, Yang Jianlun, Xu Rongkun Use of magnetic probe to study current distribution in wire array z-pinches on QiangGuang-1. // 3rd Symposium on Sino-Russian Joint Z-pinch experiment. 2009. (Частное сообщение).
203. Syed W., Blesener I., Hammer D.A. and Lipson M. Study of nanosecond pulsed magnetic fields using temporally resolved Faraday rotation through a magneto-optical waveguide. // *Optics Letters.* 2009. V. 34. N. 7. P. 156-172.
204. Yu E.P., Cuneo M.E., Desjarlais M.P., Lemke R.W., Sinars D.B., Hail T.A., Waisman E.M., Bennett G.R., Jennings C.A., Mehlhorn T.A., Brunner T.A., Hanshaw H.L., Porter J.L., Stygar W.A., Rudakov L.I. Three-dimensional effects in trailing mass in the wire-array Z pinch. // *Phys. Plasmas.* 2008. V. 15. N. 2. P. 056301-1-056301-9.
205. Martin M.R., Seyler C.E. and Greenly J.B. The role of magnetic field in the transition to streaming ablation in wire arrays. // *Phys. Plasmas.* 2010. V. 17. N. 5. P. 052706-1-052706-9.
206. Гасилов В.А., Болдарев А.С., Дьяченко С.В., Ольховская О.Г., Карташева Е.Л., Болдырев С.Н., Багдасаров Г.А., Гасилова И.В., Бояров М.С., Шмыров В.А. Пакет прикладных программ MARPLE3D для моделирования на высокопроизводительных ЭВМ импульсной магнитоускоренной плазмы. // *Математическое моделирование.* 2012. Т. 24. № 1. С. 55-87.
207. Gasilov V., D'yachenko S., Olkhovskaya O., Boldarev A., Kartasheva E., Boldyrev S. Object-Oriented Programming and Parallel Computing in Radiative Magnetohydrodynamics Simulations. // *Proceedings ECCOMAS, Venetia, 2008. Section: Parallel Computing: Architectures, Algorithms and Applications.* IOS Press: *Advances in Parallel Computing.* 2008. V. 15. P. 475-482.

208. Ryutov D.D., Derzon M.S. and Matzen M.K. The physics of fast Z pinches. // *Reviews of Modern Physics*. 2000. V. 72. N. 1. P. 167-223.
209. Haines M.G. A review of the dense Z-pinch. // *Plasma Phys. Control. Fusion*. 2011. V. 53. P. 093001-1-093001-168.
210. Chittenden J.P. and Jennings C.A. Development of Instabilities in Wire-Array Z Pinches. // *Phys. Rev. Lett.* 2008. V. 108. N. 5. P. 055005-1-055005-4.
211. Lebedev S.V., Aliaga-Rossel R., Bland S.N., Chittenden J.P., Dangor A.E., Haines M.G., Mitchell I.H. The dynamics of wire array Z-pinch implosions. // *Physics of Plasmas*. 1999. V. 6. N. 5. P. 2016-2022.
212. Harvey-Thompson A.J., Lebedev S.V., Bland S.N., Chittenden J.P., Hall G.N., Marocchino A., Suzuki-Vidal F., Bott S.C., Palmer J.B.A., Ning C. Quantitative analysis of plasma ablation using inverse wire array Z pinches. // *Physics of Plasmas*. 2009. V. 16. N. 2. P. 022701-1-022701-11.
213. Knapp P.F., Greenly J.B., Gourdain P.A., Hoyt C.L., Martin M.R., Pikuz S.A., Seyler C.E., Shelkovenko T.A., Hammer D.A. Growth and saturation of the axial instability in low wire number wire array Z pinches. // *Physics of Plasmas*. 2010. V. 17. N. 1. P. 012704-1-012704-11.
214. McBride R.D., Slutz S.A., Jennings C.A., Sinars D.B., Cuneo M.E., Herrmann M.C., Lemke R.W., Martin M.R., Vesey R.A., Peterson K.J., Sefkow A.B., Nakhleh C., Blue B.E., Killebrew K., Schroen D., Rogers T.J., Laspe A., Lopez M. R., Smith I.C., Atherton B.W., Savage M., Stygar W.A., Porter J.L. Penetrating Radiography of Imploding and Stagnating Beryllium Liners on the Z Accelerator. // *Phys. Rev. Lett.* 2012. V. 109. N. 13. P. 135004-1-135004-5.
215. Sinars D.B., Cuneo M.E., Yu E.P., Bliss D.E., Nash T.J., Porter J.L., Deeney C., Mazarakis M.G., Sarkisov G.S., Wenger D.F. Mass-Profile and Instability-Growth Measurements for 300-Wire Z-Pinch Implosions Driven by 14–18 MA. // *Phys. Rev. Lett.* 2004. V. 93. N. 14. P. 145002-1-145002-4.
216. Sinars D.B., Cuneo M.E., Jones B, Coverdale C.A., Nash T.J., Mazarakis M.G., Porter J.L., Deeney C., Wenger D.F., Adams R.G., Yu E.P., Bliss D.E., Sarkisov G.S. Measurements of the mass distribution and instability growth for wire-array Z-pinch implosions driven by 14–20 MA. // *Physics of Plasmas*. 2005. V. 12. N. 5. P. 056303-1-056303-8.
217. Спитцер Л. Физика полностью ионизованного газа. // Изд.-во: Мир. Москва. 1965. С. 188.
218. Sanford T.W.L., Mock R.C., Leeper R.J., Peterson D.L., Watt R.C., Chrien R.E., Idzorek G.C., Oliver B.V., Roderick N.F., Haines M.G. Unexpected axial asymmetry in radiated power from high-temperature dynamic-hohlraum x-ray sources. // *Phys. Plasmas*. 2003. V. 10. N. 5. P. 1187-1190.

219. Cuneo M.E., Sinars D.B., Waisman E.M., Bliss D.E., Stygar W.A., Vesey R.A., Lemke R.W., Smith I.C., Rambo P.K., Porter J.L., Chandler G.A., Nash T.J., Mazarakis M.G., Adams R.G., Yu E.P., Struve K.W., Mehlhorn T.A., Lebedev S.V., Chittenden J.P., Jennings C.A. Compact single and nested tungsten-wire-array dynamics at 14 – 19 MA and applications to inertial confinement fusion. // *Phys. Plasmas*. 2006. V. 13. N. 5. P. 056318-1-056318-18.
220. Митрофанов К.Н., Грабовский Е.В., Александров В.В., Фролов И.Н., Олейник Г.М., Лаухин Я.Н., Грицук А.Н., Сасоров П.В., Медовщиков С.Ф. Исследование имплозии пенно-проволочных сборок на установке Ангара-5-1. // *Физика плазмы*. 2012. Т. 38. № 12. С. 1022-1041.
221. Sinars D.B., Slutz S.A., Herrmann M.C., McBride R.D., Cuneo M.E., Peterson K.J., Vesey R.A., Nakhleh C., Blue B.E., Killebrew K., Schroen D., Tomlinson K., Edens A.D., Lopez M.R., Smith I.C., Shores J., Bigman V., Bennett G.R., Atherton B.W., Savage M., Stygar W.A., Leifeste G.T., Porter J.L. Measurements of Magneto-Rayleigh-Taylor Instability Growth during the Implosion of Initially Solid Al Tubes Driven by the 20-MA, 100-ns Z Facility. // *Phys.Rev.Lett.* 2010. V. 105. P. 185001-1-185001-4.
222. Sasorov P. Dynamics of plasma jets in multiwire arrays. // 6th Intern. Conf. on Dense Z-Pinches. Oxford. Ed.: J. Chittenden. AIP Conf. Proc. 2006. V. 808. P. 81-84.
223. Ampleford D.J., Jennings C.A., Hall G. N., Lebedev S.V., Bland S.N., Bott S.C., Suzuki-Vidal F., Palmer J.B.A., Chittenden J.P., Cuneo M.E., Frank A., Blackman E.G., Ciardi A. Bow shocks in ablated plasma streams for nested wire array z-pinches: A laboratory astrophysics testbed for radiatively cooled shocks. // *Phys. Plasmas*. 2010. V. 17. N. 5. P. 056315-1-056315-7.
224. Peterson K.J., Awe T.J., Yu E.P., Sinars D.B., Field E.S., Cuneo M.E., Herrmann M.C., Savage M., Schroen D., Tomlinson K., Nakhleh Ch. Electrothermal Instability Mitigation by Using Thick Dielectric Coatings on Magnetically Imploded Conductors. // *Phys.Rev.Lett.* 2014. V. 112. P. 135002-1-135002-5.
225. Pereira N.R., Rostoker N., Pearlman J.S. Z-pinch instability with distributed current. // *J. Appl. Phys.* 1984. V. 55. N. 3. P. 704-707.
226. Александров В.В., Волков Г.С., Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Лаухин Я.Н., Митрофанов К.Н., Олейник Г.М., Фролов И.Н., Шевелько А.П., Барсук В.А. Исследование формирования, устойчивости и рентгеновского излучения Z-пинча при имплозии волоконных сборок на установке Ангара-5-1. // *Физика плазмы*. 2016. Т. 42. № 11. С. 978-992.
227. Митрофанов К.Н., Александров В.В., Грицук А.Н., Браницкий А.В., Фролов И.Н., Грабовский Е.В., Сасоров П.В., Ольховская О.Г., Зайцев В.И. Исследование режимов

- течения плазмы при токовой имплозии двухкаскадных вложенных сборок. // Физика плазмы. 2018. Т. 44. № 2. С. 157-192.
228. Митрофанов К.Н., Александров В.В., Грабовский Е.В., Сасоров П.В., Браницкий А.В., Грицук А.Н., Фролов И.Н., Лаухин Я.Н. Исследование сжатия смешанных по составу вложенных сборок. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. № 12. С. 983-1009.
229. Sasorov P.V., Oliver B.V., Yu E.P., Mehlhorn T.A. One-dimensional ablation in multiwire arrays. // Phys. Plasmas. 2008. V. 15. P. 022702-1-022702-13.
230. Митрофанов К.Н., Зукакишвили Г.Г., Александров В.В., Грабовский Е.В., Фролов И.Н., Грибов А.Н. Исследование сжатия винтовых вложенных сборок на установке Ангара-5-1. // Физика плазмы. 2018. Т. 44. № 1. С. 61-88.
231. Митрофанов К.Н., Александров В.В., Грабовский Е.В., Браницкий А.В., Грицук А.Н., Фролов И.Н., Лаухин Я.Н. Об устойчивости сжатия плазмы внутреннего каскада вложенных сборок. // Физика плазмы. 2017. Т. 43. № 9. С. 751-764.
232. Velikovich A.L., Sokolov I.V., Esaulov A.A. Perfectly conducting incompressible fluid model of a wire array implosion. // Phys. Plasmas. 2002. V. 9. N. 4. P. 1366-1380.
233. Никифоров А.Ф., Новиков В.Г., Уваров В.Б. Квантово-статистические модели высокотемпературной плазмы. – М: Физматлит, 2000. – 400 с.
234. Ольховская О.Г. Моделирование сжатия Z-пинчей на основе двухкаскадных проволочных сборок. // Препринты ИПМ им. М.В.Келдыша. 2018. № 192. 23 с. – Режим доступа: <http://library.keldysh.ru/preprint.asp?id=2018-192>
235. Aleksandrov V.V., Branitski A.V., Gasilov V.A., Grabovskiy E.V., Gritsuk A.N., Mitrofanov K.N., Olkhovskaya O.G., Sasorov P.V., Frolov I.N. Study of interaction between plasma flows and the magnetic field at the implosion of nested wire arrays. // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2019. V. 61. N. 3. P. 035009-1-035009-16.
236. Sanford T.W.L., Jennings C.A., Rochau G.A., Rosenthal S.E., Sarkisov G.S., Sasorov P.V., Stygar W.A., Bennett L.F., Bliss D.E., Chittenden J.P., Cuneo M.E., Haines M.G., Leeper R.J., Mock R.C., Nash T.J., Peterson D.L. Wire Initiation Critical for Radiation Symmetry in Z-Pinch-Driven Dynamic Hohlraums. // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 98. P. 065003-1-065003-4.
237. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля // Пер. с англ. Николаева Ф.А. и Свириденко Ю.П. Изд-во Мир, Москва, 1972. С. 115. (Pulsed high magnetic fields by Heinz Knoepfel, North-Holland publishing company, Amsterdam-London, 1970. P. 115).
238. Novikov V.G., Zakharov S.V. Modeling of non-equilibrium radiating tungsten liners. // Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer. 2003. V. 81. P. 339-354.

239. Benattar R., Zakharov S.V., Nikiforov A.F., Gasilov V.A., Krukovskii A.Yu., Zakharov V.S. Influence of magnetohydrodynamic Rayleigh–Taylor instability on radiation of imploded heavy ion plasmas. // *Phys. Plasmas*. 1999. V. 6. N. 1. P. 175-187.
240. Митрофанов К.Н., Александров В.В., Грицук А.Н., Грабовский Е.В., Фролов И.Н., Лаухин Я.Н., Олейник Г.М., Ольховская О.Г. Динамика сжатия квазисферических проволочныхборок с различным профилированием линейной массы. // *Физика плазмы*. 2016. Т. 42. № 9. С. 813-840.
241. Chu Y.Y., Li Z.H., Yang J.L., Ding N., Xu R.K., Xu Z.P., Ye F., Zhang F.Q., Chen D.Y. Simulation of the quasi-spherical wire-array implosion dynamics based on a multi-element model. // *Plasma Phys. Contr. Fusion*. 2012. V. 54. P. 105020-1-105020-7.
242. Yang Zhang, Ning Ding, Zhenghong Li, Rongkun Xu, Dingyang Chen, Fan Ye, Xiuwen Zhou, Faxin Chen, Jinchuan Chen, Linbo Li, Delong Xiao, Shunkai Sun, Chuang Xue, Xiaojian Shu, and Jianguo Wang Realization of quasi-spherical implosion using pre-shaped prolate wire arrays with a compression foam target inside. // *Phys. Plasmas*. 2015. V. 22. N. 2. P. 020703-1-020703-5.
243. Lebedev S.V., Ampleford D.J., Bland S.N., Hall G.N. Recent Wire Array Experiments on the MAGPIE Generator. // *Dense Z-Pinches: 6th Int. Conf. Dense Z-Pinches*. 2006. Oxford. AIP Conf. Proc. Ed. by J. Chittenden. American Institute of Physics. 2006. CP808. P. 69-72.
244. Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Смирнов В.П., Александров В.В., Олейник Г.М., Фролов И.Н., Лаухин Я.Н., Грибов А.Н., Самохин А.А., Сасоров П.В., Митрофанов К.Н., Медовщиков С.Ф. Токовая имплозия квазисферических проволочных лайнеров. // *Письма в ЖЭТФ*. 2009. Т. 89. Вып. 7. С. 371-374.
245. Smirnov V.P., Grabovsky E.V., Zakharov S.V. Quasi-spherical superfast Z-pinch implosion for pellet irradiation. // *Nukleonika*. 2012. V. 57. N. 2. P. 215-219.
246. Bailey J.E., Chandler G.A., Slutz S.A., Bennett G.R., Cooper G., Lash J.S., Lazier S., Lemke R., Nash T.J., Nielsen D.S., Moore T.C., Ruiz C.L., Schroen D.G., Smelser R., Torres J., Vesey R.A. X-Ray Imaging Measurements of Capsule Implosions Driven by a Z-Pinch Dynamic Hohlraum. // *Phys. Rev. Lett.* 2002. V. 89. N. 9. P. 095004-1-095004-4.
247. Sanford T.W.L., Lemke R.W., Mock R.C., Chandler G.A., Leeper R.J., Ruiz C.L., Peterson D.L., Chrien R.E., Idzorek G.C., Watt R.G., Chittenden J.P. Dynamics and characteristics of a 215-eV dynamic-hohlraum x-ray source on Z. // *Phys. Plas.* 2002. V. 9. N. 8. P. 3573-3594.
248. Slutz S.A., Bailey J.E., Chandler G.A., Bennett G.R., Cooper G., Lash J.S., Lazier S., Lake P., Lemke R.W., Mehlhorn T.A., Nash T.J., Nielson D.S., McGurn J., Moore T.C., Ruiz C.L., Schroen D.G., Torres J., Varnum W., Vesey R.A. Dynamic hohlraum driven inertial fusion capsules. // *Phys. Plas.* 2003. V. 10. N. 5. P. 1875-1882.

249. Bailey J.E., Chandler G.A., Slutz S.A., Golovkin I., Lake P.W., MacFarlane J.J., Mancini R.C., Burris-Mog T.J., Cooper G., Leeper R.J., Mehlhorn T.A., Moore T.C., Nash T.J., Nielsen D.S., Ruiz C.L., Schroen D.G., Varnum W.A. Hot Dense Capsule-Implosion Cores Produced by Z-Pinch Dynamic Hohlraum Radiation. // *Phys.Rev.Lett.* 2004. V. 92. N. 8. P. 085002-1-085002-4.
250. Andreev A.A., Levkovskii A.A., Platonov K.Yu., Zakharov S.V., Gus'kov S.Yu., Rozanov V.B., Il'in D.V., Sherman V.E. Laser Fast Ignition for Dynamic Hohlraum ICF Scheme. // *Proc. 30th EPS Conference on Contr. Fusion and Plasma Phys.* St. Petersburg. 7-11 July. 2003. Published by: European Physical Society. Eds: R. Koch, S. Lebedev. ECA. V. 27A. P-3.59(1-4).

МЕТОД ВОССТАНОВЛЕНИЯ РАДИАЛЬНОЙ СКОРОСТИ СЖАТИЯ ПЛАЗМЫ

В модели затянутого плазмообразования проволочных сборок [37] производство и

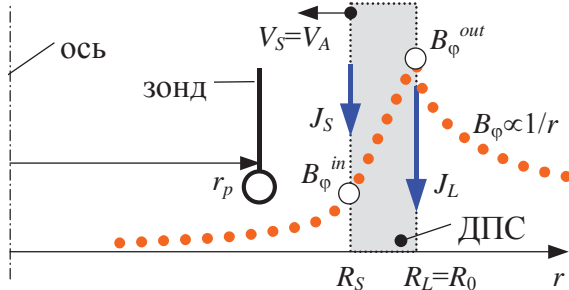


Рис. 1. Диссипативный пограничный слой (ДПС) в области плазмообразования проволочной сборки.

ускорение плазмы до локальной скорости порядка альфвеновской происходит в тонком слое (т.н. *диссипативный погран-слой - ДПС*) на внутренней поверхности проволочной сборки. Толщина этого слоя существенно меньше начального радиуса лайнера и из общих физических соображений следует, что она не превышает толщину скин-слоя или характерный размер гетерогенной структуры проволочной сборки (межпроволочного зазора).

Из-за сноса плазмы с вмороженным в неё магнитным полем к оси сборки возникает радиальный поток плазмы. Принимая скорость истечения плазмы с внутренней границы ДПС лайнера равной скорости Альфвена V_S (см. рис. 1), т.е. магнитное число Маха $M_S=1$ [37], выразим массовую скорость производства плазмы через ток J_S [A] и плотность ρ_S [г/см³] на внутренней поверхности лайнера:

$$\dot{m}_S [\text{г}/(\text{см} \cdot \text{с})] = 0.2 J_S \sqrt{\pi \rho_S} \Leftrightarrow \rho_S = \pi^{-1} (5 \dot{m}_S / J_S)^2. \quad (\text{П1})$$

Здесь и далее индексом «S» обозначены величины на внутренней границе ДПС в точке $r=R_S$, R_S - радиус этой границы. Радиус лайнера - R_L , толщина переходного слоя много меньше радиуса: $(R_L-R_S) \ll R_L$. Перепад магнитного давления на толщине этого слоя переходит в импульс плазмы с числом Маха $M_S=1$. Отсюда следует важное соотношение теории [37] между полным током J_L и током J_S и проверенное экспериментально [155]

$$J_S = J_L / \sqrt{3}. \quad (\text{П2})$$

Отметим, что уравнения (П1), (П2) – это законы сохранения массы и импульса, вне рассмотрения остаются процессы, связанные с испарением, нагревом и ионизацией вещества лайнера и образованием высокопроводящей плазмы в переходном слое. Благодаря наличию таких процессов переходный слой называется диссипативным пограничным слоем, что также отражает переход вещества остова проволоки (керна) с плохой электропроводимостью в состояние горячей плазмы с вмороженным магнитным полем. Предположим, что в лабораторной системе координат в пределах переходного слоя, толщина которого пренебрежимо мала, напряжённость электрического поля меняется слабо: отсюда $E_L \cong E_S = c^{-1} V_S H_S$. Тогда, независимо от деталей необратимых процессов в переходном слое, существует

связь между полной мощностью на единицу длины $w_L = E_L \cdot J_L$, поступающей в лайнер, и скоростью производства плазмы \dot{m}_S . Выразим альфвеновскую скорость плазмы V_S [см/с] через полный ток J_L и \dot{m}_S (см. выражения П1 и П2) и получим выражения для напряжённости электрического поля E_S [В/см] и мощности w_L [Вт/см] с точностью до $(R_L - R_S)/R_L \ll 1$:

$$V_S = \frac{0.02}{3} \frac{J_L^2}{R_S \dot{m}_S}, \quad E_S = \frac{4 \cdot 10^{-11}}{3\sqrt{3}} \frac{J_L^3}{R_S^2 \dot{m}_S}, \quad w_L = \frac{4 \cdot 10^{-11}}{3\sqrt{3}} \frac{J_L^4}{R_S^2 \dot{m}_S}. \quad (\text{П3})$$

Величины V_S , E_S , и w_L пропорциональны J_L^k / \dot{m}_S с показателем $k=2,3$ и 4 соответственно. Используя соотношения (П1 и П2), выразим значение интеграла вмороженности магнитного поля $\Psi = J/(\rho \cdot r^2)$ в точке $r=R_S$ через скорость поступления массы \dot{m}_S с поверхности, исключив плотность:

$$\Psi_S = \frac{0.04\pi}{3\sqrt{3}} \cdot \frac{J_L^3}{R_S^2 \dot{m}_S^2}, \quad [\text{А} \cdot \text{см} / \text{Г}]. \quad (\text{П4})$$

Значение лагранжева инварианта $\Psi(r,t)$ в точке $r < R_S$ можно выразить через граничное значение Ψ_S (П4) с учетом сдвига по времени τ

$$\Psi(r,t) = \Psi_S(t-\tau), \quad \text{где } \tau = - \int_r^{R_S} \frac{dr'}{V(r',t')} = - \frac{R_S - r}{\bar{V}}, \quad \bar{V} < 0. \quad (\text{П5})$$

Для оценок или численных расчётов среднюю скорость плазмы \bar{V} определим, например, как среднее между значениями скорости в крайних точках r, R_S . Тогда

$$\bar{V} \cong -0.5 \left(|V(r,t)| + V_S' \right), \quad V_S' = V(R_S, t - \tau) \equiv V_S(t - \tau), \quad (\text{П6а})$$

$$\tau = \frac{2(R_S - r)}{|V(r,t)| + V_S(t - \tau)}. \quad (\text{П6б})$$

Для заданных t, r , и V, V_S время τ находится как решение уравнения (П6а).

Ниже описан метод вычисления скорости плазмы V в точке r через индукцию магнитного поля B_ϕ , её градиент $\partial B_\phi / \partial r$ и производную по времени $\partial B_\phi / \partial t$, измеряемые в этой точке экспериментально. Также из эксперимента считаем известным полный ток через лайнер J_L . Плазма предполагается идеально проводящей, так что интеграл вмороженности магнитного поля в плазму $\Psi = J/(\rho \cdot r^2) = 5B_\phi/(\rho \cdot r)$ является инвариантом движения. Из двух уравнений

$$\begin{aligned} \frac{d\Psi}{dt} &= 0, \\ \frac{d\rho}{dt} + \frac{\rho}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rV) &= 0 \end{aligned}$$

следует важное выражение для градиента радиальной скорости плазмы

$$\frac{\partial V}{\partial r} = -\frac{d}{dt} \ln B_{\varphi}. \quad (\text{П7})$$

Другими словами, выражение (П7) позволяет определить, как быстро меняется скорость плазмы в направлении её движения к оси в установившемся режиме. При этом знак величины $\partial V/\partial r$ определяет тормозится или ускоряется плазма. Пренебрегая давлением плазмы и выражая плотность $\rho = 5B_{\varphi}/(\Psi \cdot r)$ через интеграл вмороженности Ψ в точке r , учитывая полученное выражение (П7) и объемную силу Ампера (в СГС: $F_A = c^{-1} \cdot J \cdot B_{\varphi}$), преобразуем уравнение для импульса в уравнение для скорости в точке наблюдения

$$\frac{\partial V}{\partial t} = V \cdot \left(\frac{\partial \ln B_{\varphi}}{\partial t} + V \cdot \frac{\partial \ln B_{\varphi}}{\partial r} \right) - \frac{\Psi}{20\pi} \cdot \frac{\partial r B_{\varphi}}{\partial r}. \quad (\text{П8})$$

Таким образом вычисление скорости плазмы сводится к решению одного обыкновенного дифференциального уравнения первого порядка относительно V , которое является одним из уравнений МГД-теории. В правой части уравнения (П8) находятся экспериментально измеряемые величины.

Заметим, что для интегрирования по времени уравнения (П8) надо, кроме измеряемых в точке r характеристик магнитного поля, дополнительно задать начальные условия – время t_0 , скорость $V_0 = V(r, t_0)$, и функцию $\Psi(r, t)$ для $t \geq t_0$ (см. выражение П5). Время t_0 соответствует моменту появления сигнала с магнитного зонда в точке его расположения – r . Скорость плазмы в нулевом приближении по модулю равна $(R_S - r)/(t_S - t_0) \sim 10^7$ (см/с), где t_S – время начала формирования плазменной короны (диссипативного погран-слоя), которое, как следует из эксперимента, отличается от момента начала роста тока, например, для вольфрамовой сборки на ~ 3 -5 нс [68, 161, 162]. Следует заметить, что для других веществ (напр. алюминий, молибден и др.) время t_S может быть другим. В соответствии с уравнением (П8а), положив $\tau = t_0 - t_S > 0$, получим для начальной скорости плазмы

$$-V_0 = 2 \cdot (R_S - r)/(t_0 - t_S) - V_S(t_S). \quad (\text{П9})$$

В правой части уравнения (П8) существуют две особенности, в первом и во втором слагаемом соответственно, обусловленные обращением измеряемой индукции магнитного поля B_{φ} в ноль в начальный момент времени. Представим зависимость характеристик магнитного поля от радиуса и времени в виде автомодельной функции

$$B_{\varphi} = T(t) \cdot [r - \rho(t)]^{\beta}, \quad \partial B_{\varphi} / \partial r = \beta T(t) \cdot [r - \rho(t)]^{\beta-1}, \quad (\text{П10а})$$

$$\partial \ln B_{\varphi} / \partial t = \dot{T} / T - \beta \dot{\rho} / (r - \rho), \quad \partial \ln B_{\varphi} / \partial r = \beta / (r - \rho), \quad (\text{П10б})$$

где $r \geq \rho(t)$, $\beta > 0$. В точке наблюдения $r = \rho(t_0)$, производные $\partial \ln B_\varphi / \partial t$ и $\partial \ln B_\varphi / \partial r$ в начальный момент времени обращаются в бесконечность. Эту особенность можно устранить, приняв начальное условие $V_0 = 0$ (П9), при этом альфвеновская скорость V_S на внутренней поверхности лайнера принимает конечное значение.

Рассмотрим ситуацию подробнее. Так, если пренебречь вторым слагаемым ($\Psi = 0$), то оставшееся уравнение сводится к квадратурам

$$-\frac{\partial Y}{\partial t} = Y \frac{\partial \ln B_\varphi}{\partial t} + \frac{\partial \ln B_\varphi}{\partial r}, \quad Y = V^{-1}, \quad V = -B_\varphi \left(\int_{t_0}^t \frac{\partial B_\varphi(r, t')}{\partial r} dt' + C_0 \right)^{-1} \quad (\text{П11})$$

Решение в окрестности нуля согласно (П10, П11) будет следующее:

$$V|_{t \rightarrow t_0} = \frac{-T_0 (-\dot{\rho}_0)^\beta (t - t_0)^\beta}{T_0 (-\dot{\rho}_0)^{\beta-1} \int_{t_0}^t \beta (t' - t_0)^{\beta-1} dt' + C_0} = \frac{-T_0 (-\dot{\rho}_0)^\beta (t - t_0)^\beta}{T_0 (-\dot{\rho}_0)^{\beta-1} (t - t_0)^\beta + C_0} \rightarrow$$

$$\rightarrow \begin{cases} -T_0 |\dot{\rho}_0|^\beta (t - t_0)^\beta \rightarrow 0, & \text{если } C_0 \neq 0 \\ \dot{\rho}_0, & \text{если } C_0 = 0 \end{cases} \quad (\text{П12})$$

Здесь $\dot{\rho}_0$ - производная $\rho(t)$ в точке $t = t_0$ равна «фазовой» скорости для функции B_φ в начальный момент времени наблюдения t_0 :

$$\dot{\rho}_0 = \frac{\partial B_\varphi / \partial t}{\partial B_\varphi / \partial r} \Big|_{t_0} \quad (\text{П13})$$

Из выражений (П12, П13) следует важное утверждение: в начальный момент наблюдения скорость плазмы V или равна 0, или равна «фазовой» скорости (П13).

Рассмотрим второе слагаемое в правой части уравнения (П8). Положим $\dot{m}_S \sim J_L^\mu$, тогда из выражения (П4) $\Psi \sim J_L^{3-2\mu}$. Согласно (П10б) $\partial \ln B_\varphi / \partial r \sim 1/(r - \rho)$, поэтому в пределе $t \rightarrow t_0$ получим

$$\frac{\Psi}{20\pi} \frac{\partial (r B_\varphi)}{\partial r} \Big|_{t \rightarrow t_0} \sim \Psi \frac{\partial B_\varphi}{\partial r} \sim \Psi \cdot (t - t_0)^{\beta-1} \sim J_L^{3-2\mu} (t - t_0)^{\beta-1}.$$

Для примера предположим, что в нулевой точке $B_\varphi \sim J_L$, так что показатель степени временной зависимости в нулевой точке для B_φ и J_L одинаков. Тогда рассматриваемое слагаемое $\sim t^{2(2-\mu)\beta-1}$ при $\mu = 2$ имеет неинтегрируемую логарифмическую особенность. Для нахождения граничного значения μ , определяющего характер особенности, надо сравнить показатель степени временной зависимости в нулевой точке для B_φ и для J_L . Если $J_L \sim (t - t_0)^\alpha$, $\alpha > 0$, то вторая особенность в уравнении (П8) интегрируема при условии

$$\mu < 0.5(3 + \beta/\alpha). \quad (\text{П14})$$

Условие (П14) означает, что для интегрирования уравнения (П8) необходимо, чтобы ток на лайнере в нулевой точке ($t \rightarrow t_0$) нарастал бы достаточно быстро в сравнении с током в точке

измерения r , т.е. для $\mu=2$ необходимое ограничение - $\beta/\alpha>1$, а для $\mu=1.5$ требование $\beta/\alpha>0$ выполнено автоматически. Далее ограничимся значениями $\mu=1.8$ и $\mu=2$. Решение $V(t)$ уравнения (П8) качественно разное в зависимости от поведения Ψ_S в начальной точке, т.е. от функции \dot{m}_S . Когда начальной точке отвечает пробой в парах металла и вещество конечной плотности возникает раньше, чем по нему пойдёт ток, реальным представляются соотношения $\Psi_S(t_S)=0$ и $\mu<1.5$. Пренебрегая производной $\partial V/\partial t$ в уравнении (П8), получим стационарное решение V_{St} :

$$-V_{St} = 0.5 \cdot v_f + \left(0.25 \cdot v_f^2 + \frac{\Psi}{20\pi} \cdot \frac{\partial(rB_\varphi)/\partial r}{\partial \ln B_\varphi / \partial r} \right)^{1/2}, \text{ где } v_f = \frac{\partial B_\varphi / \partial t}{\partial B_\varphi / \partial r} \quad (\text{П15})$$

Эксперимент и теория [37, 155], построенная на основе баланса энергии на внутренней поверхности цилиндрического лайнера с плазменной короной, дают следующее выражение для скорости производства плазмы

$$\dot{m}_{S0} = 2\pi R \cdot K_m \cdot (J_L [MA] / R_L [см])^\mu, \text{ где } \mu \leq 2. \quad (\text{П16а})$$

Учтём, что при уменьшении массы многопроволочного лайнера сказывается геометрический фактор - площадь поверхности, которая пропорциональна текущему значению радиуса проволоки $r_w \sim m_L^{1/2}$. Рассмотрим общий случай степенной зависимости от радиуса, например, от площади поперечного сечения проволоки. Примем следующее выражение для скорости поступления плазмы

$$\dot{m}_S(t) = \xi \dot{m}_{S0}(t) \cdot \left[\frac{m_L(t)}{M_L} \right]^n = \xi \dot{m}_{S0}(t) \cdot \left[1 - \frac{1-n}{M_L} \xi \int_{t_0}^t \dot{m}_{S0}(t') dt' \right]^{1-n}, \quad (\text{П16б})$$

где M_L - полная масса лайнера. При показателе $n \rightarrow 0$ величины \dot{m}_{S0} и \dot{m}_S тождественны. Коэффициент ξ определяет долю массы лайнера η , которая за время наблюдения $t_0 < t < t_1$ переходит в плазменное состояние

$$\xi = \frac{1 - (1 - \eta)^{1-n}}{1 - n} \eta_0^{-1},$$

$$\eta_0 = \frac{1}{M_L} \cdot \int_{t_0}^{t_1} \dot{m}_{S0}(t') dt'$$

Коэффициент K_m в формуле (П16а) зависит от материала проволок лайнера [47, 174, 177]. Например, в экспериментах на установке Ангара-5-1 по данным работ [105, 155, 175] для вольфрамовой сборки коэффициент K_m примерно равен $180 \text{ г}/(\text{с} \cdot \text{см}^2)$. Величина K_m определяет долю $\eta_0(t)$ массы лайнера, которая пересекает диссипативный пограничный слой в виде плазмы. Более подробно о значении коэффициента K_m для сборок, изготовленных из проволок различных веществ, пойдет речь в Главе 2 диссертационной работы.

АКТЫ ВНЕДРЕНИЯ МАГНИТОЗОНДОВОЙ ДИАГНОСТИКИ НА УСТАНОВКАХ: АНГАРА-5-1, ПФ-3, PF-1000 и КПФ-4-ФЕНИКС



УТВЕРЖДАЮ

Генеральный директор
АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»

В. Д. Марков

АКТ

о внедрении методики измерений магнитных полей в плазме на установке
Ангара-5-1 миниатюрными магнитными зондами

Настоящим актом утверждаем, что в период 1998-2005 г.г. Митрофановым К.Н. была разработана конструкция микрозондов и методика измерений магнитного поля, позволяющая надежно измерять магнитное поле в плазме в условиях тераваттных потоков энергии, возникающих при имплозии лайнеров. В конструкции магнитного зонда учтено влияние факторов, ограничивающих применение данной методики (электронные пучки, сверхзвуковое обтекание замагниченной плазмой и разрушение зонда, экранировка плазмой и электростатическими экранами). В период с 2006-2011 г.г. внедрены и успешно применяются различные конструкции чувствительного элемента зонда, позволяющие исследовать пространственное (радиальное, азимутальное и аксиальное) распределение магнитного поля в плазме лайнера.

В процессе исследований имплозии многопроволочных лайнеров на установке «Ангара-5-1» в Отделении Физики Токонесущей Плазмы (ОФТП) АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ» при помощи данной диагностики измерены скорость движения плазмы и амплитуда тока «предвестника», толщина токового слоя плазмы. Проведенные измерения магнитных полей показали существование азимутальной и радиальной структуры тока при имплозии различных типов лайнеров (одиночные проволочные и волоконные сборки, конические сборки, вложенные сборки смешанного состава, квазисферические сборки).


Полученная информация о пространственно-временных характеристиках магнитного поля внутри плазмы сжимающего лайнера используется для проверки компьютерных кодов, описывающих сжатие проволочных лайнеров для создания излучателей с большим выходом рентгеновского излучения. В дальнейшем, данная информация будет необходима для расчета и проектирования крупных установок, генерирующих импульс рентгеновского излучения для ИТС и других приложений.

Советник генерального директора
АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»

 А. Н. Романников

Митрофанов К. Н. 49-00

Директор ОФТП


Е.В. Грабовский

АКТ

о внедрении на установке ПФ-3 методики измерений магнитных полей в плазме
посредством миниатюрных магнитных зондов

Настоящим актом подтверждаю, что в период с 2006 год по 2007 года на установке ПФ-3 в НИЦ «Курчатовский институт» внедрена и по сей день успешно применяется диагностика измерений магнитных полей в плазме плазмофокусного разряда посредством миниатюрных магнитных зондов в условиях интенсивных плазменных потоков и потока излучения $\sim 10^{11}$ Вт/см², развитая в ГНЦ РФ ТРИНИТИ ведущим научным сотрудником К. Н. Митрофановым.

Проведено конструирование зондов для измерения магнитных полей с учетом особенностей установки ПФ-3 – одной из крупнейшей в мире установок этого класса с величиной разрядного тока на нагрузку до 3 МА. Проведены испытания работоспособности зондов различных конструкций в условиях плазмофокусного разряда: миниатюрного магнитного зонда (диаметр петли около 300 мкм) с плоской формой защитной оболочки для измерения магнитных полей в плазме нецилиндрического пинча и в плазме многопроволочных сборок при переключении на них тока плазменной оболочки; магнитооптического зонда для исследования токово-плазменной оболочки (ТПО); многоканальных магнитных зондов для исследования распределений магнитного поля в осевом плазменном выбросе при лабораторном моделировании астрофизических явлений.

Это позволило провести исследования динамики ТПО, экспериментально определить толщину токового слоя, оценить температуру плазменной оболочки, исследовать структуру ТПО и определить эффективность транспортировки тока в приосевую область установки. Кроме того, проведены исследования влияния магнитного поля, захваченного осевым плазменным выбросом, на его компактность и устойчивость при лабораторном моделировании астрофизических джетов молодых звездных объектов. Магнитозондовая методика включена в перечень постоянно действующих диагностик установки ПФ-3.

Акт составил начальник
лаборатории быстрых процессов

 / Крауз В. И. /

Научный руководитель ККТЭиПТ

 /Хвостенко П.П./

Подписи Крауза В.И. и Хвостенко П.П. заверяю

Главный ученый секретарь

НИЦ «Курчатовский институт»



 / Форш П.А. /



АКТ ВНЕДРЕНИЯ

методики измерений магнитных полей в плазме на установке PF-1000 посредством миниатюрных магнитных зондов

В период с декабря 2007 года по май 2008 года на установке PF-1000 в Институте Физики Плазмы и Лазерного микросинтеза (IPPLM, г. Варшава, Польша) внедрена и успешно применяется диагностика измерений магнитных полей в плазме плазмодиффузионного разряда посредством миниатюрных магнитных зондов в условиях интенсивных плазменных потоков, потока рентгеновского излучения $\sim 10^{11}$ Вт/см² и нейтронных потоков до $(1-5) \cdot 10^{11}$ нейтр./имп., развитая в АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ» под руководством ведущего научного сотрудника Митрофанова Константина Николаевича.

Было проведено конструирование и адаптирование магнитных зондов для измерения магнитных полей с учетом особенностей установки PF-1000 – одной из крупнейшей в мире установок этого класса с величиной разрядного тока на нагрузку до ~ 3 МА, с общим энергозапасом ~ 1 МДж. Эта установка является также базовой установкой Международного Центра по исследованию плотной замагниченной плазмы, объединяющего 17 стран. Важность этих измерений обусловлена сильной зависимостью эмиссионных характеристик плазменного фокуса от величины тока, протекающего в пинче.

Внедрение методики измерения магнитного поля позволило исследовать динамику токовой плазменной оболочки (ТПО) в разные моменты времени и на разных радиусах от оси установки, в том числе непосредственно в приосевой области установки – в области образования пинча. Была экспериментально определена толщина токового слоя в ТПО на финальной стадии ее сжатия и оценена температура плазмы оболочки. Использование данной диагностики позволило измерить ток в приосевой области разряда и впервые исследовать зависимость нейтронного выхода от тока в плазме пинча, а не от полного тока установки. С 2016 года магнитозондовая диагностика успешно используется при лабораторном моделировании струйных выбросов молодых звездных объектов.

Директор Института Физики Плазмы
и Лазерного Микросинтеза
(IPPLM, г. Варшава, Польша)



А. Галковский
Dr.Sc. Andrzej Gałkowski

Ацсны Аццарадырракэа Раакадемна

Ахэынкарратэ анаука-ааглыхратэ
Еиджара
“ Акэатэи афизика-техникатэ институт ”



Академия Наук Абхазии

Государственное научно-производственное
Объединение
“Сухумский физико-технический институт”

Исх. № 10

от 25 января 2019 г.

384914, Республика Абхазия, г. Сухум,
Синоп, Кодорское шоссе, 665
тел/факс: +7(840)229-63-99; E-mail: gnpo_sfti@mail.ru



АКТ

о внедрении магнитозондовой методики измерений магнитных полей в плазме
на установке КПФ-4-Феникс
в Государственном научно-производственном объединении «Сухумский физико-
технический институт»

В 2012 году на плазмофокусной установке КПФ-4-Феникс в ГНПО «СФТИ» ведущим научным сотрудником ГНЦ РФ ТРИНИТИ К.Н. Митрофановым внедрена зондовая методика измерений магнитных полей в токово-плазменной оболочке (ТПО). При помощи данной диагностики проведены исследования магнитных полей в ТПО при ее сжатии к оси установки, определена толщина токового слоя и исследована «тонкая» структура оболочки (ударная волна – магнитный поршень).

Начиная с 2013 года и по сей день магнитные зонды различных конструкций (магнито-оптический зонд, многоканальный зонд и др.) применяются для исследования структуры и динамики осевых плазменных выбросов в экспериментах по лабораторному моделированию астрофизических джетов, проводимых совместно с научными сотрудниками ГНПО «СФТИ» и НИЦ «Курчатовский институт». Зондами многоканальной конструкции была исследована временная зависимость радиального распределения магнитного поля, захваченного осевым плазменным потоком.

Благодаря применению методики измерений магнитных полей в плазме было показано, что магнитное поле играет существенную роль в коллимации плазменных джетов и их устойчивом распространении на большие расстояния от места генерации.

Заместитель Гендиректора
по научной работе, к.т.н.

А.Ф. Чачаков

Начальник
лаборатории «Быстрых процессов»

Д. А. Войтенко