

ФАНО РОССИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
НАУКИ
ИНСТИТУТ СИЛЬНОТОЧНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ
СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК
(ИСЭ СО РАН)

На правах рукописи

Чайковский Станислав Анатольевич

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ФОРМИРОВАНИЯ ПЛОТНОЙ
ИЗЛУЧАЮЩЕЙ ПЛАЗМЫ В ДИОДАХ НАНОСЕКУНДНЫХ ГЕНЕРАТОРОВ
ТОКА МЕГААМПЕРНОГО ДИАПАЗОНА

Специальность 01.04.13 - электрофизика, электрофизические установки

Диссертация
на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Научный консультант:
д.ф.-м.н., чл.-корр. РАН,
Ратахин Н.А.

Томск – 2016

СОДЕРЖАНИЕ

Введение.....	5
ГЛАВА 1. Обзор литературы	18
1. Электрический взрыв проводников.....	18
2. Интеграл действия.....	24
3. Скиновый электрический взрыв проводников.....	27
4. Нелинейная диффузия магнитного поля.....	34
5. X-пинчи и источники излучения на их основе.....	41
6. Получение плотной высокотемпературной плазмы при сжатии плазменных лайнеров.....	54
7. Стабилизация сжатия плазмы в двухкаскадной схеме лайнера.....	61
ГЛАВА 2. Трансформатор тока нагрузки тераваттного генератора МИГ.....	67
1. Введение.....	67
2. Описание генератора МИГ.....	68
3. Конструкция ТТН.....	71
4. Экспериментальные результаты.....	74
5. Обсуждение и выводы.....	79
6. Заключение.....	81
ГЛАВА 3. Разработка и создание компактных импульсных генераторов тока для работ с X - пинчами.....	82
1. Введение.....	82
2. Конструкция импульсного генератора первого поколения.....	83
3. Испытания импульсного генератора на индуктивную нагрузку.....	85
4. Работа импульсного генератора тока на X-пинч.....	87
5. Краткая характеристика импульсных генераторов первого поколения.....	90
6. Модернизированный вариант импульсного генератора – генератор КИНГ.....	91
7. Методика измерения электрофизических и излучательных характеристик генератора тока КИНГ.....	99
8. Исследование характеристик источника излучения на основе X-пинча на генераторе КИНГ.....	102
9. Краткая характеристика генератора КИНГ.....	105
10. Выводы.....	105

ГЛАВА 4. Синхронизируемый генератор с X-пинчем для исследований сжатия многопроволочных Z-пинчей.....	108
1. Введение	108
2. Описание синхронизируемого генератора x-пинча.....	110
3. Установка импульсного генератора тока на генераторе Ангара-5-1.....	112
4. Характеристики СГХ.....	115
5. Описание системы управления.....	115
6. Работа СГХ с X-пинчем. Проверка методики. Рентгеновское зондирование тест-объектов.....	117
7. Работа СГХ на установке Ангара-5-1.....	121
8. Заключение.....	125
ГЛАВА 5. Динамика перетяжки в X-пинчах.....	127
1. Введение	127
2. Модель перетяжки x-пинча.....	129
3. Электрический взрыв проводников.....	130
4. Формирование перетяжки.....	131
5. Сжатие перетяжки.....	132
6. Результаты экспериментов.....	138
7. Обсуждение результатов.....	141
8. Выводы.....	143
ГЛАВА 6. Эксперименты с каскадированными лайнерами и их интерпретация.....	145
1. Сжатие двухкаскадных аргоновых лайнеров на генераторе СНОП-3.....	145
2. Сжатие двухкаскадных лайнеров на микросекундном генераторе с амплитудой тока 380 кА.....	152
3. Структура однокаскадного лайнера в ходе его сжатия.....	159
4. Эксперименты с двухкаскадными лайнерами на генераторе ИМРИ-5.....	166
5. Сжатие трехкаскадных газовых лайнеров на генераторе ГИТ-12.....	170
6. Качественные пояснения стабилизации сжатия плазмы при неупругом столкновении соосных цилиндрических оболочек.....	175
7. Ускорение внутреннего каскада за счет упругого столкновения с внешним.....	181
8. Обобщение результатов.....	184
ГЛАВА 7. Нелинейная диффузия мегагауссного магнитного поля в проводники.....	186
1. Введение.....	186
2. Моделирование нелинейной диффузии магнитного поля.....	187
3. Результаты расчетов коэффициента поверхностной энергии.....	189

4. Оценки скоростей распространения ударной волны и волны нелинейной диффузии.....	193
5. Обоснование экспериментальной методики измерения скорости проникновения мегагауссного магнитного поля в металл.....	197
6. Эксперимент.....	199
7. Регистрация импульса напряжения на внутренней поверхности трубки.....	201
8. Выводы.....	205
ГЛАВА 8. Поверхностный взрыв проводников в быстронарастающих мегагауссных магнитных полях.....	206
1. Введение.....	206
2. Методика экспериментальных исследований по изучению поверхностного плазмообразования в быстронарастающих магнитных поля мегагауссного диапазона.....	209
3. Результаты экспериментов.....	215
4. Обсуждение экспериментальных результатов.....	217
5. Анализ экспериментальных результатов в предположении идеальности плазмы.....	221
6. Потери энергии на джоулев нагрев.....	223
7. Сравнение результатов экспериментов с данными МГД моделирования.....	224
8. Выводы.....	226
ГЛАВА 9. Поверхностный взрыв двухслойных проводников в быстронарастающих мегагауссных магнитных полях.....	227
1. Введение.....	227
2. Моделирование диффузии магнитного поля в двухслойные проводники.....	228
3. Эксперименты по исследованию плазмообразования на поверхности двухслойных проводников.....	233
4. Анализ результатов экспериментов.....	237
5. Выводы.....	240
Заключение.....	241
Список литературы.....	246

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы и степень ее разработанности

Интерес к мощным сильноточным разрядам с доминирующей ролью пинч-эффекта зародился в 50-х годах двадцатого века в связи с потенциальной возможностью освоения нового метода производства энергии – управляемого термоядерного синтеза. Первые экспериментальные исследования продольных разрядов, получивших название Z-пинчи, выявили основные проблемы такого подхода, среди которых наиболее принципиальной оказалась проблема устойчивости плазмы (см., например, [1]). Дальнейшее развитие разделило исследования на два направления, отличающиеся, в первую очередь, способом удержания плазмы. В квазистационарных системах, таких как токамаки, стеллараторы, магнитные ловушки и т.п., удержание плазмы и ее стабилизация должны были обеспечиваться конфигурацией собственного и внешнего магнитных полей. Другое направление, являющееся по сути дела микровзрывом крупинки термоядерного топлива, опиралось на идею быстрого сжатия и нагрева вещества. Предполагалось, что сжатие и нагрев можно осуществить как с помощью мощных электронных, ионных или лазерных потоков, так и мощными импульсами тока (Z-пинчи). В таких схемах нагрев топлива осуществляется за счет ускорения вещества с последующей термализацией кинетической энергии либо в центре (сферическая геометрия), либо на оси системы (цилиндрическая геометрия). Температура плазмы в финальной стадии в первом приближении определяется финальной скоростью сжатия v : $T \propto v^2$. Время удержания плазмы определяется скоростью разлета сформированной плазмы и ее радиусом. Такой подход получил название инерциального термоядерного синтеза (ИТС) [2 - 4].

Сжатие вещества мощными импульсами тока (собственным магнитным полем) сопровождается развитием магнитогидродинамических (МГД) неустойчивостей, наиболее разрушительными из которых являются неустойчивости рэлей-тейлоровского (РТ) типа [5]. Классическая РТ-неустойчивость – это гравитационная неустойчивость тяжелой жидкости, расположенной над легкой жидкостью. В случае плазмы, ускоряемой магнитным полем, «тяжелой» жидкостью является плазма, а магнитное поле играет роль «легкой» жидкости. То есть конфигурация, в которой плазма ускоряется магнитным полем, является неустойчивой. Как известно, интегральные инкременты неустойчивости Рэля-Тейлора определяются ускорением g и длительностью процесса t : $\Gamma \propto \sqrt{g} \cdot t$ (см., например, [6]). Задаваясь постоянным значением температуры плазмы, и, полагая скорость сжатия $v \propto g \cdot t$, можно получить $\Gamma \propto \sqrt{t}$. То есть, сокращение времени сжатия плазмы является стабилизирующим фактором по отношению к развитию РТ неустойчивостей.

В частности, этим обстоятельством был определен резкий прогресс в создании мощных импульсных генераторов тока с временем нарастания около 100 нс в 70-80 годы двадцатого века. Следует отметить, что в то время отставание российской науки от мировой в направлении мощной импульсной техники и физики быстрых Z -пинчей было незначительным, а по ряду идей существовало и преимущество. В дальнейшем разрыв в области создания мегаамперных генераторов для сжатия Z -пинчей существенно увеличился. Так, например, в 90-х годах в России были запущены в эксплуатацию генераторы Ангара-5-1 (ТРИНИТИ, г. Троицк) [7], С-300 (Курчатовский институт, г. Москва) [8], МИГ [9] и ГИТ-12 [10] (ИСЭ СО РАН, г. Томск) с временем нарастания тока $100\div 200$ нс и значением амплитуды тока $2\div 5$ МА при работе на низкоимпедансную нагрузку. В то же время уже в 1987 году в США был создан генератор Saturn с максимальным током 6.5 МА [11], а в 1997 году генератор Z , обеспечивающий уровень тока до 20 МА [12].

Имеющийся к настоящему времени уровень развития мощной импульсной техники демонстрирует возможность создания в ближайшие годы сверхмощных импульсных генераторов тока с амплитудой $50\div 70$ МА и временем нарастания $100\div 200$ нс [13-15]. Генераторы такого уровня позволят проводить пороговые эксперименты по реализации инерциального управляемого синтеза (ИТС) на основе плазменных лайнеров (быстрых Z -пинчей). Ключевыми вопросами ИТС на быстрых Z -пинчах являются следующие – компактность сжатия и эффективность конверсии энергии генератора в мягкое рентгеновское излучение в схеме с облучением мишени импульсом, генерируемом при сжатии пинча, и устойчивость сжатия исходно металлического лайнера в схеме с квазиadiaбатическим нагревом топлива. Сопутствующими актуальными вопросами являются вакуумная изоляция магнитоизолированных передающих линий (МИПЛ) и развитие диагностических методик регистрации формирования и сжатия плазмы лайнера. МИПЛ должна обеспечивать эффективную доставку энергии от генератора к пинчу, причем как в пространственной области высоких электрических полей, где нарушение изоляции обусловлено взрывной электронной эмиссией, так и в области высоких магнитных полей, при мегагауссных значениях индукции которых возможен «скиновой» электрический взрыв поверхности электродов. При амплитуде тока 50 МА индукция магнитного поля не только на поверхности плазменного лайнера, но и на поверхности электродов вакуумной передающей линии радиусом менее 5 см превышает 200 Тл. В таких полях, за счет скинового электрического взрыва должно происходить плазмообразование на поверхности и, как результат, возможно перекрытие зазора расширяющейся плазмой и ухудшение эффективности транспортировки энергии к лайнеру.

Интерес к плазмообразованию на поверхности толстых (толщина проводника больше размера скин-слоя) проводников впервые проявился в 50-е годы двадцатого века в исследованиях генерации импульсных сверхсильных магнитных полей. Проведенные эксперименты по генерации магнитных полей при сжатии металлического лайнера зарядом взрывчатого вещества (см., например, [16-19]), а также развитие техники лабораторных методов генерации мегагауссных магнитных полей на основе одновитковых соленоидов (см., например, [20, 21]), предопределили внимание к изучению процесса взаимодействия импульсного мегагауссного магнитного поля с поверхностью металлов. Плазмообразование на поверхности проводника вследствие скинового взрыва является одним из ограничений на максимальную индукцию магнитного поля в одновитковых соленоидах. Возникновение паров или плазмы на поверхности, их тепловое расширение, а также увеличение эффективного радиуса соленоида за счет диффузии магнитного поля препятствует достижению высоких значений магнитного поля (см., например, [21, 22]).

Полученные в экспериментах с одновитковыми соленоидами и в экспериментах по магнитной кумуляции данные охватывают диапазон времен нарастания индукции от единиц до десятков микросекунд. Анализ этих экспериментальных данных, их сравнение с рядом расчетных моделей [23, 22, 24] показывают, что индукция магнитного поля, при которой следует ожидать скинового взрыва проводника, составляет 300÷400 Тл, что соответствует объемной плотности магнитной энергии порядка энергии сублимации. Вместе с тем, четкий критерий поверхностного взрыва и/или поверхностного плазмообразования для различных металлов в настоящее время отсутствует. Также спорным является вопрос о влиянии скорости нарастания магнитного поля на скиновый взрыв проводника.

В настоящее время в мире насчитывается около 20 импульсных генераторов с временем нарастания импульса тока около 100 нс и амплитудой 1÷5 МА. Наличие таких генераторов позволяет проводить не только исследования, релевантные инерциальному управляемому синтезу, но и широкий круг работ фундаментальной и практической направленности. Возможность получения высокого выхода мягкого рентгеновского излучения (МРИ, $h\nu \approx 0.1\div 1$ кэВ) представляет интерес для фундаментальной спектроскопии и микролитографии, исследований радиационной стойкости материалов и конструкций (см., например, [25 - 30]). Мощные импульсы рентгеновского излучения в спектральном диапазоне выше 1 кэВ могут применяться в исследованиях действия излучения на вещество, для накачки рентгеновских лазеров диапазона, микроскопии живых биологических объектов в импульсном режиме [31, 32]. Привлекательна возможность изучения свойств вещества в экстремальных условиях при давлениях мегабарного диапазона путем сжатия конденсированных лайнеров [33]. Высокие плотность и температура плазмы, большое отношение длины плазменного пинча к его

радиусу привлекательны для получения инверсии населенности уровней и усиления излучения в вакуумно-ультрафиолетовой и рентгеновской областях спектра [34, 35, 36]. Некоторые процессы, происходящие в плазме пинчей (пленение излучения, генерирование плазменных струй и т.д.) аналогичны процессам в космической плазме, что позволяет моделировать астрофизические явления в лабораторных условиях [37].

Основной проблемой, существенно ограничивающей возможность практического использования плазменных лайнеров, является неустойчивый характер сжатия. Развитие крупномасштабных рэлей-тейлоровских неустойчивостей при сжатии лайнера, согласно двумерным магнитогидродинамическим расчетам (см., например, [38 - 42]), приводит к увеличению «эффективной» толщины плазменной оболочки, росту времени термализации плазмы, и является причиной уменьшения вклада энергии в плазму, выхода и мощности излучения. Наиболее важным экспериментальным фактом, демонстрирующим негативное влияние неустойчивостей, является ограничение на степень радиального сжатия плазмы лайнера. Результаты экспериментов показывают, что без применения различных методов стабилизации степень радиального сжатия лайнера не превышает $10\div 20$ [38, 43-54].

Наиболее отчетливо влияние ограниченной степени радиального сжатия прослеживается в задачах, в которых требуется увеличивать начальный радиус лайнера. Примером таких задач являются повышение жесткости излучения и использование медленных генераторов с большим временем нарастания тока для генерации излучения в диапазоне спектра выше 1 кэВ. Чтобы обеспечить необходимую для эффективной генерации излучения температуру плазмы требуется финальная скорость сжатия не менее $2\cdot 10^7$ см/с [55]. При заданном времени нарастания тока генератора этим условием задается начальный радиус лайнера. Тогда, ограничение на степень радиального сжатия обуславливает и ограничение финального радиуса, то есть финальной плотности плазмы, что, в результате, ограничивает мощность и выход излучения.

Для быстрых генераторов с временем нарастания тока около 100 нс увеличение начального радиуса в принципе дает возможность увеличить температуру плазмы и продвинуться в более жесткий диапазон спектра. Генераторы тока микросекундного диапазона (≈ 1 мкс) значительно проще по конструкции и менее дорогие по сравнению с более быстрыми генераторами. Однако, в этом случае для достижения скорости сжатия более $2\cdot 10^7$ см/с необходим начальный радиус лайнера не менее 4 см. Вследствие наличия ограничения на степень радиального сжатия лайнера и плотность финального пинча, эффективность генерации К-излучения при больших начальных радиусах лайнера очень низкая (см., например, [38, 48]).

В многочисленных экспериментах с цилиндрическими плазменными лайнерами было показано, что при сжатии плазмы формируется пинч, в котором присутствуют области с существенно большими, чем средние по объему пинча, плотностью и температурой – перетяжки. Формирование перетяжек происходит за счет развития РТ-неустойчивостей и сопровождается вытеканием вещества из области перетяжки в аксиальном направлении [56]. Исследования динамики перетяжки представляют интерес с точки зрения фундаментальных свойств высокотемпературной токонесущей плазмы, в первую очередь, изучению «радиационного коллапса» [57, 58]. Однако, воспроизводимость положения перетяжек в пространстве при сжатии цилиндрических лайнеров крайне низка. Это послужило основой для проведения экспериментов с лайнерами такой конфигурации, где область формирования перетяжки заранее предопределена.

В 1982 году в Физическом институте им. П.Н. Лебедева, г. Москва, был предложен новый тип многопроволочного лайнера, который представляет собой набор скрещенных проволочек, и в силу аналогии этой конфигурации с буквой «X», получившего название X-пинч [59]. В экспериментах было показано, что при пропускании по X-пинчу импульса тока с амплитудой сотни килоампер в области перекрестия формируется яркий источник мягкого рентгеновского излучения, обладающий малыми размерами (≤ 1 мкм) и малой длительностью импульса (≤ 1 нс), получивший название «горячая» точка [59 - 61]. Интегральные характеристики источника излучения (мощность и энергия излучения за импульс) на основе X-пинча уступают достигаемым с использованием Z-пинчей. В то же время, за счет малого размера «горячей» точки могут быть достигнуты чрезвычайно высокие значения плотности мощности излучения (до 10^{15} Вт/см²), что выводит X-пинч в ряд наиболее ярких в настоящее время лабораторных источников излучения [62]. Несмотря на длительную историю изучения X-пинчей ряд основных закономерностей (например, пороговая величина производной тока при которой формируется «горячая» точка, связь момента рентгеновской вспышки с параметрами генератора и проволочек X-пинча) являются чисто эмпирическими и не нашли пока однозначного физического толкования. Особое внимание с фундаментальной точки зрения заслуживает исследование процесса «радиационного коллапса», который, возможно, играет определяющую роль в динамике плазмы X-пинча.

Благодаря уникальным характеристикам источник излучения на основе X-пинча может быть использован для теневого рентгеновского зондирования статических объектов и быстротекущих плазменных процессов в мягком рентгеновском диапазоне (3-5 кэВ) и в более жестком (10-20 кэВ) [60 - 61]. В настоящее время наиболее востребованными объектами для исследовательских работ являются: многопроволочные лайнеры, как

источники мощных импульсов мягкого рентгеновского излучения ($h\nu > 100$ эВ), для реализации инерциального управляемого термоядерного синтеза [63 - 66]; сферические мишени лазерного термоядерного синтеза [67]; электрически взрывающиеся проводники и фольги [68 - 70].

Большинство экспериментов, демонстрирующих уникальность источника излучения на основе X -пинча к началу работ по теме диссертации было проведено на сравнительно высокоомных (порядка 1 Ом) импульсных генераторах. Их габариты и вес не позволяют использовать их в качестве диагностического средства в других лабораториях. Для дальнейшего развития и расширения области применения метода рентгеновского зондирования на основе X -пинчей представляли интерес разработка и создание малогабаритных генераторов, обеспечивающих требуемые для успешной работы X -пинча характеристики импульса тока.

Ряд плазменных процессов, протекающих в диодах сильноточных импульсных установок, являются пороговыми. Так, как отмечалось выше, для реализации скин-взрыва проводников требуется определенная (пороговая) величина магнитного поля на поверхности. Для формирования в X -пинчах источника излучения микронных размеров так же требуется пороговая скорость нарастания тока – не ниже 1 кА/нс [71]. В распоряжении экспериментатора, как правило, находятся сильноточные генераторы, параметры электромагнитного импульса которых были заданы при создании установки. Появление новых экспериментальных задач, требующих более высокой амплитуды тока, приводит к необходимости создания нового генератора или модернизации старого. Так как сильноточные генераторы мегаамперных импульсов тока представляют собой габаритные и дорогостоящие экспериментальные комплексы, то полномасштабная модернизация таких генераторов для увеличения амплитуды импульса тока путем, например, увеличения энергии первичного накопителя является затратной, трудоемкой, а зачастую и непосильной задачей. С этой точки зрения представляет интерес разработка и апробация технических решений, позволяющих более просто и недорого способом обеспечить увеличение амплитуды импульса тока в нагрузке генератора, например таких, как согласующий трансформатор. Одним из привлекательных подходов является применение трансформатора тока нагрузки (*load current multiplier*) [72], эффективность работы которого при работе на генераторах с различным импедансом требует экспериментальных исследований.

В связи с вышесказанным тематика диссертационной работы, направленной на изучение формирования плотной плазмы при скин-взрыве проводников в магнитных полях мегагауссного диапазона, изучение устойчивости плазменных лайнеров и повышения компактности их сжатия, исследование закономерностей формирования «горячей точки» X -

пинча и развитие на его основе методики импульсного теневого зондирования, представляется актуальной.

Цели и задачи работы

Целью настоящей работы являлись исследования условий образования плотной плазмы на поверхности цилиндрических проводников вследствие скин-эффекта электрического взрыва при уровне тока до 2.5 МА и времени его нарастания 100 нс, а также сопутствующих взрыву процессов нелинейной магнитной диффузии и развития поверхностных неустойчивостей; изучение физических процессов при сжатии каскадированных лайнеров, обеспечивающих формирование компактных (радиус ≤ 1 мм) финальных плазменных пинчей, интенсивно излучающих в спектральном диапазоне выше 1 кэВ, в широком диапазоне амплитуд и времен нарастания импульса тока; создание малогабаритных генераторов для реализации методики рентгеновского теневого зондирования на основе X-пинчей и проведение на них исследований характеристик источника излучения на основе X-пинча, закономерностей формирования «горячей» точки.

Для достижения поставленной цели предполагалось решение следующих основных задач:

1. Постановка экспериментальных исследований проникновения азимутального магнитного поля мегагауссного диапазона в цилиндрические проводники и скин-эффекта их поверхности на импульсном генераторе МИГ тераваттного уровня мощности с амплитудой тока до 2.5 МА и временем его нарастания 100 нс.
2. Получение экспериментальных данных о скорости проникновения быстронарастающего магнитного поля мегагауссного диапазона в проводники с различными свойствами и индукции магнитного поля, при которой происходит скин-эффект поверхности проводника, их сравнение с результатами предыдущих исследований и интерпретация с помощью оценок и моделирования.
3. Проведение экспериментальных исследований динамики плазмы, развития неустойчивостей и излучательных характеристик финального пинча при сжатии каскадированных плазменных лайнеров.
4. Разработка компактных импульсных генераторов тока с амплитудой 200÷300 кА и временем нарастания 150÷200 нс для исследований характеристик источника импульсов мягкого рентгеновского излучения на основе X-пинча. Демонстрация на этих генераторах возможностей методов импульсного рентгеновского зондирования с микронным пространственным и наносекундным временным разрешениями.

Научная новизна работы

1. Впервые реализована методика измерений глубины проникновения азимутального магнитного поля мегагауссного диапазона в цилиндрические проводники, опирающаяся на измерения импульса напряжения на внутренней поверхности полого проводника.
2. Получены новые экспериментальные данные по зависимости времени скинового электрического взрыва проводника от тока генератора и диаметра проводника для ряда наиболее часто применяющихся в электротехнике материалов (медь, алюминий, титан, сталь 3 и нержавеющая сталь).
3. Впервые сформулирован экспериментально подтвержденный критерий скинового электрического взрыва проводников, параметрами которого являются индукция магнитного поля на поверхности проводника, энергия сублимации и проводимость металла.
4. Впервые продемонстрирована задержка плазмообразования и развития неустойчивостей на поверхности проводника при индукции магнитного поля около 300 Т и времени его нарастания 100 нс за счет применения двухслойной структуры проводника с внешним слоем меньшей проводимости.
5. Разработана оригинальная модель динамики формирования «горячей точки» X -пинча, с помощью которой получен критерий подобия, связывающий параметры X -пинча и импульса тока с моментом формирования рентгеновской вспышки. Впервые показано, что ключевым параметром подобия является длина перетяжки, которая, как показано экспериментально, слабо зависит от погонной массы X -пинча.
6. Впервые разработан ряд малогабаритных импульсных генераторов тока с нагрузкой в виде X -пинча, используемых в настоящее время в нескольких лабораториях для проведения теневого рентгеновского зондирования в мягком рентгеновском диапазоне спектра с наносекундным временным и микронным пространственным разрешениями.

Теоретическая и практическая значимость работы

1. На основе созданных в ходе работы методик измерений, диагностических устройств, включая компактные импульсные генераторы тока для теневого рентгеновского зондирования с помощью X -пинчей, и конструкций узла нагрузки возможно проведение на тераваттном генераторе МИГ физических исследований: свойств вещества при высоких (\sim Мбар) импульсных давлениях; развития неустойчивостей на поверхности проводника в мегагауссном магнитном поле; сжатия металлических

лайнеров с целью получения высокотемпературной плотной плазмы или синтеза новых материалов.

2. Полученные экспериментальные данные по поверхностному плазмообразованию в мегагауссных магнитных полях и критерий скин-эффекта проводников обладают как самостоятельной научной ценностью, так и позволяют прогнозировать эффективность транспортировки энергии по вакуумным передающим линиям и степень разрушения электродов импульсных генераторов тока мегаамперного и мультимегамперного диапазонов, а также демонстрируют возможные пути увеличения стойкости электродов к воздействию сверхсильных магнитных полей.
3. Создание малогабаритных импульсных генераторов, сравнительно простых в эксплуатации, позволяет существенно продвинуться в экспериментальных исследованиях физических процессов в самих X-пинчах, а также обеспечить значительный прогресс в разработке современных радиографических комплексов мягкого рентгеновского диапазона спектра с наносекундным временным и микронным пространственным разрешениями. Высокая точность синхронизации генераторов с внешними устройствами позволяет создавать многокадровые системы рентгеновского зондирования.
4. На основе анализа экспериментальных данных и моделирования обоснована зависимость момента рентгеновской вспышки X-пинча от его параметров и параметров импульса тока, в которой ключевую роль играет длина перетяжки X-пинча.
5. Экспериментально определен диапазон параметров двухкаскадных лайнеров, обеспечивающих повышение эффективности генерации импульсов мягкого рентгеновского излучения в диапазоне энергий квантов $1\div 3$ кэВ.
6. Показана перспективность использования каскадированных лайнеров для повышения компактности формируемого пинча и повышения за счет этого эффективности генерации импульсов мягкого рентгеновского излучения на генераторах с временем нарастания тока ≈ 1 мкс.

Методология и методы исследования

Методология проведенных исследований опирается на комплексное применение общенаучных и специальных методов, среди которых доминирующую роль занимают экспериментальные. В экспериментах использовались новые и традиционные методы диагностики быстропротекающих электрофизических и плазменных процессов, адаптированные и доработанные с учетом поставленных задач и возможностей аппаратуры.

Положения, выносимые на защиту

1. Создан новый класс компактных установок для импульсной радиографии в мягком рентгеновском диапазоне спектра ($h\nu > 1$ кэВ), позволяющих с помощью X -пинча проводить теньевую съёмку, как быстропротекающих плазменных процессов, так и биологических объектов с временным разрешением $1\div 3$ нс и пространственным разрешением не менее $4\div 5$ мкм.
2. На основе моделирования динамики формирования «горячей точки» X -пинча получен критерий подобия, связывающий параметры X -пинча и импульса тока с моментом формирования рентгеновской вспышки. Теоретически показано и экспериментально подтверждено, что параметром подобия является длина перетяжки, которая слабо зависит от массы X -пинча.
3. Предложена и реализована методика измерения скорости проникновения мегагауссного азимутального магнитного поля в полые цилиндрические проводники, основанная на измерении напряжения на их внутренней поверхности. На основе экспериментальных данных, полученных на генераторе МИГ при времени нарастания импульса тока порядка 100 нс, показано, что глубина проникновения магнитного поля с индукцией $200\div 300$ Т в проводники из меди, алюминия, титана и стали 3 хорошо описывается известным выражением для толщины скин-слоя в случае нелинейной диффузии магнитного поля с поправочным коэффициентом ≈ 0.7 .
4. Экспериментально найдено, что значения индукции магнитного поля B_{min} , при которых происходит формирование на поверхности металлов интенсивно излучающей в вакуумном ультрафиолетовом диапазоне спектра плазмы составляют для проводников из меди, алюминия, стали 3, титана и нержавеющей стали 375, 270, 280, 220 и 245 Т, соответственно. На основе этих данных предложен эмпирический критерий скинового взрыва проводников, который происходит при индукции магнитного поля не менее $B_{min} \approx \sqrt{2\mu_0\Lambda_0} \cdot (0.3 \frac{\sigma_0}{\sigma^*} + 0.7)$, где σ_0 и Λ_0 – проводимость и плотность энергии сублимации металла при нормальных условиях, $\sigma^* = 4 \cdot 10^7$ 1/(Ом·м).
5. Экспериментально показано, что двухслойная структура проводника с внешним слоем меньшей проводимости толщиной меньшей глубины проникновения магнитного поля позволяет в быстронарастающем мегагауссном магнитном поле значительно задержать момент плазмообразования и развитие неустойчивостей на внешней поверхности проводника.

6. В экспериментах по исследованию устойчивости сжатия газовых лайнеров в широком диапазоне времен сжатия ($100 \div 1000$ нс), начальных радиусов ($1 \div 8$ см) и амплитуд импульса тока ($0.4 \div 3$ МА) показано, что каскадированная структура лайнера позволяет обеспечить формирование компактных плазменных пинчей (финальный радиус около 1 мм и меньше), интенсивно излучающих в спектральном диапазоне $1 \div 3$ кэВ.
7. Формирование компактных пинчей с финальной скоростью сжатия не менее $2 \cdot 10^7$ см/с достигается при использовании двухкаскадных лайнеров с радиусом внешнего каскада до 4 см, соотношением радиусов и масс внутреннего и внешнего каскада $0.2 \div 0.3$ и $0.3 \div 1$, соответственно. При таких параметрах возмущения, развивающиеся в ходе сжатия внешнего каскада, не передаются на внутренний каскад, а меньшее по сравнению с фронтом импульса тока время сжатия плазмы внутреннего каскада ограничивает развитие рэлей-тейлоровских неустойчивостей.

Личный вклад автора

Автор принимал непосредственное участие в создании и эксплуатации экспериментальных установок, в подготовке к экспериментам, в развитии диагностических методик, в анализе и обработке экспериментальных результатов. Текст диссертации написан автором лично.

Эксперименты на генераторе СНОП-3; создание, эксплуатация и эксперименты на микросекундной конденсаторной батарее с уровнем тока до 380 кА; разработка диагностических, рентгеноспектральных методик проводились лично автором при непосредственном участии и под руководством С.А. Сорокина. Генератор ИМРИ-5 (500 кА, 450 нс), представляющий собой ступень линейного импульсного трансформатора, разработанного под руководством Б.М. Ковальчука, с вынутым сердечником, был запущен в эксплуатацию совместно с А.В. Федюниным. Автором лично при участии Р.Б. Бакшт были обоснованы идея эксперимента, разработаны сверхзвуковые сопла для формирования газового лайнера, методики измерений, диагностическое оборудование. Эксперименты на генераторе ИМРИ-5 проводились совместно с А.В. Федюниным, А.Ю. Лабецким и Н.А. Лабецкой. Постановка и анализ результатов экспериментов на генераторе ГИТ-12 проводились автором, А.В. Шишловым, А.Г. Русских. Эксперименты проводились совместно с А.В. Федюниным, А.Ю. Лабецким, Н.А. Лабецкой. Огромная заслуга в успешном проведении экспериментов и их обсуждении принадлежит руководителю Отдела импульсной техники Б.М. Ковальчуку, группе ГИТ-12 в составе В.А. Кокшенева, Н.Е. Курмаева, Ф.И. Фурсова.

Постановка экспериментов на генераторе МИГ проводилась автором лично и опиралась на опыт предыдущих исследований, проведенных Н.А.Ратахиным, Б.А. Кабламбаевым, В.Ф. Федущаком. Эксплуатация генератора МИГ осуществлялась инженерной группой в составе Ю.А. Суковатицина и Е.Н. Волкова, руководимой автором. Реализация трансформатора тока нагрузки генератора МИГ была инициирована А.С. Чуватиным и проводилась автором при его активном участии. В экспериментах по изучению скин-эффекта и нелинейной диффузии на генераторе МИГ, обработке результатов непосредственно участвовали Н.А. Лабецкая, И.М. Дацко, Д.В. Рыбка.

Разработка малогабаритных импульсных генераторов для X-пинчей на первой стадии проводилась автором лично при непосредственной помощи В.Ф. Федущака и Н.А. Лабецкой. В дальнейшем работы проводились под руководством и при непосредственном участии автора. В этих работах принимали участие А.Г. Русских, А.В. Федюнин, А.П. Артемов, А.С. Жигалин, И.В. Лавринович, А.А. Эрфорт. В целом, разработка экспериментальных методик, проектирование и разработка импульсных генераторов, их модификация, выбор определяющих технических решений, тестирование установок и проведение экспериментов осуществлены лично автором, либо под его руководством и при непосредственном участии.

Отдельно следует выделить большой вклад В.И. Орешкина в постановку задач, выбор экспериментальных условий, разработку аналитических и численных моделей, применявшихся для диагностических целей и при анализе экспериментальных результатов, обобщение полученных данных.

Проводимые работы находились под генеральным руководством заведующего Отделом высоких плотностей энергии Н.А. Ратахина, осуществлявшего огромную консультационную и организационную помощь.

Степень достоверности и апробация работы

Достоверность результатов обеспечивается использованием комплекса современных методов исследований, непротиворечивостью полученных данных и их согласием с результатами других исследователей.

Представленные в работе результаты докладывались автором на Международной конференции по физике плазмы, Нагойя, Япония, 1996; на Международной конференции по плотным Z-пинчам, Альбукерке, США, 2002; на Международных конференциях по физике плазмы ICOPS, Санкт-Петербург, Россия, 2004, и Белек, Турция, 2015; Международных симпозиумах по сильноточной электронике, Томск, Россия, 2004, 2006, 2008; Международной конференции по явлениям в ионизованных газах (ICPIG), Прага, Чехия, 2007; на семинарах ИСЭ СО РАН, а также были представлены и докладывались соавторами

на Международной конференции по плотным Z-пинчам, Ванкувер, Канада, 1997; Международной конференции «Физика импульсных разрядов в конденсированных средах», Николаев, Украина, 2007, 2009; Международных симпозиумах по сильноточной электронике, Томск, Россия, 2010, 2014; Международной конференции по генерации мегагауссных магнитных полей и родственным экспериментам, Новосибирск, Россия, 2008; Международной конференции по физике экстремальных состояний, Эльбрус, Россия, 2015; Международной конференции по изоляции и пробое в вакууме (ISDEIV), Томск, Россия, 2012. Результаты исследований по теме диссертации изложены в 15-ти статьях, в том числе 14-ти входящих в перечень периодических изданий ВАК, и 20 докладах Международных и Российских симпозиумов и конференций.

Структура работы

Диссертация состоит из введения, девяти глав, заключения и списка литературы, включающего 338 наименований. Общий объем диссертации составляет 277 страниц текста, включая 18 таблиц и 145 рисунков.

Во **введении** обоснована актуальность темы, сформулированы цели и задачи исследований, научная новизна и практическая значимость работы, представлены защищаемые положения. В **первой** главе проведен обзор наиболее важных, по мнению автора данных, имеющихся в научной литературе по тематике диссертации. Во **второй** главе представлены и обсуждаются результаты экспериментов с трансформатором тока нагрузки на генераторе МИГ. **Третья** и **четвертая** главы посвящены разработке и созданию малогабаритных импульсных генераторов тока для работы с нагрузкой в виде X-пинча. В **пятой** главе описана модель формирования «горячей» точки X-пинча с учетом аксиального истечения вещества из области перекрестия проволок. Результаты расчетов сравниваются с результатами проведенных экспериментов. В **шестой** главе представлены результаты экспериментальных исследований сжатия каскадированных плазменных лайнеров на импульсных генераторах с уровнем тока от 0.4 до 3 МА. **Седьмая** глава посвящена вопросам нелинейной диффузии магнитного поля в проводники. Приведены результаты экспериментов на генераторе МИГ по измерению скорости проникновения мегагауссного магнитного поля в проводник, результаты расчетов волны нелинейной диффузии. **Восьмая** глава посвящена экспериментальным исследованиям скинового взрыва цилиндрических проводников из ряда наиболее часто используемых в электротехнике металлов. В **девятой** главе приведены и обсуждаются результаты экспериментов по образованию плазмы на поверхности двухслойных проводников в мегагауссных магнитных полях. Работа завершается **заключением**, в котором приведены основные выводы работы.

ГЛАВА № 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

В настоящей главе изложены наиболее важные, по мнению автора, сведения из научной литературы, отражающие тематику исследований, которым посвящена диссертация.

1. Электрический взрыв проводников

Электрический взрыв проводников (ЭВП), как многостороннее физическое явление, нашедшее множество практических приложений, известно уже более 200 лет. По-видимому, впервые явление ЭВП было описано в 1773 году на заседании Лондонского королевского общества [73]. Сущность явления заключается в прогрессирующем нагреве материала проводника при протекании по нему тока за счет интенсивного джоулева тепловыделения. В силу возрастания удельного сопротивления металлов от температуры (плотности внутренней энергии) нагрев проводника идет нарастающим темпом. Возьмем, например, зависимость удельного сопротивления проводника от плотности внутренней энергии в виде $\rho \approx \rho_0 \cdot (1 + \beta \varepsilon_w)$, где ρ_0 – удельное сопротивление при нормальных условиях, ε_w – объемная плотность внутренней энергии, которая в отсутствие потерь энергии и других механизмов нагрева равна плотности энергии джоулева нагрева, $\beta = const$, тепловой коэффициент. Тогда, используя соотношение:

$$\frac{\partial \varepsilon_w}{\partial t} = \rho \cdot j^2$$

можно получить, что при постоянной плотности тока j плотность внутренней энергии нарастает экспоненциально $\varepsilon_w \propto \exp(\rho_0 \cdot \beta \cdot j^2 \cdot t)$.

Следовательно, неудивительно, что при электрическом взрыве проводников возможно достижение плотностей тепловой энергии, вложенной в материал, равных и выше энергий фазовых переходов (плавления и сублимации), что подтверждается многочисленными экспериментальными результатами. Само же явление электрического взрыва проводников можно характеризовать, как резкое изменение физического состояния металла вследствие интенсивного выделения в нем энергии при пропускании импульсного тока большой плотности ($j \geq 10^6$ А/см²), приводящее к нарушению металлической проводимости [74].

В ходе электрического взрыва сопротивление проводника может увеличиваться и за счет других факторов. Так удельное сопротивление металла ρ увеличивается при снижении его плотности, что может быть учтено в оценках и расчетах введением дополнительного зависящего от плотности множителя в температурной зависимости [21]:

$$\rho \approx \rho_0 \cdot (1 + \beta \varepsilon_w) \cdot \left(\frac{\gamma_0}{\gamma} \right)^\alpha,$$

где γ – плотность металла, γ_0 – плотность металла при нормальных условиях, коэффициент α для меди равен ≈ 2.7 [21]. Кроме того, развивающиеся при электрическом взрыве неустойчивости приводят к нарушению однородности проводника по длине, формируя области повышенного энерговыделения. В режиме ЭВП с низкой плотностью тока развитие неустойчивостей приводит к механическому разрушению проводника в отдельных областях [73]. При этом в продуктах взрыва могут обнаруживаться кусочки исходного проводника. При более высоких плотностях тока, то есть при более быстром вводе энергии в проводник, заметными становятся поперечные проводнику неоднородности плотности и температуры, проявляющиеся в экспериментах в форме страт и обусловленные развитием перегревных неустойчивостей (см., например, [69, 73, 75 – 80]). Поэтому классификация режимов ЭВП включает в себя сравнение времени ввода энергии с характерным временем развития неустойчивостей.

Широкий спектр объемных плотностей энергии, достигаемых в импульсном режиме ЭВП, предопределил интенсивное применение этого явления в фундаментальных научных исследованиях и в практических приложениях. В целом, граница между фундаментальной составляющей работ по ЭВП и прикладной достаточно условна. Наиболее понятным является использование тонких проводников в качестве защиты от перегрузок в электрических цепях, то есть в качестве предохранителей. Основы технологического использования взрывающихся проводников – детонация ракетного топлива, получение ультрадисперсных материалов (нанопорошков), формование поверхностей и измельчение материалов при электрическом взрыве в жидких диэлектриках – были заложены достаточно давно и успешно используются в индустрии в настоящее время (см., например, [73, 74, 81 - 97]).

ЭВП широко используется и в научных разработках. Перечислим некоторые из них [74]. Создание мощных импульсных источников оптического излучения для скоростного фотографирования быстропротекающих процессов [98 - 102]. Получение активных сред лазеров на парах металлов [103 - 106]. Создание импульсных источников излучения для микроэлектроники [26, 107, 108]. Создание быстродействующих электровзрывных размыкателей тока для передачи энергии из первичного емкостного накопителя в физическую нагрузку, генерации высоковольтных импульсов напряжения и сильноточных электронных пучков (см., например, [9, 74, 97, 109 - 111]).

С точки зрения фундаментальных исследований взрывающийся проводник представляет интерес, как объект, удобный для изучения теплофизических и транспортных

свойств плотной неидеальной плазмы [112 - 114], в частности, для исследования проводимости металлов в окрестности критической точки, то есть той точки фазовой диаграммы, в которой сходятся жидкая, газоплазменная и двухфазная области. К исследованиям ЭВП тесно примыкают и исследования по импульсному пробоя в вакууме – в процессе вакуумного пробоя происходит электрический взрыв поверхности катода, что приводит к возникновению взрывной электронной эмиссии [115, 116].

Хорошо известная возможность генерации ударных волн при электрическом взрыве в сплошной среде позволила реализовать новый лабораторный способ достижения экстремальных состояний вещества [117]. Несколько тонких проволок располагают по образующей цилиндра, формируя так называемую многопроволочную цилиндрическую сборку. Сборка помещается в очищенную воду. Диаметр сборки, количество проволок и их длина являются параметрами, требующими оптимизации с точки зрения интенсивности генерируемой ударной волны. Можно заметить, что диаметр сборки целесообразно выбирать равным $5 \div 10$ мм, число проволок $20 \div 100$ штук, длину – $2 \div 10$ см. На первом этапе, когда происходит электрический взрыв каждого из проводников сборки, энергия, подводимая к узлу нагрузки генератора, переходит в тепловую энергию проволок. Варьируя вышеперечисленные параметры можно добиться 80% эффективности конверсии подводимой энергии в тепловую. На следующем этапе происходит расширение взорванных проводников и образование ударных волн от каждой проволоки. Вследствие суперпозиции этих волн внутри сборки формируется сходящаяся к оси цилиндрическая ударная волна. Формирование азимутально однородной и устойчивой ударной волны в данной схеме само по себе не является тривиальным фактом, но было экспериментально продемонстрировано в работах: [117] при уровне тока 90 кА и времени его нарастания 1.5 мкс; [118, 119] при уровне тока 450 кА и времени нарастания 0.5 мкс. При схождении ударной волны к оси растет скорость распространения ее фронта, то есть по мере схождения энергия волны кумулируется в небольшой пространственной области. Максимальные параметры вещества (давление, температура и плотность) в этой области достигаются после отражения ударной волны от оси. Размер области определяется вязкостью вещества и скоростью распространения фронта ударной волны. В экспериментах [117] он составлял несколько десятков микрометров при времени существования несколько наносекунд, а газокINETическое давление в этой области достигало 0.25 Мбар. Хотя то, что фронт ударной волны устойчив в процессе ее распространения, известно давно, для достижения максимальных параметров требуется очень тщательное изготовление самих многопроволочныхборок. Основное требование – максимальная азимутальная симметрияборок. Следует заметить, что в приосевой области ударная волна начинает интенсивно

излучать и появляется возможность исследовать излучающие ударные волны в плотном веществе, что представляет интерес в астрофизическом аспекте.

Дальнейшая оптимизация параметров и геометрии проволочного каскада, увеличение мощности генератора тока позволили продемонстрировать путем сравнения экспериментальных данных с результатами моделирования возможность достижения значений массовой плотности порядка твердотельной, температуры плазмы единицы-десятки электронвольт и газокINETического давления единицы-десятки мегабар [120, 121]. Состояние вещества при таких параметрах в англоязычной научной литературе принято называть «warm dense plasma», то есть «плотная теплая плазма». В этом состоянии потенциальная энергия взаимодействия электронов с ядрами одного порядка с кинетической энергией электронов. Понимание свойств такого состояния крайне необходимо в фундаментальных и прикладных исследованиях: ядер гигантских планет; термоядерного синтеза с магнитным и инерциальным удержанием; быстрой детонации; генерации лазерного излучения в рентгеновском диапазоне; лазерной обработки материалов; высокоскоростных ударов (например, метеоритов).

В работе [120] при уровне тока генератор 650 кА и времени его нарастания 350 нс в окрестности оси многопроволочного цилиндрического медного каскада размещенного в воде достигнуты значения давления до 4 Мбар, плотности воды до 4 г/см^3 при температуре около 2 эВ. Использование квазисферического проволочного каскада за счет усиления кумулятивного эффекта позволили в области размером 12 мкм достичь давления до 60 Мбар, плотности воды до 8 г/см^3 при температуре около 17 эВ [121]. Достигнутые параметры уникальны и настолько высоки для лабораторных условий, что на основе имеющегося опыта может быть предложена и реализована новая схема инерциального термоядерного синтеза, основанная на зажигании дейтериево-тритиевой смеси сжимаемой сходящейся ударной волной в воде [122].

В начале 2000-х годов рост интереса к ЭВП в вакууме произошел благодаря успешным экспериментам по получению мощных импульсов мягкого рентгеновского излучения при сжатии многопроволочныхборок на генераторе Z в США [123]. Полученные результаты (200 ТВт, 2 МДж в рентгеновском импульсе) свидетельствовали о возможности осуществления пороговых экспериментов по реализации инерциального термоядерного синтеза при облучении термоядерной мишени импульсом мягкого рентгеновского излучения [124 - 126]. Следует отметить, что достигнутый результат был обусловлен, в основном, созданием сверхмощного импульсного генератора Z [12], обеспечивающего ток через лайнер до 20 МА со временем нарастания ≈ 100 нс. Это является несомненным достижением американских ученых, оставивших далеко позади исследовательские группы в других

странах, в том числе и в России. Такое отставание отечественной науки сохраняется и по сей день в силу отсутствия финансирования со стороны государства, несмотря на наличие качественных российских проектов [14, 15].

Наиболее подробно физические эффекты, сопровождающие сжатие многопроволочного лайнера исследовались и исследуются в России на установке Ангара-5-1, Троицк. Основное отличие взрыва многопроволочного каскада от взрыва уединенной проволоочки состоит в наличии коллективного магнитного поля. Благодаря этому полю, плазма, образовавшаяся на поверхности проволоочки, может сноситься силой Ампера к оси каскада. Это приводит к ряду новых эффектов при сжатии многопроволочного лайнера: «холодный старт», затянутое плазмообразование и «плазменный ливень», предложенных и изученных в [65, 66, 127]. Структура сжимающихся многопроволочных лайнеров, в том числе и двухкаскадных, в условиях затянутого плазмообразования также изучалась на генераторе MAGPIE, Англия [128, 129].

Аналогичных эффектов, определяемых соотношением коллективного и индивидуального магнитного поля взрывающихся проводников, следует ожидать и в другой конфигурации многопроволочного лайнера, которая представляет собой набор скрещенных проволоочек, и в силу аналогии с буквой «X» получившей название X-пинч [57]. В результате электрического взрыва проводников X-пинча и последующего сжатия вещества удастся получить источник мягкого рентгеновского излучения микронных размеров с длительностью импульса меньше наносекунды (см., например, [57, 60, 61]). Удвоенное расстояние L_{est} по оси X-пинча от перекрестия проволоочек до места, где магнитное поле индивидуальных проволоочек на их поверхности становится больше коллективного поля можно оценить, как $L_{est} \approx \frac{2Nr_w}{\tan \varphi}$. Здесь, N – число проволоочек, r_w – радиуса одной проволоочки, φ – угол наклона проволоочек к оси X-пинча. При типичных для X-пинчей значениях длина L_{est} составляет $50 \div 200$ мкм, что сравнимо с расчетными [130] и экспериментально измеренными значениями длины микропинча [131, 132], на котором вследствие каскадирования развивается «горячая точка».

Несколько обособленными являются исследования ЭВП в режиме скинирования тока, то есть когда толщина скин-слоя существенно меньше размера проводника. Это можно объяснить экспериментальными сложностями при реализации такого режима взрыва. Для этого необходимы либо сверхсильные магнитные поля с индукцией 1 МГс и выше [21], либо (для проводников диаметром десятки микрон) переход в субнаносекундную область времен нарастания импульса тока [133]. В последнем случае исследования взрыва осложняются необходимостью учета волновых процессов при работе импульсного генератора на такую

нагрузку и, возможно, времени пробега электромагнитной волны вдоль проводника, необходимостью использования высокоскоростных диагностик с пикосекундным временным разрешением. Еще одним обстоятельством является наличие радиального электрического поля на поверхности проводника высокой напряженности, существенно меняющегося вдоль проводника. Положим для оценки скорость нарастания тока ~ 2 кА/нс, длину проволоочки 1 см, ее диаметр 20-100 мкм, диаметр обратного токопровода 10 см [133]. Тогда индуктивное напряжение на нагрузке составит около 30 кВ, а напряженность радиального электрического поля на высоковольтной стороне проволоочки 0.8 - 4 МВ/см. При таких напряженностях электрических полей значительную роль могут играть процессы электронной эмиссии, как с поверхности проволоочки, так и с области ее контакта с электродом, вплоть до шунтирования проволоочки электронным током или инициируемом эмитируемыми электронами разрядом в десорбированном газе [134].

Следует отметить, что «нетепловое» образование плазмы на поверхности проводника, а именно, вследствие развития пробоя, характерно и для многих режимов электрического взрыва при толщине скин-слоя большей толщины проводника, особенно в вакууме. Развитие шунтирующего вещества проволоочки пробоя либо по десорбированному газу, либо по расширяющимся парам металла прекращает энерговклад в плотное вещество проводника и ограничивает вкладываемую в него энергию (см., например, [79, 99, 100, 135 - 140]).

Насколько известно автору, понятие «тепловое» плазмообразование было введено в серии работ, посвященных электрическому взрыву толстых (диаметр больше толщины скин-слоя) проводников при пропускании по ним импульса тока с амплитудой 1 МА и временем нарастания 100 нс [141 - 144] на установке Zebra, США. «Тепловым» плазмообразованием авторы называют формирование на поверхности проводника плазмы с температурой $0.6 \div 0.9$ эВ вследствие его джоулева нагрева. К «нетепловым» процессам авторы относят пробой или перекрытие вдоль поверхности вследствие развития электронных лавин и подсветку ультрафиолетовым излучением из контактов, которая также может инициировать пробой [141, 142]. Авторами [144] апробированы ряд конструкций контактов взрывающегося проводника с электродами генератора, в основном, снижающих вероятность искрения и исключаящих попадание излучения из области контактов на изучаемый проводник. Подтверждены основные результаты работы [142], касающиеся пороговой величины индукции магнитного поля на поверхности проводника, при которой происходит ее электрический взрыв.

2. Интеграл действия

Интеграл действия является одним из ключевых параметров при описании ЭВП. Согласно работам [99, 145], интеграл действия можно записать в виде:

$$\int_0^{t_i} i^2 \cdot dt = g_i \cdot A^2, \quad (1.1)$$

где i – ток, A – площадь поперечного сечения исходного проводника, g_i – константа для данного металла, определяющая фазовое состояние нагреваемого проводника в момент времени t_i . Значения констант g_i , как правило, определяются экспериментально. Так, например, в [145] вводятся четыре константы, соответствующие, твердой и жидкой фазам в окрестности точки плавления, жидкой и парообразной фазе в окрестности точки кипения. В дальнейшем число констант снизилось до двух, соответствующих плавлению и испарению (сублимации) вещества. Это, скорее всего, связано с погрешностью экспериментальных измерений, перекрывающих более тонкие градации состояний.

Формула интеграла действия (1.1) тоже претерпела изменения и, в настоящее время, наиболее часто используется в виде:

$$\int_0^{t_m} j^2 \cdot dt = h_m, \quad \int_0^{t_{exp}} j^2 \cdot dt = h_{exp},$$

для плавления (m) и сублимации (exp), соответственно.

Примечательность интеграла действия заключается, в первую очередь, в слабом изменении h_m и h_{exp} в широком диапазоне параметров проводника и импульса тока. Так, h_{exp} не изменяется больше, чем на 10% при варьировании площади сечения в 2000 раз, длины проводника в 400 раз, плотности тока в 10 раз [146]. Во избежание дальнейших недоразумений, отметим, что наиболее общепринятым в экспериментах является определение момента взрыва проводника t_{exp} по максимуму активного сопротивления проводника, находимому по совместной обработке осциллограмм тока и напряжения. Плотность тепловой энергии, вкладываемой в проводник к этому моменту времени, зависит от плотности тока. При плотности тока около 10^7 А/см² она примерно на 15% может превышать энергию сублимации металла при нормальном давлении, и линейно увеличивается примерно в два раза при увеличении плотности тока до 10^8 А/см² (см, например, [147]).

Значения интеграла действия h_{exp} можно оценить, используя следующие соображения [81, 116]. В условиях адиабатического нагрева проводника, то есть в отсутствие потерь энергии, например, на излучение, изменение внутренней энергии вещества определяется только мощностью джоулева тепловыделения:

$$\gamma \cdot \frac{dw}{dt} = \rho \cdot j^2.$$

Здесь w – удельная внутренняя энергия, γ – плотность вещества, ρ – удельное сопротивление. Полагая далее, что плотность и удельное сопротивление зависит только от удельной энергии, можно получить соотношение между удельной энергией и интегралом действия:

$$h = \int_0^t j^2 \cdot dt = \int_{w_0}^w \frac{\gamma(w)}{\rho(w)} \cdot dw. \quad (1.2)$$

Зависимость удельного сопротивления от вложенной энергии достаточно сложна и может быть описана линейными функциями с различными коэффициентами в стадиях нагрева в твердом состоянии и нагрева в жидком состоянии до взрыва. В стадии собственно взрыва удельное сопротивление возрастает экспоненциально [74]. Для оценок возможно использование линейной зависимости [21, 116]:

$$\rho \approx \rho_0 \cdot \alpha \cdot T \approx \rho_0 \cdot \alpha \cdot \frac{m_i}{3 \cdot k} \cdot w \quad (1.3)$$

Здесь, T – температура, α – температурный коэффициент сопротивления, ρ_0 – удельное сопротивление исходного проводника, m_i – масса иона, k – постоянная Больцмана. Для получения выражения (1.3) полагалось, что $\rho_0 \cdot \alpha \cdot T \gg 1$ и теплоемкость равна $3Nk$ (N – число атомов в единице объема).

Из выражений (1.2) и (1.3) при постоянной плотности вещества γ_0 можно получить соотношение между температурой финального состояния вещества T и интегралом действия:

$$h \approx \frac{3 \cdot k \cdot \gamma_0}{\rho_0 \cdot \alpha \cdot m_i} \cdot \ln\left(\frac{T}{T_0}\right). \quad (1.4)$$

ТАБЛИЦА 1.1. Удельное сопротивление ρ_0 , температурный коэффициент сопротивления α при температуре 20°C [148], масса иона m_i , плотность γ_0 , критическая температура T_{crit} [149], интеграл действия h_{crit} , рассчитанный по формуле (1.4), экспериментальные значения интеграла действия h_{expl} до взрыва [116] для ряда металлов.

	ρ_0	α	m_i	γ_0	T_{crit}	h_{crit}	h_{expl}
	$\Omega \cdot m$	1/K	a.m.u.	kg/m ³	К	A·s/cm ⁴	A·s/cm ⁴
Ag	$1.59 \cdot 10^{-8}$	$4.03 \cdot 10^{-3}$	108	10500	7010	$1.2 \cdot 10^9$	$2.8 \cdot 10^9$
Cu	$1.67 \cdot 10^{-8}$	$4.30 \cdot 10^{-3}$	64	8900	8390	$1.6 \cdot 10^9$	$4.1 \cdot 10^9$
Au	$2.23 \cdot 10^{-8}$	$4.50 \cdot 10^{-3}$	197	19300	8970	$8.2 \cdot 10^8$	$1.8 \cdot 10^9$
Al	$2.69 \cdot 10^{-8}$	$4.20 \cdot 10^{-3}$	27	2700	8000	$7.2 \cdot 10^8$	$1.8 \cdot 10^9$
W	$5.50 \cdot 10^{-8}$	$4.60 \cdot 10^{-3}$	184	19300	21010	$4.4 \cdot 10^8$	-
Mo	$5.87 \cdot 10^{-8}$	$4.70 \cdot 10^{-3}$	96	10200	16140	$3.8 \cdot 10^8$	-
Ni	$6.84 \cdot 10^{-8}$	$6.00 \cdot 10^{-3}$	59	8900	10330	$3.2 \cdot 10^8$	$1.9 \cdot 10^9$
Fe	$9.71 \cdot 10^{-8}$	$6.51 \cdot 10^{-3}$	56	7900	9600	$1.9 \cdot 10^8$	$1.4 \cdot 10^9$
Ti	$5.50 \cdot 10^{-7}$	$3.50 \cdot 10^{-3}$	47.9	4500	11790	$4.4 \cdot 10^7$	-

Как видно из формулы (1.4) и Таблицы 1.1 рассчитанные значения интеграла действия до достижения критической температуры уменьшаются с ростом удельного сопротивления

проводника. Аналогичная тенденция, хоть и не столь явно выраженная, наблюдается и для экспериментальных значений интеграла действия h_{expl} до взрыва. Для «хороших» проводников (медь, серебро, золото, алюминий) рассчитанные значения интеграла действия меньше экспериментальных в 2÷2.5 раза, но по порядку величины удовлетворительно совпадают. Для «плохих» (никель, железо) проводников расхождение существенно больше и составляет 6÷7 раз. Интересно заметить, что попытка использовать критерий интеграла действия для скин-слоя путем расчета интеграла действия в слое переменной толщины, равной глубине проникновения волны нелинейной диффузии [150], дает неплохое соответствие с экспериментальными результатами для меди и алюминия. Высокие экспериментальные значения интеграла удельного действия вместе с высоким значением удельного сопротивления для «плохих» проводников дают существенно завышенные по сравнению с экспериментальными значения магнитной индукции, при которой происходит взрыв поверхности.

В Таблице 1.2 показаны ряд экспериментально измеренных значений интеграла удельного действия до взрыва при различных значениях плотности тока. Плотность тока рассчитывалась по значению тока в момент взрыва и исходному сечению проводника.

ТАБЛИЦА 1.2. Экспериментальные значения интеграла действия h_{expl} до взрыва для ряда металлов.

	[80]		[21]	[96]	[115]	[148]*	[149]
	10^7 А/см ²	10^8 А/см ²	10^7 А/см ²	10^7 А/см ²	10^8 А/см ²	$(7-8) \cdot 10^8$ А/см ²	$2 \cdot 10^8$ А/см ²
Ag	-	-	-	$1.04 \cdot 10^9$	$2.8 \cdot 10^9$	-	-
Cu	$2 \cdot 10^9$	$4.1 \cdot 10^9$	$1.95 \cdot 10^9$	$1.97 \cdot 10^9$	$4.1 \cdot 10^9$	$(4-6) \cdot 10^9$	-
Au	-	-	-	-	$1.8 \cdot 10^9$	-	-
Al	$0.9 \cdot 10^9$	-	$1.09 \cdot 10^9$	$0.934 \cdot 10^9$	$1.8 \cdot 10^9$	-	-
W	$0.8 \cdot 10^9$	$1.8 \cdot 10^9$	-	-	-	-	$2.5 \cdot 10^9$
Ni	$0.8 \cdot 10^9$	$1.9 \cdot 10^9$	-	$0.752 \cdot 10^9$	$1.9 \cdot 10^9$	-	-
Fe	$0.6 \cdot 10^9$	$1.4 \cdot 10^9$	-	-	$1.4 \cdot 10^9$	-	-

* фольга.

В условиях, когда толщина скин-слоя меньше толщины проводника, использование интеграла действия вряд ли оправдано для оценки момента взрыва. Действительно, плотность тока сосредоточена в скин-слое, а остальная масса проводника еще не подвержена воздействию магнитного поля. Оценка интеграла действия по полному сечению проводника тогда дает заниженные значения. Этот качественный вывод подтверждается результатами одномерного магнитогидродинамического моделирования взрыва проводников при линейном нарастании магнитного поля на поверхности. На Рис. 1.1 показаны результаты

таких расчетов для медного проводника при различных значениях скорости нарастания магнитного поля [151].

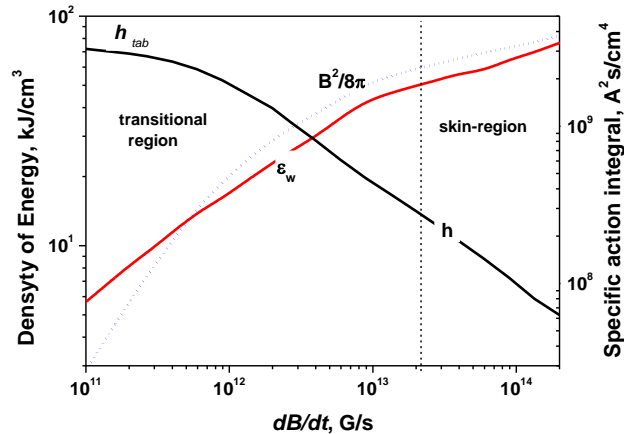


Рис.1.1. Расчетные зависимости плотности магнитной энергии ($B^2/8\pi$) и плотности тепловой энергии (ε_w) от скорости нарастания индукции магнитного поля на поверхности проводника.

На Рис.1.1 приведены расчетные зависимости плотности магнитной энергии ($B^2/8\pi$) и плотности тепловой энергии (ε_w) от скорости нарастания индукции магнитного поля на поверхности проводника. Условно выделены две области: область сканирования тока и переходная область, которая определяется условием $D \leq \Delta \leq D/10$. Здесь D – толщина проводника, $\Delta = \sqrt{\frac{c^2 \tau_{ex}}{4\pi\sigma}}$ – толщина скин-слоя, σ – проводимость металла, τ_{ex} – время взрыва, определенное из расчетов, как промежуток времени между началом тока генератора и моментом достижения температуры поверхности 2 эВ. В области скинирования хорошо выполняется условие $B^2/8\pi \approx \varepsilon_w$, что, в принципе, позволяет оценивать плотность внутренней энергии по плотности энергии магнитного поля.

3. Скиновый электрический взрыв проводников

Образование плазмы на поверхности проводника в магнитных полях мегагауссного диапазона представляет интерес с фундаментальной точки зрения и для различных приложений. Каким образом и при каких магнитных полях происходит формирование плазмы на поверхности проводника, по которому в скиновом режиме протекает мощный импульс тока, в настоящее время неясен. Экспериментальных данных, касающихся этого вопроса, в научной литературе достаточно мало.

Одна из первых классификаций режимов электрического взрыва проводников дана в [100]. Согласно этой работе электрический взрыв проводника происходит, когда вложенная за счет джоулева тепловыделения удельная энергия превышает энергию испарения.

Если толщина скин-слоя меньше радиуса проводника, материал испаряется в «тонкой поверхностной пленке» [100], в то время как центральная часть проводника еще не нагрета. Оценки показывают, что прогрев внутренних слоев вещества за счет теплопроводности значительно отстает по темпу от джоулевого разогрева в ходе диффузии магнитного поля. То есть, проводник в ходе скинового взрыва ведет себя подобно фольге толщиной равной глубине проникновения магнитного поля, по которой протекает импульс тока с высокой плотностью. Было сделано несколько попыток дать точное название такому режиму взрыва. Webb (см. [100]) называл такой режим взрывной абляцией (*explosion ablation*), подразумевая испарение вещества и разлет образовавшегося пара. Другое название «сверхбыстрый взрыв» можно найти в работах [74, 101]. С нашей точки зрения более точными являются следующие определения – поверхностный [151] или скиновый [153] электрический взрыв.

Представляется очевидным, что измерения момента взрыва по осциллограммам тока и напряжения на проводнике, как это делается для взрыва тонких проволочек, в случае скинового режима затруднены. Причиной является то, что более глубокие, еще не нагретые слои вещества шунтируют ток поверхностных слоев и явно выраженного максимума напряжения ожидать не следует. То есть, другие способы диагностики поверхностного взрыва должны быть использованы. Напомним, что поверхностное плазмообразование в результате скинового взрыва является нежелательным эффектом, например, с точки зрения магнитной изоляции вакуумных передающих линий или генерации мегагауссных магнитных полей с помощью одновитковых соленоидов. Следовательно, представляется целесообразным определять момент скинового электрического взрыва по собственному излучению возникающей плазмы. Такой подход использован, по крайней мере, двумя научными группами [142, 151].

Более того, такая методика не представляется слишком неточной. Действительно, ряд экспериментальных исследований взрыва тонких проволочек в вакууме при равномерном распределении тока по сечению показывает, что появление собственного излучения хорошо коррелирует с максимумом импульса напряжения (см., например, [100, 130]).

Совершенно естественно, что интерес к плазмообразованию на поверхности толстых (толщина проводника больше размера скин-слоя) проводников проявился в исследованиях генерации сверхсильных магнитных полей. В 50-е годы двадцатого столетия российские и американские ученые провели первые эксперименты по сжатию магнитного потока металлической цилиндрической оболочкой (лайнером), ускоряемой под действием детонационной волны от заряда взрывчатого вещества (см., например, [16-19]). Полагая, в первом приближении, что цилиндр является идеальным проводником нетрудно показать, что вследствие сохранения магнитного потока внутри цилиндра, магнитное поле нарастает

обратно пропорционально квадрату радиуса $B \sim R^2$. В экспериментах за счет наличия конечной проводимости металла происходят потери магнитного потока. Более того, проводимость металла падает с ростом температуры. Значительную роль в процессе может играть электрический взрыв обращенных к полю поверхностных слоев лайнера, если в них выделилась энергия порядка энергии сублимации. Нагрев и расширение металла приводят к существенному падению проводимости по сравнению с металлом в исходном состоянии. Если ширина зоны низкой проводимости сравнима с радиусом лайнера, то возникают значительные потери магнитного потока.

С другой стороны, если плотность энергии магнитного поля $B^2/2\mu_0$, по порядку величины равная плотности тепловой энергии, меньше плотности кинетической энергии лайнера γv^2 (γ - плотность оболочки, v – скорость сжатия), то взрыв скин-слоя может и не приводить к катастрофическим потерям магнитного потока [16]. Действительно, эксперименты по сжатию магнитного потока позволили получить рекордные значения пиковой индукции магнитного поля, например, 25 МГс [16].

Проведенные эксперименты по генерации магнитных полей при сжатии металлического лайнера, а также развитие техники лабораторных методов генерации мегагауссных магнитных полей на основе одновитковых соленоидов (см., например, [20]) предопределили интерес к теоретическому изучению процесса взаимодействия импульсного мегагауссного магнитного поля с поверхностью металлов.

Как правило, в аналитических расчетах решаются уравнения нелинейной диффузии магнитного поля с учетом ряда упрощенных зависимостей магнитной индукции на поверхности проводника от времени и проводимости вещества от плотности внутренней энергии. Отметим, что в адиабатическом приближении единственным источником тепловыделения является джоулев нагрев, а потерями тепла пренебрегается. Наиболее продуктивным для получения аналитических решений автомодельного вида явилось приближение полной потери проводимости при достижении веществом некоторой пороговой объемной плотности тепловой энергии $\varepsilon_{пор}$. Характерной особенностью диффузии магнитного поля в проводник является примерное равенство объемной плотности энергии магнитного поля и плотности энергии джоулевого тепловыделения. Это позволяет ввести понятие пороговой величины индукции магнитного поля, при достижении которой следует ожидать электрического взрыва скин-слоя:

$$B_s = \sqrt{2\mu_0 \cdot \varepsilon_{пор}}. \quad (1.5)$$

Очевидно, что величина индукции магнитного поля на поверхности проводника вполне может быть измерена или, хотя бы, оценена в экспериментах.

Не останавливаясь подробно на результатах расчетов, обсудим характерные значения величин $\varepsilon_{пор}$ и B_s . В первом приближении естественно считать, что взрыв скин-слоя происходит при достижении плотностью энергии джоулева разогрева величины энергии сублимации вещества Λ_0 . Для металлов наиболее часто используемых в электротехнике энергия сублимации лежит в диапазоне $(30\div 50)$ кДж/см³, что соответствует величинам $B_s \approx (270\div 350)$ Тл. В работе [154] на основании расчетов получена величина порогового поля $B_s \approx 290$ Тл для железа. В работе [155] для порогового поля с учетом теплопроводности получено следующее выражение:

$$B_s > 2\pi \cdot \sqrt{\Lambda_0} \left(\ln \left(\frac{\pi}{6\beta} \cdot \left(\frac{ck}{e} \right)^2 \cdot \frac{qT_*}{\chi^2} \right) \right)^{-0.5},$$

Где c – скорость света, k – постоянная Больцмана, e – заряд электрона, q – теплоемкость единицы объема, χ – теплопроводность, T_* – температура кипения, β – параметр ≈ 1 . Вычисления по этой формуле дают для меди $B_s > 150$ Тл, для вольфрама $B_s > 190$ Тл, для свинца $B_s > 66$ Тл.

В работе [156] в пороговую величину плотности энергии, помимо энергии сублимации включены тепловая энергия плазмы при температуре кипения и теплота плавления $Q_{пл}$:

$$\varepsilon_{пор} \approx q(T_* - T_0) + \Lambda_0 + Q_{пл}.$$

Здесь T_0 – начальная температура металла. Индукция предельного магнитного поля $B = \sqrt{2\mu_0 \cdot \varepsilon_{пор}}$ составляет 360 Тл для меди. Такая оценка с точностью до 2 соответствует максимальным значениям магнитных полей, полученных в одновитковых соленоидах (160 Т) [156]. Причем отмечается слабая зависимость максимального поля от проводимости материала соленоида. Это качественно подтверждает справедливость оценки $B \approx \sqrt{2\mu_0 \cdot \Lambda_0}$, поскольку для использованных материалов теплота сублимации Λ_0 примерно одинакова.

Анализ данных по максимальной амплитуде магнитных полей, получаемых в экспериментах с одновитковыми соленоидами, проведенный в [24], показывает, что при увеличении мощности подвода энергии к проводнику плотность магнитной энергии растет вплоть до энергии сублимации. Однако, эти данные дают лишь косвенную оценку величины магнитного поля, при которой происходит взрыв поверхности.

Такую же косвенную оценку дает сравнение результатов экспериментов по магнитной кумуляции и по генерации магнитных полей в одновитковых соленоидах с более сложными расчетными моделями, проведенное в [23, 24]. Индукция магнитного поля, при которой следует ожидать скин-слоя взрыва проводника, составляет 300÷400 Тл [23, 24]. Автору настоящей работы неизвестны другие эксперименты по прямым измерениям момента поверхностного взрыва проводников, кроме [141, 142, 151] и последующих работ.

Как уже отмечалось выше, в исследованиях скин-слоя при взрыве проводников имеется ряд диагностических трудностей. Наиболее адекватным подходом представляется регистрация момента взрыва по собственному излучению образующейся в результате взрыва плазмы. Это, конечно, несколько изменяет понятие электрического взрыва, как процесса, грубо говоря, резкого возрастания удельного сопротивления. Можно лишь отметить, что в установках, на которых можно исследовать поверхностный взрыв, уровень тока составляет единицы мегампер и выше. Быстрое отключение тока через взрываемый проводник в таких системах невозможно из-за наличия индуктивности. То есть, в ходе резкого увеличения сопротивления поверхностных слоев энергия, доступная для дальнейшего нагрева проводника в целом, а также и скин-слоя, имеется в избытке. Это должно приводить к быстрому образованию плазмы на поверхности проводника.

Исследования образования плазмы на поверхности проводника в импульсном магнитном поле мегагауссного диапазона привлекли внимание в связи с работами по инерциальному управляемому термоядерному синтезу на основе магнитного обжатия плазмы [157] и на основе быстрых Z-пинчей [124, 158]. Полученные в экспериментах с одновитковыми соленоидами и в экспериментах по магнитной кумуляции данные по пороговому магнитному полю охватывают диапазон времен нарастания индукции от единиц до десятков микросекунд. Представляет интерес оценить роль скорости нарастания магнитного поля на значение порогового магнитного поля, при котором происходит плазмообразование на поверхности. В работе [159] проведено сравнение результатов магнитогидродинамических расчетов диффузии мегагауссного магнитного поля в полупространство при постоянном и линейно нарастающем магнитном поле на поверхности (500 Т за 1 мкс). Показано, что в последнем случае образование поверхностной плазмы с температурой единицы эВ происходит при индукции магнитного поля 300 Тл, что почти в два раза больше индукции магнитного поля при мгновенном включении постоянного поля. Авторы объясняют наличие такой зависимости существенно более высоким джоулевым тепловыделением в поверхностном слое при мгновенном включении поля. Возможно, это особенность расчетной модели, но, тем не менее, вопрос о влиянии скорости нарастания магнитного поля на поверхностное плазмообразование требует экспериментальных исследований.

Рассмотрим более подробно результаты экспериментов [142 - 144]. Поверхностное плазмообразование изучалось при пропускании импульса тока генератора Zebra с амплитудой 1 МА и временем нарастания 100 нс по цилиндрическим алюминиевым проводникам радиусом от 0.25 до 1 мм. Это позволяло охватить диапазон максимальных магнитных полей $1.5 \div 4$ МГс и времен нарастания магнитного поля $30 \div 80$ МГс/мкс. Для

таких проводников толщина скин-слоя, оцениваемого по формуле $\Delta = \sqrt{\frac{c^2 \tau}{4\pi\sigma_0}} \approx 50$ мкм значительно меньше радиуса проводника (здесь τ - время нарастания тока, σ_0 – проводимость алюминия при нормальных условиях). Однако, с учетом разогрева проводника толщина скин-слоя должна быть существенно больше. Не приводя конкретных оценок, авторы утверждают, что с учетом нагрева проводника толщина скин-слоя составляет около 100 мкм. Это должно служить подтверждением тому, что поверхностный взрыв происходит в режиме скинирования тока.

Для регистрации собственного излучения плазмы использовался набор фотоумножителей для видимой области спектра и фотодиоды, чувствительные в вакуумном ультрафиолетовом (ВУФ) диапазоне. В предположении, что спектр излучения соответствует спектру черного тела, по осциллограммам сигналов детекторов рассчитывался временной ход яркостной температуры поверхности цилиндра. Отличительной чертой этих экспериментов от работ [151, 153] было использование теневого лазерного зондирования для определения диаметра проводника в различные моменты времени. Для этого применялся лазер видимого диапазона с длительностью импульса 150 пс. Пространственное разрешение по объекту составляло 20 мкм. Такие измерения размера представляются более точными по сравнению с размерами, измеряемыми по собственному свечению поверхности проводника.

Пиковые значения яркостной температуры достигали 36 эВ для стержня наименьшего диаметра (0.5 мм). Нижний порог яркостной температуры определялся соотношением сигнал-шум и составлял около 0.4 эВ. Зависимость яркостной температуры от времени для всех проводников имела резкое увеличение скорости нарастания (производной) в области температур 0.6-0.8 эВ. Момент времени, которому соответствовали эти значения температур, был взят авторами за момент плазмообразования t_{exp} . Индукция магнитного поля на поверхности проводника рассчитывалась по осциллограмме тока и измеренному по теневой лазерной съемке радиусу проводника. Такая обработка экспериментальных результатов позволила сделать следующий вывод. Для проводников радиусами 0.25, 0.32, 0.4, 0.5 и 0.63 мм поверхностная плазма формируется при значениях магнитной индукции 2.0, 2.1, 2.2, 2.3 и 2.2 МГс, соответственно. Интенсивность собственного излучения поверхности проводника радиусом 1 мм была существенно ниже и яркостная температура не превышала 0.6 эВ до максимума тока. С учетом того, что погрешность измерения поля оценивается в 0.2 МГс, это позволяет утверждать, что пороговое с точки зрения плазмообразования магнитное поле слабо зависит от скорости нарастания магнитного поля и составляет для алюминия 2.2 МГс.

Применение датчиков оптического диапазона для таких измерений, с одной стороны, обеспечивает возможность измерения температур в низкотемпературной области - области

значений незначительно выше температуры кипения. С другой стороны, высокая чувствительность датчиков налагает требование на устранение источников свечения, не имеющих отношение к собственно поверхностному плазмообразованию. Наиболее ярким источником паразитной засветки является искрение в контактах исследуемого проводника с электродами генератора. Даже если свечение контактов напрямую не попадает на детектор, он может регистрировать отраженное от элементов конструкции или самого исследуемого проводника излучение видимого диапазона.

Для того чтобы устранить источники паразитной засветки авторы [142 - 144] изучили широкий круг возможных способов сочленения исследуемого проводника с электродами генератора. Одним из таких способов было изготовление проводника диаметром 1 мм и длиной цилиндрической части 7 мм с плавным увеличением диаметра в обе стороны от цилиндрической части до 25 мм, а затем резкого увеличения диаметра катодной части до 77 мм, анодной – до 51 мм. Деталь изготавливалась из цельной металлической заготовки, что, несомненно, очень дорого и трудоемко. Такая нагрузка позволила обеспечить отсутствие паразитных засветок. С другой стороны, весьма неплохими характеристиками обладал и самый простой тип сочленения – цилиндрический проводник нужного диаметра вводится в соосные отверстия на катоде и аноде [144]. Диаметр отверстий подбирается таким, чтобы обеспечить плотную посадку исследуемого проводника в отверстия. Авторы отмечают, что в такой конфигурации свечение наблюдается только в области контактов и отсутствует в центральной части проводника до момента теплового плазмообразования. Можно предположить, что переход в более жесткий диапазон регистрации (ВУФ диапазон) позволил бы значительно снизить требования к конструкции узла нагрузки. Если исключить открытые фотоумножители ВУФ диапазона, которые неудобны в работе, то выбор детекторов ограничивается полупроводниковыми детекторами и вакуумными рентгеновскими диодами с металлическими катодами. Такие датчики имеют существенно меньшую чувствительность по сравнению с ФЭУ. Это может обеспечить отсечку паразитных засветок на уровне шумов. Такой подход был реализован в экспериментах, представленных в настоящей работе.

Интерес к изучению поверхностного плазмообразования на поверхности электродов при уровне тока несколько мегампер и времени его нарастания ≈ 100 нс обусловлен в настоящее время необходимостью получения экспериментальных данных для проектирования электродов магнитоизолированных линий будущих мультимегаамперных генераторов тока [13 - 15, 160]. Такие генераторы, в принципе, могут использоваться, как драйверы для инерциального термоядерного синтеза. Действительно, образование плазмы на поверхности электродов и ее последующее расширение должно привести к перекрытию зазора и снижению эффективности транспортировки энергии к нагрузке. То есть, помимо

вопроса о величине магнитного поля (или линейной плотности тока), при которой образуется плазма, существенным является вопрос о скорости распространения плазмы, которой определяется время перекрытия зазора.

Эксперименты, направленные на изучение перекрытия вакуумного зазора магнитоизолированных линий, описаны в работах [161 - 166]. В экспериментах [166] на генераторе С-300 при амплитуде тока $1 \div 1.8$ МА и времени его нарастания $160 \div 200$ нс исследовался электрический взрыв трубочек из нержавеющей стали с внешним диаметром 1.2 и 1.5 мм и толщиной стенки 100 или 200 мкм. Найдены условия образования плазмы на внешней поверхности трубочек при линейной плотности тока до 6 МА/см. Отметим, что формирование плазмы на поверхности фольги изучалось в [167] при линейной плотности тока $0.25 \div 0.5$ МА/см. В работе [166] основное внимание уделено динамике разлетающейся плазмы и перекрытию этой плазмой зазора модельной вакуумной транспортирующей линии (ВТЛ). Для диагностики использовалась хронография в оптическом диапазоне и многокадровое лазерное зондирование на длине волны 532 нм. Показано, что время «закоротки» ВТЛ составляет $220 \div 260$ нс при зазоре 3.5 мм. Расширение плазменной границы происходит в две фазы. На первой скорость разлета не превышает $2 \cdot 10^5$ см/с. Во второй стадии скорость расширения увеличивается до $(1 \div 2) \cdot 10^6$ см/с. Причины резкого увеличения скорости остались неясными. Следует отметить, что аналогичное резкое увеличение скорости разлета наблюдалось и в [142]. Характерно, что в обоих случаях изменение скорости происходит близко к максимуму тока (см. Рис.14 в [166] и Рис. 7 в [142]), что, в принципе, может говорить о влиянии скорости нарастания магнитного поля на динамику расширяющейся плазмы.

Разработка методики регистрации поверхностного взрыва проводников в быстронарастающих магнитных полях и проведение исследований плазмообразования являлось одной из задач настоящей работы.

4. Нелинейная диффузия магнитного поля

Поверхностный электрический взрыв проводников тесно связан с процессом нелинейной диффузии магнитного поля в проводник, которая становится существенной при значениях индукции магнитного поля выше нескольких десятков Тесла.

Рассмотрим полупространство, заполненное проводящей средой с удельным сопротивлением ρ_0 . Для начала, положим, что удельное сопротивление не зависит от времени, координаты и индукции магнитного поля. На поверхности проводника $x = 0$ имеется магнитное поле с индукцией $B = B(x=0, t)$, имеющее только z компоненту.

Соответственно, плотность индукционного тока и напряженность электрического поля будут иметь только у компоненты.

Уравнения Максвелла для такой геометрии имеют вид:

$$\frac{\partial B}{\partial x} = -\mu_0 J = -\mu_0 \frac{E}{\rho_0} \quad (1.6)$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} = -\frac{\partial E}{\partial x}. \quad (1.7)$$

Из выражений (1.6) и (1.7) можно получить уравнение диффузии магнитного поля:

$$\frac{\partial B}{\partial t} - D_M \frac{\partial^2 B}{\partial x^2} = 0, \quad (1.8)$$

где $D_M = \rho_0/\mu_0$ – коэффициент диффузии магнитного поля, имеющий размерность $[m^2/c]$.

Из соображений размерности можно ввести глубину проникновения магнитного поля:

$$\Delta \approx \sqrt{D_M \cdot t} = \sqrt{\frac{\rho_0 t}{\mu_0}}. \quad (1.9)$$

Оценим плотность джоулева тепловыделения $\varepsilon_w = \int_0^t \rho_0 \cdot j^2(x,t) \cdot dt$ на поверхности

проводника, используя уравнение (1.6) и полагая $\partial B \approx B$, $\partial x \approx \Delta$, $\int_0^t f(t) \cdot dt \approx f(t) \cdot t$:

$$\varepsilon_w \approx \frac{B^2}{2\mu_0} \equiv \varepsilon_m. \quad (1.10)$$

Таким образом, при диффузии магнитного поля в металл плотность джоулева тепловыделения, или, что то же самое в отсутствие дополнительных механизмов нагрева, плотность внутренней энергии на поверхности, приблизительно равна плотности энергии магнитного поля ε_m .

При экспоненциальном нарастании внешнего поля $B = B_1 \exp(t/t_0)$ имеется аналитическое решение [21, 168] уравнения (1.8):

$$B(x,t) = B_1 \exp(t/t_0 - x/x_o), \quad x_o = \sqrt{\rho_0 \cdot t_0 / \mu_0}. \quad (1.11)$$

Из (1.11) и (1.6) можно найти выражение для плотности тока:

$$j(x,t) = \frac{1}{\mu_0 x_o} B_1 \exp(t/t_0 - x/x_o). \quad (1.12)$$

Для плотности джоулева тепловыделения из (2.12) получаем:

$$\varepsilon_w = \int_0^t \rho_0 \cdot j^2(x,t) \cdot dt = \frac{B_1^2}{2\mu_0} \exp(2 \cdot (t/t_0 - x/x_o)). \quad (1.13)$$

На поверхности проводника $x = 0$:

$$\varepsilon_w = \frac{B_1^2}{2\mu_0} \exp(2 \cdot (t/t_0)) = \frac{B^2}{2\mu_0}.$$

Отношение плотности энергии джоулева нагрева к плотности энергии магнитного поля на поверхности $\nu = (\varepsilon_w / \varepsilon_m)_{\text{sur}}$ называют коэффициентом поверхностной энергии [21]. Как следует из приведенных оценок, коэффициент поверхностной энергии при диффузии в полупространство (толщина скин-слоя гораздо меньше толщины проводника) близок к 1. Более детальные расчеты показывают, что коэффициент поверхностной энергии зависит от формы тока [21]. Так для степенного закона нарастания индукции магнитного поля $B = B_0(t/t_0)^n$ коэффициент поверхностной энергии не зависит от времени и составляет 1.571, 1.273, 1.132 и 1.051 при $n = 0.5, 1, 2$ и 8 , соответственно. В случае синусоидального нарастания магнитного поля коэффициент поверхностной энергии увеличивается со временем и достигает значения 1.63 на максимуме первой полуволны.

Приведенные результаты, в принципе, демонстрируют возможность оптимизации формы импульса тока для получения более высоких значений индукции магнитного поля без испарения и электрического взрыва поверхности, например, в импульсных соленоидах. Однако, возможности такой оптимизации ограничены – выигрыш в пиковом значении индукции магнитного поля вряд ли составит более 25%.

Представляет интерес оценить поведение коэффициента поверхностной энергии в другом предельном случае – диффузии в тонкий проводник, толщина которого меньше толщины скин-слоя. Рассмотрим соотношение $(\varepsilon_w / \varepsilon_m)_{\text{sur}}$ для цилиндрического проводника радиусом r_0 при линейном нарастании тока в случае $\Delta \gg r_0$.

$$\varepsilon_w = \int_0^{t_0} \rho \cdot j^2 dt = \rho \frac{I^2(t_0) \cdot t_0}{3\pi^2 r_0^4}, \varepsilon_m = \frac{\mu_0 I^2}{8\pi r_0^2}$$

При использовании выражения (1.9) получаем:

$$\left(\frac{\varepsilon_w}{\varepsilon_m} \right)_{\text{sur}} \approx \frac{8}{3\pi} \frac{\Delta^2}{r_0^2}. \quad (1.14)$$

То есть, джоулево тепловыделение превышает плотность магнитной энергии на поверхности в отношении квадрата толщины скин-слоя к квадрату радиусу проводника.

С учетом джоулева нагрева проводника в скин-слое уравнения, описывающие диффузию магнитного поля, существенно усложняются. Это обусловлено температурной зависимостью проводимости вещества. Проводимость металлов уменьшается с ростом температуры, поэтому нагрев поверхностных слоев приводит к более быстрому проникновению магнитного поля в проводник. Такой процесс называется нелинейной

диффузией магнитного поля и типичен для магнитных полей с индукцией мегагауссного диапазона.

Рассмотрим уравнения диффузии, учитывающие зависимость проводимости от температуры вещества, и одно из приближенных решений, наиболее ярко демонстрирующих суть процесса [21].

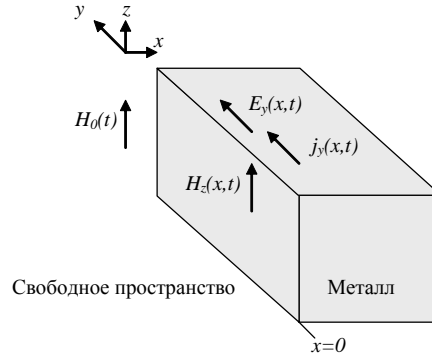


Рисунок 1.2. Иллюстрация диффузии в проводящее полупространство.

Уравнения нелинейной диффузии в плоский несжимаемый проводник (см. Рис.1.2) в адиабатическом приближении можно получить исходя из уравнений Максвелла (сохранены обозначения [21]):

$$\frac{\partial H_z}{\partial x} = -j_y, \quad \frac{\partial E_y}{\partial x} = -\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t};$$

закона Ома:

$$j_y = \sigma \cdot E_y;$$

зависимости проводимости σ от внутренней энергии Q в виде:

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{(1 + \beta \cdot Q)}, \quad (1.15)$$

где σ_0 – электропроводность при нормальных условиях, β - тепловой коэффициент; теплового уравнения:

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = (1 + \beta \cdot Q) \frac{j_y^2}{\sigma_0}.$$

Комбинируя эти уравнения можно получить систему:

$$\frac{\partial H_z}{\partial x} = -\frac{\sigma_0}{(1 + \beta \cdot Q)} \cdot E_y, \quad (1.16)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = -\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t}, \quad (1.17)$$

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = \frac{(1 + \beta \cdot Q)}{\sigma_0} \left(\frac{\partial H_z}{\partial x} \right)^2. \quad (1.18)$$

Уравнение диффузии магнитного поля имеет вид:

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{(1 + \beta \cdot Q)}{\mu_0 \sigma_0} \cdot \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) = 0. \quad (1.19)$$

Для того, чтобы продемонстрировать нелинейность уравнения (1.19) положим, что $\beta \cdot Q \gg 1$ и $Q \approx 0.5 \cdot \mu_0 H^2$ (последнее будет видно из приближенного решения уравнений (1.15)-(1.17)). Тогда уравнение (1.19) примет вид:

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} - \frac{\beta}{2\sigma_0} \frac{\partial}{\partial x} \left(H_z^2 \cdot \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) = 0,$$

Откуда следует зависимость коэффициентов перед производными магнитного поля от величины самого магнитного поля.

Для решения системы уравнений (1.16)-(1.18) граничные и начальные условия берутся в виде:

$$\text{при } x = 0 \quad H_z(0, t) = H_0(t), \quad t \geq 0.$$

$$\text{при } t = 0 \quad H_z(x, 0) = 0, \quad x \geq 0.$$

Зависимость магнитного поля от времени удобно представить в виде:

$$H_0(t) = h_c \sqrt{\frac{t}{t_0}},$$

где h_c – так называемое характеристическое поле $h_c = \sqrt{\frac{2}{\mu_0 \beta}}$, t_0 – временной масштаб.

В пределе больших магнитных полей $H_z \gg h_c$ и при $\beta \cdot Q \gg 1$ пространственное распределение магнитного поля в различные моменты времени имеет вид:

$$\frac{H_z(x, t)}{h_c} \approx \left(\frac{t}{t_0} - \frac{x}{s_0} \right)^{1/2}, \quad (1.20)$$

где, $s_0 = \sqrt{\frac{t_0}{2\mu_0 \sigma_0}}$.

Из (1.20) можно получить:

$$j_y \approx \frac{h_c}{2s_0} \left(\frac{t}{t_0} - \frac{x}{s_0} \right)^{-1/2} \quad \text{и}$$

$$\beta Q \approx \left(\frac{H_z(x, t)}{h_c} \right)^2 = \frac{1}{2} \cdot \beta \mu_0 H^2. \quad (1.21)$$

Формально из этих уравнений следует, что в точке с координатой $x = s_0 \frac{t}{t_0}$ градиент магнитного поля, или, что то же самое, плотность тока, стремится к бесконечности. Это

означает, что магнитное поле распространяется в веществе с резким фронтом, аналогично волне.

Это является отличительной особенностью нелинейной диффузии по сравнению с линейной (классической [21]). При некоторых упрощающих допущениях и форме импульса магнитного поля на поверхности $B = B_0(t/t_0)^{0.5}$ для скорости волны в пределе больших полей можно получить [168]:

$$V = \sqrt{\frac{\rho_0}{2\mu_0 t_0}}.$$

В ходе процесса пространственное распределение плотности тока в проводнике имеет явно выраженный максимум, смещающийся вглубь проводника с течением времени [21, 150, 168]. Наличие максимума плотности тока имеет простое качественное объяснение. Плотность тока мала в той области проводника, куда магнитное поле еще не проникло. С другой стороны, в приповерхностных слоях металла за счет нагрева проводимость уменьшается, что способствует «вытеснению» тока в более холодную и лучше проводящую область проводника. Такое волновое проникновение магнитного поля в вещество в работе [150] названо волной нелинейной диффузии (ВНД). Скорость ВНД определяется, как скорость распространения максимума плотности тока вглубь проводника.

Используя уравнение (1.20) можно оценить толщину скин-слоя магнитного потока, определяемую выражением [21]:

$$s_\varphi = \frac{\int_0^\infty H_z(x,t) \cdot dx}{H_z(0,t)}.$$

Такая оценка дает:

$$s_\varphi \approx s_0 \cdot \frac{2H_0(t)}{3h_c} \cdot \sqrt{\frac{t}{t_0}} = \frac{2}{3} \frac{H_0(t)}{h_c} \cdot \sqrt{\frac{t}{2\mu_0\sigma_0}}. \quad (1.22)$$

То есть, глубина проникновения магнитного поля при нелинейной диффузии примерно в $H_0(t)/h_c$ раз больше толщины скин-слоя при линейной диффузии.

В дополнение заметим, что уравнение (1.21) с учетом выбранной зависимости проводимости от внутренней энергии позволяет прояснить физический смысл величины h_c . А именно, характеристическое поле h_c это такое поле, при котором проводимость уменьшается в два раза относительно начальной величины.

Измерение скорости проникновения мегагауссных магнитных полей в проводники является достаточно сложной задачей. Возможно, поэтому экспериментальных данных не так уж и много. В работе [169] были проведены эксперименты по измерению скорости

диффузии аксиального магнитного поля в медные проводники, выполненные в форме трубки. Для создания магнитного поля использовались взрывомагнитные генераторы, обеспечивающие нарастание магнитного поля до 3 МГс за время около 10 мкс. Результаты экспериментальных измерений магнитного поля внутри трубок с помощью магнитных зондов сравнивались с результатами численного решения уравнений (1.16)-(1.18) при экспериментальной форме импульса магнитного поля. Показано, что при выбранной зависимости проводимости (1.15) от внутренней энергии наблюдается удовлетворительное совпадение расчетов и экспериментов.

В работе [170] с помощью магнитных зондов измерялось проникновение магнитного на тыльную поверхность одного из электродов полосковой линии. Генератор представлял собой конденсаторную батарею, коммутируемую с помощью взрывного ключа. Амплитуда тока достигала 1.6 МА при времени нарастания 500 нс. При выбранной геометрии нагрузки это позволяло достичь индукции магнитного поля до 240 Т на обращенной к полю поверхности электрода полосковой линии. Материалом электрода была медь. Полученные осциллограммы магнитных зондов сравнивались с таковыми, полученными путем магнитогидродинамических (МГД) расчетов. Наблюдалось хорошее согласие моментов появления магнитного поля на тыльной поверхности. Расхождения в форме импульса магнитных зондов и в их амплитуде довольно значительные. Результаты МГД расчетов сравнивались с глубиной проникновения магнитного поля δ для линейно нарастающего магнитного поля, рассчитанной по формуле, аналогичной (1.22):

$$\delta(t) \approx \sqrt{\frac{1}{\mu_0 \sigma_0}} \cdot \sqrt{t_0} \cdot \left(\frac{t}{t_0}\right)^{1+\lambda} \left(1 - \frac{1}{e}\right), \quad (1.23)$$

Где e – основание натурального логарифма. Рассчитанная по этой формуле глубина проникновения удовлетворительно совпадала с результатами магнитогидродинамических расчетов при значении параметра $\lambda = 0.3$, в то время, как $\lambda = 0.5$ в формуле (1.22). По непонятной причине, авторы утверждают, что в работе [171] рекомендовано значение $\lambda = 0.5$ именно для меди. Хотя, как видно из вышеприведенных выкладок (см. (1.22)) и результатов работы [171], значение параметра λ определяются только формой импульса магнитного поля. Возможно, такое расхождение связано с тем, что форма импульса магнитного поля в экспериментах была ближе к синусоидальной, чем к линейной.

Таким образом, получение экспериментальных данных о скорости проникновения мегагауссных магнитных полей в проводники представляется интересной задачей, которая и была поставлена перед началом работ, описанных в настоящей диссертации.

5. X-пинчи и источники излучения на их основе

X-пинч является одним из вариантов многопроволочной нагрузки, устанавливаемой в вакуумных диодах сильноточных генераторов, и в простейшем виде представляет собой две скрещенные в виде буквы «X» тонкие проволочки (см. Рис.1.3).

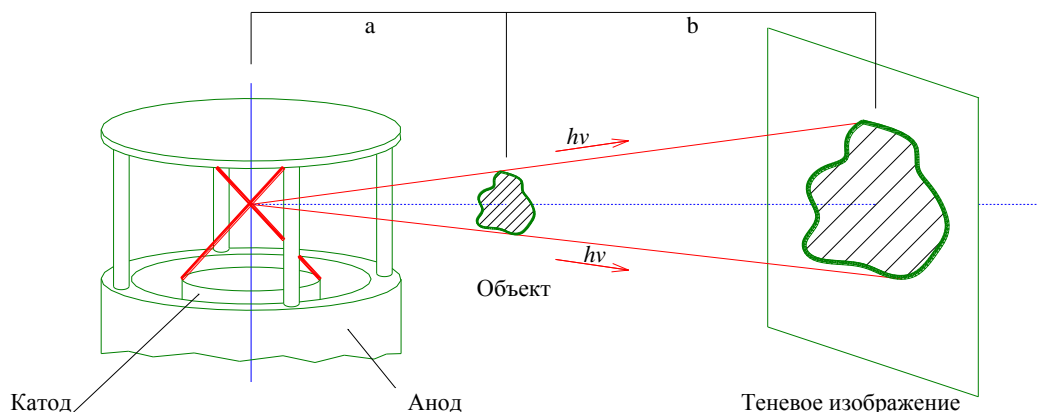


Рисунок 1.3. Схема X-пинча, поясняющая методику точечного теневого проецирования.

X-пинч впервые был предложен в Физическом институте им. П.Н. Лебедева (ФИАН), г. Москва, и апробирован в экспериментах на генераторе «Дон» [59] в 1982 году. К этому времени в мире было проведено достаточно много экспериментов по генерации мощных импульсов мягкого рентгеновского излучения путем электродинамического обжатия цилиндрических многопроволочных лайнеров. Такой лайнер представляет собой натянутые по образующей цилиндра микропроводники (тонкие проволочки обычно диаметром несколько десятков микрон). При пропускании по лайнеру импульса тока мегаамперного уровня за счет пинч-эффекта на оси сборки удается сформировать плазменный столб с плотностью ионов (10^{19} - 10^{21}) см^{-3} и температурой единицы килоэлектронвольт. Высокая эффективность конверсии энергии генератора ($\approx 30\%$) в тепловую энергию плазмы позволяет использовать такой метод для генерации мощных импульсов мягкого рентгеновского излучения (см., например, [172]).

Вместе с тем, в экспериментах с цилиндрическими многопроволочными лайнерами было обнаружено, что при сжатии наблюдаются области с существенно большей, чем средняя по объему пинча, плотностью – перетяжки. По-видимому, можно считать общепринятым, что формирование перетяжек обусловлено развитием магнитогидродинамических неустойчивостей. Исследование динамики перетяжки представляет интерес с точки зрения фундаментальных свойств высокотемпературной токнесущей плазмы, в первую очередь, изучению радиационного коллапса [57, 58]. Однако, воспроизводимость положения перетяжек в пространстве при сжатии цилиндрических

лайнеров крайне низка. Это и послужило основой для проведения экспериментов с лайнерами такой, конфигурации, где область формирования перетяжки заранее предопределена. Так, в [173] при уровне тока около 3 МА и времени его нарастания 100 нс изучалось сжатие пенных (агар-агар) лайнеров диаметром 3÷5 мм с заранее сформированной областью сужения диаметром 0.1÷1 мм. Было показано формирование плазменной области размером 40÷70 мкм с плотностью электронов $\approx 10^{22}$ см⁻³, электронной температурой (0.8÷1.5) кэВ, ионной температурой (3÷12) кэВ. По сравнению с таким типом нагрузки X-пинч представляет собой более «открытую» конфигурацию.

Действительно [59], в развитии перетяжки существенную роль играет аксиальное вытекание вещества из области сжатия. Уменьшение погонной массы вещества в перетяжке способствует росту температуры плазмы, как это следует из соотношения Беннета:

$$kT = \frac{\mu_0}{8\pi} \frac{m_i I^2}{m(1+\langle Z \rangle)},$$

где I – ток через пинч; T – температура пинча; $\langle Z \rangle$ – средний заряд ионов; m – погонная масса пинча; m_i – масса атома; k – постоянная Больцмана.

В цилиндрическом пинче вытекание происходит в соседние по оси области хоть и с более низким, но все-таки достаточно большим давлением. Из перекрестия проволок X-пинча [59] истечение возможно не только вдоль оси проволок, но и по биссектрисам углом, образованных проволоками, то есть вдоль оси диода. Этот дополнительный канал особенно благоприятен, поскольку истечение идет в область нулевого магнитного давления и вещество там исходно отсутствует. Поэтому естественно ожидать, что в области пересечения проводников будет наблюдаться перетяжка. Ее пространственное положение с хорошей точностью совпадает с областью перекрестия проволок, что позволяет точно настраивать диагностическую аппаратуру.

Многочисленные эксперименты с X-пинчами показали, что интегральные по времени импульса излучения параметры плазмы X-пинча могут достигать значений плотности электронов 10^{22} см⁻³, электронных температур (1-2) кэВ, размера источника 1 мкм при длительности импульса излучения 1 нс. Следует отметить, что значительное большинство экспериментов с X-пинчами в различных лабораториях мира проведено при непосредственном участии сотрудников ФИАНа С.А. Пикуза и Т.А. Шелковенко. Их вклад в изучение и применение X-пинчей в диагностических целях трудно переоценить. Практически все важнейшие результаты работ с X-пинчами обобщены и подробно описаны в докторских диссертациях [174, 175].

Детальные исследования структуры импульса и спектров излучения X-пинча с пикосекундным временным разрешением [61] показали, что интегральные по времени

измерения параметров плазмы X -пинча вряд ли точно отражают реально достигаемые. В течение $1 \div 1.5$ нс плазма X -пинча излучает несколько рентгеновских вспышек, каждая из которых соответствует существенно различным параметрам плазмы. Характерно, что первая вспышка характеризуется подавляющим наличием непрерывного излучения, в то время как в последующих вспышках доля линейчатого излучения значительно возрастает. С помощью спектральной диагностики с высоким временным разрешением на генераторе ХР показано, что может быть получен яркий источник мягкого рентгеновского излучения размером примерно 1 мкм с электронной температурой плазмы около 1 кэВ и плотностью, близкой к твердотельной. Например, для титана показано, что электронная температура достигает $1.5 \div 1.8$ кэВ при плотности электронов 10^{22} см $^{-3}$ и времени жизни плазмы 90 пс.

Такие уникальные характеристики плазмы X -пинчей делают их привлекательными не только в качестве источника рентгеновского излучения для зондирования быстропротекающих процессов, о чем пойдет речь в дальнейшем, но и с фундаментальной точки зрения, как объектов с экстремальными удельными характеристиками. Так, например, в [62] на генераторе С-300 при уровне тока до 2.3 МА продемонстрирована возможность достижения яркости источника до 10^{15} Вт/см 2 -ср. что делает X -пинч одним из самых ярких лабораторных источников мягкого рентгеновского излучения.

В настоящее время источник излучения на основе X -пинча находит применение для рентгенографии мелкомасштабных статических, а также короткоживущих плазменных объектов, как в мягком рентгеновском диапазоне ($1 \div 5$ кэВ), так и в более жестком ($10 \div 20$ кэВ). Для этого используется простейшая схема «точечного» проецирования, в которой пространственная разрешающая способность определяется размером источника излучения (см. Рис.1.3). Высокотемпературная плазма, служащая источником зондирующего излучения с точностью до нескольких сот микрон образуется в месте перекрещивания проволочек. Это позволяет точно юстировать диагностическую схему. В работах [71, 176 - 180] получены четкие теневые изображения биологических объектов (муха, паук и пр.) с пространственным разрешением до 3.5 мкм. В работе [67] с помощью X -пинча изучалась структура пластиковых мишеней, предназначенных для проведения экспериментов в области лазерного управляемого термоядерного синтеза. Для имитации мишени с замороженной ДТ смесью применялась пластиковая сфера с внешним диаметром 1 мм и составной стенкой. Внешняя часть стенки из СН пластика имела твердотельную плотность и толщину 20 мкм. Внутренняя часть стенки была выполнена из пенного материала с плотностью около 100 мг/см 3 (около 10% плотности твердого пластика) и толщину 80 мкм. Получены теневые изображения удовлетворительного качества. Основным преимуществом данной методики является короткая длительность зондирующего импульса, которая позволяет исключить размытие

изображения за счет вибрации, существенное при использовании менее мощных источников излучения.

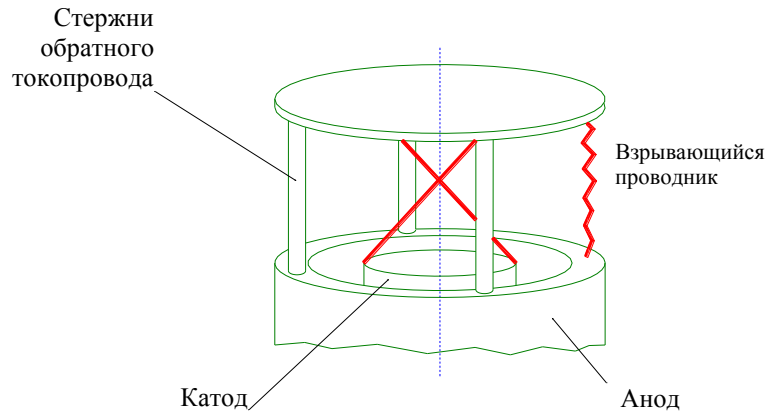


Рисунок 1.4. Схема теневого рентгеновского зондирования взрывающегося проводника с помощью X-пинча.

Для исследования с помощью X-пинча быстропротекающих процессов в электрически взрывающихся проводниках и плазменных лайнерах на сильноточных генераторах с уровнем тока от сотен килоампер до единиц мегампер наибольшее распространение получила схема с запиткой X-пинча током этого же генератора. X-пинч может устанавливаться в основной зазор генератора, а исследуемый объект вместо одного из стержней обратного токопровода (см. Рис.1.4). Такая схема использовалась, например, в [68] для изучения динамики формирования и разлета плазмы взрывающихся проводников. Вместо взрывающегося проводника на Рис.1.4 может устанавливаться и другой X-пинч для исследования его эволюции [131].

Расположение зондирующего X-пинча вместо одного из стержней обратного токопровода оказалось весьма результативным для изучения динамики сжатия многопроволочных плазменных лайнеров. Схема зондирования показана на Рис.1.5.

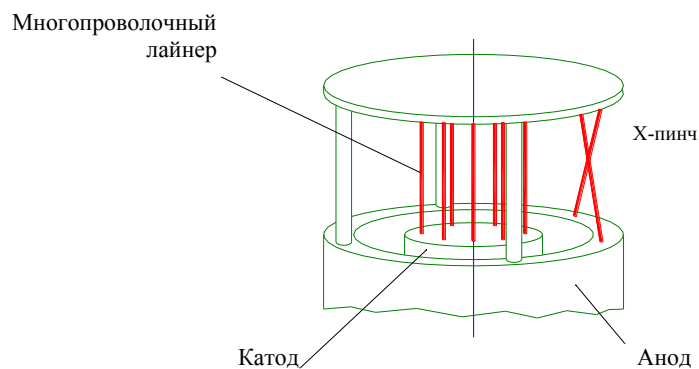


Рисунок 1.5. Схема теневого рентгеновского зондирования многопроволочного лайнера с помощью X-пинча.

Рентгеновское зондирование плазменных лайнеров излучением X -пинча позволило проникнуть в понимание таких явлений, как образование страт при электрическом взрыве проводников; “холодный старт” и “плазменный ливень” при сжатии многопроволочныхборок на генераторах Ангара, Россия и MAGPIE, Великобритания [63 - 66, 181].

При имеющихся преимуществах (близость зондирующего источника к плазме, отсутствие отдельного генератора тока), такая схема обладает и недостатками. Среди них следует выделить трудность варьирования момента вспышки зондирующего излучения, которое в такой схеме может быть обеспечено или изменением диаметра проволочек, или числа проволочек. Такое варьирование должно существенно влиять на спектральный состав и размер источника излучения. Кроме того, практически невозможно исследовать самую начальную стадию процесса, когда ток еще недостаточно велик для срабатывания X -пинча.

Понятно, что более предпочтительным подходом является использование отдельного генератора тока, питающего X -пинч. При обеспечении четкой синхронизации с исследуемым процессом путем варьирования задержки можно изучить любую временную стадию процесса. Такой подход был реализован в экспериментах по изучению электровзрыва проводников в работах [182 - 184]. Характерной чертой этих экспериментов является то, что генераторы для питания X -пинча гораздо больше по размерам, чем импульсный генератор, током которого производился взрыв проводников. Они являются стационарными, перемещаемыми, достаточно громоздкими и дорогими комплексами, что ограничивает диапазон исследуемых объектов такими, которые могут быть размещены в помещении генератора, питающего X -пинч.

В связи с этим представляет интерес разработка сравнительно компактных, недорогих импульсных генераторов, работающих с нагрузкой в виде X -пинча, и которые можно было бы установить в любой лаборатории для проведения теневого рентгеновского зондирования. Это являлось одной из целей настоящей диссертационной работы.

Сформулируем общие требования к источнику излучения на основе X -пинча и импульсному генератору тока, которые удовлетворяют потребностям теневого зондирования с микронным пространственным и наносекундным временным разрешениями в мягком рентгеновском диапазоне спектра. Источник излучения в спектральном диапазоне (1÷5) кэВ должен иметь размер - единицы микрон, длительность импульса излучения - единицы наносекунд. Импульс излучения должен быть единичным, то есть должны отсутствовать повторные импульсы излучения. Такие импульсы могут возникать либо за счет второго сжатия плазмы, либо за счет формирования нескольких, разнесенных в пространстве источников излучения. И то, и другое типично для X -пинчей с массой меньше оптимальной, когда генерация импульса излучения происходит близко к началу тока генератора. Анализ

многочисленных экспериментов с X-пинчами показывает, что для получения четкой засветки на фотопленке желательно иметь амплитуду тока 100÷200 кА. Размер же источника излучения в значительной степени определяется скоростью нарастания тока. Считается общепринятым, что для достижения размера источника около 1 мкм необходимо обеспечить среднюю скорость нарастания тока не меньше 1 кА/нс [71].

Остановимся более подробно на обсуждении связи параметров источника излучения на основе X-пинча с параметрами импульса тока генератора. Наиболее полно такая связь проанализирована в работе [71], откуда позаимствована часть экспериментальных данных, представленных в Таблице 1.3. В этой таблице приведены характеристики ряда генераторов, на которых проводились эксперименты с X-пинчами, а также, размер источника мягкого рентгеновского излучения. В целом, по конструкции генераторы делятся на два типа. Первый тип – это схема формирования импульса тока с помощью генераторов Маркса и формирующих линий. Такие генераторы отличаются высокими средней скоростью нарастания тока dI/dt и импедансом Z . Второй тип генераторов работают по принципу низкоиндуктивной конденсаторной батареи.

ТАБЛИЦА 1.3. Характеристики ряда генераторов, на которых проводились эксперименты с X-пинчами. I_{max} – максимальный ток, τ - время нарастания, dI/dt – средняя производная тока, Z – импеданс генератора, D – размер источника мягкого рентгеновского излучения.

Название генератора, организация	I_{max} , кА	τ , нс	dI/dt , кА/нс	Z , Ом	D , мкм	Ссылка
БИН, генератор Маркса+формирующие линии, ФИАН, Россия	270	100	≈ 3	1	≈ 10	[185, 186]
ХР, генератор Маркса+формирующие линии, Cornell University, USA	450	50	≈ 9	0.5	≈ 1	[187, 131, 61]
конденсаторная батарея, Imperial College, UK	320	1200	≈ 0.25	≈ 0.08	≈ 100	[188]
Llampudken, генератор Маркса+формирующие линии, Catholic University of Chili, Chili	400	250	≈ 1.3	1.5	≤ 5	[189]
конденсаторная батарея, Florida A&M University, USA	500	1300	≈ 0.4	-	≈ 100	[71]
конденсаторная батарея, ИСЭ СО РАН, Россия	300	500	≈ 0.6	≈ 0.1	≥ 10	[71]
генератор Маркса+формирующие линии, Imperial College, UK	40	40	≈ 1	-	≤ 10	[177]
PIAF, конденсаторная батарея, Ecole Polytechnique, France	200	200	≈ 1	≈ 0.13	≤ 15	[190]
генератор Маркса+формирующие линии, University of California, USA	80	40	≈ 2	1.5	≤ 5	[192]
конденсаторная батарея, ИСЭ СО РАН, Россия	220	145	≈ 1.5	≈ 0.3	≤ 6	[191]

Как видно из Таблицы 1.3, прослеживается отчетливая тенденция к снижению размера источника при увеличении величины средней производной тока. Более того, можно утверждать, что существует некоторое критическое значение производной тока примерно 1 кА/нс, выше которого удается получать источник излучения размером несколько микрометров. Природа критической величины производной тока в настоящее время еще не объяснена.

Тем не менее, из анализа результатов многочисленных экспериментов следует, что при конструировании генераторов для реализации методики рентгеновского теневого зондирования на основе X-пинча необходимо так выбирать их параметры, чтобы скорость нарастания тока была выше 1 кА/нс. По сравнению с генераторами на основе формирующих линий низкоиндуктивные конденсаторные батареи обладают рядом преимуществ. Во-первых, это компактность, во-вторых, отсутствие систем водоподготовки (в качестве диэлектрика в линиях используется деионизованная вода), в-третьих, простота конструкции и меньшая стоимость. К недостаткам конденсаторных батарей следует отнести необходимость обеспечения малой индуктивности нагрузки, что несколько усложняет технически установку объектов для исследования и диагностического оборудования.

Для обеспечения высокой скорости нарастания тока конденсаторной батареи необходимы низкоиндуктивные конденсаторы. С 2005 года в ОВПЭ ИСЭ СО РАН начали изготавливаться и производиться конденсаторы емкостью до 0.25 мкФ с индуктивностью $20 \div 30$ нГн, работающие при зарядном напряжении $50 \div 100$ кВ. Конструктивное объединение конденсатора и газового разрядника в сборку (конденсаторно-коммутаторная сборка (ККС)) позволило обеспечить быстрый вывод энергии из конденсатора (≈ 100 нс) [193, 194, 195]. Это обстоятельство заложило основы для разработки и создания малогабаритных импульсных генераторов тока, работающих по принципу конденсаторных батарей, для питания X-пинчей, что являлось одной из задач настоящей работы.

Следует отметить, что к началу экспериментов, описанных в настоящей работе, в мире были созданы компактные генераторы для исследования X-пинчей, занимающие лабораторную площадь около 1 м^2 . Один из таких генераторов обеспечивал амплитуду тока 40 кА при времени нарастания 40 нс [177] и представлял собой компактный генератор Маркса с малогабаритной водяной формирующей линией. Получены четкие рентгенографические изображения тест-объектов при установке пленки на расстоянии 1 м. Размер источника излучения составил меньше 10 мкм. Некоторым неудобством в работе такого генератора является необходимость использовать слишком тонкие проволочки (диаметром около 5 мкм), работа с которыми достаточно трудоемка.

При конструировании другого генератора [190] использовался принцип низкоиндуктивной конденсаторной батареи. Генератор обеспечивал амплитуду тока 200 кА при времени нарастания 200 нс. В спектральном диапазоне выше 2.4 кэВ размер источника составил менее 15 мкм при длительности импульса излучения 1.5 нс. Насколько мне известно, это был первый положительный опыт использования низкоомного генератора на основе конденсаторной батареи для питания *X*-пинчей.

Масштабная закономерность (скейлинг) генерации импульса излучения в *X*-пинчах, а именно, зависимость момента рентгеновской вспышки от тока генератора, материала, диаметра и количества проволочек *X*-пинча, представляют интерес, как с практической, так и с фундаментальной точки зрения. Наличие такого скейлинга позволило бы легко предсказывать момент генерации импульса излучения, что неопределимо при проектировании конкретных радиографических систем. Несмотря на то, что *X*-пинчи исследуются достаточно давно, строго обоснованного скейлинга пока не существует. В большинстве случаев, параметры *X*-пинча для данного конкретного генератора подбираются «на глазок» на основании имеющихся экспериментальных данных. Как отмечают авторы [196], связано это с тем, что процессы в *X*-пинче сложны и пока не существует теоретической модели, которая адекватно их описывает на всех стадиях.

Прежде, чем перейти к обсуждению масштабных закономерностей генерации импульса излучения в *X*-пинчах обсудим обобщенный сценарий процессов, протекающих при прохождении импульса тока через скрещенные проводники. Наиболее полно такой сценарий описан в работе [174]. Динамика *X*-пинча представляет собой следующие фазы.

1. Нагрев проволочек протекающим через них током. В первые 5÷10 наносекунд от начала тока происходит джоулев нагрев вещества до состояния с высокой температурой и сопротивлением. В этот промежуток времени ток через проволочки существенно ниже максимального тока установки и может составлять несколько сотен ампер. Измерения тока на таком уровне провести достаточно трудно, поскольку чувствительность измерений тока выбирается согласно уровню максимального тока генератора, который, как правило, достигает сотен килоампер. Тем не менее, в работе [152] при скорости нарастания тока через проволочку 0.25 кА/нс такие измерения были проведены. Показано, как и предполагалось в [174], что параметры разряда через *X*-пинч на начальной стадии слабо отличаются от параметров процесса, измеренных в экспериментах со взрывающимися проволочками при существенно более низких максимальных значениях тока. Для вольфрамовых проводников показано [152], что энергия, вкладываемая в проволочки, близка к энергии сублимации, а интеграл действия близок к табличным значениям для электрического взрыва. Таким

образом, первая фаза динамики X -пинча является электрическим взрывом проводников в вакууме.

2. Далее на поверхности проволочек происходит образование хорошо проводящей плазменной короны, которая может возникать вследствие продолжающегося джоулева нагрева вещества. Однако более вероятным является развитие пробоя, шунтирующего основное вещество проволочки, либо в разлетающихся парах металла, либо в десорбированном с поверхности газе. В этой стадии ток через X -пинч резко возрастает и его импеданс приобретает индуктивный характер. Выделение энергии в веществе проволочек практически прекращается, что является причиной реализации гетерогенного состояния, характеризующегося наличием плотного холодного ядра и окружающей его плазменной короны [174].

3. Дальнейшие процессы образования и развития перетяжки, нагрева плазмы и генерации рентгеновского излучения, происходят в области перекрестия проводников с размерами порядка $1\div 2$ мм, что составляет около 10% межэлектродного зазора. Остальная часть X -пинча служит плазменными электродами, по которым ток поступает в область перекрестия. В этой области за счет пинч-эффекта начинает развиваться перетяжка. Ее развитие занимает от 30 до 80% времени от начала тока до импульса излучения. По виду перетяжка X -пинча похожа на классическую перетяжку, которая всегда изучалась в физике пинчей, и видна на радиограммах как особенность на плазменном столбе, медленно развивающаяся в каверну тороидальной формы [174]. Развитие перетяжки сопровождается интенсивным аксиальным истечением вещества из области перекрестия, о чем свидетельствует наличие плазменных струй. В результате этой фазы в области перекрестия формируется квазицилиндрический плазменный пинч длиной несколько сотен микрон.

4. Далее на этом пинче развиваются структуры, по форме соответствующие первичной перетяжке, но меньшего размера [174]. Возникновение таких перетяжек можно представить как развитие неустойчивости типа $m=0$ в цилиндрическом пинче, которым фактически является центральная часть первичной перетяжки. Отношение диаметра перетяжки к ее длине не слишком мало ($0.3\div 0.5$), поэтому перетяжек меньшего масштаба возникает не более двух. Скорость развития перетяжек вряд ли может быть строго одинаковой, поэтому одна из них будет доминировать. В дальнейшем процесс повторяется во все меньшем масштабе, воспроизводя более мелкие перетяжки [174]. Это явление никогда ранее не наблюдалось, и было названо каскадированием перетяжки [132, 174].

5. Непосредственно за единицы наносекунд до появления импульса излучения наиболее доминирующие перетяжки приводят к образованию так называемых «горячих точек», которые представляют собой плазменные области с экстремальными параметрами

(плотность порядка плотности твердого тела, температура порядка 1 кэВ). В плазме горячих точек формируется мощный импульс мягкого рентгеновского излучения. Спектральный состав излучения может изменяться в течение долей наносекунды. Наиболее часто в экспериментах наблюдается формирование двух горячих точек, излучение которых разнесено в пространстве и времени [174]. В работе [175] горячая точка определяется следующим образом: «это плазменный объект с электронной температурой порядка килоэлектронвольта, плотностью порядка плотности твердого тела с размерами от долей до примерно 10 микрон, существующий в субнаносекундные (или пикосекундные) отрезки времени и спектром излучения близким к спектру черного тела соответствующей температуры». В настоящей работе мы будем придерживаться более широкого понимания, а именно, будем называть горячей точкой плазменный объект с температурой порядка 1 кэВ, размером менее 100 мкм, длительностью импульса излучения единицы наносекунд и меньше. В первую очередь, такое расширение понятия «горячая точка» обусловлено сложностью временных и спектральных измерений в субнаносекундной области. Как правило, такие измерения проводятся с помощью дорогостоящих рентгеновских хронографов, в то время как большинство измерений импульса излучения проводится детекторами с временным разрешением около 1 нс.

6. Практически сразу после генерации импульса рентгеновского излучения за счет аксиального истечения вещества из области исходной перетяжки происходит снижение плотности вещества на несколько порядков, что получило название «разрыв» перетяжки [174]. Разрыв перетяжки приводит к формированию электронного пучка, интенсивность которого определяется, в частности, импедансом генератора. Электронный пучок генерируется примерно через несколько наносекунд после вспышки «теплого» рентгеновского излучения, и существует $\sim 10\div 20$ нс. Этому электронному пучку соответствует импульс более жесткого рентгеновского излучения. После этого происходит полное закорачивание диода установки и рентгеновское излучение исчезает.

Проведенное выше краткое рассмотрение процессов в X-пинче показывает, что существенную роль в формировании горячей точки и импульса излучения играет сжатие вещества вследствие пинч-эффекта. Следовательно, масштабные закономерности генерации импульса излучения должны быть примерно такие же, как и для быстрого цилиндрического Z-пинча (плазменного лайнера).

В физике плазменных лайнеров существует четко определенный критерий, связывающий амплитуду импульса тока генератора I_{max} , погонную массу m и начальный радиус R_0 лайнера с временем сжатия лайнера t_{imp} , которое соответствует моменту генерации импульса излучения. Этот критерий складывается из сравнения потраченной на ускорение

лайнера магнитной энергии E_m с кинетической энергией лайнера E_k . Для сжатия на максимуме тока генератора можно записать:

$$E_m \approx \frac{1}{2} \Delta L \cdot I_{\max}^2 = \frac{m \cdot v_{fin}^2}{2} = E_k, \quad (1.24)$$

где ΔL – изменение индуктивности в ходе сжатия (на единицу длины), v_f – финальная скорость сжатия. Далее, воспользовавшись выражением $\Delta L = \frac{\mu_0}{2\pi} \cdot \ln\left(\frac{R_0}{R_{fin}}\right)$ и соотношением

для финальной скорости сжатия $v_{fin} \approx \frac{3R_0}{t_{imp}}$ (численный коэффициент взят из результатов численных расчетов), можно получить:

$$\frac{I_{\max}^2 \cdot t_{imp}^2}{m \cdot R_0^2} = \frac{18\pi}{\mu_0} \cdot \frac{1}{\ln(R_0 / R_{fin})}. \quad (1.25)$$

Здесь, R_{fin} – финальный радиус лайнера. Отношение (R_0 / R_{fin}) называется степенью радиального сжатия. Эта величина без применения методов стабилизации сжатия составляет примерно 10. Более высокой степени сжатия препятствует развитие неустойчивостей. Тогда, выражение (1.25) приобретает вид:

$$\frac{I_{\max}^2 \cdot t_{imp}^2}{m \cdot R_0^2} = const \approx \frac{7.8\pi}{\mu_0} \quad (1.26)$$

В X-пинчах единственным пространственным масштабом является диаметр проволоочки. Однако, использование его вместо начального радиуса лайнера R_0 в выражении (1.25) вряд ли оправдано физически, поскольку в этом случае отсутствует фаза ускорения и соотношение (1.24) теряет смысл.

Чтобы обойти эту трудность в работе [196] авторы предполагают постоянство степени сжатия лайнера, что записывается в виде:

$$\Pi = \left(\frac{c_A \cdot t_{imp}}{a_0} \right)^2 \approx const, \quad (1.27)$$

где $c_A = \frac{B}{\sqrt{\mu_0 \cdot \rho}}$ – альфвеновская скорость, $B = \frac{\mu_0 I_{\max}}{2\pi \cdot a_0}$ – магнитное поле, ρ – плотность

вещества, a_0 – радиус. Далее, используя эти выражения, формулу (1.27), которая на самом деле аналогична выражению (1.25), полагая, что a_0 имеет значение, близкое к радиусу X-пинча в области перекрестия, и $m = \pi \rho \cdot a_0^2$, авторы получают:

$$X = \frac{I_{\max}^2 \cdot t_{imp}^2 \cdot \rho}{m^2} \approx const. \quad (1.28)$$

В этой формуле не определены критерии выбора значений плотности ρ , однако представляет интерес сопоставление работы X -пинчей на различных установках с точки зрения выполнения соотношения (1.28). При таком сопоставлении выбирались эксперименты, в которых генерация импульса излучения наблюдалась близко к максимуму импульса тока. Показано, что, несмотря на очень большие различия в величинах, значения параметра X , определяемые формулой (1.28) для одного материала различаются в большинстве случаев в пределах $\pm 20\%$, что, учитывая чрезвычайную сложность процессов в X -пинче, можно считать очень хорошим совпадением. Имеются, также выпадающие значения, например, для установки ХР для одиночных X -пинчей из вольфрама, что требует более подробного анализа.

Таким образом, требуется более адекватная экспериментам модель развития X -пинча, которая могла бы объяснить физический смысл параметра подобия X . Хотя следует отметить, что учитывая большой разброс экспериментальных данных по X -пинчам, новая модель вряд ли точнее, чем выражение (1.28), опишет зависимость момента рентгеновской вспышки от остальных параметров.

Большое количество качественных экспериментальных данных по X -пинчам дало толчок к численному моделированию процессов в X -пинче [130, 197 - 199]. Сравнение экспериментов с численным моделированием представляет несомненный интерес для экспериментаторов, однако, не во всех лабораториях имеются необходимые расчетные коды. В таких условиях привлекательность моделирования заключается в подтверждении некоторых закономерностей, которые могут быть выражены более простыми аналитическими формулами, как это сделано, например, в [130].

В этой работе результаты двумерного численного моделирования сравниваются, как с результатами эксперимента, так и с аналитическими выкладками, проведенными в работе [129]. Опишем результаты этих аналитических оценок. Положим, что имеется плазменный столб радиусом r , в котором газокинетическое давление уравнивается магнитным давлением, протекающего по столбу тока. Такое состояние называется равновесием Беннета и может быть записано в виде:

$$\mu_0 I^2 = 8\pi Z^* N \cdot k T_e, \quad (1.29)$$

где I – ток, N – линейная плотность ионов, T_e – температура электронов, равная температуре ионов, Z^* – средний заряд иона, предполагается $Z^* \gg 1$, k – постоянная Больцмана. Предположим, во-первых, что мощность излучения соответствует мощности излучения черного тела с температурой T_r . Во-вторых, предположим, что имеется баланс между мощностью джоулева нагрева и мощностью излучения:

$$\sigma \cdot T_r^4 \cdot 2\pi \cdot r = \eta \cdot j^2 \cdot \pi \cdot r^2 = \eta \cdot \frac{I^2}{\pi \cdot r^2}, \quad (1.30)$$

где σ – постоянная Стефана-Больцмана, $\eta = 5 \cdot 10^{-5} \cdot \ln \Lambda \cdot Z^* \cdot T_e^{-3/2}$ – спитцеровская проводимость плазмы. Полагая, что $T_r = \beta \cdot T_e$ и $Z^* \approx f \cdot T_e^{1/2}$, комбинируя выражения (1.29) и (1.30) можно получить значения радиуса и мощности излучения P , соответствующие такому равновесию:

$$r = 2.3 \cdot 10^{-18} \cdot I^{-14/9} \beta^{-4/3} f^{13/9} N^{10/9} (\ln \Lambda)^{1/3}, \text{ [м]}, \quad (1.31)$$

$$P = 6.7 \cdot 10^{22} \cdot I^{34/9} \beta^{8/3} f^{-11/9} N^{-14/9} (\ln \Lambda)^{1/3}, \text{ [Вт/м]}. \quad (1.32)$$

Здесь ток выражен в амперах, линейная плотность ионов – ион/метр.

В этой модели плазма подвержена радиационному коллапсу, но снижение радиуса приводит к снижению мощности излучения и увеличению мощности джоулева нагрева. Таким образом, на том радиусе, когда достигается баланс радиационного охлаждения и джоулева нагрева, коллапс прекращается.

Из выражения (1.31) видно, что при стремлении погонной плотности к нулю радиус пинча неограниченно уменьшается. Разумной нижней границей плотности авторы [130] считают равенство дрейфовой скорости электронов звуковой скорости ионов. В этом случае следует ожидать развития микронеустойчивостей и более эффективного нагрева плазмы по сравнению со случаем спитцеровской проводимости.

Используя соотношение Беннета (1.29) и условие равенства вышеуказанных скоростей для нижней границы погонной плотности ионов можно получить выражение $N = 1.3 \cdot 10^{18} \cdot A / (Z^*)^2$, [м⁻¹], где A – атомный вес. Далее, полагая, что плазма полностью ионизована, то есть средний заряд иона равен заряду ядра $Z^* = Z_{\text{я}}$, и используя известный скейлинг $Z_{\text{я}} \approx A/2$ можно получить единое для всех веществ значение нижней границы погонной массы m_l . Это значение оказывается равно $m_l \approx 8 \cdot 10^{-9}$ кг/м. Для типичных значений тока через X-пинч 100 кА погонная масса проволочек составляет около 100 мкг/см = 10⁻⁵ кг/м, то есть примерно в 1000 раз больше, чем m_l . Двумерные расчеты с учетом аномального сопротивления, обусловленного превышением дрейфовой скорости над звуковой скоростью, показывают хорошее совпадение финального радиуса, плотности, температуры и мощности излучения, рассчитанных по формулам (2.29), (2.31) и (2.32) при значении $m_l = 8 \cdot 10^{-9}$ кг/м. Это значение также неплохо согласуется с величиной погонной массы алюминиевого X-пинча в момент рентгеновской вспышки, которая определялась спектральными методами и составила 25 · 10⁻⁹ кг/м [200].

Используя для оценок значения $f = 2$, $\beta = 1$ и $\ln \Lambda = 5$, из выражения (1.31) можно найти, что для получения источника излучения размером около 1 мкм необходим ток через X-пинч

100 кА для молибдена, 516 кА для алюминия и 45 кА для вольфрама, что хорошо согласуется с рядом экспериментальных данных [130]. К сожалению, модель не описывает динамику X -пинча на других стадиях. Это не позволяет ответить на вопросы о скорости нарастания тока, требующейся для формирования горячей точки микронных размеров, и зависимости момента рентгеновской вспышки от параметров X -пинча.

6. Получение плотной высокотемпературной плазмы при сжатии плазменных лайнеров

Возможность получения высокотемпературной плотной плазмы при сжатии вещества магнитным полем протекающего по нему тока («пинч-эффект») стала изучаться примерно в 30-х годах двадцатого века. Применение плазменных Z - и θ -пинчей при микросекундных временах сжатия рассматривались в 50-е годы в качестве одного из возможных подходов к реализации инерциального управляемого термоядерного синтеза (см., например, [1]). В 70-80-х годах бурное развитие мощной импульсной техники привело к созданию генераторов тока мегаамперного диапазона и длительностью импульса тока ~ 100 нс. Это предопределило, помимо исследований в области инерциального термоядерного синтеза, значительный прогресс в области генерации мощных импульсов теплового мягкого рентгеновского излучения при имплозии цилиндрических плазменных лайнеров (см., например, [201]). Возможность достижения высокой плотности и высокой температуры плазмы, большое отношение длины финального пинча к его радиусу стимулировали интерес к исследованиям по реализации лазеров рентгеновского диапазона на основе плазменных лайнеров [31, 34, 35].

Были разработаны методы создания исходного лайнера в зазоре сильноточного генератора. Перечислим наиболее традиционные из них: 1) использование цилиндров из тонких фольг (см., например, [38]); 2) использование тонких проволок, установленных по образующей цилиндра – многопроволочный лайнер [172]; 3) напуск газа через сверхзвуковые сопла [202]; 4) инжекция слабоионизованной плазмы, сформированной при электрическом взрыве фольги [203] или при поверхностном разряде в тонком капилляре [204, 205]. Следует отметить, что примерно за 25-30 лет существенных изменений в методах создания лайнеров не произошло. В этом смысле весьма примечательным является разработанный в ИСЭ СО РАН способ формирования цилиндрической оболочки с помощью вакуумного дугового разряда при уровне тока десятки килоампер [206, 207]. Такая оболочка исходно находится в плазменном состоянии, поэтому, в отличие от газовых лайнеров, не требует предыонизации. Во-вторых, в качестве вещества лайнера могут использоваться практически любые металлы.

Процесс сжатия (имплозии – от английского *implosion*) плазменного лайнера можно условно разделить на следующие стадии. В первой стадии происходит ионизация вещества, разгон лайнера, передача энергии генератора в кинетическую энергию вещества. В стадии кумуляции плазмы кинетическая энергия лайнера конвертируется в тепловую плазмы, генерируется мощный импульс теплового излучения. Третья стадия характеризуется разлетом плазмы, соответствующим снижением плотности и завершением генерации излучения. При времени нарастания тока около $\tau \approx 100$ нс при типичных значениях начального радиуса лайнера $r_0 = (1 \div 2)$ см финальная скорость сжатия может достигнуть значений $v_f \approx 3r_0/\tau \approx (3 \div 6) \cdot 10^7$ см/с. При такой скорости сжатия температура электронов плазмы формирующегося пинча может достигать нескольких кэВ. Максимум спектра излучения такой плазмы приходится на мягкий рентгеновский диапазон.

Это определяет интерес к плазменным лайнерам, как с точки зрения практических приложений, так и фундаментальных исследований. Интенсивно ведутся работы по реализации инерциального термоядерного синтеза при сжатии мишени мощным тепловым излучением плазмы лайнера (см., например, [124 - 126]). Значительный прогресс в этом направлении обусловлен созданием мультимегаамперного генератора Z (Sandia, USA) и получением на нем рекордных значений мощности (200 ТВт) и выхода мягкого рентгеновского излучения (2 МДж) из плазменного лайнера [123]. Возможность достижения высокого выхода мягкого рентгеновского излучения представляет интерес для фундаментальной спектроскопии (см., например, [25]) и импульсной микролитографии [26 - 28], микроскопии живых биологических объектов [29, 30]. Мощные импульсы рентгеновского излучения в спектральном диапазоне выше 1 кэВ могут применяться в исследованиях действия мощного излучения на вещество и для накачки рентгеновских лазеров [31, 32].

Исследования имплозии плазменных лайнеров, проводимые с начала 70-х годов, позволили определить основные закономерности генерации импульсов излучения, способы оптимизации выхода (полной за импульс энергии излучения) и мощности излучения в сравнительно мягком спектральном диапазоне ($h\nu < 1$ кэВ) и в диапазоне энергий квантов выше 1 кэВ. Показано, что эффективность генерации мягкого рентгеновского излучения в спектральном диапазоне $h\nu \approx (10 \div 500)$ эВ достаточно высока. Выход излучения плазменного лайнера может достигать и даже превышать кинетическую энергию лайнера (см., например, [208]), оцениваемую из соотношения:

$$K = \frac{1}{2} \Delta L \cdot I_{\max}^2,$$

где ΔL – изменение индуктивности при сжатии лайнера, I_{\max} – максимальный ток.

В спектральном диапазоне $h\nu > 1$ кэВ эффективность генерации излучения существенно ниже. В данном диапазоне интенсивно излучают электроны K -оболочки водородо- и гелиеподобных ионов, в связи с чем для обозначения этого диапазона появился устоявшийся в настоящее время термин « K -излучение» (*K-shell radiation*). Для достижения температуры плазмы, необходимой для ионизации атома до водородо- и гелиеподобного состояния, необходима финальная скорость сжатия не менее $2 \cdot 10^7$ см/с [55].

В работах [44, 209] описаны результаты экспериментов, которые имели целью оптимизацию параметров лайнера с точки зрения получения максимального выхода K -излучения алюминия. Изучалось сжатие алюминиевого многопроволочного лайнера на «быстром» генераторе ($\tau \approx 100$ нс) при уровне тока 4 МА. Начальный радиус r_o лайнера и его погонная масса m изменялись таким образом, чтобы произведение $mr_o^2 = const$. Это позволяло обеспечивать неизменность времени сжатия, и, следовательно, постоянство эффективности передачи энергии генератора в кинетическую энергию лайнера. При этом изменялась финальная скорость сжатия, то есть кинетическая энергия, приходящаяся на ион. Было показано экспериментально, что с увеличением начального радиуса растет электронная температура плазмы в финальной стадии сжатия, что объясняется увеличением кинетической энергии на ион плазмы. Однако при этом происходит падение финальной плотности плазмы. Во-первых, это происходит в результате уменьшения массы лайнера, диктуемого условием $mr_o^2 = const$. Во-вторых, из-за развития в ходе сжатия неустойчивостей степень радиального сжатия остается примерно постоянной, то есть отношение начального радиуса лайнера r_o к радиусу r_f финального пинча $r_o/r_f \approx const$. В экспериментах было найдено оптимальное значение начального радиуса лайнера. Наличие такого оптимального радиуса обусловлено компромиссом между снижением плотности и необходимостью обеспечить достаточно высокую энергию на ион плазмы (финальную скорость сжатия).

Величина кинетической энергии на ион K_i имеет важное значение для генерации K -излучения. Ей, в первую очередь, определяется температура электронов плазмы в финальной стадии сжатия, что следует из энергетического баланса плазмы лайнера после термализации кинетической энергии и выравнивания температуры ионов и электронов:

$$K_i \approx \frac{3}{2}(Z_a + 1)T_e + \sum_k U_k + Q_{rad},$$

где Z_a – средний заряд иона, T_e – температура электронов, $\sum_k U_k$ – сумма потенциалов

ионизации, то есть энергия, затрачиваемая на ионизацию атома до иона с зарядом ядра Z_a , Q_{rad} – удельные (на ион) потери энергии на излучение. Для того чтобы плазма была интенсивным источником K -излучения требуется достаточно высокая температура

электронов, так как необходимо обеспечить такой зарядовый состав плазмы, в котором преобладают ионизованные до K -оболочки ионы, и эффективное возбуждение электронов K -оболочки. В случае оптически прозрачной плазмы в приближении коронального равновесия максимальная мощность K -излучения достигается при температуре электронов плазмы $T_{max} \approx 0.3 \cdot Z^{2.9}$ [55]. Пренебрегая в первом приближении излучательными потерями, из энергетического баланса можно найти минимальную (пороговую) величину кинетической энергии на ион, необходимую для нагрева электронов плазмы до оптимальной температуры T_{max} и ионизации атомов до K -оболочки [55]: $E_{min} = 1.49 \cdot Z^{3..51}$ эВ/ион, где Z – заряд ядра. Таким образом, необходимым условием эффективной генерации K -излучения в плазме лайнера необходимо выполнение условия:

$$K_i \geq E_{min.} = 1.49 \cdot Z^{3..51} \text{ эВ/ион.} \quad (1.33)$$

Из выражения (1.33), используя приближенное выражение для массы иона $M_i \approx 1.58Z^{1.1} \cdot m_p$ (m_p – масса протона), можно получить и выражение для минимальной скорости сжатия:

$$V_{min} \text{ (см/с)} = \sqrt{\frac{2 \cdot E_{min}}{M_i}} = 1.34 \cdot 10^6 \cdot Z^{1.2}. \quad (1.34)$$

Можно выделить два предельных режима генерации K -излучения: «слабый» и «сильный» [55, 210]. В «слабом» излучательном режиме выход K -излучения значительно меньше кинетической энергии лайнера. В этом случае достаточно лишь небольшого превышения энергии на ион K_i по сравнению с E_{min} . Слишком высокие значения K_i могут привести к «перегреву» плазмы и падению выхода K -излучения. При увеличении максимального тока через лайнер становится существенным радиационное охлаждение плазмы излучением электронов K -оболочки. «Сильным» называется режим, в котором энергия K -излучения становится сравнима с кинетической энергией лайнера. Наличие интенсивного радиационного охлаждения требует большего запаса (в несколько раз) по энергии на ион. Это было подтверждено экспериментально (см., например, [44, 45]).

Рассмотрим качественно зависимость выхода K -излучения Y_k от максимального тока генератора I_{max} , опираясь на работы [55, 208, 211]. Известно, что эффективность конверсии энергии генератора в кинетическую энергию лайнера максимальна, если сжатие лайнера происходит близко к максимуму тока генератора, то есть при $\tau \approx \tau_{imp}$ (τ – время нарастания тока генератора, τ_{imp} – время сжатия лайнера). Финальная скорость сжатия лайнера V_f , а значит, и кинетическая энергия на ион K_i , определяется начальным радиусом лайнера r_0 и временем сжатия: $V_f \propto r_0/\tau_{imp} \approx r_0/\tau$, $K_i \propto V_f^2$. Следовательно, для конкретного генератора ($\tau =$

const) выполнение условия (1.33) можно обеспечить соответствующим выбором начального радиуса лайнера.

Положим, что финальная скорость плазмы фиксирована условием (1.34), то есть, грубо говоря, фиксирована температура плазмы в финальной стадии сжатия. Для оптически прозрачной плазмы при условии, что время радиационного сброса энергии больше времени инерциального удержания плазмы τ_{conf} («слабый» режим излучения), выход K -излучения лайнера можно оценить, как: $Y_k \propto F(T_e) \cdot n_f^2 \cdot r_f^2 \cdot \tau_{conf}$. Здесь n_f и r_f – плотность ионов и радиус лайнера в финальной стадии сжатия, $F(T_e)$ – зависимость мощности объемных излучательных потерь от температуры. С учетом того, что $n_f \propto m / r_f^2$ и $\tau_{conf} \propto r_f / V_f$ (m – погонная масса лайнера), можно получить $Y_k \propto m^2 / r_f$. Используя следующие соотношения для кинетической энергии лайнера $K = 0.5 \cdot m \cdot V_f^2$ и $K \propto I_{max}^2 \ln(r_o / r_f)$, при фиксированной степени сжатия имеем: $Y_k \propto I_{max}^4 / r_f$. То есть, выход K -излучения обратно пропорционален финальному радиусу. Зависимость выхода K -излучения от максимального тока генератора $Y_k \propto I_{max}^4$ подтверждена многочисленными экспериментами.

Пусть имеется возможность наращивать максимальный ток генератора. Выход K -излучения более сильно зависит от тока генератора ($\propto I_{max}^4$), чем вкладываемая в лайнер энергия ($\propto I_{max}^2$). Тогда, при выходе на некоторый уровень максимального тока, рост выхода K -излучения должен замедлиться. Это произойдет тогда, когда выход K -излучения достигнет величины, сравнимой с вкладываемой в лайнер энергией. При дальнейшем увеличении максимального тока выход K -излучения должен стать пропорциональным вложенной энергии, что соответствует «сильному» излучательному режиму.

Для практических оценок выхода K -излучения можно использовать соотношения, полученные в работе [55] на основе одномерных магнитогидродинамических расчетов. Вместе с тем, существенно более наглядно и удобной для практического применения является так называемая двухуровневая модель [210]. В этой работе, на основе энергетического баланса плазмы в финальной стадии сжатия, получены зависимости максимального выхода K -излучения от вложенной энергии, финального радиуса, тока через лайнер и заряда ядра вещества лайнера. Зависимость выхода K -излучения от энергии, вложенной в лайнер, плавно описывает переход от «слабого» ($Y_k \propto I_{max}^4$) к «сильному» режиму ($Y_k \propto I_{max}^2$). На основе модели можно провести сравнение абсолютных значений эффективности генерации K -излучения в экспериментах, проведенных на различных генераторах с различными веществами.

Приведем основные результаты, полученные в работе [210]. В «слабом» режиме для максимального выхода K -излучения получено выражение:

$$Y_k [\text{Дж/см}] = K^2 / K_b. \quad (1.35)$$

Здесь

$$K [\text{Дж/см}] \approx (700-900) \ln(r_o/r_f) I_{max}^2 [\text{МА}] \approx 2000 I_{max}^2 [\text{МА}] \quad (1.36)$$

- кинетическая энергия лайнера, $K_b [\text{Дж/см}] = r_f Z^{6.64} / 390$ - пороговая кинетическая энергия перехода из «слабого» режима в «сильный», при которой выход K -излучения составляет 25% от кинетической энергии.

Из выражений (1.35) и (1.36) следует, что для данного генератора (задана величина I_{max}) выход K -излучения резко падает с увеличением заряда ядра элемента. То есть, увеличение жесткости квантов должно приводить к существенному падению выхода. В пределе $K \gg K_b$ («сильный» режим излучения) максимальный выход зависит только от вложенной в плазму энергии, и составляет $0.5 \cdot K$. Увеличение выхода излучения в «сильном» режиме возможно только за счет увеличения энергетики генератора.

В «слабом» режиме ($K \leq K_b$) увеличение выхода возможно за счет использования методов, позволяющих уменьшить финальный радиус пинча при сохранении энергоклада в плазму [211]. Это напрямую связано с использованием методов повышения устойчивости сжатия. Анализ ряда экспериментов по генерации K -излучения показывает, что без применения стабилизирующих сжатие мер финальный радиус пинча составляет не менее $0.06 \div 0.1$ см, а степень радиального сжатия лайнера составляет $10 \div 20$ [8, 44-54].

Развитие неустойчивостей Рэлея-Тейлора (РТ) в ходе сжатия плазмы лайнера является одной из основных причин, препятствующих получению высоких (>10) степеней сжатия и формированию компактных пинчей. В работе [5] аналитически рассматривалось развитие возмущений при ускорении плазменной оболочки магнитным полем. Было показано, что для возмущений, не изгибающих силовые линии магнитного поля (для плазменного лайнера это возмущения типа «перетяжек») мгновенный инкремент в линейном приближении пропорционален $\gamma \propto (kg)^{0.5}$, где g - ускорение плазмы, k – волновое число возмущения. Для интегрального инкремента $\Gamma = \int \gamma dt$ при $g = const$, используя соотношение $r_o \approx 0.5gt^2$, можно получить $\Gamma \propto (r_o)^{0.5}$. То есть, с увеличением начального радиуса лайнера влияние РТ-неустойчивостей на структуру сжимающейся оболочки становится более разрушительным. Если финальная скорость сжатия фиксирована, то выражение для инкрементов с учетом соотношения $V_f \propto r_o/\tau$ можно преобразовать к виду: $\Gamma \propto (\tau)^{0.5}$. Таким образом, снижение времени нарастания тока генератора является стабилизирующим сжатие фактором.

В работе [39] проводилось двухмерное моделирование имплозии фольговых лайнеров. Сравнение результатов моделирования с расчетами интегральных инкрементов РТ неустойчивости показало, что при $\Gamma \approx 10$ наблюдается «нелинейный разрыв» оболочки в тех

областях, где амплитуда неустойчивостей приближается к толщине оболочки. В результате разрыва магнитное поле вместе с плазмой низкой плотности проникает во внутреннюю область лайнера. В этом случае образования компактного пинча в финальной стадии сжатия и высокой эффективности конверсии энергии лайнера в излучение не наблюдается. Таким образом, для устойчивого сжатия лайнера и для формирования компактного сильноизлучающего пинча необходимо, чтобы в ходе сжатия интегральные инкременты Γ наиболее опасных возмущений не превышали 10. Для оценок интегральных инкрементов $\Gamma = \int \gamma dt = \int (kg)^{0.5} dt$ можно использовать временную зависимость ускорения лайнера $g(t)$, взятую из нульмерных расчетов, а длину волны наиболее опасных возмущений $\lambda=2\pi/k$ положить равной примерно 0.1 см.

Таким образом, разработка методов повышения устойчивости сжатия представляет интерес для повышения эффективности генерации K -излучения, в частности, и для других приложений, которые требуют достижения некоторой фиксированной финальной скорости сжатия.

Применение аксиального магнитного поля является одним из способов стабилизации сжатия плазменного пинча. Эксперименты, проведенные с медленными (микросекундными) Z -пинчами в 50-60-х годах двадцатого века, продемонстрировали существенное улучшение устойчивости сжатия плазменных пинчей в присутствии аксиального магнитного поля [1, 212]. Применение продольного магнитного поля при сжатии плазменных лайнеров (быстрых Z -пинчей) позволило улучшить устойчивость оболочки и обеспечить формирование однородного по длине пинча в финальной стадии сжатия [213 - 2154, 221, 222]. Вместе с тем, улучшению устойчивости сжатия сопутствовало резкое снижение мощности и выхода мягкого рентгеновского излучения. Это происходит потому, что магнитное поле необходимой для стабилизации величины ограничивает сжатие плазмы, а затраты энергии на сжатие магнитного поля ограничивают достигаемую температуру плазмы. Анализ влияния аксиального магнитного поля на сжатие плазменного лайнера позволил получить критерий стабилизации [216]:

$$B \geq (10 \div 30 \text{ кГс}) I(\text{МА}) / r_o (\text{см}). \quad (1.37)$$

Здесь B - индукция начального аксиального поля, I – среднее значение тока в ходе сжатия. В оценках лучше пользоваться максимальной величиной тока в (1.37), что приводит лишь к снижению численного коэффициента. Хорошо согласуется с экспериментальными данными [215] следующее выражение:

$$B \geq B_{st} = (10 \div 15 \text{ кГс}) I_{max}(\text{МА}) / r_o (\text{см}). \quad (1.38)$$

Сравнительно высокая величина магнитного поля B_{st} , необходимого для стабилизации сжатия, приводит к значительным затратам энергии генератора на его сжатие. Пусть в ходе

сжатия сохраняется магнитный поток аксиального поля внутри лайнера, то есть индукция аксиального поля в финальной стадии сжатия равна $B_z = B_{sr} \cdot (r_o/r_f)^2$. Тогда энергию аксиального магнитного поля в финальной стадии сжатия можно оценить, как:

$$E_m [\text{Дж/см}] = (1.3 \div 2.9) I_{max}^2 [\text{МА}] (r_o/r_f)^2. \quad (1.39)$$

Сравнивая (1.36) и (1.39), можно показать, что, например, при 20-кратном сжатии лайнера до 50% энергии расходуется на сжатие аксиального магнитного поля. То есть, доля энергии, доступная для нагрева плазмы и излучения, ограничена, чем и объясняется снижение мощности и выхода излучения в присутствии аксиального магнитного поля [215]. Следовательно, основным недостатком данного метода стабилизации сжатия являются высокие затраты энергии генератора на сжатие аксиального магнитного поля.

7. Стабилизация сжатия плазмы в двухкаскадной схеме лайнера

Для обеспечения более высокой устойчивости сжатия плазмы лайнера и формирования компактного сильноизлучающего финального пинча перспективным оказалось применение лайнеров двухкаскадной структуры. Двухкаскадный лайнер представляет собой внешнюю полую цилиндрическую оболочку, соосно которой на меньшем начальном радиусе расположена внутренняя (полая или сплошная) оболочка (Рис.1.6). Внешняя оболочка (каскад) в такой схеме может рассматриваться, как обостритель тока типа *plasma flow* для внутренней оболочки [217]. Применение лайнера с внешним каскадом диаметром 24 см и внутренним каскадом диаметром 3 см позволило в 1.5÷2 раза поднять полную по спектру мощность излучения на микросекундном генераторе при уровне тока 0.9 МА [217]. Это может быть объяснено более высокой компактностью сжатия плазмы.

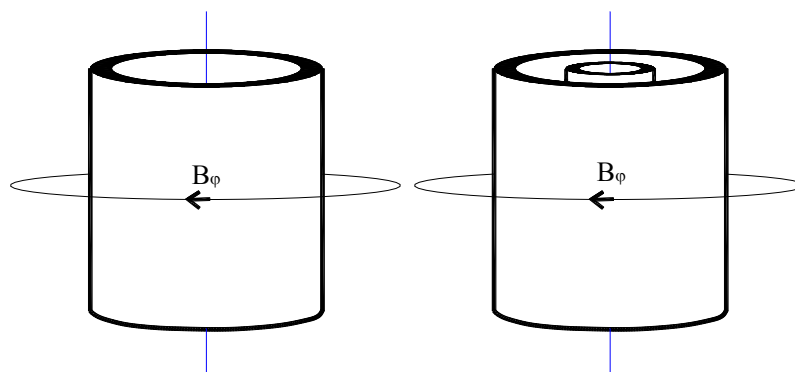


Рисунок.1.6. Однокаскадная (слева) и двухкаскадная (справа) схемы лайнера.

В экспериментах с газовыми лайнерами [218] для создания внутренней оболочки использовался импульсный напуск газа через отверстие диаметром 3.4 мм. Диаметр внешней оболочки составлял 4.4 см. Зарегистрировано примерно пятикратное увеличение выхода

излучения с энергией квантов выше 1 кэВ криптонового лайнера по сравнению с выстрелами без внутреннего каскада. В экспериментах [219, 220] была проведена оптимизация мощности и выхода излучения по начальному диаметру внутреннего каскада. Наибольший выход излучения с энергией квантов до 1 кэВ наблюдался при отношении диаметра внешнего каскада к диаметру внутреннего 7÷10. Начальный диаметр внешней газовой оболочки составлял 7 см. Значение максимального выхода излучения при использовании двухкаскадного лайнера было примерно в 3 раза выше, чем в выстрелах без внутреннего, либо без внешнего каскада. В двухкаскадной схеме лайнера диаметр пинча на интегральных обскурограммах составлял около 1 мм, что косвенно подтверждает более высокую компактность сжатия плазмы.

Значительное увеличение степени радиального сжатия плазмы удалось получить за счет стабилизации сжатия лайнера при использовании одновременно двухкаскадной структуры лайнера, продольного магнитного поля и спирального обратного токопровода [221, 222]. Начальные радиусы внешней и внутренней оболочек газового лайнера составляли 1.1 и 0.25÷0.5 см, соответственно. При индукции начального аксиального магнитного поля 14 кГс, соответствующей критерию (1.38), на интегральных обскурограммах был зарегистрирован тонкий, однородный по длине пинч радиусом около 50 мкм, что соответствует степени радиального сжатия плазмы внутреннего каскада до 100.

Одной из причин улучшения устойчивости сжатия в двухкаскадной схеме лайнера может быть подавление возмущений при столкновении каскадов за счет так называемого механизма «снежного плуга». Такая возможность рассматривалась аналитически в [223, 224], и с помощью двумерной магнитогидродинамической модели в [42]. Результаты расчетов показывают преимущества двухкаскадной схемы лайнера с точки зрения создания источников излучения, особенно при необходимости использования начальных радиусов лайнера более 2-3 см.

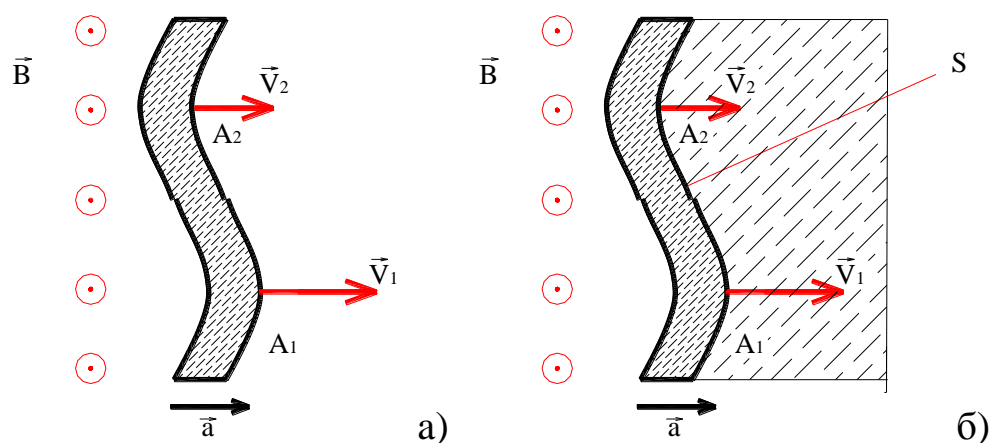


Рисунок 1.7. Ускорение плазменного слоя магнитным давлением. *a* – ускорение слоя постоянной массы, *б* – ускорение плазменного слоя в полупространство, заполненное веществом.

Рассмотрим механизм стабилизации «снежного плуга» более подробно, следуя работам [223, 224]. На Рис.1.7 показаны два случая ускорения плазменного слоя давлением магнитного поля. Для простоты объяснений предполагается планарная геометрия. В обоих случаях плазменный слой подвержен развитию неустойчивости Рэлея-Тейлора, поскольку в системе отсчета плазменного слоя он поддерживается магнитным полем («безмассовой жидкостью») в «эффективном гравитационном» поле. Когда плазменный слой движется в полупространство занимаемое газом, слой «сгребает» находящийся перед ним газ (Рис.1.7б). Газ вовлекается в движение ударной волной S , распространяющейся впереди ускоряемой поверхности. Граница возмущенного движения представляет собой фронт ударной волны. Давление на фронте ударной волны выше в тех областях, где скорость движения больше. То есть, давление в точке A_1 больше, чем давление в точке A_2 (Рис.1.7б). Так как движение за фронтом ударной волны является дозвуковым, то локальное возмущение давления вызывает появление звуковых волн, которые снижают давление в точке A_1 и увеличивают его в точке A_2 . То есть, развитие неустойчивостей в случае, показанном на Рис.1.7б, сильно связано со звуковыми волнами, распространяющимися вдоль фронта ударной волны. Это является фактором стабилизации.

Стабилизация по механизму снежного плуга начинает действовать на линейной стадии развития неустойчивости Рэлея-Тейлора. Анализ автомодельного решения распространения ударной волны и линейной стадии развития рэлей-тейлоровской неустойчивости показывает, что возможны такие режимы, когда рост возмущений с длиной волны λ больше, чем расстояние от ускоряемой поверхности до фронта ударной волны ΔL , подавлен.

Такой механизм стабилизации действует также и при столкновении двух полых плазменных цилиндрических оболочек, одна из которых ускоряется магнитным полем, а вторая остается неподвижной до момента столкновения. Столкновение плазменных слоев сравнимой массы приводит к торможению налетающей оболочки из-за ударной волны, формирующейся при ударе. Ускорение налетающей оболочки меняет знак, то есть экспоненциальное нарастание возмущений сменяется поверхностными волнами, распространяющимися вдоль фронта ударной волны. Эти волны усредняются, сглаживаются, таким образом обеспечивая стабилизацию. Если характерное время распространения этих волн $\tau = 1/\sqrt{|a|k}$ меньше времени торможения τ_d , то критерий стабилизации для переменного во времени ускорения $g(t)$ можно выразить в виде:

$$\int_0^{\tau_d} [g(t) \cdot k]^{\frac{1}{2}} dt > 1,$$

где $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число.

Результаты аналитических оценок позволяют оценить значение максимальной длины волны λ_{\max} , ниже которого развитие возмущений подавлено. Критерий стабилизаций возмущений с длиной волны λ выражается в следующем виде:

$$0 < \lambda < \lambda_{\max}.$$

В этом выражении:

$$\frac{\lambda_{\max}}{\delta_2} = \frac{4\pi}{\gamma + 1} \frac{\mu_1}{\mu_2} \left[\ln \frac{F_-(\mu_2 / \mu_1, V_1) F_+(0, V_1)}{F_+(\mu_2 / \mu_1, V_1) F_-(0, V_1)} \right]^2,$$

$$F_{\pm}(a, b) = \left[e^{2a} + b^2 - 1 \right]^{\frac{1}{2}} + e^a \pm (b^2 - 1)^{\frac{1}{2}},$$

$$V_1 = \left[\frac{2}{\gamma + 1} \frac{\mu_2}{\mu_1} \frac{R_2}{\delta_2} \ln \left(\frac{R_1}{R_2} \right) \right]^{\frac{1}{2}},$$

где R , δ , μ – радиус, толщина и погонная масса оболочки. Индексом «1» обозначены величины для внешней налетающей оболочки, индексом «2» – для внутренней. Анализ приведенных выражений [223] показывает, что в широком диапазоне параметров $R_{1,2}$ и δ_2 имеется плавный максимум зависимости величины λ_{\max} от соотношения масс каскадов. Оптимальное значение μ_2 / μ_1 находится в пределах (3.2÷3.8) слабо возрастая при увеличении R_2 / R_1 и при уменьшении δ_2 / R_2 . То есть, стабилизация по механизму снежного плуга эффективна при массе внутренней оболочки большей массы налетающей. Качественно это понятно – большая масса внутренней оболочки способствует более эффективному торможению внешней оболочки при ускорении.

Следует отметить, что полученный результат относится к линейной стадии развития возмущений, когда развитие возмущений еще недостаточно сильно исказило структуру внешней оболочки. В случае, когда амплитуда возмущений становится сравнима, по крайней мере, с толщиной оболочки, для анализа устойчивости требуются двумерные расчеты. Так, например, в [42] приведены результаты моделирования сжатия тонкой оболочки, сплошного газового цилиндра и двухкаскадного лайнера. Показано, что тонкая оболочка разрушается примерно через 2÷3 см пройденного пути. Образование компактного пинча при этом не происходит. Применение двухкаскадной структуры лайнера при массе внешней оболочки меньше массы внутренней приводит к эффективному подавлению возмущений в нелинейной стадии развития. Однако, как и для сплошного газового цилиндров ценной стабилизации является снижение кинетической энергии на ион плазмы. В целом, показана эффективность

схем лайнера с распределенным радиальным профилем плотности с точки зрения устойчивости разгона лайнеров с начальных радиусов более 1 см. Это чрезвычайно важно с точки зрения развития методов генерации теплового излучения плазмы на генераторах с большим фронтом нарастания тока (вплоть до микросекундного диапазона). Такие генераторы значительно проще по конструкции и дешевле генераторов с обострителями мощности, например, на основе формирующих линий.

Особенного внимания заслуживает действие стабилизации по механизму снежного плуга в случае лайнера, представляющего собой сплошной цилиндр [225 - 227], например, газовый. Предположим, что радиальное распределение плотности имеет вид $\rho(r) = \rho_0(r/R_0)^{-s}$. Здесь, R_0 – некоторый характерной радиус, s - положительная константа. Из уравнения движения внешней границы оболочки радиусом $R(t)$ в предположении сгребания вещества в бесконечно тонкую оболочку можно получить выражение для ускорения в эффективном гравитационном поле (в системе координат оболочки):

$$g = -\frac{d^2R}{dt^2} \propto -(s-2)\left(\frac{R}{R_0}\right)^{s-3} \left[1 + C\left(\frac{R}{R_0}\right)^{s-2} \right],$$

где C – положительная константа. Отсюда видно, что при $s > 3$ ускорение отрицательно, то есть экспоненциального роста рэлей-тейлоровских возмущений происходить не должно. Другое качественное объяснение процесса подавления возмущений за счет радиального распределения плотности вещества следующее. Магнитное давление на поверхности оболочки:

$$\frac{B^2}{8\pi} \propto \frac{I^2}{r} \propto r^{-2}, \text{ при постоянном токе } I.$$

Пусть распределение плотности имеет вид $\rho(r) \propto r^{-s}$. Скорость D распространяющейся в веществе ударной волны можно оценить, как:

$$D^2 \propto \frac{B^2}{8\pi\rho} \propto r^{s-2}.$$

Отсюда видно, что при $s > 3$ скорость ударной волны падает с уменьшением радиуса. Соответственно, падает и скорость границы оболочки, что соответствует торможению оболочки и включению стабилизации по механизму снежного плуга. Численные расчеты действительно показывают эффективность такой стабилизации. Однако, как отмечалось выше ценой за устойчивость является снижение кинетической энергии на ион. Увеличить ее

при неизменной форме импульса тока можно лишь увеличивая внешний начальный радиус лайнера. Поэтому для оптимизации лайнера, например, для генерации K° -излучения, следует искать некоторой компромисс между достаточным уровнем устойчивости и необходимой кинетической энергией на ион. Такая оптимизация является скорее экспериментальной задачей. Поиск оптимальных с точки зрения стабилизации сжатия плазмы параметров двухкаскадных (а также, трехкаскадных лайнеров) в широком диапазоне параметров импульса тока являлся одной из задач настоящей работы.

ГЛАВА № 2. ТРАНСФОРМАТОР ТОКА НАГРУЗКИ ТЕРАВАТТНОГО ГЕНЕРАТОРА МИГ

1. Введение

Мощные импульсные генераторы тока мегаамперного диапазона (см., например, [7, 9 - 12, 228]) в настоящее время широко используются для исследований свойств как неидеальной (см., например, [151, 166, 229]) так и высокотемпературной (см., например, [230 - 234]) плазмы. Амплитуда тока имеет решающее значение в проводимых исследованиях. Так, например, при сжатии плазменных лайнеров полный выход мягкого рентгеновского излучения пропорционален квадрату амплитуды тока, а число нейтронов пропорционально четвертой степени амплитуды тока [235].

Генераторы мегаамперных импульсов тока со временем нарастания $100 \div 1000$ нс представляют собой габаритные и дорогостоящие экспериментальные комплексы. Полномасштабная модернизация этих генераторов для увеличения амплитуды импульса тока путем, например, наращивания энергии первичного накопителя является трудоемкой и дорогостоящей задачей. Понятно стремление экспериментаторов найти технические решения, позволяющие более простым и дешевым способом обеспечить увеличение амплитуды импульса тока в нагрузке генератора.

Одним из таких решений может быть использование трансформатора тока нагрузки (ТТН, или LCM в англоязычной литературе, от *Load Current Multiplier*), работа которого в режиме постоянной низкоиндуктивной нагрузки продемонстрирована в экспериментах на микросекундных генераторах с уровнем тока до 100 кА [72] и до 7 МА [236], с уровнем тока 1.6 МА при времени его нарастания 100 нс на относительно высокоимпедансном (1.9 Ом) наносекундном генераторе [237]. Трансформатор тока нагрузки по принципу действия аналогичен волновому трансформатору на отрезках длинных линий. В режиме удвоения тока ТТН конструктивно представляет собой две коаксиальных вакуумных линии, которые соединены последовательно со стороны генератора и параллельно со стороны нагрузки.

На тераваттном импульсном генераторе МИГ [9] при уровне тока до 2.5 МА и времени его нарастания 100 нс в последние годы интенсивно ведутся работы по изучению взаимодействия быстронарастающих мегагауссных магнитных полей с металлами [151, 238]. Характерной чертой проводимых экспериментов является то, что индуктивность нагрузки, в качестве которой используются металлические цилиндры диаметром $1 \div 4$ мм, практически неизменна в течение времени нарастания импульса тока. При применении ТТН это позволяет избежать снижения коэффициента трансформации тока в течение подвода мощности, обусловленное увеличением импеданса нагрузки.

2. Описание генератора МИГ

Генератор МИГ сконструирован по схеме: линейный импульсный трансформатор – водяные формирующие линии – нагрузка. Накопителем энергии является конденсаторная батарея с общей запасаемой энергией 380 кДж. Линейный импульсный трансформатор (ударная емкость 190 нФ) передает часть запасенной в конденсаторной батарее энергии в первую водяную формирующую линию, которая имеет электрическую длину 75 нс и волновое сопротивление 1.3 Ом. В результате коммутации одноканального неуправляемого водяного разрядника часть энергии передается во вторую формирующую линию с электрической длиной 26 нс и импедансом 0.65 Ом. После срабатывания девятиканального водяного разрядника электромагнитный импульс с мощностью $1.2 \div 1.4$ ТВт и длительностью около 80 нс поступает через передающую линию в нагрузочный узел.

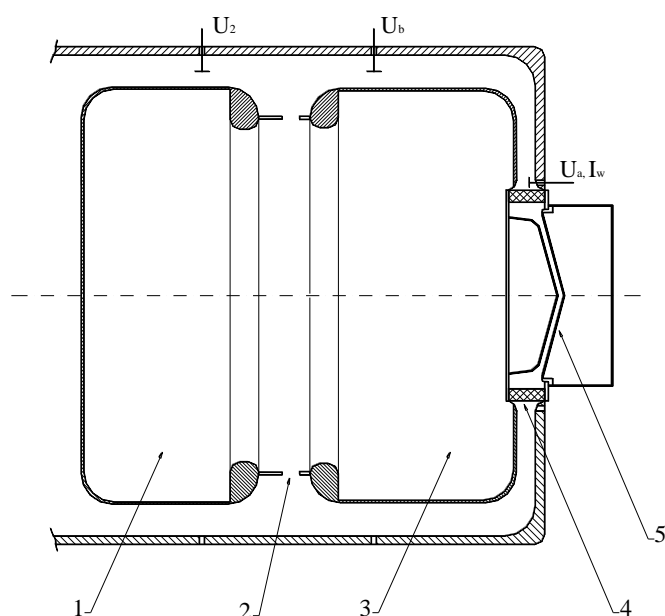


Рис.2.1. Схема второй формирующей и передающей линий, вакуумного узла генератора МИГ. 1 – вторая формирующая линия, 2 – многоканальный разрядник, 3 – передающая линия, 4 – проходной «вода-вакуум» изолятор, 5 – вакуумная магнитоизолированная передающая линия. Расположение датчиков тока и напряжения: U_2 – емкостный датчик напряжения на второй линии, U_b – емкостный датчик напряжения на передающей линии, U_a – емкостный или активный делитель напряжения на проходном изоляторе, I_w – пояс Роговского в воде.

Передающая линия генератора спроектирована, как имеющая постоянное волновое сопротивление $\rho = 0.65$ Ом и электрическую длину $\tau = 45$ нс. Измерение реальных зазоров в линии в коаксиальной и дисковой части показывает, что волновое сопротивление линии неоднородно. Более корректным является представление передающей линии в виде 4-х отрезков со следующими электрической длиной и волновым сопротивлением: 1 – $\tau = 29$ нс, $\rho = 0.66$ Ом; 2 – $\tau = 4.8$ нс, $\rho = 0.7$ Ом; 3 – $\tau = 4.8$ нс, $\rho = 0.77$ Ом; 4 – $\tau = 6$ нс, $\rho = 0.9$ Ом. Модельные расчеты показали, что форма и амплитуда бегущей волны в неоднородной линии

с вышеуказанными параметрами удовлетворительно совпадает с формой и амплитудой бегущей волны в однородной линии при $\rho = 0.75$ Ом.

Параметры падающей волны U_b в передающей линии генератора МИГ измеряются емкостным делителем напряжения, установленным в ней на расстоянии 200 мм от многоканального разрядника. Напряжение на узле нагрузки U_a измеряется емкостным и активным делителями, расположенными в воде вблизи проходного изолятора (Рис.2.1). Чувствительность датчиков напряжения рассчитывалась по их геометрическим размерам. Ток генератора измеряется поясами Роговского и интегрированием сигналов магнитных зондов. Один из поясов Роговского (I_w), выполненный в виде сегмента длиной 40 см расположен в воде вблизи проходного изолятора. Магнитные зонды располагаются в вакуумной магнитоизолированной линии на различных диаметрах.

При работе генератора МИГ без использования ТТН выходной узел состоит из секционированного проходного «вода-вакуум» изолятора внешним диаметром 900 мм, конусной вакуумной магнитоизолированной линии (МИЛ) и нагрузки. Определим как L_0 суммарную индуктивность изолятора и вакуумной передающей линии, то есть индуктивность генератора от диаметра, на котором производится измерение U_a , до диаметра $d = 12$ мм. Присоединенную на этом диаметре к L_0 индуктивность определим, как индуктивность нагрузки L_d . В экспериментах [151, 238] нагрузкой являлся металлический цилиндр диаметром $1\div 4$ мм и длиной $10\div 12$ мм, расположенный соосно обратному токопроводу из 6-ти стержней установленных на диаметре 24 мм. Такая конфигурация соответствует $L_0 \approx 16.5$ нГ и индуктивности нагрузки $L_d \approx 8.5$ нГн при диаметре цилиндра 3 мм.

Форма импульса тока в нагрузке генератора МИГ определяется параметрами импульса падающей волны, полной индуктивностью и моментом перекрытия проходного изолятора. Фронт импульса падающей волны воспроизводится от выстрела к выстрелу достаточно хорошо, однако, разброс амплитуды падающей волны может достигать $\pm 10\%$.

При низкой индуктивности нагрузки перекрытие поверхности проходного изолятора происходит значительно позже максимума тока. При более высокой индуктивности перекрытие происходит в более ранний момент времени за счет соответствующего роста напряжения на изоляторе. В таких условиях для анализа результатов экспериментов с разной индуктивностью полезным является моделирование зависимости формы импульса тока в нагрузке от индуктивности при некоторой «стандартной» форме импульса падающей волны.

Моделирование позволяет, во-первых, прогнозировать форму импульса тока генератора при различной индуктивности, а во-вторых, оценить влияние перекрытия

изолятора на амплитуду тока в нагрузке. Результаты такого моделирования будут использованы далее при обсуждении результатов экспериментов.

Анализ зависимости формы импульса тока от параметров падающей волны U_0 в передающей линии и от полной индуктивности узла нагрузки (L_0+L_d) проводится с использованием соотношения:

$$\rho \cdot I_0 + (L_0 + L_d) \frac{dI_0}{dt} = 2 \cdot U_0 \quad (2.1).$$

Форма импульса падающей волны может быть взята либо из экспериментальной осциллограммы делителя напряжения $U_0 = U_b$, либо рассчитана по формуле

$$2 \cdot U_0 \equiv 2 \cdot U_{bc} = U_a + \rho \cdot I_0 \quad (2.2),$$

где U_a – измеряемое напряжение на изоляторе, I_0 – измеряемый ток нагрузки. На Рис. 2.2 приведены импульсы напряжения падающей волны, измеренные датчиком U_b и рассчитанные по формуле (2.2) для одного из выстрелов генератора МИГ при низкой полной индуктивности узла нагрузки ≈ 10 нГн. Наблюдается хорошее согласие рассчитанной формы падающей волны U_{bc} и экспериментально измеренной U_b в течении примерно 70 нс от начала импульса. Это подтверждает согласованность показаний датчиков тока и напряжения. Расхождение в более поздние моменты времени вызваны приходом на емкостный датчик U_b отраженной от нагрузки волны. «Выполаживание» импульса U_{bc} в момент времени примерно 275 нс обусловлено перекрытием проходного изолятора, которое происходит достаточно поздно – ток при этом снижается примерно до половины его амплитуды.

Согласно (2.1), при амплитуде $U_b = 1$ МВ максимальный выходной ток, который может обеспечить генератор МИГ, равен $I_0^{max} = 2 U_b / \rho = 2.67$ МА. На Рис.2.2 показана рассчитанная по формуле (2.1) форма тока I_c при полной индуктивности узла нагрузки $(L_0+L_d) = 25$ нГн при форме импульса напряжения падающей волны $U_0 = U_{bc}$. Амплитуда тока удовлетворительно соответствует экспериментальным значениям (см., например, [238]). Это позволяет моделировать импульс тока в нагрузке при различной индуктивности в отсутствие перекрытия изолятора. Для этого можно использовать показанную на Рис. 2.2 форму импульса напряжения падающей волны нормируя его амплитуду на амплитуду U_{bc} или значение U_b в момент времени 70 нс от начала импульса.

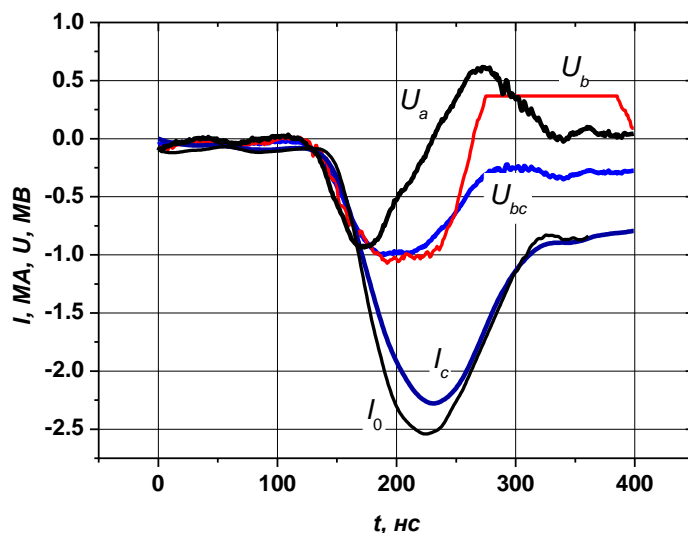


Рис.2.2. Экспериментальные осциллограммы напряжения на изоляторе U_a , тока генератора I_0 и напряжения падающей волны U_b в выстреле с индуктивностью нагрузки 10 нГн. Рассчитанная по формуле (2.2) форма падающей волны U_{bc} . I_c – импульс тока, полученный решением уравнения (2.1) при $U_0 = U_{bc}$, $\rho = 0.75$ Ом, $L_0 = 16.5$ нГн, $L_d = 8.5$ нГн.

3. Конструкция ТТН

Конструкция ТТН [239] приведена на Рис. 2.3 и 2.4. Электроды трансформатора изготавливались из стали 3 и подвергались полировке. Для сборки ТТН применялись 3 опорные капролоновые шпильки диаметром 10 мм, которые устанавливались в специальных держателях по окружности через 120° . Внутренний электрод ТТН (8, Рис. 2.4) укреплялся на опорных шпильках и центровался (Рис. 2.5а).

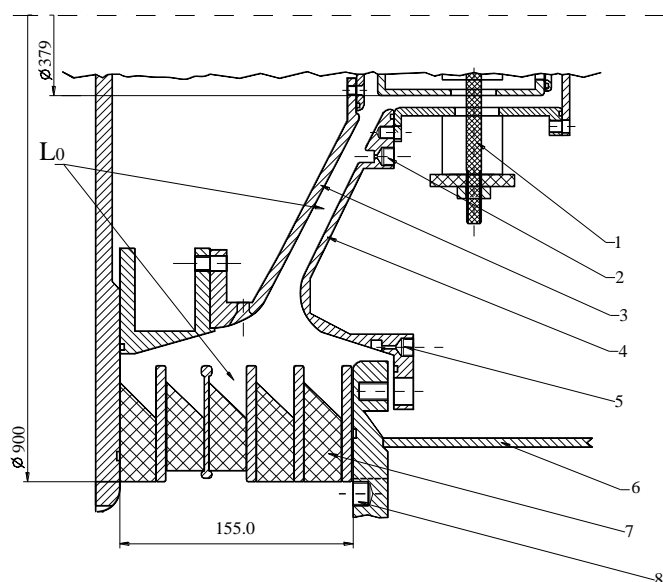


Рис.2.3. Схематичное изображение узла нагрузки с ТТН. Показана область от диаметра 370 до диаметра 950 мм. 1- опорная шпилька внутреннего электрода ТТН, 2 – положение магнитных зондов для измерения тока генератора I_{g2} , 3 – катодный электрод МИЛ, 4 – анодный фланец, 5 – положение магнитных зондов для измерения тока генератора I_{g1} , 6 – стенка вакуумной камеры, 7 – проходной вода-вакуум изолятор, 8 – положение датчика напряжения U_a и датчика тока I_w .

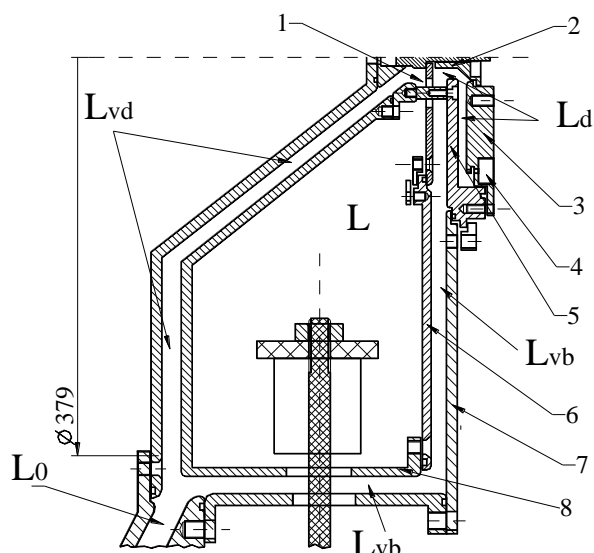


Рис. 2.4. Схематичное изображение узла нагрузки с ТТН. Показана область от оси до диаметра 370 мм. 1 – конволют, 2 – стержень диаметром 10 мм и длиной 12 мм, являющийся нагрузкой, 3 – измерительный фланец, в котором устанавливались магнитные зонды для измерения тока нагрузки I_d , 4 – один из магнитных зондов I_d , 5 – электрод, 6 – крышка внутреннего электрода, 7 – крышка ТТН, 8 – внутренний электрод ТТН.

На внутреннем электроде крепился фланец с шестью вкрученными стержнями конволюта (1, Рис. 2.4) длиной 14 мм и диаметром 5.4 мм. Затем устанавливалась крышка внутреннего электрода (6, Рис. 2.4). На ней закреплялся диск с шестью отверстиями диаметром 13.5 мм, таким образом, чтобы стержни были расположены соосно отверстиям в диске (Рис. 2.5б). Затем устанавливалась крышка ТТН и электрод (5, Рис. 2.4). Электрод скреплялся со стержнями конволюта. Далее опорные капролоновые шпильки удалялись.

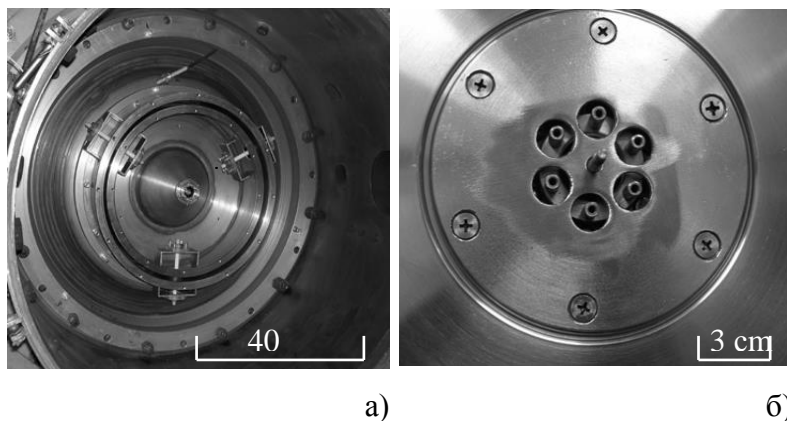


Рис. 2.5. а – вид ТТН с внутренним электродом, б – вид стержней и диска конволюта.

Воспользуемся анализом работы ТТН с удвоением тока, проведенным в работе [71]. Примем обозначения, соответствующие этой работе. L – развязывающая индуктивность, L_0 – индуктивность подвода к ТТН, $L_v = L_{vb} + L_{vd}$ (где L_{vb} – индуктивность правой на рисунке линии, L_{vd} – индуктивность левой на рисунке линии, L_d – индуктивность нагрузки (см. Рис. 2.4). Индуктивностью нагрузки мы называем суммарную индуктивность после конволюта

ТТН, включающую в себя также и индуктивность дополнительной полости, необходимой для измерения тока нагрузки магнитными зондами I_d , см. 3-5 на Рис. 2.4.

Согласно измерениям геометрических размеров электродов ТТН значения вышеперечисленных индуктивностей составляют: $L = 28$ нГн, $L_0 = (9.6 \div 10.5) \approx 10$ нГн, $L_v = L_{vb} + L_{vd} = (3.6 \div 4.3) + (6.2 \div 7.1) \approx 9.8 - 11.4$ нГн, $L_d = 4.0$ нГн. Погрешности в измерениях индуктивностей обусловлены, во-первых, некоторой неопределенностью «вакуумного хода» МИЛ генератора МИГ, который составляет $2 \div 2.5$ мм. Здесь под «вакуумным ходом» подразумевается уменьшение зазора в МИЛ, обусловленное сжатием прокладок проходного изолятора при вакуумной откачке. Во-вторых, зазоры в индуктивности L_{vd} после сборки трансформатора могут быть определены только путем перерасчета с размеров в индуктивности L_{vb} . В-третьих, неопределенность вносит азимутальная неоднородность зазоров в линиях.

Индуктивность выходного узла L_* , то есть индуктивность, которую «видит» генератор [72], рассчитывается по формуле

$$L_* = L_0 + L_v + \frac{4L_d L}{L_d + L} \quad (2.3)$$

Уравнение, описывающее упрощенную электрическую цепь генератора, ТТН и нагрузки таким образом будет иметь вид

$$\rho \cdot I_g + (L_*) \frac{dI_g}{dt} = 2 \cdot U_0, \quad (2.4)$$

где I_g – ток генератора, нагруженного на ТТН и отличающийся от I_0 в стандартной конфигурации генератора МИГ, уравнение (2.1).

Значение коэффициента трансформации можно рассчитать по формуле:

$$\kappa \equiv \frac{I_d}{I_g} = \frac{2L}{(L_d + L)}. \quad (2.5)$$

Здесь I_d – ток нагрузки (ток, протекающий в индуктивности L_d) На основании приведенных выше измерений индуктивностей, $L_* \approx (33 \div 36)$ нГн (следует сравнить с $L_0 + L_d \sim (25 \div 27)$ нГн в стандартном режиме работы МИГ без ТТН) и $\kappa \approx 1.75$.

Из соотношений (2.3, 2.5) следует, что для увеличения коэффициента трансформации тока (без использования магнитного сердечника) необходимо увеличение объема L (Рис. 2.4). С другой стороны, существуют ограничения на минимальные значения зазоров в вакуумных линиях $L_v = L_{vd} + L_{vb}$, связанные с риском нарушения магнитной самоизоляции, пробоя остаточного газа при недостаточной откачке, а также механической точностью установки ТТН и изменением зазоров в линиях при откачке. При таких ограничениях, увеличение L приводит к росту индуктивности L_v и снижению входного тока в ТТН, соотношения (2.3,

2.4). Это негативное влияние увеличения паразитной индуктивности L_v особенно заметно на наносекундных установках с малым импедансом ($\rho < 1$ Ом) и низкой индуктивностью L_0 , таких как генератор МИГ. Важно, что в отличие от ТТН разработанного на высокоимпедансном генераторе в работе [236], где добавленная индуктивность $L_v \approx 24$ нГн слабо влияла на выходной ток генератора при $\rho = 1.9$ Ом и $L_0 > 30$ нГн, в предложенном трансформаторе паразитная индуктивность L_v снижена за счет оптимизации геометрии, а именно, за счет применения конусной МИЛ в части L_{vd} , Рис. 2.4. Таким образом, предварительные расчеты для данной конструкции показывают, что в случае отсутствия перекрытия проходного изолятора, утечек в МИЛ и в конволюте (переход стержень-отверстие) возможно достичь значения коэффициента трансформации по току 1.75.

Для измерения тока генератора I_g в МИЛ использовались шесть магнитных зондов, установленных в канавках на диаметре 718 (I_{g11} , I_{g12} и I_{g13}) и 468 мм (I_{g21} , I_{g22} и I_{g23}) (Рис. 2.4). На каждом диаметре устанавливались три зонда, расположенные через 120° . Для регистрации тока нагрузки I_d применялись два магнитных зонда (I_{d1} и I_{d2}), установленных диаметрально в измерительном фланце. Давление в вакуумной камере поддерживалось на уровне 10^{-4} Торр.

4. Экспериментальные результаты

Для обеспечения достоверности регистрации входного и выходного токов ТТН проводилась взаимная калибровка датчиков I_{g1} , I_{g2} и I_d . В качестве опорных датчиков использовались пояс Роговского в воде I_w и магнитные зонды I_d , чувствительность которых определялась в серии предыдущих экспериментов [238]. Рис. 1.6 показывает результат выстрела, в котором магнитоизолированная вакуумная линия L_0 на Рис. 2.3 была закорочена на диаметре 400 мм. В этом выстреле показания датчиков I_{g1} и I_{g2} нормировались на сигнал датчика I_w . Рассчитанная по конструкции индуктивность, на которой измеряется напряжение U_a , составила $L_0 \approx 10$ нГн.

Рисунок 2.6 показывает импульсы тока, измеренные датчиками I_w , I_{g1} , I_{g2} , импульс тока, рассчитанный как $I_a = (\int U_a dt) / L_0$, $L_0 = 10$ нГн. Также показаны падающая волна напряжения U_b и напряжение U_{bc} , рассчитанное по формуле (2.2), в которой I_0 взято равным I_{g11} . В целом наблюдается хорошее согласие показаний различных датчиков. Заметное расхождение ($\approx 10\%$) амплитуды тока I_w и амплитуды тока I_a может быть объяснено погрешностью расчета индуктивности по геометрии.

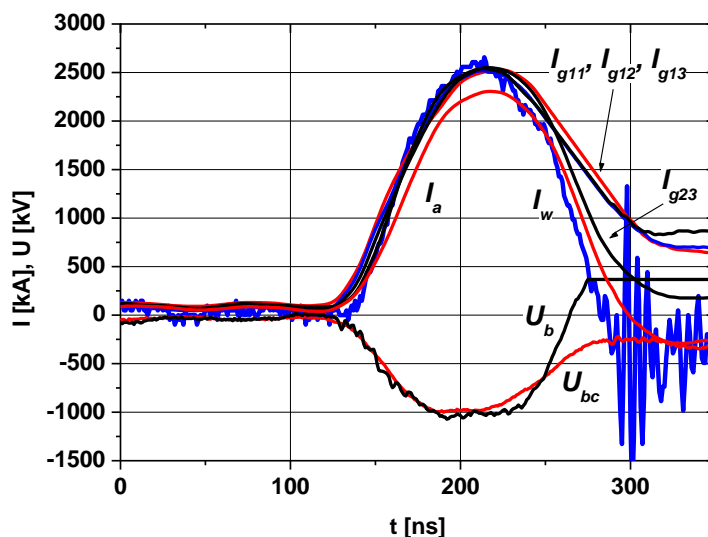


Рис. 2.6. Токи и напряжения измеренные датчиками токов и напряжений в выстреле с закороченной магнитоизолированной линией.

В другом выстреле была закорочена магнитоизолированная линия L_{vd} на диаметре 380 мм. Таким путем проверялась взаимная калибровка датчиков I_w , I_{g11} , I_{g21} , I_{d1} и I_{d2} . Результаты этого выстрела приведены на Рис. 2.7.

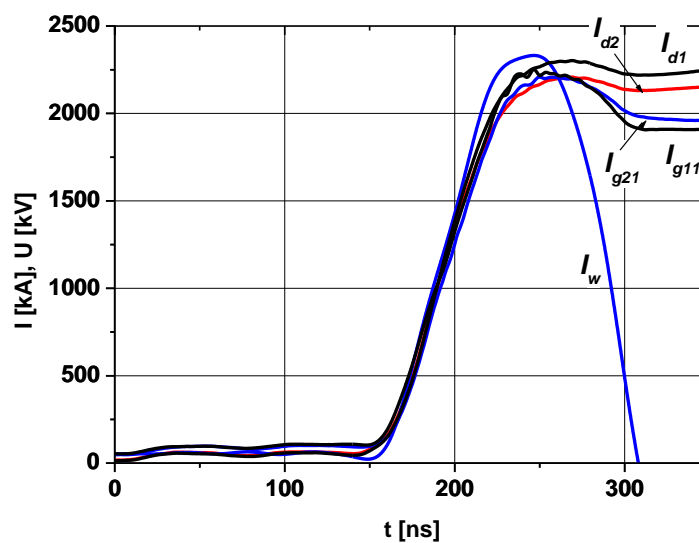


Рис. 2.7. Импульсы тока, измеренные датчиками тока при закороченной магнитоизолированной линией L_{vd} .

Рассчитанная по конструкции индуктивность нагрузки составила 20 нГн. Как было отмечено выше, с увеличением индуктивности перекрытие проходного изолятора происходит раньше, что и наблюдается при сравнении рисунков 2.6 и 2.7. Возможно, из-за этого более существенным становится различие по форме импульса сигналов I_w и остальных датчиков. В моменты времени, близкие к максимуму тока различие в показаниях датчиков тока достигает 10%. Различие в амплитудных показаниях датчиков I_{g11} , I_{g21} , I_{d1} и I_{d2} не превышает 5%.

Следующим этапом экспериментальной работы было проведение оптимизации зазоров в магнитоизолированных линиях ТТН. В выстрелах варьировалась величина зазоров в магнитоизолированных линиях L_{vd} и L_{vb} , (см. рис. 2.4). С одной стороны, уменьшение зазора дает снижение индуктивности, что увеличивает, как входной ток, так и коэффициент трансформации. С другой стороны, слишком малый зазор может привести к нарушению вакуумной изоляции. Было показано, что при зазоре менее 6.5 мм в МИЛ на диаметре от 120 до 390 мм происходят потери тока в вакуумном промежутке, которые проявляются в эксперименте как снижение коэффициента трансформации, и, как правило, сопровождаются образованием азимутально несимметричных следов пробоя («расплесканный металл» диаметром около 60 мм) на электродах МИЛ. Вероятным местом инициации пробоев являются крепежные винты электродов магнитоизолированной линии. Увеличение однородности электрического поля в этих местах за счет изменения конструкции, вероятно, позволит уменьшить величину зазора.

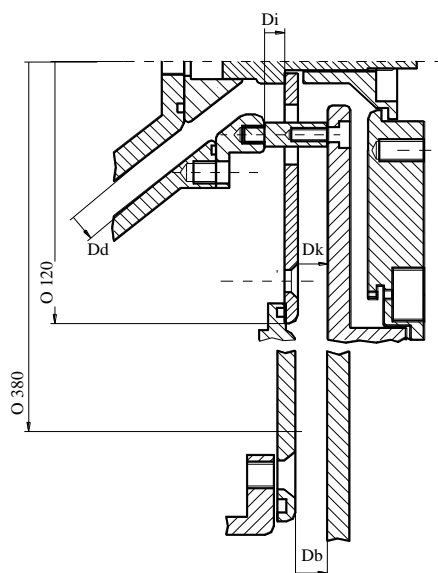


Рис. 2.8. Схема, поясняющая обозначения зазоров МИЛ.

Схема, поясняющая обозначения зазоров МИЛ показана на Рис. 2.8. При зазоре D_k менее 5 мм на электродах наблюдаются следы пробоя. При зазоре $D_i = 4.5$ мм таких следов не наблюдалось. Одной из сложностей при сборке ТТН было обеспечение азимутальной однородности зазора D_b на больших диаметрах (зазор измерялся на диаметре 360 мм). Азимутальная однородность этого зазора в первую очередь определяется параллельностью плоскости среза конволютных стержней плоскости крышки ТТН. Так как стержни расположены на диаметре всего 33 мм, то при подтягивании крепежных винтов М3 малые отклонения от параллельности на этом диаметре обуславливают большие отклонения на большом диаметре. Отмечалось, что если этот зазор больше 6.5 мм, и его азимутальная

неоднородность по измерениям в трех точках через 120° на диаметре 360 мм не более 1 мм, то при зазоре $D_d = 4$ мм следов пробоя не наблюдается.

После определения минимальных зазоров между электродами ТТН, при которых потерь тока не происходит, был проведен ряд демонстрационных выстрелов. Рис. 2.9 показывает результат одного из таких выстрелов. Амплитуда напряжения падающей волны в этом выстреле составляла 700 кВ, что меньше обычной величины 1 МВ (см. Рис. 2.6)

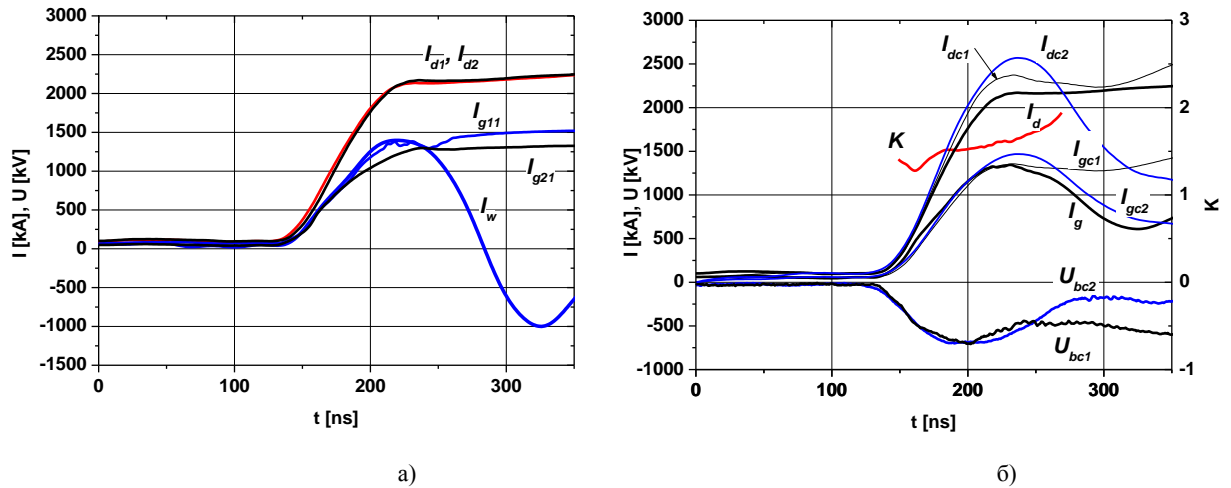


Рис. 2.9. а - Экспериментальные осциллограммы датчиков тока генератора I_w , I_{g11} , I_{g21} и датчиков тока нагрузки I_{d1} и I_{d2} . б - импульсы токов генератора (I_{gc1} и I_{gc2}) и в нагрузке (I_{dc1} и I_{dc2}), рассчитанные по формулам (2.4) и (2.5) при форме импульса падающей волны U_{bc1} и U_{bc2} , соответственно. Ток генератора I_g , который является входным током трансформатора, брался как среднее значение показаний датчиков I_w , I_{g11} и I_{g21} , а ток нагрузки I_d – как среднее значение показаний двух магнитных зондов I_{d1} и I_{d2} .

На рисунке 2.9а приведены экспериментальные осциллограммы датчиков тока генератора I_w , I_{g11} , I_{g21} и датчиков тока нагрузки I_{d1} и I_{d2} . На рисунке 2.9б представлено сравнение экспериментальных и расчетных величин. Показаны токи генератора I_g и нагрузки I_d , экспериментальный коэффициент трансформации $\kappa = I_d/I_g$. Ток генератора I_g , который является входным током трансформатора, усреднялся по значениям показаний датчиков I_w , I_{g11} и I_{g21} , а ток нагрузки I_d – по значениям показаний двух магнитных зондов I_{d1} и I_{d2} (4, Рис. 2.4). Также показаны импульсы токов генератора (I_{gc1} и I_{gc2}) и в нагрузке (I_{dc1} и I_{dc2}), рассчитанные по формулам (2.4) и (2.5) при формах импульсов падающей волны U_{bc1} и U_{bc2} , соответственно. Падающая волна U_{bc1} рассчитывалась по формуле (2.2) на основе показаний датчиков U_a и I_{g11} . Падающая волна U_{bc2} имеет форму аналогичную падающей волне U_{bc} , показанной на рис. 2.6, и амплитуду равную амплитуде U_{bc1} . Для численного решения уравнений (2.4) и (2.5) использовались следующие значения индуктивностей: $L_0 = 10$ нГн, $L_v = 9.8$ нГн, $L = 28$ нГн, $L_d = 4$ нГн. При этих значениях индуктивность L^* по формуле (2.3) составляет 34 нГн.

Рассчитанные и экспериментальные значения тока генератора хорошо совпадают примерно до 80-й наносекунды от начала тока (Рис. 2.9б). Несмотря на это, различия в расчетных и экспериментальных токах нагрузки заметное ($\approx 20\%$). Это может быть

объяснено утечками в МИЛ, хотя отчетливых следов пробоев при осмотре МИЛ после выстрела обнаружено не было. В момент максимума тока генератора I_g значение экспериментального коэффициента трансформации $\kappa \approx 1.6$, что меньше полученного в численном моделировании или теоретического по формуле (2.5). Наблюдаемые позже 80-й нс различия в форме импульса токов I_{gc1} и I_{gc2} , вероятно, связаны с началом перекрытия проходного изолятора. Действительно, в момент времени 210-220 нс (Рис. 2.9б) наблюдается отклонение формы бегущей волны U_{bc1} от U_{bc2} , а также начинается «выполаживание» сигналов I_{g11} , I_{d1} и I_{d2} . Можно предположить, что полное перекрытие изолятора происходит в момент времени 250 нс, когда явно «выполаживается» осциллограмма U_{bc1} .

Для того, чтобы улучшить электрическую прочность проходного изолятора он был заменен новым. Кроме того, было уменьшено давление в вакуумной камере до $4 \cdot 10^{-5}$ Торр. Результат одного из выстрелов после этих мероприятий показан на Рис. 2.10. Амплитуда падающей волны в этом выстреле составляла 850 кВ. Обозначения на этом рисунке соответствуют обозначениям на Рис. 2.9. В численных расчетах по уравнениям 2.4 и 2.5 использовались те же значения индуктивностей, что и для Рис. 2.9. Ток нагрузки достигает, при $t = 240$ нс, значения $I_d \approx 3$ МА. Амплитуда тока в нагрузке, таким образом, выше, чем в экспериментах без ТТН [238], и выше предельного для генератора МИГ значения $I_0^{max} = 2 U_b / \rho = 2.67$ МА (при $U_b = 1.0$ МВ).

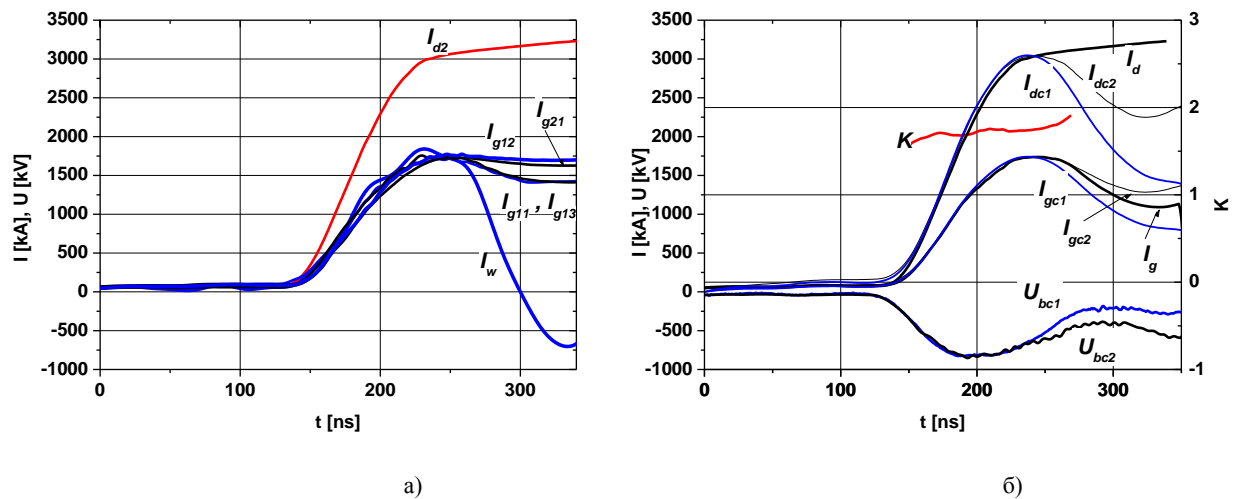


Рис. 2.10. а - Экспериментальные осциллограммы датчиков тока генератора I_w , I_{g11} , I_{g12} , I_{g13} , I_{g21} и датчика тока нагрузки I_{d2} . б - импульсы токов генератора (I_{gc1} и I_{gc2}) и в нагрузке (I_{dc1} и I_{dc2}), рассчитанные по формулам (2.4) и (2.5) при форме импульса падающей волны U_{bc1} и U_{bc2} , соответственно. Ток генератора I_g , который является входным током трансформатора, брался как среднее значение показаний датчиков I_w , I_{g11} , I_{g12} , I_{g13} , I_{g21} , а ток нагрузки I_d – как значение показаний датчика I_{d2} .

Экспериментальный коэффициент трансформации тока при $t = 240$ нс (см. Рис. 2.10б) равен $\kappa \approx 1.75$, что соответствует теоретическому значению 1.75, и свидетельствует о том, что ТТН с выбранными зазорами в вакуумных линиях и конволуте работал без экспериментально определяемых утечек тока.

5. Обсуждение и выводы

Задача настоящей работы заключалась в разработке и апробировании трансформатора тока нагрузки (ТТН) для низкоимпедансного генератора МИГ, для которого, в отличие от более индуктивной микросекундной конденсаторной батареи [236] и высокоимпедансных наносекундных генераторов [237], была особенно существенна минимизация паразитной индуктивности L_v . Данная задача была решена за счет оптимизации геометрии ТТН с включением конусных линий, как на Рис. 2.4.

При использовании ТТН, в соответствии с определением L^* соотношением (2.3), генератор нагружается на более высокую индуктивность, чем в стандартном режиме без ТТН. Это означает увеличенную нагрузку на проходной изолятор вода-вакуум.

Были проведены работы по изучению минимальных зазоров в МИЛ ТТН, ограниченных в основном точностью монтажа и механическим ходом деталей трансформатора при откачке, при которых не происходит утечек тока в вакуумных линиях ТТН на достигаемом уровне вакуума. В результате была обеспечена работа ТТН без утечек тока в вакуумных линиях и конволюции и получено хорошее соответствие расчетного и экспериментально измеренного коэффициента трансформации (Рис. 2.10).

В результате удалось, даже при сниженной энергетике генератора, достигнуть амплитуды тока нагрузки, близкой к предельному для генератора МИГ значению. Увеличение амплитуды падающей волны до стандартного значения 1 МВ должно увеличить нагрузку на проходной изолятор. Поэтому проведение экспериментов на таком уровне энергетике требует дополнительной оптимизации электрической прочности изолятора. В настоящее время изолятор конструктивно изготовлен из пяти полиэтиленовых колец с градиентными кольцами из нержавеющей стали. Расчеты распределения электрического поля показывают, что изменением диаметра и толщины колец можно снизить напряженность электрического поля в наиболее напряженных участках на 25%, что позволит компенсировать возрастание напряжения на изоляторе при использовании ТТН.

Из формулы (2.5) следует, что увеличение индуктивности нагрузки снижает коэффициент трансформации. Чтобы сравнить возможные режимы работы генератора МИГ на индуктивную постоянную нагрузку с ТТН и без него были проведены расчеты максимальной величины тока в нагрузке I_d^{max} при $U_b = 1.0$ МВ, $\rho = 0.75$ Ом и индуктивностях, характеризующих ТТН в тексте, сопровождающем рисунки 2.9 и 2.10. В расчетах с ТТН индуктивность $L_0 = 10$ нГн, в расчетах без ТТН $L_0 = 16.5$ нГн. Индуктивность нагрузки L_d^{TTH} при работе с ТТН рассчитывалась по чертежу при различных диаметрах центрального стержня (от 1 до 14 мм) и его длине 11 мм, затем рассчитывалась индуктивность L^* по формуле (2.3). В случае стандартной работы генератора рассчитывалась полная

индуктивность узла нагрузки ($L_0+L_d^C$) при такой же длине и диаметрах центрального стержня. Затем по формулам (2.1) и (2.4) рассчитывалась амплитуда тока генератора и по формуле (2.5) амплитуда тока I_d при работе с ТТН. Результаты расчетов показаны на рисунке 2.11. При расчетах индуктивностей по геометрии выяснилось, что, если в стандартной конфигурации считать индуктивностью нагрузки L_d^C область на диаметре меньше 24 мм, то индуктивности L_d^C и $L_d^{ТТН}$ хорошо совпадают. Таким образом, при анализе результатов расчетов можно использовать единое значение индуктивности нагрузки L_d , величина которой приведена на верхней оси рисунка 2.11.

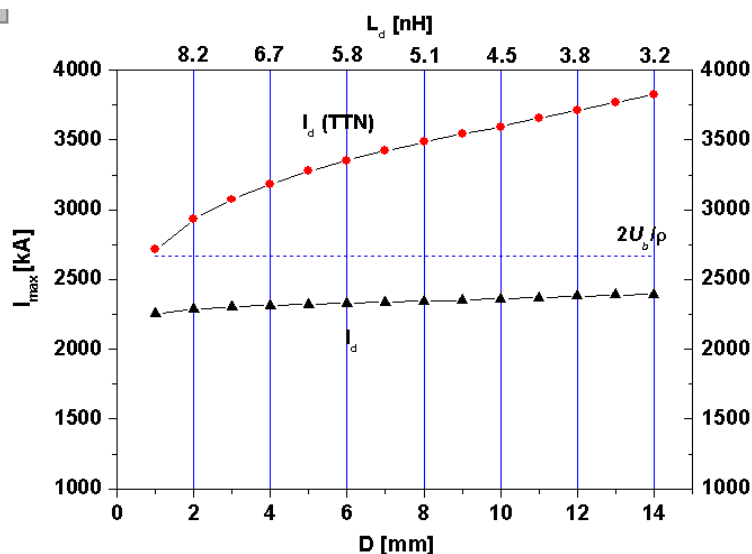


Рис.2.11. Сравнение расчетных режимов работы генератора МИГ с ТТН и без него для падающей волны генератора, как U_{bc} на Рис. 2.2.

Расчеты показывают, что в режиме с ТТН увеличение тока нагрузки более, чем на 30% достигается при индуктивности нагрузки L_d меньше 8 нГн. Одним из типичных режимов работы генератора МИГ является применение нагрузки в виде сплошного металлического цилиндра диаметром 3 мм и длиной 12 мм. Установка этой нагрузки в используемую в данных экспериментах конструкцию ТТН увеличит индуктивность L_d до значения 7.2 нГн. Согласно расчетам (Рис. 2.11) это обеспечит выигрыш в величине тока через нагрузку $> 30\%$. Вместе с тем, в режиме работы без ТТН влияние индуктивности нагрузки на амплитуду тока существенно меньше, чем ее влияние на выходной ток в режиме с ТТН. Значительно увеличить целесообразность использования ТТН для экспериментов с низкоиндуктивными нагрузками можно, обеспечив качественные измерения тока нагрузки на малом диаметре. Измерительный фланец (3 и 5, Рис. 2.4) имеющейся конструкции добавляет к индуктивности нагрузки ≈ 2 нГн. Устранение измерительного фланца позволит обеспечить значение $L_d \approx 5$ нГн и амплитуду тока ≈ 3.5 МА, что в результате дает более, чем полуторакратное увеличение тока нагрузки по сравнению с режимом работы генератора МИГ без ТТН.

6. Заключение

Таким образом, на сильноточном импульсном генераторе МИГ продемонстрирована возможность работы трансформатора тока нагрузки с коэффициентом увеличения по току 1.75 и при амплитуде импульса тока в нагрузке 3.5 МА. Трансформатор прост по конструкции и легко демонтируется, позволяя использовать генератор МИГ в режимах работы с другими нагрузками. Сравнение расчетных и экспериментальных данных позволяет сделать вывод о целесообразности использования трансформатора при работе на постоянную низкоиндуктивную нагрузку, например, в экспериментах по исследованию скин-эффекта и нелинейной диффузии мегагауссных магнитных полей. При этом использование трансформатора тока нагрузки позволяет обеспечить увеличение тока в нагрузке в полтора раза по сравнению с обычным режимом работы генератора МИГ.

ГЛАВА № 3. РАЗРАБОТКА И СОЗДАНИЕ КОМПАКТНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ ГЕНЕРАТОРОВ ТОКА ДЛЯ РАБОТ С X-ПИНЧАМИ

1. Введение

В 80-х годах в Физическом институте им. П.Н. Лебедева, Россия, был предложен способ получения высокотемпературной плотной плазмы с помощью электрического взрыва перекрещивающихся проволочек – X-пинч [59]. Эксперименты показали, что в области перекрестия проволочек формируется яркий источник мягкого рентгеновского излучения, размеры которого могут составлять единицы микрон, а длительность импульса излучения – от 0.1 до 10 нс. Такой источник нашел применение для рентгенографии мелкомасштабных, в том числе короткоживущих плазменных объектов, как в мягком рентгеновском диапазоне ($3\div 5$ кэВ), так и в более жестком ($10\div 20$ кэВ) [60]. В настоящее время хорошо развиты как способы регистрации излучения самого X-пинча, так и способы формирования изображения зондируемого объекта. Накоплен богатый опыт по зависимости момента вспышки излучения от диаметра, материала и массы проводников [240]. Это позволяет с хорошей точностью предсказывать момент зондирования объекта в импульсных экспериментах.

В настоящее время используются две схемы зондирования плазменных объектов излучением X-пинча. В первой схеме, типичной для экспериментов по сжатию плазмы на сильноточных генераторах мегаамперного уровня, для запитки X-пинча используется часть основного тока генератора. Конкретно, X-пинч устанавливается вместо одного из стержней обратного токопровода. Несмотря на имеющиеся преимущества (близость зондирующего источника к плазме, отсутствие отдельного генератора), такая схема обладает и рядом недостатков. К ним следует отнести трудность варьирования момента вспышки зондирующего излучения, которое в такой схеме может быть обеспечено либо изменением диаметра проволочек, либо их числа, что существенно влияет на спектральный состав и размер источника излучения. Кроме того, такая схема применима только для исследований на данном генераторе. Во второй схеме используется отдельный генератор тока. Основные требования к генератору: амплитуда тока $150\div 300$ кА; скорость нарастания тока $1\div 2$ кА/нс. В настоящее время такие параметры импульса тока могут обеспечить, как правило, лишь громоздкие стационарные генераторы весом от 300 кг до нескольких тонн.

Недостатки обеих схем в значительной степени ограничивают возможности рассматриваемой методики в исследованиях по физике экстремальных состояний, поскольку для таких исследований используются большие стационарные экспериментальные комплексы [7, 9, 12, 64]. Поэтому разработка и создание переносного импульсного

генератора тока, обеспечивающего требуемые параметры, позволила бы выйти на новый уровень диагностических исследований быстропротекающих процессов.

2. Конструкция импульсного генератора первого поколения

К моменту начала работ по созданию импульсного генератора тока в Отделе высоких плотностей энергии ИСЭ СО РАН была отлажена технология изготовления емкостных накопителей энергии с энергозапасом до 250 Дж и временем вывода энергии около 100 нс [193]. Отличительной чертой этих накопителей энергии является конструктивное объединение конденсатора и коммутатора в единый блок, получивший название конденсаторно-коммутаторная сборка (ККС). Собственная технология изготовления, как конденсаторов, так и коммутаторов позволяет достаточно просто варьировать параметры ККС и не требует приобретения дорогостоящих компонентов. ККС представляет собой полый цилиндрический конденсатор с расположенным внутри газовым разрядником, работающим по принципу искажения поля. Такая конструкция обеспечивает низкую индуктивность и, следовательно, быстрый вывод энергии из накопителя.

Импульсный генератор тока по принципу действия представляет собой низкоиндуктивную конденсаторную батарею. Основные элементы генератора: высоковольтный источник питания; система высоковольтной синхронизации; низкоиндуктивная конденсаторная батарея; сильноточные импульсные коммутаторы; блок нагрузки. Принцип действия импульсного генератора следующий: высоковольтный источник питания заряжает импульсный конденсаторную батарею до напряжения 50 кВ, после срабатывания импульсных коммутаторов, запуск которых обеспечивает система синхронизации, импульс тока поступает на нагрузку.

Генератор тока состоит из четырех конденсаторно-коммутаторных сборок 50-0.25, имеющих емкость 0.25 мкФ и работающих при зарядном напряжении до 50 кВ. При разработке конструкции ККС основное внимание уделялось минимизации активного сопротивления и снижению токовой нагрузки на контакты. Сборки помещены в бак, который заполняется трансформаторным маслом. Каждая ККС соединяется с общей шиной, выполненной в виде металлической пластины и служащей передающей линией. Общий вид импульсного генератора представлен на Рис.3.1. В верхней части этого рисунка показана компоновка четырех ККС, в нижней части бак, в котором размещаются ККС. Эскиз конструкции генератора показан на Рис.3.2.



Рисунок 3.1. Общий вид импульсного генератора. В верхней части этого рисунка показана компоновка четырех ККС, в нижней части бак, в котором размещаются ККС.

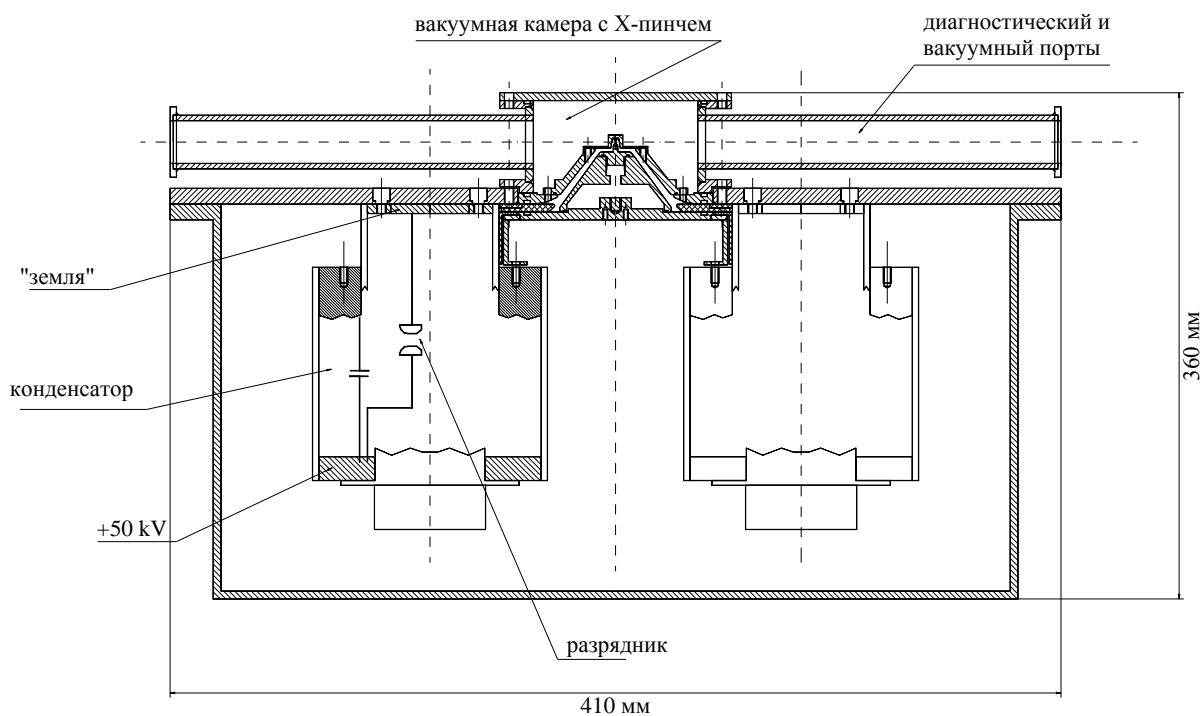


Рисунок 3.2. Эскиз конструкции импульсного генератора.

Для установки X -пинча используется узел нагрузки, состоящий из конусного анода и катода (Рис.3.2). Такая конструкция позволяет поднять X -пинч выше среза верхней крышки масляного бака, что необходимо по соображениям удобства диагностического доступа к X -пинчу. Анод и катод расположены в вакууме и отделены от масляного объема переходным изолятором масло-вакуум.

Импульсный генератор тока имеет следующие параметры:

- Емкость конденсаторной батареи – 1 мкФ;

- Зарядное напряжение – 50 кВ;
- Энергозапас конденсаторной батареи – 1.25 кДж;
- Индуктивность каждой ККС – 28 нГн;
- Габариты: 410x450x360 мм; вес – 70 кг.

3. Испытания импульсного генератора на индуктивную нагрузку

Высоковольтные испытания импульсного генератора на эквивалентную индуктивную нагрузку проводились при зарядном напряжении 45 кВ. Схема узла эквивалентной нагрузки представлена на рисунке 3.3. Рассчитанная по геометрии индуктивность нагрузки составила 7 нГн. Такая индуктивность близка к индуктивности блока нагрузки с конусными электродами (Рис.3.2).

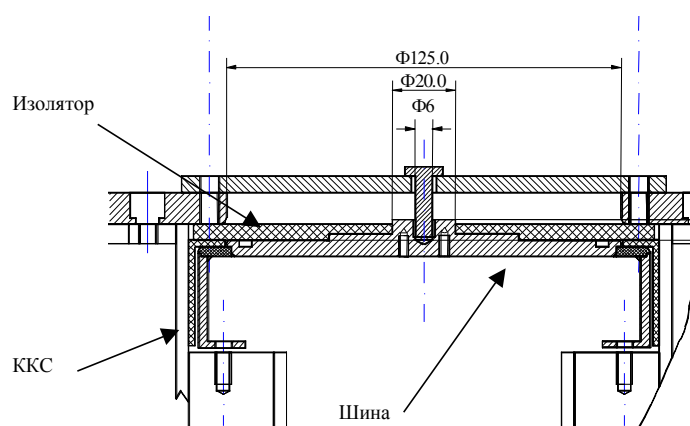


Рисунок 3.3. Схема узла индуктивной нагрузки

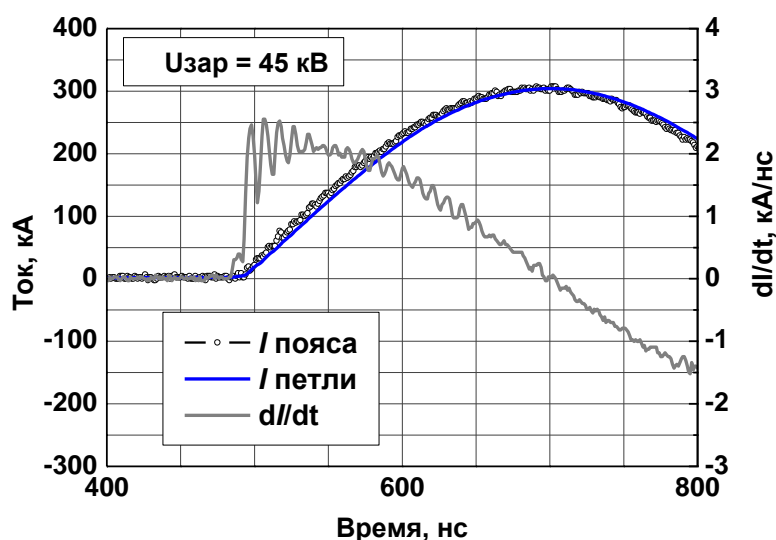


Рисунок 3.4. Сигнал пояса Роговского, сигнал магнитного зонда и форма импульса тока, полученная при интегрировании сигнала магнитного зонда в выстреле на индуктивную нагрузку при зарядном напряжении 45 кВ.

При проведении испытаний ток генератора измерялся с помощью пояса Роговского и магнитного зонда, выполненного в форме одновитковой петли. Результаты

осциллографических измерений тока при зарядном напряжении генератора 45 кВ представлены на Рис.3.4.

Как видно из Рис.3.4, амплитуда тока при зарядном напряжении 45 кВ составила 300 кА при времени нарастания (четверть периода) 200 нс, то есть получены параметры импульса тока близкие к необходимым для успешной работы X-пинча.

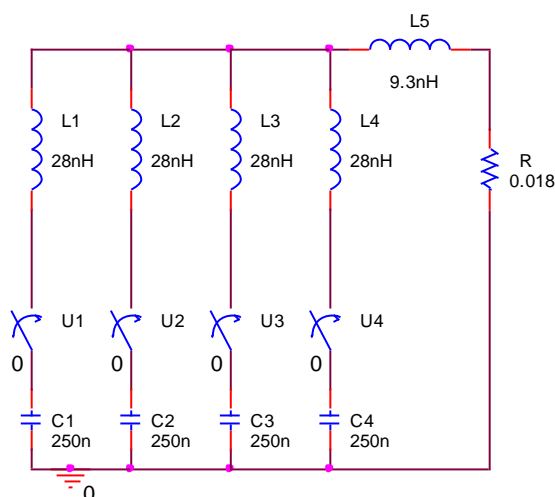


Рисунок 3.5. Электрическая схема генератора на основе 4-х ККС.

Полученные осциллограммы сравнивались с расчетами электрического контура генератора. Электрическая схема приведена на рисунке 3.5. В расчетах варьировались индуктивность эквивалентной нагрузки и активное сопротивление контура. Подбором значений индуктивности и активного сопротивления контура удалось найти согласие расчетных и экспериментальных осциллограмм. Результаты такого расчета показаны на рисунке 3.6.

Сравнение полученных результатов с расчетами электрического контура генератора показало, что общая индуктивность при работе на эквивалентную нагрузку составила 15-17 нГн. Импеданс генератора составил около 0.13 Ом. Активное сопротивление разрядников практически если и вносит вклад в потери энергии, этот вклад незначителен по сравнению с активным сопротивлением контура. Эффективность передачи энергии из конденсаторной батареи в магнитную энергию на максимуме первой полуволны тока составила $\sim 70\%$, что позволяет генерировать ток амплитудой более 300 кА с фронтом нарастания 200 нс, то есть со скоростью нарастания 1.5 кА/нс через нагрузку величиной ~ 10 нГн.

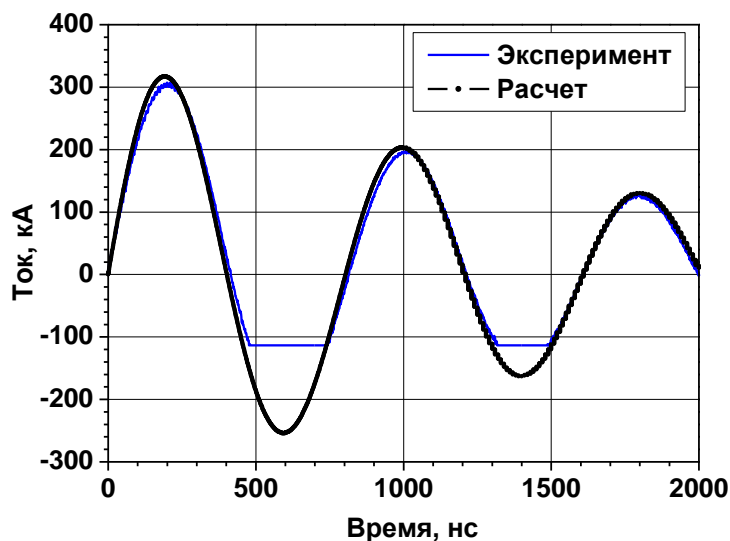


Рисунок 3.6. Сравнение результатов расчетов с экспериментом.

4. Работа импульсного генератора тока на X-пинч

Для работы импульсного генератора на X-пинч использовался узел нагрузки, показанный на Рис.3.7. С целью снижения индуктивности зазор между конусными электродами выбирался минимальным и составлял 3-4 мм. Высота X-пинча составляла 5 мм.

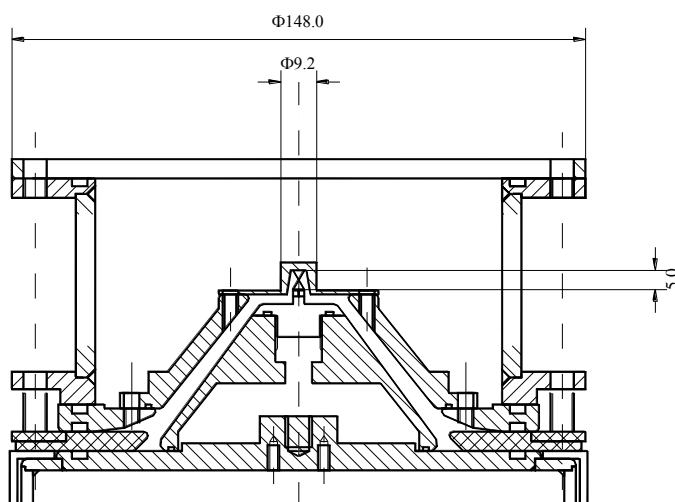


Рисунок 3.7. Схема блока нагрузки импульсного генератора для работы с X-пинчем.

Следует, однако, отметить, что при дальнейшей эксплуатации генератора зазоры между электродами и высота X-пинча были увеличены. Это было сделано потому, что часто наблюдались пробои между электродами, которые идентифицировались по отсутствию импульса излучения X-пинча и следам эрозии на поверхности электродов.

В экспериментах с X-пинчами для регистрации импульса излучения использовались вакуумные рентгеновские диоды (ВРД) с алюминиевым или медным катодами с различными

фильтрами. На Рис.3.8 показаны осциллограммы импульса тока и сигнала вакуумного рентгеновского диода с алюминиевым катодом и фильтром из майлара толщиной 3 мкм для X-пинча из 4-х никелевых проволочек диаметром 30 мкм. Такой ВРД чувствителен в областях энергий квантов $200 \div 284$ эВ и $700 \div 2500$ эВ.

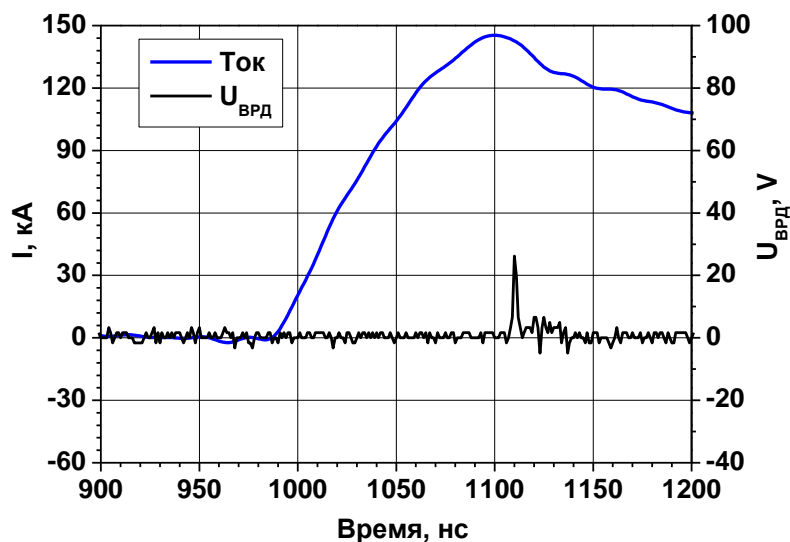


Рисунок 3.8. X-пинч из 4-х никелевых проволочек диаметром 30 мкм. Осциллограммы импульса тока и импульса излучения в спектральных областях $200 \div 284$ эВ и $700 \div 2500$ эВ.

Как видно из осциллограмм, приведенных на Рис.3.8, импульс излучения имеет длительность на полувысоте $2 \div 3$ нс. Время от начала импульса тока до импульса излучения составляет 120 нс. Амплитуда тока достигает значения 140 кА. Таким образом, средняя производная тока превышает 1 кА/нс.

С целью определения возможности использования X-пинча, запитываемого компактным импульсным генератором, для целей рентгенографии в мягком рентгеновском диапазоне спектра было проведено теневое рентгеновское зондирование статических объектов. Для получения теневых изображений использовалась схема точечного проецирования, которая иллюстрируется Рис.3.9. Исследуемый объект располагался на расстоянии a от X-пинча (см. Рис.3.9). Теневое изображение объекта регистрировалось на фотопленке, расположенной на расстоянии b от объекта. Фильтр служит для варьирования спектрального диапазона регистрации. Использовались различные типы фотопленок: Микрат, РФ-3 и рентгеновская фотопленка УФШ-С.

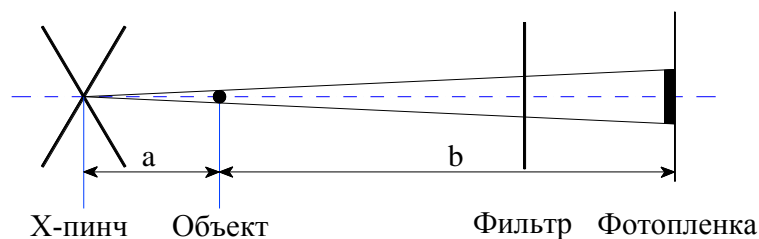
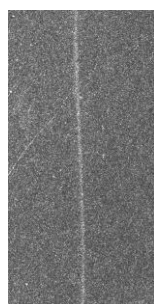
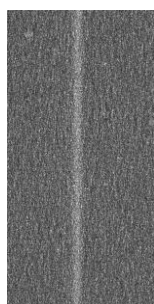


Рисунок 3.9. Схема теневого точечного проецирования.

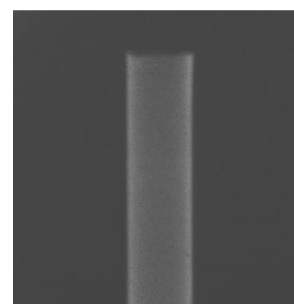
В случае точечного источника излучения размер изображения на фотопленке в $(a+b)/a$ раз больше размера тестируемого объекта. Минимальное значение расстояния a определяется конструктивными особенностями обратного токопровода X-пинча и для наших экспериментов составляло 2 см. Максимальное значение расстояния b , в принципе, определяется энергией излучения в импульсе и чувствительностью фотопленки, поскольку необходимо обеспечить достаточный уровень засветки фотопленки. Расстояние b в наших экспериментах варьировалось от 3 до 40 см, при этом коэффициент увеличения $(a+b)/a$ изменялся от 1.5 до 20.



W проволока
диаметром 15 мкм.
Коэффициент
увеличения = 2.75.
 $h\nu = (1-1.56)$ и >2 кэВ.
Пленка Микрат



W проволока
диаметром 6 мкм.
Коэффициент
увеличения = 20.
 $h\nu > 1$ кэВ.
Пленка Микрат.



Алюминиевая трубка с внешним диаметром 1.8 мм
и толщиной стенки 100 мкм.
Коэффициент увеличения = 1.5.
 $h\nu > 10$ кэВ. Пленка РФ-3.

Рисунок 3.10. Теневые изображения ряда статических тест-объектов, полученные с помощью X-пинча из 4-х вольфрамовых проводников диаметром 13 мкм.

На Рис.3.10 показаны типичные теневые снимки ряда объектов. Как можно видеть из рисунка удастся получить четкие теневые изображения микронных объектов. Используя полученные изображения, был оценен размер источника излучения, который составил не более 5 мкм в спектральном диапазоне выше 1 кэВ и не более 10 мкм в спектральном диапазоне выше 10 кэВ.

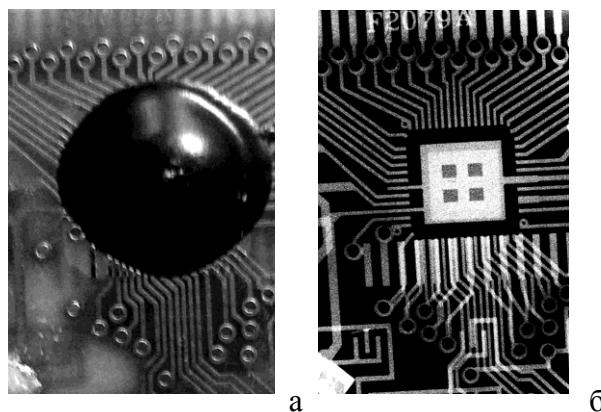


Рисунок 3.11. Оптическая фотография микросхемы (а) и ее теневое рентгеновское изображение в спектральном диапазоне выше 10 кэВ (б).

На Рис.3.11 показаны оптическая фотография микросхемы и ее теневое рентгеновское изображение в спектральном диапазоне выше 10 кэВ, полученное с помощью X -пинча.

5. Краткая характеристика импульсных генераторов первого поколения

Успешная реализация источника зондирующего излучения микронных размеров с наносекундной длительностью импульса излучения на основе X -пинча и компактного низкоимпедансного генератора тока позволила продолжить работы по созданию таких генераторов. В аналогичной компоновке, но с рядом модификаций, касающихся, как самого импульсного генератора, так и блока нагрузки с X -пинчем, были изготовлены еще два генератора. Один из генераторов был поставлен в Московский физико-технический институт, второй в Томский политехнический университет. На этих генераторах были проведены ряд экспериментов по изучению свойств самого X -пинча [196, 200, 206, 241 - 247], так и по зондированию взрывающихся проводников излучением X -пинча [77, 248 - 250], разработана двухкадровая система теневого зондирования в мягком рентгеновском диапазоне спектра [251].

Следует отметить и основной недостаток генераторов такого типа – низкий ресурс работы конденсаторов. На основании данных, полученных в течение ряда лет можно утверждать, что незначительные отклонения в синхронизации ККС, возможность перекрытия проходного масло-вакуум изолятора по вакуумной стороне, возможность перекрытия изоляционных конструкций, расположенных в масле, вследствие наличия или появления пузырьков воздуха приводят к значительным токовым перегрузкам конденсаторов. Как результат, они выходят из строя и подлежат замене.

По этой причине генератор, переданный в 2007 году в МФТИ, в настоящее время не работает. Генераторы, расположенные в Томске, с помощью ряда модификаций и снижения рабочего напряжения до 40 кВ удается поддерживать в работоспособном состоянии.

Таким образом, разработаны и запущены в эксплуатацию компактные импульсные генераторы тока, действующие по принципу низкоиндуктивной конденсаторной батареи. Параметры генераторов: емкость конденсаторной батареи – 1 мкФ; зарядное напряжение – 40÷50 кВ; энергозапас конденсаторной батареи – до 1.25 кДж; импеданс генератора 0.13 Ом; пиковый ток 300 кА при времени нарастания 200 нс при работе на индуктивность 7 нГн. Габариты генератора без периферийных систем: 410х450х360 мм; вес – 70 кг.

Продемонстрирована работа таких генераторов с нагрузкой в виде X-пинча. Получены четкие теневые изображения статических объектов микронных размеров в мягком рентгеновском диапазоне спектра при длительности импульса излучения 2-3 нс. Сравнительно малые габариты и вес импульсного генератора позволяют транспортировать его в любую лабораторию для проведения экспериментов по теневому рентгеновскому зондированию с микронным пространственным и наносекундным временным разрешениями.

6. Модернизированный вариант импульсного генератора – генератор КИНГ

С целью устранения вышеизложенных недостатков импульсного генератора был разработан и изготовлен модернизированный вариант импульсного генератора тока – генератор КИНГ. Основное отличие от предыдущих вариантов заключается в использовании более надежных ККС. Вторая особенность, существенно упрощающая эксплуатацию генератора, заключается в снабжении генератора автоматизированной системой управления. Система позволяет с помощью управляющего компьютера устанавливать требуемые режимы зарядки емкостного накопителя, уровень давления во всех разрядниках генератора и синхронизацию с внешними устройствами.

Основным элементом генератора КИНГ являются конденсаторно-коммутаторные сборки с вдвое усиленной электрической изоляцией по сравнению с предыдущей моделью в количестве 4-х штук, каждая из которых состоит из конденсатора и встроенного в него низкоиндуктивного газового коммутатора. Энергозапас ККС при зарядном напряжении 50 кВ составляет 315 Дж. Низкоиндуктивный коммутатор, расположенный внутри конденсатора, представляет собой трехэлектродный разрядник с искажением поля, работающий при повышенном давлении воздуха (до 4 атм.), что за счет оптимизации зазоров обеспечивает малые потери энергии при коммутации (не более 20%) и низкую индуктивность.

Генератор КИНГ, как видно на блок-схеме (Рис.3.12), включает в себя:

- базовый блок (сильноточный наносекундный генератор (1) с узлом нагрузки (2));
- блок высоковольтного запуска (3);

- систему синхронизации (4);
- систему управления (5);
- высоковольтный источник питания (6);
- турбомолекулярный вакуумный насос (7);
- форвакуумный вакуумный насос (8);
- вакуумметр (9);
- газовую систему с осушкой рабочего газа (10);
- плазменный инжектор с зарядным устройством (11);
- систему регистрации (12);
- рентгеновское диагностическое оборудование (13).

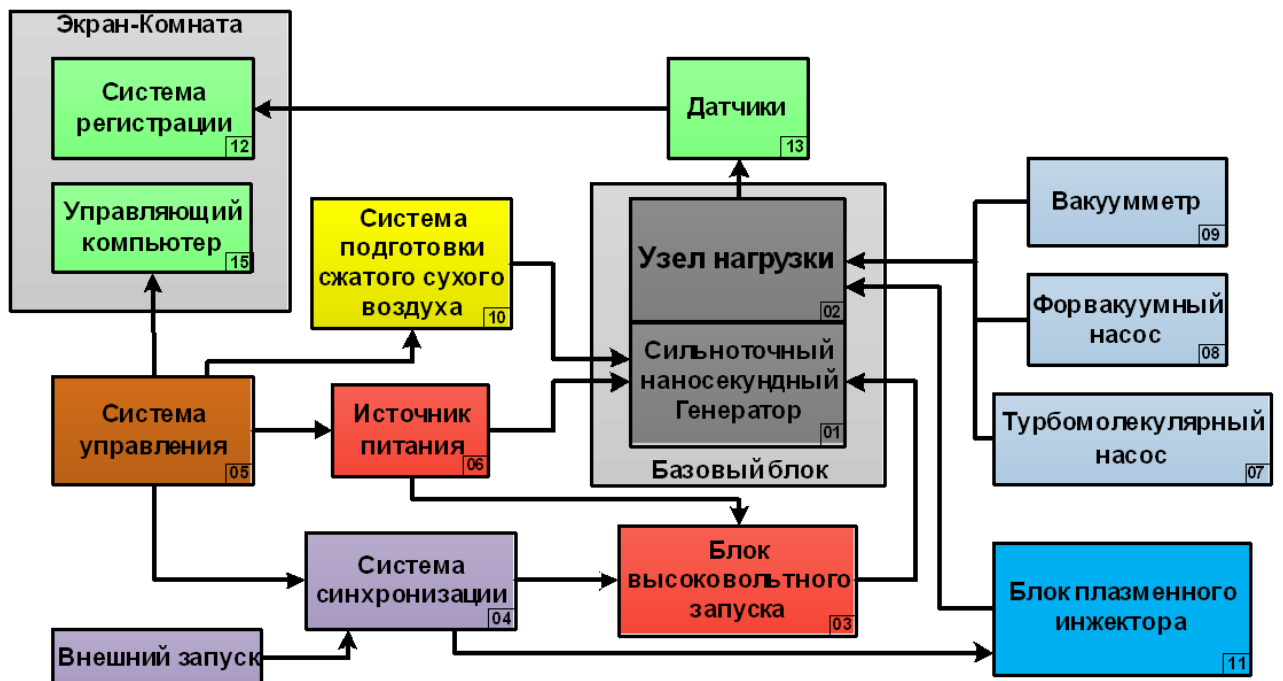


Рисунок 3.12. Блок-схема генератора КИНП.

Упрощенная электрическая схема генератора представлена на рисунке 3.13. В Таблице 3.1 приведены обозначения элементов схемы и значения их электрических параметров.

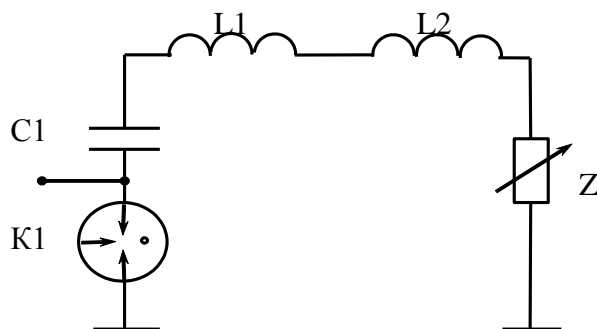


Рисунок 3.13. Упрощенная электрическая схема генератора.

ТАБЛИЦА 3.1. Обозначение элементов схемы и значения их параметров.

C1	Ёмкость батареи конденсаторов	1 мкФ
L1	Суммарная индуктивность батареи до узла нагрузки	16 нГн
L2	Индуктивность узла нагрузки	6 нГн
Z	нагрузка	
K1	Коммутаторы ККС	

Базовый блок

Базовый блок конструктивно объединяет генератор и узел нагрузки. Размещение узла нагрузки в непосредственной близости от генератора позволяет минимизировать индуктивность разрядного контура и, тем самым, увеличить амплитуду тока разряда в нагрузке.

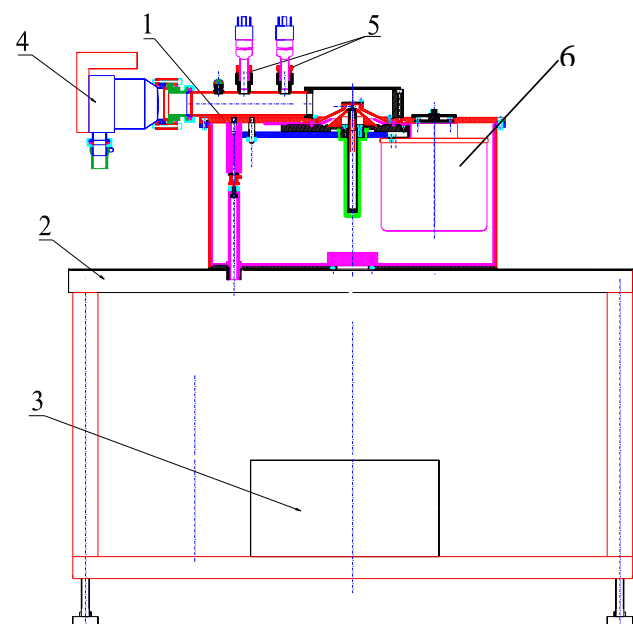


Рисунок 3.14. Схема базового блока со столом. 1 – базовый блок; 2 - стол; 3 - блок высоковольтного запуска; 4 - турбомолекулярный вакуумный насос; 5 - первичные преобразователи вакуумметров ПМТ-2(4) и ПМИ-2(51); 6 - ККС.

Базовый блок (см. Рис. 3.14 и 3.15) состоит из генератора с узлом нагрузки и устанавливается на стол регулируемой высоты. Длина стола составляет 1.1 м, ширина – 0.7 м. Внутри стола устанавливается блок высоковольтного запуска. К вакуумной камере базового блока подключается турбомолекулярный насос, который обеспечивает в разрядной камере давление не более 10^{-4} Торр. Контроль давления осуществляется термопарным и ионизационным вакуумметрами.

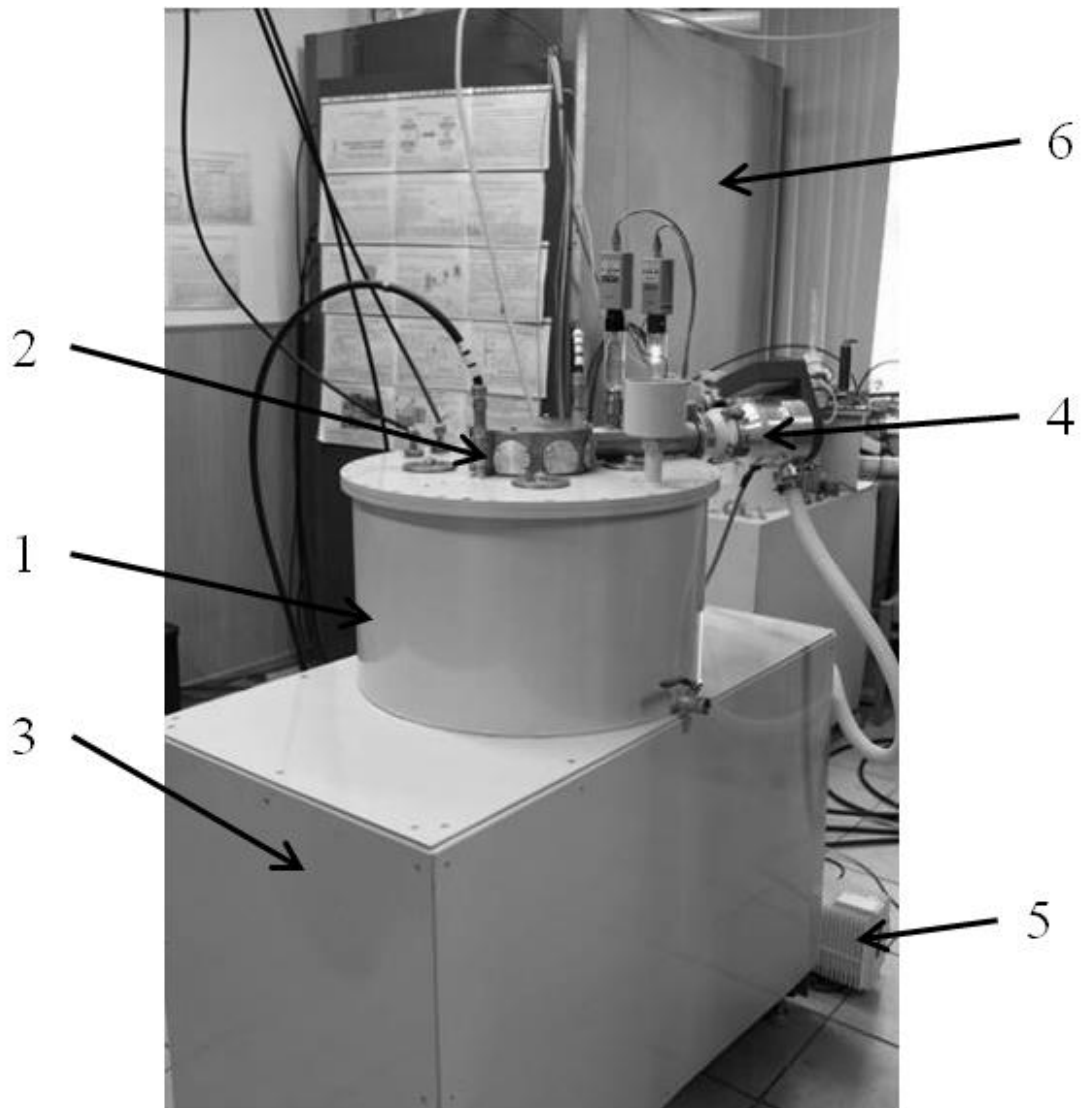


Рисунок 3.15. Фотография генератора КИНГ. 1- базовый блок, 2- вакуумная камера с блоком нагрузки; 3 – стол; 4 – турбомолекулярный насос; 5 – форвакуумный насос, 6 – экранированная кабина для размещения управляющего компьютера и осциллографов.

Сильноточный низкоиндуктивный генератор

Сильноточный низкоиндуктивный генератор содержит конденсаторную батарею, состоящую из четырех ККС 50-0.25М, укомплектованных собственным разрядником каждый. Через зарядный резистор каждая ККС соединена с высоковольтным вводом для заряжения конденсаторов от высоковольтного источника. Управляющий электрод каждого разрядника соединен с нижним плечом ($U=1/3U_3$) высоковольтного делителя напряжения, встроенного в бак, и с вводом от блока высоковольтного запуска. Также все разрядники подключены к газовой системе. Вся конструкция помещается в герметичный бак, заполненный трансформаторным маслом (Рис.3.16).

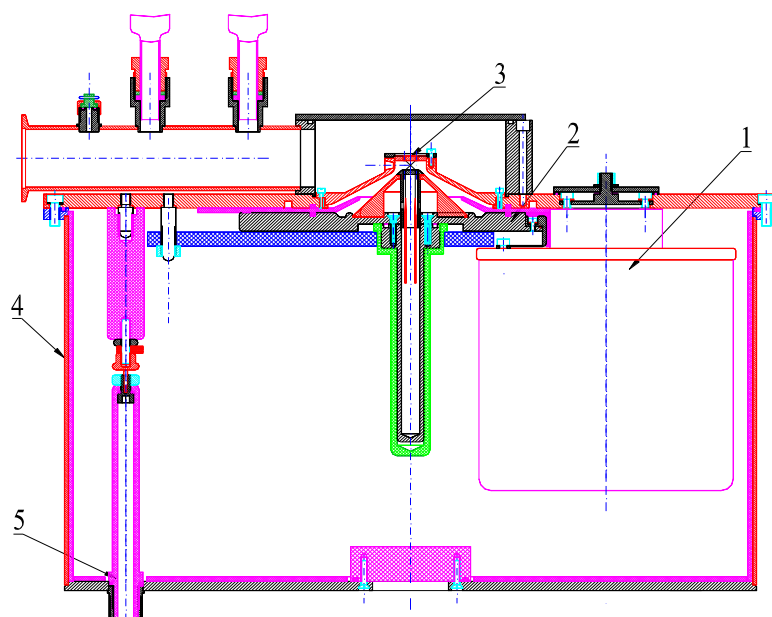


Рисунок 3.16. Конструкция сильноточного наносекундного генератора. Показан также узел нагрузки и патрубки для откачки вакуума. 1 – ККС 50-0.25М, 4 шт.; 2.- низкоиндуктивная передающая линия; 3 -узел нагрузки с вакуумной камерой; 4 - маслонаполненный бак; 5 - высоковольтные вводы управления и зарядки генератора.

Максимальное рабочее напряжение конденсаторов 50 кВ, емкость каждого конденсатора 0.25 мкФ. Суммарная емкость батареи составляет 1 мкФ. При правильном подборе давления рабочего газа, которое определяется по экспериментальной кривой $U(P)$, коммутаторы стабильно работают в диапазоне напряжения 35÷50 кВ без срывов и при разбросе срабатывания не более 5 нс. Конденсаторы включены параллельно на общую низкоиндуктивную передающую линию, включенную на нагрузку. Суммарная индуктивность батареи конденсаторов с коммутаторами и передающей линией составляет 16 нГн, что позволяет генератору обеспечить ток амплитудой 300 кА, при времени нарастания не более 200 нс в режиме КЗ. При работе на индуктивную нагрузку генератор способен обеспечить ток 215 кА, со временем нарастания 200 нс, при полной индуктивности контура 22 нГн и полном активном сопротивлении 0.06 Ом. При работе на нагрузку в виде X-пинча из 4-х вольфрамовых проводников диаметром 13 мкм высотой 10 мм генератор обеспечивает ток не менее 160 кА со временем не более 150 нс до момента максимального сжатия пинча.

Узел нагрузки

Узел нагрузки генератора представляет собой вакуумную камеру, в которой размещены вакуумная передающая линия, блок держателей микропроводников, образующих X-пинч, и датчики для измерения выходных параметров импульса тока. Узел нагрузки оборудован дополнительными фланцами для работы с плазменным инжектором.

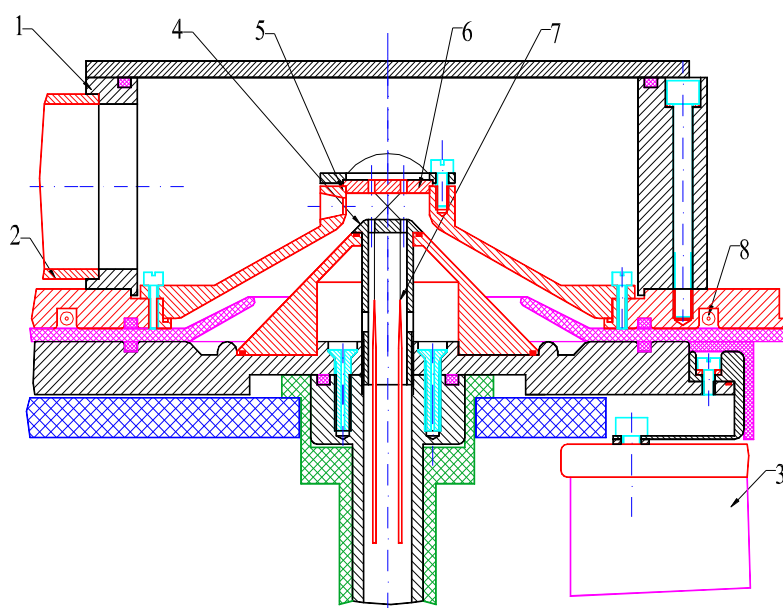


Рисунок 3.17. Схема узла нагрузки для работы с X-пинчем. 1 - вакуумная камера; 2 - система вакуумирования; 3 - ККС; 4 - подводящие токопроводы; 5 - обратный токопровод; 6 - поворотный вкладыш; 7 - микропроводники; 8 - пояс Роговского.

Конструкция разработанного узла нагрузки приведена на рисунке 3.17. Нагрузка в виде проволочного X-пинча устанавливается в вакуумной камере. Для разделения вакуумного и масляного объемов применяется проходной профилированный изолятор. Микропроводники диаметром 13-30 мкм пропускаются через соосные отверстия в токоподводящих электродах и закрепляются на поворотном вкладыше. Для натяжки проволочек к ним прикреплены грузики в виде металлических игл, обеспечивающих также пропускание проволочек через отверстия электродов. Для формирования начальной формы X-пинча поворотный вкладыш разворачивается на 195-225 градусов, проволочки перекручиваются, образуя X-образную конфигурацию. Ток через X-пинч регистрируется поясом Роговского.

Блок высоковольтного запуска

Блок высоковольтного запуска предназначен для обеспечения синхронного срабатывания коммутаторов ККС генератора. Этот блок позволяет достичь расчетной величины тока в нагрузке, а также предотвратить риск токовых перегрузок при запаздывании срабатывания одного из коммутаторов. Запуск генератора обеспечивается блоком высоковольтного запуска от одного из каналов задающего генератора с задержкой от запускающего импульса до начала тока генератора не более 300 нс с разбросом не более 50 нс.

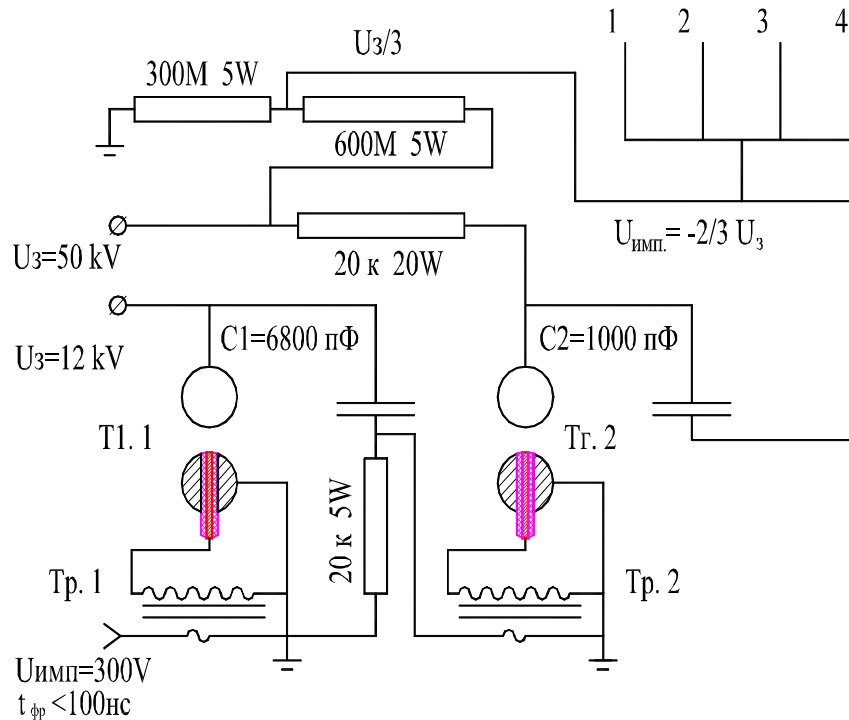


Рисунок 3.18. Электрическая схема блока высоковольтного запуска.

Блок высоковольтного запуска формирует пусковой импульс для коммутации 4-х ККС сильноточного низкоиндуктивного генератора (см. Рис.3.18). Задающий импульс $U > 300 \text{ V}$, $t_{фр} < 100 \text{ нс}$ от системы синхронизации поступает на обмотку импульсного трансформатора Тр.1, импульс со вторичной обмотки запускает тригатрон Тг.1. Импульс разряда конденсатора $C1$ $U=12 \text{ kV}$ поступает на первичную обмотку импульсного трансформатора Тр.2 и импульс с вторичной обмотки $U > 50 \text{ kV}$ запускает тригатрон Тг.2. Разряд конденсатора $C2$ формирует пусковой импульс для запуска каждого из четырех конденсаторов сильноточного низкоиндуктивного генератора.

Система синхронизации

Блок синхронизации предназначен для формирования в заданные моменты времени сигналов запуска основного генератора и выдачи синхросигналов для запуска плазменного инжектора. Импульсы запуска выдаются блоком в ручном режиме по нажатию кнопки, или в режиме дистанционного управления при поступлении команды от системы управления. В блоке синхронизации предусмотрено наличие входного канала для возможности синхронизации установки с другим оборудованием. Характеристики блока синхронизации приведены в Таблице 3.2.

ТАБЛИЦА 3.2. Параметры блока синхронизации.

№	Параметр	Значение
1	Количество выходных каналов	2
2	Амплитуда выходного сигнала в каждом канале	300 В
3	Время нарастания выходного сигнала	≤ 100 нс
4	Пределы регулирования временной задержки	$0 \div 20$ мкс
5	Шаг установки временной задержки	≤ 50 нс
6	Количество входов внешней синхронизации	2
7	Амплитуда входного сигнала в канале 1	300 В
8	Амплитуда входного сигнала в канале 2	5 В (TTL)
9	Время нарастания входного сигнала	≤ 100 нс

Блок синхронизации обеспечивает выдачу импульсов запуска по оптоволоконным линиям передачи, что повышает помехозащищённость и снижает влияние электромагнитных наводок, могущих приводить к спонтанным срабатываниям устройств при использовании гальванически не развязанных трактов передачи сигналов.

Система управления

Система управления генератором предназначена для обеспечения стабильной и надёжной работы устройств и поддержания параметров на требуемом уровне. Система позволяет задавать различные режимы работы и осуществлять контроль выходных параметров. Она обеспечивает ручное или дистанционное (с персонального компьютера) задание режимов работы, контроль параметров и управление проведением экспериментов. Объектами автоматизированного управления являются: высоковольтный источник питания; система подачи и продувки газа; система синхронизации.

Система управления генератором имеет модульную структуру, т.е. каждая из систем (источник питания, запускающий генератор, блок подачи давления) имеет независимые контроллеры, работающие автономно и имеющие связь с главной управляющей программой на компьютере. Этим достигается независимость различных блоков, и возможность включения только требуемых систем (например, при тестировании или наладке) и исключение взаимного влияния помех на системы, т.к. связь между ними происходит только по оптоволоконным линиям передачи.

Высоковольтный источник питания

Для зарядки конденсаторов генератора используется высоковольтный источник питания, со следующими характеристиками:

- Питание источника: сеть 1 фаза 50 Гц, 220 В;

- Выходное напряжение: регулируемое в диапазоне 0...50 кВ;
- Выходная мощность: 1 кДж/с;
- Способы управления – ручной, при помощи регуляторов, расположенных на лицевой панели, и дистанционный способ от персонального компьютера, по волоконно-оптической линии связи;
- Индикация выходного напряжения будет как на панели источника, так и на экране компьютера.

Источник питания помимо защиты от короткого замыкания в нагрузке, имеет независимую цепь безопасности, при размыкании которой, отключается высокое напряжение на выходе, не зависимо от установленного с компьютера режима.

Газовая система

Система воздушного обеспечения предназначена для поддержания давления газа (сухой воздух или азот) в разрядниках генератора. Кроме этого, воздушная система обеспечивает продувку разрядников газом после срабатывания разрядников. Система обеспечивает независимое регулирование давления в четырёх каналах – разрядниках ККС, двух триггерах системы высоковольтного запуска и разряднике в блоке плазменного инжектора.

Плазменный инжектор

Кроме X-пинча нагрузкой для генератора может служить плазменная струя, которая формируется блоком плазменного инжектора. Плазменный инжектор [205, 206] обеспечивает формирование плазменной струи, состав который определяется материалом катода инжектора, с погонной массой достаточной для сжатия струи на максимуме тока КИНГ.

При работе с плазменным инжектором генератор обеспечивает генерацию импульсов мягкого рентгеновского излучения длительностью $2 \div 4$ нс в спектральном диапазоне $1 \div 2$ кэВ в течение более 20 выстрелов без переборки узла инжектора при четкой засветке фотопленок марки Микрат или РФ-3 на расстоянии не менее 40 см.

7. Методика измерения электрофизических и излучательных характеристик генератора тока КИНГ

При проведении экспериментов на генераторе КИНГ в качестве электрофизической диагностики использовались пояс Роговского (регистрация тока на входе в узел нагрузки) и магнитный зонд в виде одновитковой петли (регистрация производной тока в

непосредственной близости к X-пинчу). Расположение пояса Роговского и магнитного зонда показано на Рис. 3.19.

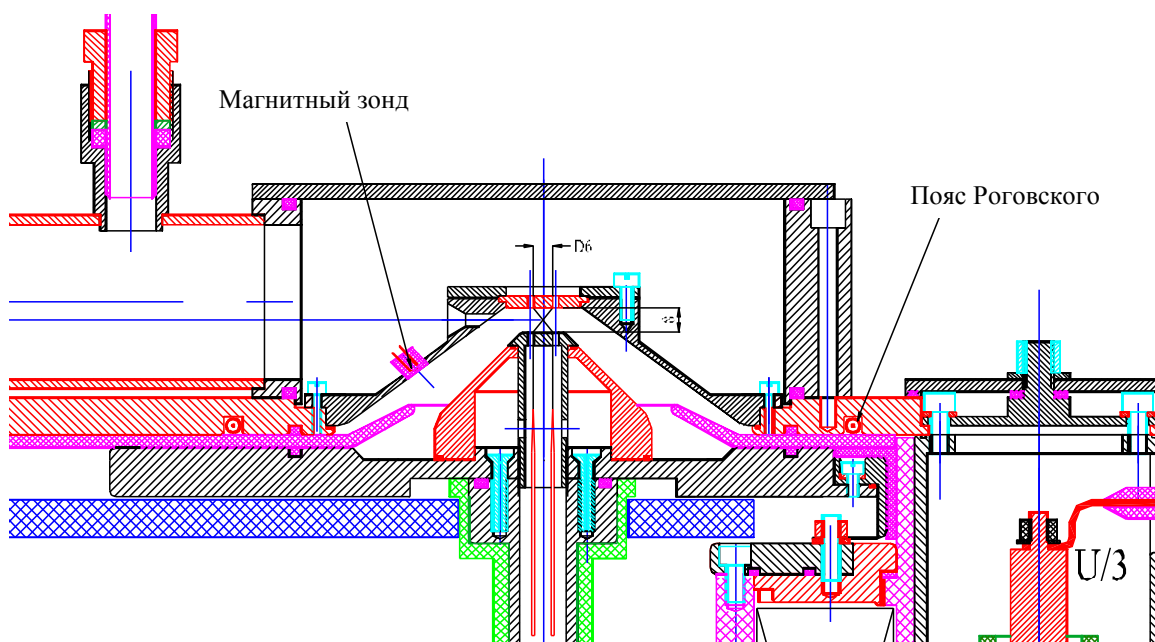


Рисунок 3.19. Расположение пояса Роговского и магнитного зонда.

Пояс Роговского состоял из 835 витков. Пояс был нагружен на шунт, сопротивление которого 1.02 Ом. Магнитный зонд использовался для того чтобы контролировать ток, поступающий непосредственно в нагрузку. Калибровка магнитного зонда производилась по сигналам с пояса Роговского в режиме короткого замыкания (КЗ). Здесь и в дальнейшем под режимом КЗ понимается режим работы генератора на постоянную индуктивность.

В качестве диагностики рентгеновского излучения использовались:

1. ВРД1 с алюминиевым катодом, расположенным за фильтром, состоящим из алюминиевой фольги толщиной 8 мкм и майлара толщиной 3 мкм. Расстояние до ВРД составляло 11 см.

2. ВРД2 с алюминиевым катодом, расположенным за фильтром, состоящим из майлара толщиной 3 мкм. Расстояние до ВРД составляло 36 см. Максимальная чувствительность датчика приходится на область энергии квантов $200 \div 284$ эВ.

3. Проекционная камера с тест-объектом в виде сетки из W проводников диаметром 12 мкм. Регистрация изображения производилась на 3 слоя фотопленок. Первые две фотопленки - Микрат 200, третья фотопленка – РФ-3. Фотопленки располагались за составным фильтром состоящим из алюминиевой фольги толщиной 8 мкм и майлара толщиной 3 мкм. Расстояние до тест-объекта составляло 7.5 см, расстояние до пленок составляло 84.5 см. Коэффициент увеличения 12.3.

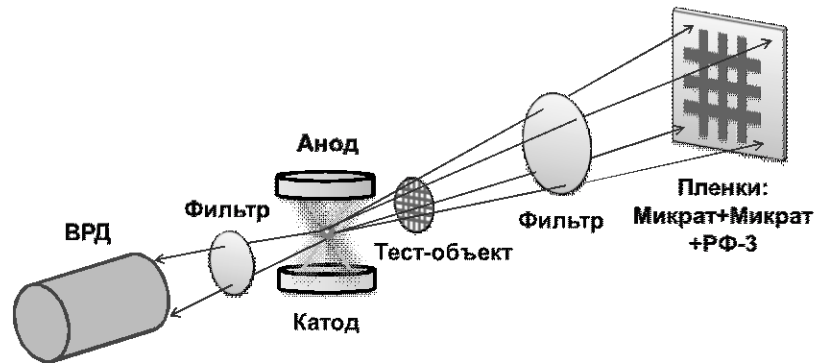


Рисунок 3.20. Схема регистрации изображения исследуемого объекта и мощности рентгеновского излучения.

Схема регистрации изображения исследуемого объекта и мощности рентгеновского излучения приведена на Рис.3.20.

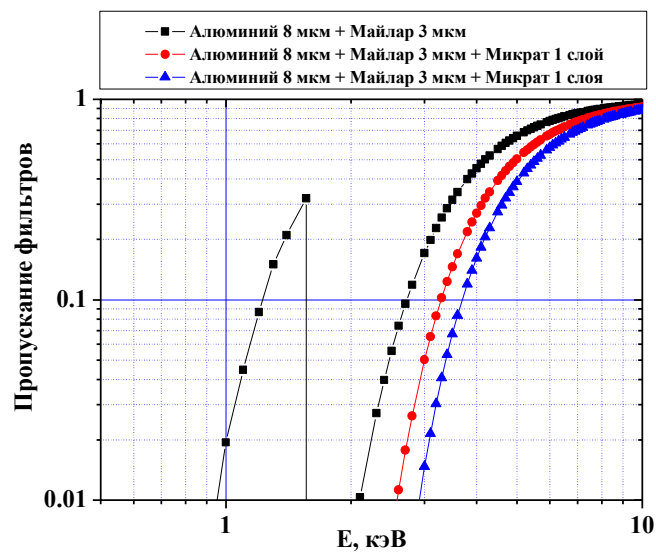


Рисунок 3.21. Кривые пропускания фильтров, стоящих в проекционной камере.

На рисунке 3.21 приведены кривые пропускания фильтров, стоящих в проекционной камере. На рисунке 3.22 приведена кривая чувствительности ВРД2 за вышеописанным фильтром.

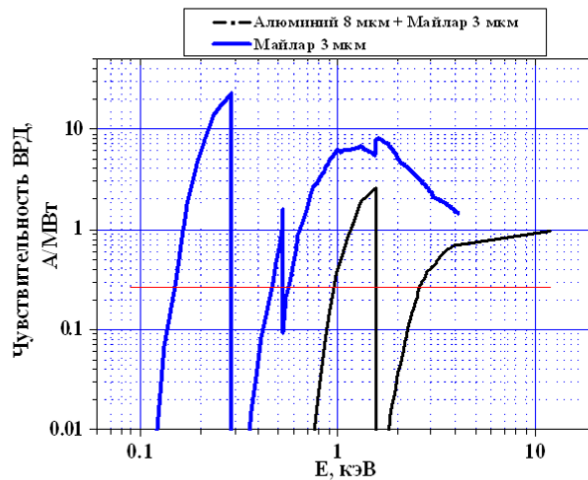


Рисунок 3.22. Спектральная зависимость чувствительности ВРД1 и ВРД2.

8. Исследование характеристик источника излучения на основе X-пинча на генераторе КИНГ

Эксперименты с использованием X-пинча в качестве нагрузки генератора тока КИНГ проводились с микропроводниками из различных материалов и различных диаметров. Высота X-пинчей во всех выстрелах составляла $h = 8$ мм, а их диаметр у оснований $d = 6$ мм. Цель экспериментов заключалась в поиске оптимальных, с точки зрения рентгеновского теневого зондирования режимов, формирования источника излучения. А именно, необходимо было определить характеристики исходного X-пинча, обеспечивающие единичный импульс излучения и минимальный размер источника излучения. В силу ограниченного выбора тонких проволочек эксперименты проводились с X-пинчами из 4-х проволочек из вольфрама диаметром 13 мкм, из молибдена диаметрами 12.7, 25 и 38 мкм.

В экспериментах с X-пинчем напряжение зарядки конденсаторной батареи КИНГ составляло 38 кВ. Давление в разрядниках ККС составляло 3.5 атм. Давление в пусковом разряднике составляло 1.4 атм. Все эксперименты проводились при остаточном давлении в вакуумной камере $4 \cdot 10^{-5}$ Торр. Методика монтажа X-пинча заключалась в следующем. Четыре проводника пропускались сквозь отверстия в земляном и высоковольтном электродах установки КИНГ с помощью натягивающих отвесов в виде стальных проволочек диаметром 0.9 мм. Затем фланец со стороны земляного электрода генератора КИНГ проворачивался на 195 градусов, что обеспечивало перекрещивание микропроводников в центре сборки.

На рисунке 3.23 приведены осциллограммы тока, определенного по показаниям пояса Роговского и тока, определенного интегрированием сигналов магнитного зонда, для X-пинчей из 4-х молибденовых проводников диаметром 12.7, 25 и 38 мкм. Кроме того, на рисунках приведены сигналы ВРД1 и ВРД2.

Из приведенного рисунка видно, что ток, определенный по петле хорошо совпадает с током пояса Роговского до момента спада тока, что указывает на прохождение тока в узел нагрузки. После начала спада тока датчик, измеряющий производную тока, «замывается» плазмой образующейся под воздействием излучения и перестает правильно описывать форму импульса тока.

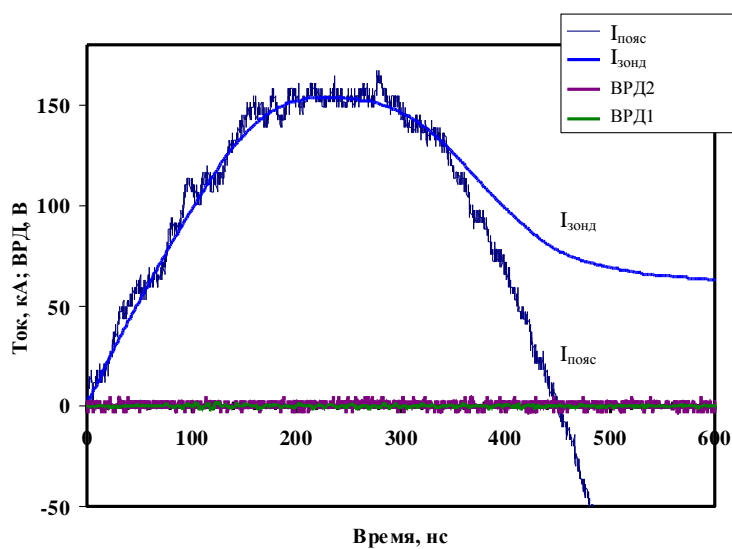
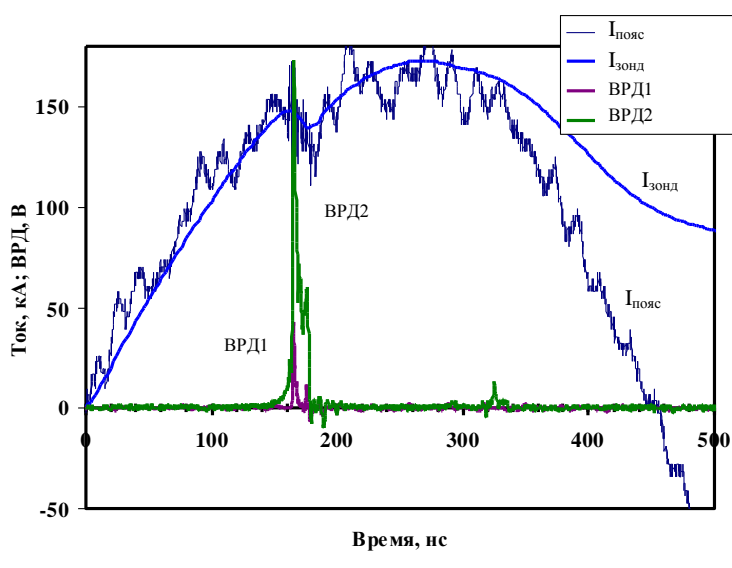
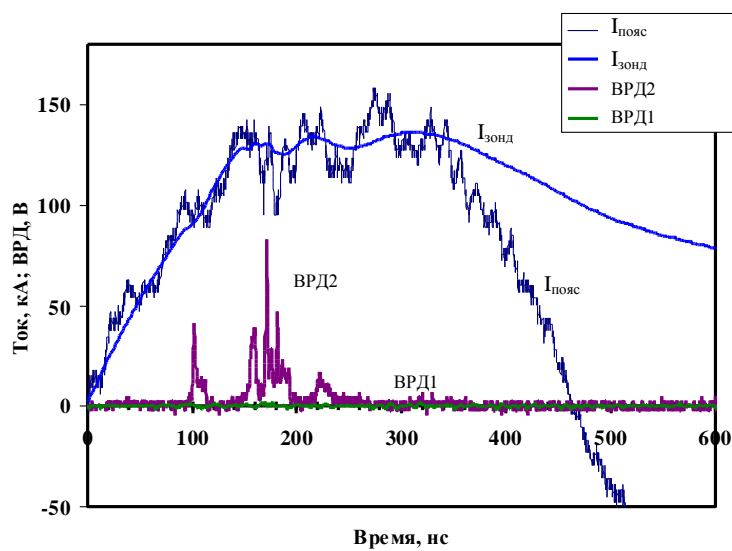


Рисунок 3.23. Осциллограммы тока, определенного по показаниям пояса Роговского и тока, определенного интегрированием сигналов магнитного зонда, для X -пинчей из 4-х молибденовых проводников диаметром 12.7 (а), 25 (б) и 38 (в) мкм, сигналы ВРД1 и ВРД2.

В выстрелах с X -пинчем из 4-х молибденовых проводников диаметром 12.7 мкм ВРД1 не зарегистрировал заметного излучения в диапазоне свыше 1 кэВ. ВРД2 показывает многократные вспышки излучения в существенно более мягкой области спектра, что свидетельствует о неоднократном пинчевании плазмы X -пинча. Изображение было получено только на первой пленке Микрат, что подтверждает показания ВРД. Из-за размытости изображения оценка размера источника весьма затруднительно. Это свидетельствует о том, что такой X -пинч является слишком «легким» для данного уровня тока. Похожие результаты были получены с вольфрамовыми проволочками диаметром 13 мкм. Следует отметить, что отсутствие импульса излучения выше 1 кэВ не является типичным для «легких» X -пинчей. В принципе, следовало бы ожидать несколько импульсов излучения сравнительно небольшой интенсивности, коррелирующих с импульсами в более мягком диапазоне.

В выстрелах с X -пинчем из 4-х молибденовых проводников диаметром 38 мкм ни один из датчиков не зарегистрировал рентгеновского излучения, что говорит о том, что глубокого сжатия плазмы не происходит при таком уровне тока, то есть, для данного уровня тока данная нагрузка является слишком «тяжелой».

При использовании X -пинча из 4-х молибденовых проводников диаметром 25 мкм датчики рентгеновского излучения регистрируют короткую однократную вспышку рентгеновского излучения длительностью 3 нс на полувысоте в сравнительно мягком диапазоне спектра (200÷284 эВ и выше 600 эВ, ВРД2) и длительностью 1.1 нс в более жестком диапазоне (1÷1.56 кэВ и выше 2.5 кэВ, ВРД1).

На всех пленках видны отчетливые теневые изображения тест-объектов (вертикально установленные вольфрамовые проволочки диаметром 12 мкм). Типичные теневые изображения тест-объектов и денситограмма одного из них показаны на Рис.3.24.

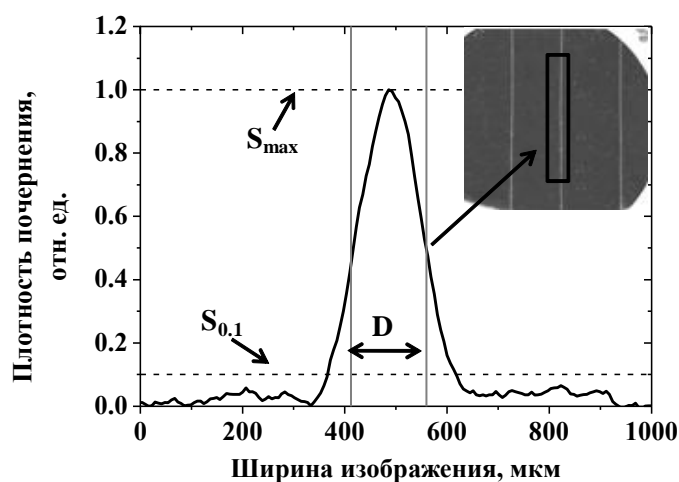


Рисунок 3.24. Денситограмма изображения тестового объекта. D – диаметр тестовой проволочки, помноженный на коэффициент увеличения, S_{max} – максимум плотности почернения, $S_{0.1}$ – 10 % от максимума плотности почернения.

Интегральный по времени размер источника излучения в трех спектральных диапазонах (по трем расположенным друг за другом пленкам) оценивался по размеру области полутени тестового объекта (см., например, [206]). Согласно такой процедуре обработки размеры источника излучения в различных спектральных диапазонах составили: 9 ± 4.5 мкм ($h\nu = 1.25 \div 1.55$ кэВ и $h\nu > 2.7$ кэВ), 4.5 ± 1.5 мкм ($h\nu > 3.3$ кэВ) и 4.5 ± 1.5 мкм ($h\nu > 3.7$ кэВ).

9. Краткая характеристика генератора КИНГ

Как отмечалось выше, основной задачей модернизации импульсных генераторов тока являлось увеличение ресурса работы генератора. Проведенные ресурсные испытания показали безаварийную работу генератора в течение, как минимум, 600 выстрелов. В настоящее время генератор установлен в Лаборатории проблем новых ускорителей, Физический институт им. П.Н. Лебедева, г. Москва, и успешно используется для изучения гибридных и обычных X -пинчей [252].

Основные параметры генератора КИНГ и формируемого с помощью X -пинча источника излучения приведены в Таблице 3.3.

ТАБЛИЦА 3.3. Основные параметры генератора КИНГ.

№	Параметр	Значение
1	Запас энергии в конденсаторной батарее	1250 Дж (50кВ)
2	Максимальное зарядное напряжение	50 кВ
3	Емкость конденсаторной батареи	1 мкФ
4	Максимальный ток в режиме КЗ (при напряжении зарядки конденсаторов $U_3=26$ кВ)	148 кА
5	Время нарастания тока в режиме КЗ (по уровню от 0.1 до 0.9 от максимального значения)	146 нс
6	Максимальный ток в нагрузке X -пинч (при напряжении зарядки конденсаторов $U_3=38$ кВ)	160 кА
7	Длительность импульса излучения X -пинч (энергия квантов $h\nu$ выше 1 кэВ)	1 ÷ 3 нс
8	Размер источника излучения X -пинча ($h\nu > 3.3$ кэВ)	4 - 5 мкм
9	Площадь занимаемая установкой	1.1x0.7 м ²

10. Выводы

1. Разработаны и запущены в эксплуатацию компактные импульсные генераторы тока, действующие по принципу низкоиндуктивной конденсаторной батареи. Параметры генераторов: емкость конденсаторной батареи – 1 мкФ; зарядное напряжение – 40÷50 кВ; энергозапас конденсаторной батареи – до 1.25 кДж; импеданс генератора 0.13 Ом; пиковый

ток 300 кА при времени нарастания 200 нс при работе на индуктивность 7 нГн. Габариты генератора без периферийных систем: 410x450x360 мм; вес – 70 кг.

2. Продемонстрирована работа таких генераторов с нагрузкой в виде X-пинча. Получены четкие теневые изображения статических объектов микронных размеров в мягком рентгеновском диапазоне спектра при длительности импульса излучения $2\div 3$ нс. Сравнительно малые габариты и вес импульсного генератора позволяют транспортировать его в любую лабораторию для проведения экспериментов по теневому рентгеновскому зондированию с микронным пространственным и наносекундным временным разрешениями.

3. Спроектирован, изготовлен и протестирован компактный импульсный наносекундный генератора (КИНГ) с компьютерным управлением, занимающий лабораторную площадь не более 2 кв.м. Проведены экспериментальные исследования влияния исходных параметров x-пинча на длительность импульса и размер источника излучения. Демонстрационные исследования показали, что при работе с X-пинчем в спектральном диапазоне выше 1 кэВ могут быть получены импульсы излучения длительностью $1\div 3$ нс, размер источника излучения $4\div 5$ мкм в спектральном диапазоне выше 3 кэВ, достигнута четкая засветка фотопленок марки Микрат или РФ-3 на расстоянии не менее 40 см от X-пинча. Таким образом, создана компактная установка для импульсной радиографии в мягком рентгеновском диапазоне спектра ($h\nu > 1$ кэВ), позволяющая проводить теневую съёмку, как быстротекающих плазменных процессов, так и биологических объектов с временным разрешением $1\div 3$ нс и пространственным разрешением $4\div 5$ мкм.

ГЛАВА № 4. СИНХРОНИЗУЕМЫЙ ГЕНЕРАТОР С X-ПИНЧЕМ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЙ СЖАТИЯ МНОГОПРОВОЛОЧНЫХ Z-ПИНЧЕЙ

1. Введение

Малый размер источника излучения на основе X-пинча позволяет использовать простейшую схему зондирования с большим увеличением – точечное проецирование. При этом исследуемый объект располагается между источником излучения и его приемником (фотопленка), что дает возможность получать теневые снимки объекта с пространственным разрешением ~ 1 мкм без применения рентгенооптических элементов, требующих тщательной юстировки.

Естественным подходом к постановке эксперимента по рентгеновскому зондированию с помощью X-пинча представляется использование двух хорошо синхронизованных установок. Первая из них служит для создания исследуемого объекта (например, взрывающийся проводник), вторая – для запитки X-пинча. Такая схема была использована в экспериментах по изучению электрического взрыва тонких проволок и фольг [69, 183, 184, 250, 251].

Вместе с тем весьма результативным оказался второй подход – запитка исследуемого объекта и X-пинча одним и тем же генератором [60]. Так, например, в экспериментах по имплозии многопроволочныхборок на мегаамперных генераторах MAGPIE (Великобритания) [64] и Ангара-5-1 (Россия) [181, 253] X-пинч устанавливался вместо одного из стержней обратного токопровода. Дальнейшим развитием такого подхода стала пятикадровая система рентгеновского зондирования на основе X-пинчей, успешно опробованная на генераторе COBRA (США) [254] в экспериментах с Z-пинчем. Очевидными преимуществами такого подхода являются отсутствие дополнительного генератора для питания X-пинча и возможность установки X-пинча близко к многопроволочнойбороке с целью получения высокого коэффициента увеличения, что снижает требования к пространственному разрешению приемника излучения.

Наиболее существенным недостатком второго подхода является трудность варьирования момента генерации импульса зондирующего излучения относительно исследуемого процесса. Рассмотрим схему экспериментов по рентгеновскому зондированию многопроволочныхборок, применявшуюся в [64, 181, 253]. В этих экспериментах для имплозии многопроволочнойбороки использовался импульс тока мегаамперного уровня с временем нарастания ~ 100 нс.

С точки зрения эффективности конверсии энергии генератора в тепловую энергию плазмы и в излучение максимальное сжатие плазмы должно происходить вблизи максимума

тока, т.е. спустя 100–110 нс от начала импульса тока. Взрыв изначально конденсированных проволок и длительное плазмообразование, а также формирование радиальных плазменных потоков, ускоряемых силой Ампера, происходит в первые десятки наносекунд от начала протекания тока.

При установке X -пинча вместо одного из стержней обратного токопровода форма импульса тока через него незначительно отличается от формы тока через проволочную сборку, а амплитуду тока I_x можно грубо оценить, поделив амплитуду тока через лайнер на число стержней обратного токопровода. При заданной форме и амплитуде импульса тока через X -пинч момент вспышки рентгеновского излучения τ можно варьировать только изменением погонной массы проводников m , следуя приближенной эмпирической закономерности $\tau \sim \sqrt{m}/I_x$ [196].

Излишнее уменьшение массы X -пинча, как правило, приводит к формированию двух и больше импульсов рентгеновского излучения, в то время как существенное увеличение массы способствует увеличению размера источника и ухудшению воспроизводимости параметров источника излучения от выстрела к выстрелу [244]. Таким образом, варьирование массы X -пинча приводит к существенному изменению параметров зондирующего излучения, что значительно затрудняет интерпретацию результатов эксперимента.

Именно этим обстоятельством можно объяснить то, что в экспериментах [181, 253] не удалось получить качественные теньевые рентгеновские снимки раньше 70 нс от начала протекания тока. Решение этого вопроса связано с использованием первого подхода – созданием отдельного генератора, питающего X -пинч, синхронизованного с генератором исследовательской установки [255].

Задачами экспериментов являлись:

- разработка и создание компактного импульсного генератора тока с нагрузкой в виде X -пинча, обеспечивающего точность синхронизации импульса излучения с импульсом тока мегаамперного генератора Ангара-5-1 не хуже 10 нс;
- разработка конструкции установки X -пинча вблизи плазменной нагрузки (многопроволочной сборки) генератора Ангара-5-1;
- демонстрация работоспособности данной методики рентгеновского зондирования для изучения сжатия многопроволочныхборок.

Существенным заделом в настоящей работе стал опыт разработки и создания малогабаритных импульсных генераторов тока, предназначенных для работы с X -пинчем, в ИСЭ СО РАН [196, 256, 257]. Импульсные генераторы представляют собой

низкоиндуктивные конденсаторные батареи емкостью 1 мкФ и зарядным напряжением 40–50 кВ, обеспечивающие импульс тока с амплитудой первой полуволны до 400 кА при времени его нарастания 150–200 нс.

X -пинч устанавливается в узел нагрузки, расположенный непосредственно на корпусе генератора, для обеспечения низкой индуктивности контура. В силу того что вакуумная камера генератора Ангара-5-1 имеет диаметр 2.5 м, а установка импульсного генератора для питания X -пинча в вакуумную камеру слишком сложна, была разработана низкоиндуктивная передающая линия, соединяющая импульсный генератор тока с узлом нагрузки с X -пинчем. Такая конструкция позволила расположить X -пинч достаточно близко, в 10–20 см, от многопроволочной сборки. При этом сам импульсный генератор был размещен снаружи вакуумной камеры, что удобно для его эксплуатации.

Следует особо отметить, что генератор Ангара-5-1 [7] является самым мощным сильноточным генератором в России (до 6 ТВт). Это потребовало решения вопросов электромагнитной совместимости системы управления, функциональных блоков малогабаритного импульсного генератора с установкой “Ангара-5-1”, механической и электрической прочности передающей линии и узла нагрузки с X -пинчем, их работоспособности в условиях воздействия интенсивных импульсов излучения и потоков плазмы.

2. Описание синхронизируемого генератора x -пинча

Синхронизируемый генератор X -пинча (далее СГХ) по конструктивному исполнению во многом аналогичен компактному импульсному наносекундному генератору, описанному в [257], и состоит из импульсного генератора тока, низкоиндуктивной передающей линии с узлом нагрузки, системы коммутации, системы подачи сухого воздуха, автоматизированной системы управления, имитатора стартовых импульсов.

Принцип работы СГХ следующий. Импульс рентгеновского излучения генерируется при прохождении через X -пинч импульса тока, формируемого импульсным генератором тока ИГТ. Формирование сильноточного импульса осуществляется синхронным разрядом четырех конденсаторно-коммутаторных сборок изготовления ИСЭ СО РАН.

Конденсаторно-коммутаторная сборка представляет собой высоковольтный малоиндуктивный конденсатор емкостью 0.25 мкФ, заряжаемый до напряжения 40÷55 кВ, с газовым маршевым разрядником, расположенным внутри конденсатора. На управляющие электроды разрядника в режиме зарядки конденсаторов постоянно подается напряжение, равное 1/3 от зарядного напряжения $U_{зар}$. Управляемый синхронный разряд конденсаторов

происходит при подаче на пусковые электроды импульса с фронтом <30 нс и амплитудой, равной $-U_{зар}$.

Управляющий импульс формируется следующим образом. На вход блока разделительных конденсаторов БРК системы коммутации подается напряжение $U_{зар}$, а выход блока соединен с пусковыми электродами разрядника и делителем напряжения, и находится под потенциалом $1/3 U_{зар}$. При срабатывании высоковольтного запускающего разрядника системы коммутации формируется импульс амплитудой $-U_{зар}$, который по коаксиальному кабелю поступает на пусковые электроды.

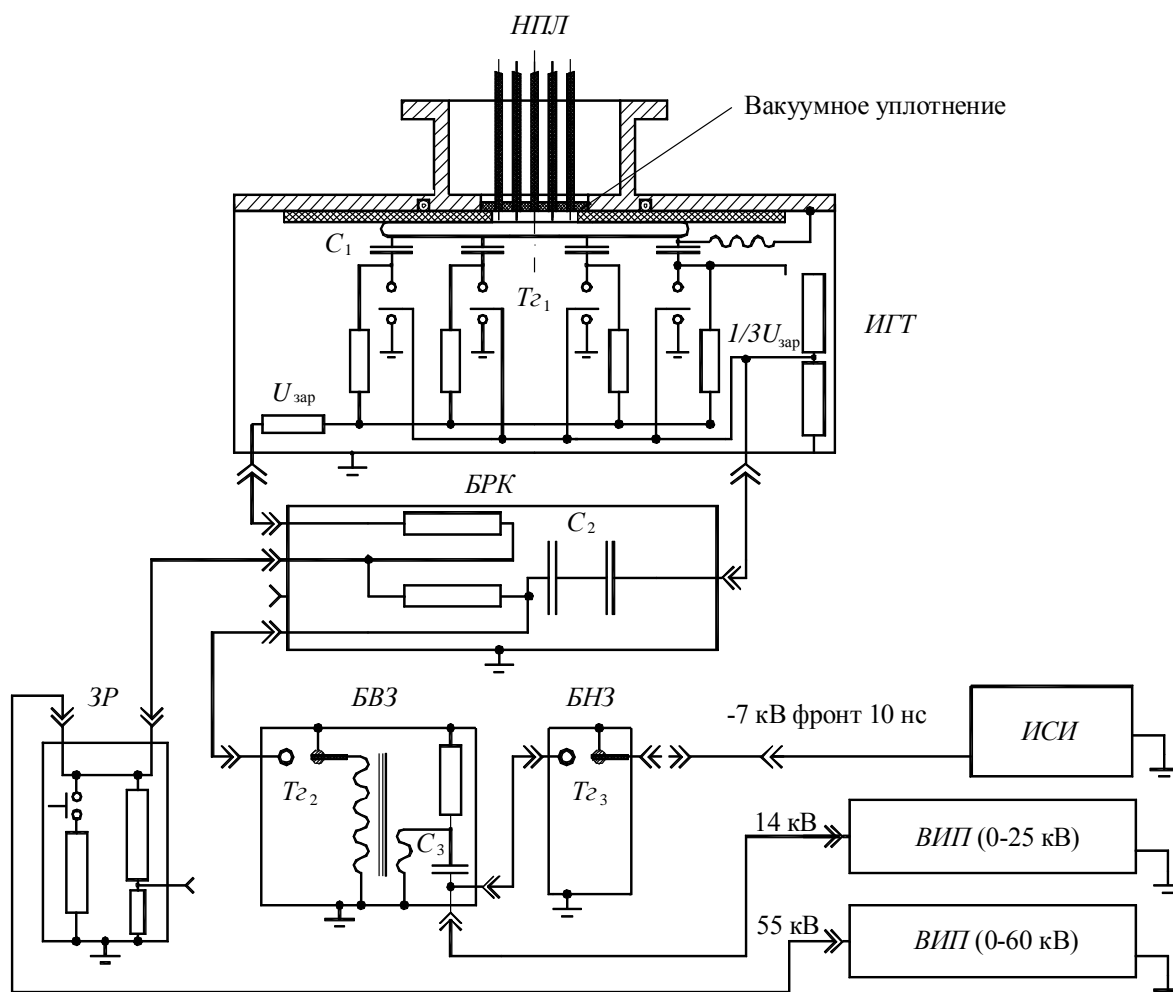


Рисунок 4.1. Принципиальная электрическая схема синхронизируемого генератора X-пинча. НПЛ – низкоиндуктивная передающая линия; ИГТ – импульсный генератор тока; БРК – блок разделительных конденсаторов; БВЗ, БНЗ – блоки соответственно высоковольтного и низковольтного запуска; ИСИ – имитатор стартового импульса; ВИП – высоковольтный источник питания; ЗР – заземляющий разрядник; Тг1–Тг3 – разрядники тригatronного типа; Тр – высоковольтный трансформатор.

Для обеспечения стабильного запуска блока высоковольтного запуска БВЗ в системе коммутации предусмотрен блок низковольтного запуска БНЗ тригatronного типа. Его высоковольтный электрод находится под постоянным напряжением 14 кВ. Запуск БНЗ осуществляется либо имитатором стартового импульса ИСИ (требуется в отладочных

выстрелах), либо синхроимпульсом генератора Ангара-5-1 с фронтом 10 нс, амплитудой -7 кВ и длительностью ≥ 20 нс. Принципиальная электрическая схема синхронизируемого генератора X-пинча представлена на Рис. 4.1.

Импульс тока ИГТ через вакуумное уплотнение по низкоиндуктивной передающей линии НПЛ поступает в узел нагрузки с установленным в нем X-пинчем. Узел нагрузки устанавливается в вакуумной камере генератора Ангара-5-1. Генерируемый при сжатии X-пинча импульс рентгеновского излучения, проходя через исследуемый объект, создает на фотопленке его теневое изображение. Процессы подачи высокого напряжения на маршевые, запускающие разрядники и подачи газа в разрядники контролируются автоматизированной системой управления, расположенной в экранированной кабине на расстоянии $5 \div 10$ м от СГХ. Система управления, в свою очередь, контролируется удаленным компьютером, связанным с экранированной кабиной оптическим кабелем длиной ~ 100 м.

Первичный накопитель ИГТ состоит из четырех конденсаторно-коммутаторных сборок емкостью 0.25 мкФ каждая, размещенных в баке диаметром 570 мм и высотой 385 мм, заполненном трансформаторным маслом. Энергозапас первичного накопителя составляет 1.25 кДж при зарядном напряжении 50 кВ. Конденсаторно-коммутаторные сборки смонтированы на верхнем фланце генератора, к которому крепится тестовая вакуумная камера (для отладочных выстрелов) или НПЛ. Вводы для кабелей зарядки и управления одинаковы и расположены снизу импульсного генератора. Рабочее давление воздуха в управляемых высоковольтных разрядниках в зависимости от напряжения зарядки составляет $2.0 \div 4.5$ атм.

3. Установка импульсного генератора тока на генераторе Ангара-5-1

На вакуумную камеру 1 (Рис. 4.2) генератора Ангара-5-1 ИГТ (2) устанавливается в перевернутом виде на четырех опорах 3. Низкоиндуктивная передающая линия 4 служит для подвода импульса тока от ИГТ к X-пинчу, расположенному в вакуумной камере. Фотография установки импульсного генератора тока на генераторе Ангара-5-1 показана на Рис. 4.3.

НПЛ (Рис. 4.4) выполнена из 88 отрезков кабеля РК-75-3 длиной 1200 мм со снятой внешней изоляцией. Герметичность уплотнений и электрическая прочность на концах линии обеспечивается оргстеклянными фланцами 1 (см Рис. 4.4а) с эпоксидной заливкой 2. Оргстеклянные фланцы в свою очередь уплотняются с помощью резиновых прокладок, зажимаемых накидными сегментированными стальными фланцами 7 (Рис. 4.4б). Часть НПЛ, расположенная в вакуумной камере, имеет длину 1000 мм. На конце НПЛ установлен узел нагрузки (Рис. 4.5), состоящий из катода 6 и анода 4 конусной формы, а также трубки 1, обеспечивающей установку X-пинча. Внешний анодный конус 4 узла нагрузки

устанавливается в цилиндрическом держателе 3 на такую высоту, чтобы перекрестие проволок X-пинча 2 находилось на одной горизонтальной линии с центром многопроволочной сборки 10, и фиксируется стопорными винтами.

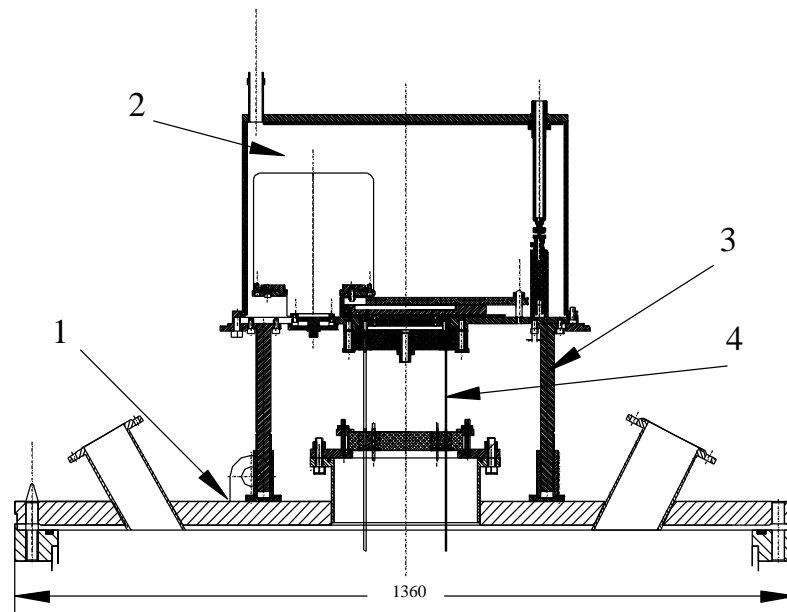


Рисунок 4.2. Сборка импульсного генератора тока с вакуумной камерой генератора Ангара-5-1. 1 – крышка вакуумной камеры генератора Ангара-5-1; 2 – ИГТ; 3 – опоры; 4 – НПЛ.



Рисунок 4.3. Фотография установки импульсного генератора тока на генераторе Ангара-5-1.

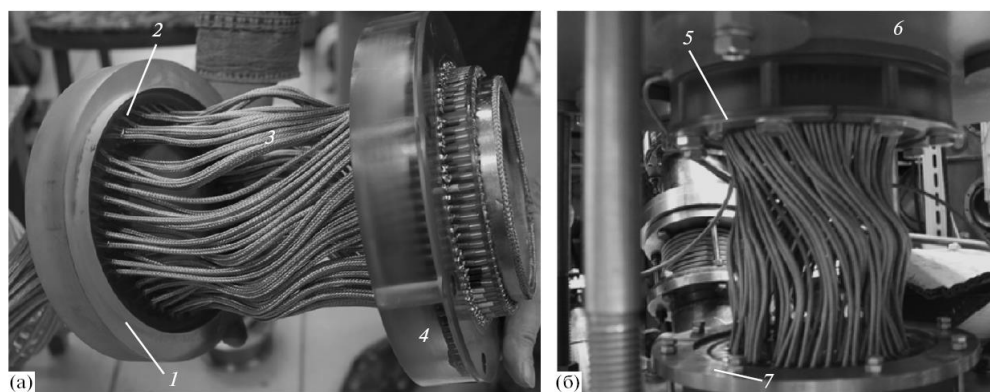


Рисунок 4.4. Фотографии части НПЛ с фланцами (а) и в сборке с ИГТ (б). 1, 7 – соответственно оргстеклянный с внешним диаметром 198 мм и стальной сегментированный фланцы для крепления НПЛ к вакуумной камере генератора Ангара-5-1; 2 – эпоксидный компаунд; 3 – кабели передающей линии; 4, 5 – соответственно оргстеклянный и стальной сегментированный фланцы для крепления НПЛ к ИГТ; 6 – ИГТ.

Цилиндрический держатель крепится к внешним электродам вакуумных транспортирующих линий генератора Ангара-5-1 с помощью прижимов (транспортирующие линии и ряд электродов генератора Ангара-5-1 на Рис. 4.5 не показаны во избежание излишней сложности), что позволяет юстировать X-пинч в горизонтальном направлении. Возможность регулировки положения X-пинча в широких пределах обеспечивается гибкостью НПЛ.

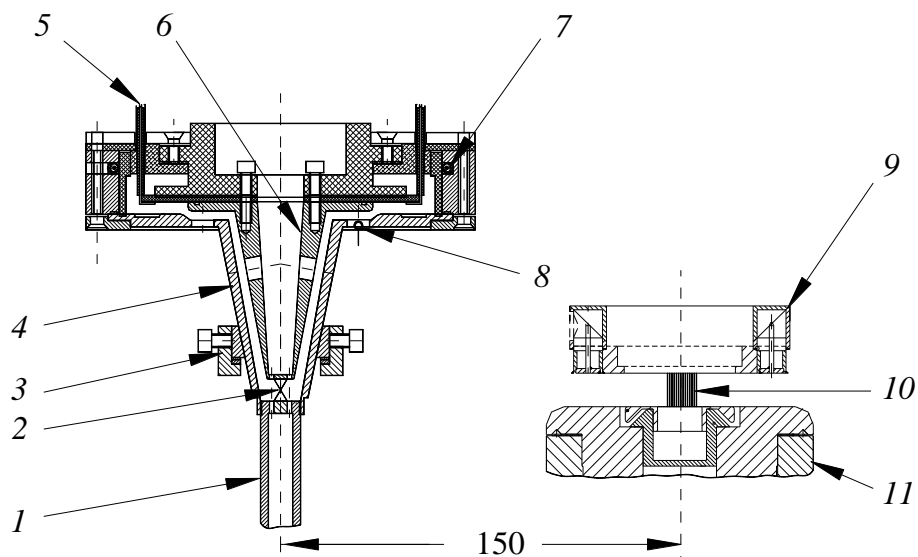


Рисунок 4.5. Схема установки узла нагрузки СГХ в вакуумной камере генератора Ангара-5-1. 1 – трубка для установки X-пинча; 2 – X-пинч; 3 – цилиндрический держатель со стопорными винтами; 4 – анодный конус; 5 – кабели НПЛ; 6 – катодный конус; 7 – пояс Роговского; 8 – магнитный зонд; 9, 11 – соответственно анодный и катодный фланцы генератора Ангара-5-1; 10 – многопроволочная сборка.

4. Характеристики СГХ

При работе ИГТ на нагрузку с постоянной индуктивностью ≈ 3 нГн при зарядном напряжении 50 кВ генератор обеспечивает амплитуду первой полуволны тока 390 кА при длительности четверти периода 160 нс.

Для тестирования системы коммутации СГХ был разработан отдельный генератор импульсов – имитатор стартового импульса ИСИ. Он обеспечивает запускающий импульс амплитудой -7 кВ и фронтом 10 нс, аналогичный синхроимпульсу генератора Ангара-5-1.

Как уже отмечалось выше (см. Рис. 4.1), для снижения разброса времени включения ИГТ использовалась двухкаскадная система коммутации, состоящая из блоков низковольтного БНЗ и высоковольтного БВЗ запуска. Оба блока снабжены разрядниками Тг2, Тг3 тригatronного типа, работающими при избыточном давлении. Запускающий импульс от ИСИ поступает на пусковой электрод тригatronа Тг3 БНЗ, при срабатывании которого емкость C_3 БВЗ, изначально заряженная до 14 кВ, разряжается на первичную обмотку высоковольтного трансформатора Тр1 с коэффициентом умножения по напряжению 4. Импульс со вторичной обмотки трансформатора поступает на запускающий электрод тригatronа Тг2 БВЗ. Это обеспечивает заземление высоковольтной обкладки конденсатора C_2 блока разделительных конденсаторов и формирование импульса амплитудой -50 кВ на его низковольтной обкладке, которая высоковольтными кабелями соединена с пусковыми электродами конденсаторно-коммутаторной сборки. В ходе оптимизации зазоров и давления тригatronов БНЗ и БВЗ удалось обеспечить среднеквадратичный разброс от начала импульса ИСИ до начала сигнала производной тока ИГТ ≤ 6 нс при суммарной задержке 200 нс.

5. Описание системы управления

Система управления СГХ обеспечивает подачу напряжения питания на агрегаты и узлы аппарата и управление ими в различных режимах. Кроме того, система контролирует давление газа в разрядниках и поддерживает его на заданном уровне. Управление и контроль осуществляются при помощи удаленного персонального компьютера по волоконной линии связи для снижения уровня электромагнитных помех.

Объектами автоматизированного управления являются: высоковольтные источники питания (3 штуки, один – с выходным напряжением до 55 кВ и два – до 25 кВ); система подачи и продувки газа (4 независимых канала); запускающий генератор; блок контроля микроклимата в испытательном зале; система безопасности персонала.

Система управления размещена в отдельном закрытом напольном шкафу, имеющем повышенную защиту от электромагнитных помех. В шкафу управления размещены следующие блоки и устройства:

- источник бесперебойного питания мощностью 1000 Вт;
- дистрибьютор питания, предназначенный для ввода внешнего электропитания в шкаф, его коммутации и аварийного отключения при помощи автоматов электропитания;
- блок главного контроллера;
- панель управления включением питания и задания либо ручного, либо дистанционного режима работы от компьютера;
- источники высокого напряжения на 55, 25 и 25 кВ;
- панель электропитания из 6 розеток с фильтрами и блоком защиты от перенапряжений и коротких замыканий;
- устройство формирования оптических импульсов запуска для первичного запуска системы в автономном режиме, который формирует стартовый импульс для запуска ИСИ либо по сигналу от компьютерной системы управления, либо при ручном нажатии на кнопку запуска;
- панель управления давлением сжатого газа в четырех независимых пневматических каналах.

Помимо перечисленных выше блоков и систем, в задней части шкафа управления находятся блок заземлителя и блок имитатора стартового импульса установки Ангара-5-1.

Шкаф управления подключен к однофазной сети переменного напряжения 220 В с нейтралью. Внутри шкафа все блоки запитаны от источника бесперебойного питания для обеспечения гальванической развязки по питанию. Связь шкафа управления с компьютером, находящимся в экранированной комнате, осуществляется по оптическому каналу.

Для запуска СГХ в автономном режиме (без генератора Ангара-5-1) предназначены два блока – блок формирователя оптических импульсов запуска и блок преобразователя оптических импульсов запуска в электрические импульсы.

Импульсы запуска выдаются блоком формирователя оптических импульсов или в ручном режиме при нажатии кнопки, или в режиме дистанционного управления при поступлении команды от системы управления на вход. Блок обеспечивает подачу импульсов запуска по оптоволоконным линиям передачи, что повышает помехозащищенность и исключает влияние электромагнитных наводок, способных приводить к спонтанным срабатываниям устройств, при использовании гальванически не развязанных трактов передачи сигналов. Для обратного преобразования оптического канала запуска в электрический сигнал в шкафу управления устанавливается преобразователь.

Электрический сигнал от блока преобразователя оптических импульсов запуска в электрические используется для запуска ИСИ установки Ангара-5-1. ИСИ расположен в

шкафу управления и представляет собой устройство, формирующее электрический импульс амплитудой -7 кВ, длительностью 30 нс, используемый для запуска СГХ. Питание данного блока осуществляется от отдельного источника высокого напряжения, расположенного в шкафу управления.

Для проверки и настройки систем СГХ выход ИСИ подключен к блоку низковольтного запуска. При совместной работе с установкой Ангара-5-1, ИСИ не используется. Вместо сигнала ИСИ на БНЗ подается синхросигнал запуска непосредственно от установки “Ангара-5-1”.

Дистанционное управление агрегатами и устройствами СГХ компьютер осуществляет через контроллерный блок. В качестве линий связи используются оптические кабели, что обеспечивает надежную гальваническую развязку между компьютером и шкафом управления.

6. Работа СГХ с X-пинчем. Проверка методики. Рентгеновское зондирование тест-объектов

Экспериментальные работы по отладке и запуску СГХ можно разделить на три этапа. В ходе первого этапа тестировались электротехнические характеристики ИГТ, системы коммутации и системы управления. Эти эксперименты описаны в предыдущих разделах. Задачей второго этапа являлась оптимизация параметров источника излучения на основе X-пинча. На третьем этапе тестировалась работа СГХ непосредственно на установке Ангара-5-1.

Для выполнения второго этапа был изготовлен специальный вакуумный стенд небольших размеров. Это было целесообразно, поскольку для работы X-пинча требуется вакуум не хуже 10^{-4} Торр, а для откачки вакуумной камеры генератора “Ангара-5-1” необходимо несколько часов. Кроме того, это позволило сократить период отладки СГХ на генераторе Ангара-5-1, что немаловажно при его востребованности для различных исследований и приложений.

Установка X-пинча в узел нагрузки осуществлялась следующим образом (Рис. 4.6). Через отверстия в трубке 1 и соответствующие им четыре отверстия $\varnothing 2$ мм, расположенные равномерно по окружности $\varnothing 8$ мм в катодном конусе 3 узла нагрузки, продеваются тонкие проволоки 4. К их противоположному концу приклеены металлические грузики 5 в форме иголок. Конец проволок внутри катодного конуса закрепляют с помощью технического пластилина, обеспечивая натяжку проволок. Трубка 1 вкручена торцом в анодный конус 2.

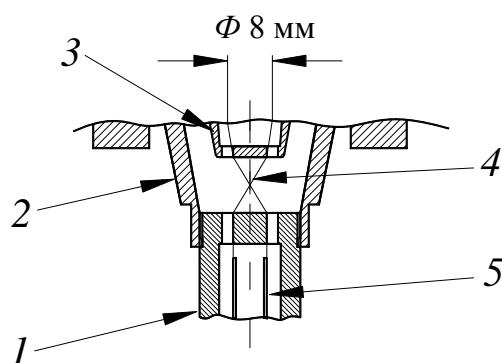
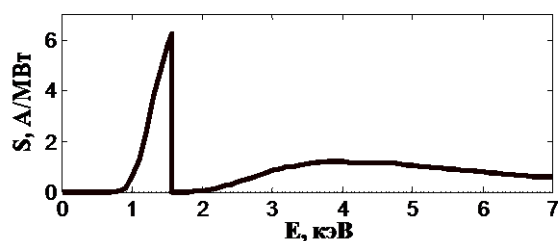


Рисунок 4.6. X-пинч в узле нагрузки СГХ. 1 – трубка для скрутки проволок X-пинча; 2 – анодный конус; 3 – катодный конус; 4 – натянутые проволоки после скрутки с образованием перекрестия в центре межэлектродного зазора нагрузочного узла; 5 – грузики.)

Поворотом трубки по резьбе в анодном конусе на угол $>180^\circ$ достигается перекрещивание проволок в центре зазора анод–катод и их надежный электрический контакт по краям отверстий на катоде и аноде. Таким способом реализуется начальная геометрия скрещенных проволок X-пинча. Строгие рекомендации по углу закручивания проволок X-пинча, как и детальное описание процесса их натяжки, в научной литературе отсутствуют. Единственным требованием является обеспечение касания всех проволок в области перекрестия [174]. В экспериментах на СГХ использовался X-пинч из четырех молибденовых проволок диаметром 25 мкм, выбранных по результатам экспериментов [243].



а)

б)

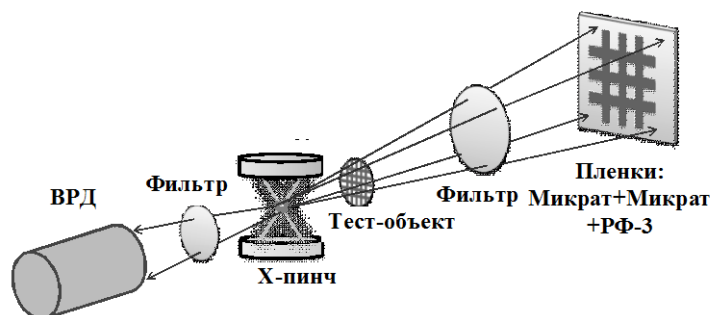


Рисунок 4.7. Схема регистрации излучения X-пинча; на врезке – спектральная чувствительность ВРД с медным катодом за фильтрами из Al (8 мкм) + майлара (3 мкм).

Схема регистрации рентгеновского излучения X-пинча представлена на Рис. 4.7б. Вакуумный рентгеновский диод (ВРД) с медным катодом, расположенный за фильтром из алюминиевой фольги толщиной 8 мкм и майлара толщиной 3 мкм, обеспечивал регистрацию

длительности импульса излучения. С таким фильтром ВРД имеет наибольшую спектральную чувствительность в области энергии квантов 1–1.5 кэВ и примерно в три раза меньшую чувствительность в области 2.5–7 кэВ (см. Рис. 4.7а). Расстояние от X-пинча до ВРД составляло 11 см. Временное разрешение измерительного тракта ~ 1 –2 нс. Проекционная камера с тест-объектом в виде сетки из вольфрамовых проводников диаметром 30 мкм использовалась для получения теневого рентгеновских изображений. Регистрация изображения осуществлялась на 3 слоя фотопленок: первые два – фотопленки Микрат 200, третий – фотопленка РФ-3. Фотопленки располагались за тем же составным фильтром, что и ВРД. При этом пленки, расположенные ближе к X-пинчу, служили также и фильтрами для более удаленных пленок. Это позволяло в одном выстреле (пуске СГХ) получать изображения в трех спектральных диапазонах: 1–1.5 кэВ, >3 кэВ и >4 кэВ.

Расстояние от X-пинча до пленок оставляло 117.5 см. Тест-объект устанавливался на расстоянии 6.5 см от X-пинча, что обеспечивало 18-кратное геометрическое увеличение. Для регистрации импульса тока использовались те же датчики, что и в выстрелах на постоянную индуктивность.

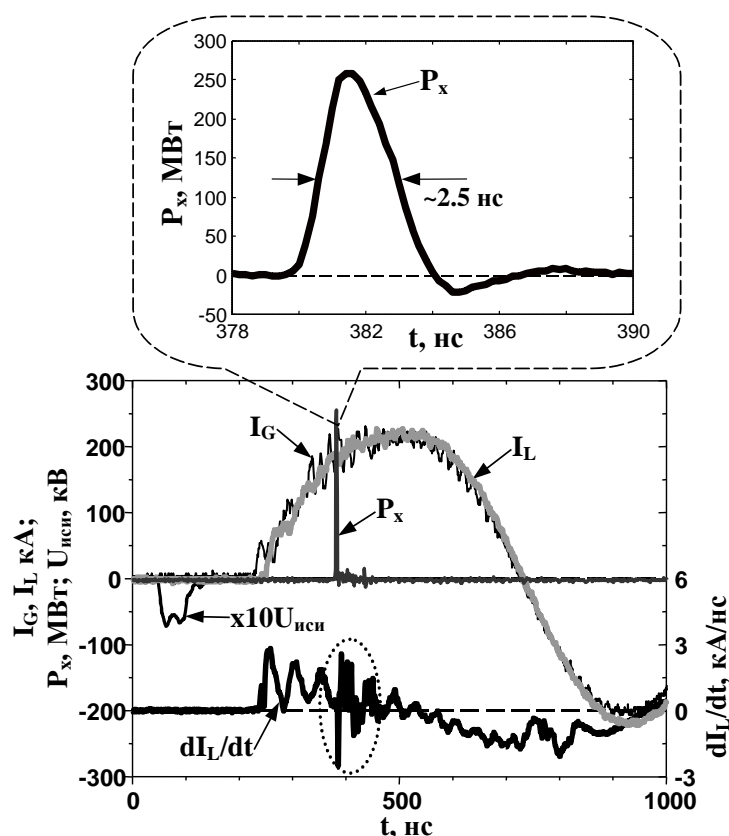


Рисунок 4.8. Типичные осциллограммы СГХ при работе с X-пинчем из молибденовых проволок толщиной 25 мкм при зарядном напряжении 50 кВ: I_G – ток, измеренный поясом Роговского на выходе с генератора; I_L – ток, измеренный поясом Роговского в узле нагрузки; dI_L/dt – производная тока, измеренная магнитным зондом в узле нагрузки; $U_{исп}$ – имитатор стартового импульса (увеличенный по амплитуде в 10 раз); P_X – мощность излучения в спектральном диапазоне $1 \div 1.55$ кэВ. На врезке к рисунку подробно показан импульс P_X излучения X-пинча.

Типичные осциллограммы импульса тока, его производной и импульса излучения X -пинча при угле закрутки 225° и зарядном напряжении СГХ. 50 кВ приведены на Рис. 4.8. Анализ рисунка показывает, что формы первой полуволны тока на входе и на выходе НПЛ хорошо совпадают. Искажение показаний магнитного зонда происходит примерно в то же время (обозначено на рисунке пунктирной линией в форме овала), что и в выстрелах на постоянную индуктивность. Это говорит об удовлетворительной транспортировке тока к X -пинчу, несмотря на повышение индуктивности нагрузки (а следовательно, и напряжения) примерно на 5–6 нГн за счет установки X -пинча. Генерация импульса излучения происходит спустя примерно 150 нс от начала токового импульса при уровне тока в нагрузке $I_L \approx 185$ кА.

Импульс излучения имеет длительность на полувысоте ≤ 2.5 нс, что сравнимо с временным разрешением регистрирующей системы. Пиковая мощность излучения P_x и полная за импульс энергия излучения E_x в спектральном диапазоне 1–1.5 кэВ, согласно оценке по средней в данном диапазоне энергий чувствительности ВРД (~ 4.3 А/МВт), достигали значений ~ 250 МВт и ~ 0.65 Дж соответственно в полный телесный угол в предположении изотропности источника излучения.

Вопросам воспроизводимости параметров источника излучения на основе X -пинча и разброса момента генерации импульса излучения от выстрела к выстрелу, а также влияния угла закрутки X -пинча на эти параметры в научной литературе внимания практически не уделяется. Вместе с тем эти характеристики являются ключевыми с точки зрения использования X -пинча для импульсной радиографии. В описываемых экспериментах было проведено две серии выстрелов с углами закрутки X -пинча 225° и 270° .

В серии из пяти последовательных выстрелов с углом закрутки 270° среднеквадратичный разброс полной энергии излучения E_x в импульсе составил 0.2 Дж при среднем значении ~ 0.28 Дж. Во всех этих выстрелах на фотопленках наблюдалось отчетливое “двоение” изображения тест-объекта (сетка из вольфрамовых проводников диаметром 30 мкм) в спектральном диапазоне выше 3 кэВ. Это обусловлено формированием двух пространственно разнесенных источников излучения в перекрестии X -пинча, излучающих практически одновременно, поскольку длительность импульса излучения не превышает 2.5 нс.

В двух из пяти выстрелах засветка фотопленок была весьма слабой. При уменьшении угла закрутки до 225° среднеквадратичный разброс уменьшился до 0.13 Дж при увеличении средней энергии излучения до 0.45 Дж. В трех из пяти выстрелах получено четкое, без “двоения”, изображение тест-объекта в спектральном диапазоне выше 3 кэВ (см. Рис. 4.9). Среднеквадратичный разброс задержки между стартовым сигналом ИСИ и импульсом рентгеновского излучения в этой серии составил 5 нс при суммарной задержке 360 нс.

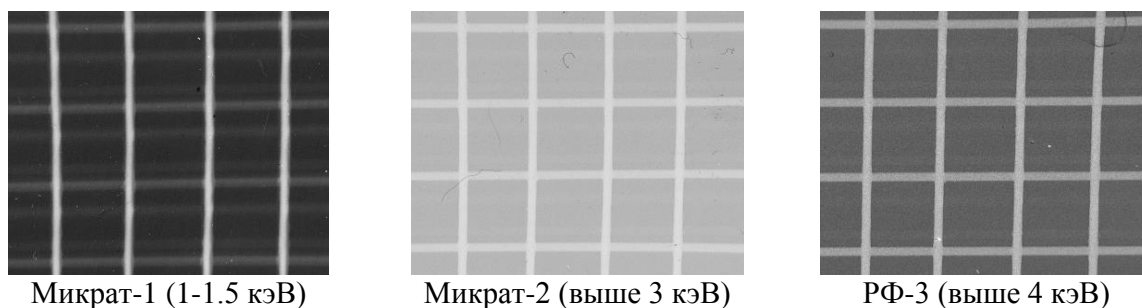


Рисунок 4.9. Изображения тест-объекта (сетки из вольфрамовых проводников диаметром 30 мкм) с 18-кратным геометрическим увеличением, полученные при установке пленки на расстоянии 117.5 см от X -пинча из четырех молибденовых проволок диаметром 25.4 мкм.

Таким образом, в проведенных экспериментах была протестирована работоспособность низкоиндуктивной передающей линии при работе с X -пинчем, получены удовлетворительные результаты по характеристикам источника излучения и их воспроизводимости от выстрела к выстрелу, продемонстрирована возможность синхронизации импульса рентгеновского излучения с внешним устройством с точностью, по крайней мере, не хуже 10 нс.

7. Работа СГХ на установке Ангара-5-1

В рабочем зале генератора Ангара-5-1 шкаф системы управления и стойка системы коммутации размещались на помосте на высоте 2 м над крышкой вакуумной камеры генератора. ИГТ располагался непосредственно на крышке вакуумной камеры и соединялся со стойкой системы коммутации двумя кабелями (зарядным и запускающим) длиной 5 м.

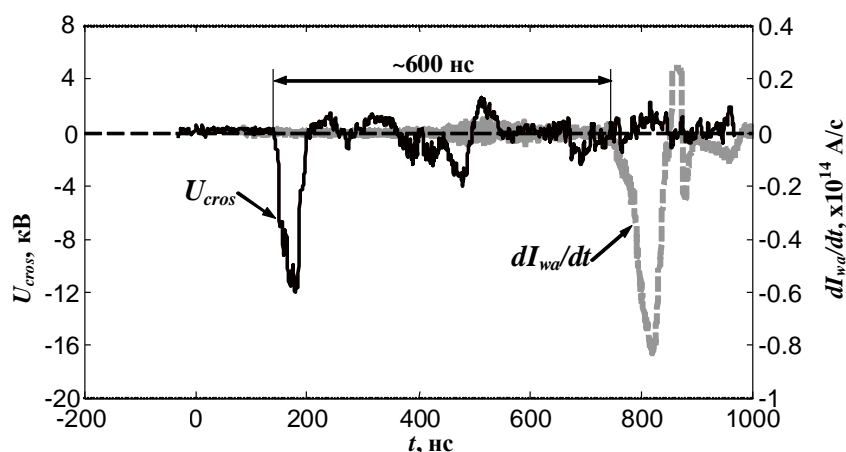


Рисунок 4.10. Осциллограммы импульсов генератора Ангара-5-1. U_{cros} – импульс от системы высоковольтной синхронизации модулей установки Ангара-5-1; dI_{wa}/dt – производная полного тока, протекающего по проволочной сборке.

При совместной работе с генератором Ангара-5-1 шкаф управления отключался от силовой сети, и все управляющие устройства запитывались от источника бесперебойного

питания. Синхронизируемый генератор X -пинча преднамеренно заземлялся только в одном месте – корпус ИГТ медной шиной соединялся с крышкой вакуумной камеры генератора Ангара-5-1. Управляющий компьютер системы управления располагался в удаленной экранированной комнате и соединялся со шкафом системы управления волоконно-оптической линией. Указанные меры позволили обеспечить удовлетворительную электромагнитную совместимость СГХ и генератора Ангара-5-1.

Синхронизируемый генератор X -пинча запускался высоковольтным синхроимпульсом генератора Ангара-5-1, генерируемым в интервале 600–750 нс до начала тока через проволочную сборку, как показано на Рис. 4.10. Для подстройки задержки импульса излучения X -пинча относительно импульса тока через лайнер генератора Ангара-5-1 использовались кабельные линии задержки.

Схема регистрации теневого рентгеновского изображения многопроволочного лайнера с помощью X -пинча (Рис. 4.11) практически аналогична примененной в экспериментах [179]. Основное внимание в данной схеме уделено снижению уровня паразитной засветки фотопленки от излучения Z -пинча, формируемого на оси 3 многопроволочной сборки 2 в момент ее максимального сжатия. Для этого предназначены система экранов и диафрагм 5, а также титановый фильтр 6 толщиной 20 мкм.

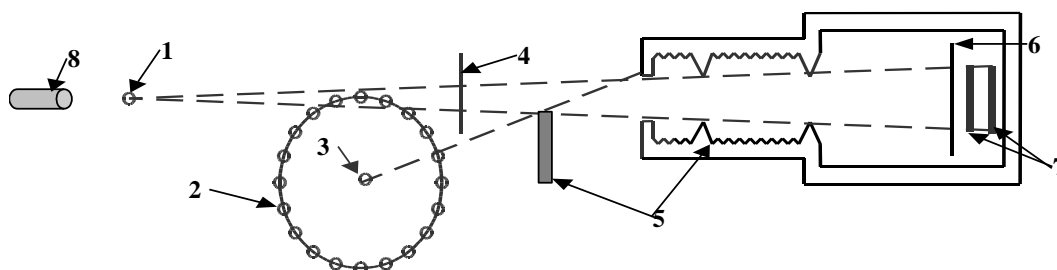


Рисунок 4.11. Схема регистрации теневого изображения периферийной области многопроволочного лайнера с помощью X -пинча. 1 – X -пинч; 2 – многопроволочная сборка; 3 – ось многопроволочной сборки; 4 – тест-объект; 5 – система экранов и диафрагм; 6 – Ti-фильтр; 7 – фотопленки; 8 – детектор излучения X -пинча (ВРД).

Излучение X -пинча 1, проходя через периферийную область многопроволочной сборки 2, через титановый фильтр 6 напрямую попадает на две, расположенные друг за другом, фотопленки РФ-3 7, формируя теневое изображение в спектральном диапазоне 4–5 кэВ благодаря наличию “окна” пропускания титана в этом диапазоне. X -пинч из четырех молибденовых проводников диаметром 20 мкм располагался на расстоянии 163 мм от оси проволочной сборки, а фотопленки – на расстоянии 850 мм от оси лайнера, что обеспечивало геометрическое увеличение ~ 5.2 .

Импульс излучения X -пинча регистрировался с помощью p - i - n -диода марки СППД11-04 (разработка и производство ФГУП “ВНИИА им. Н.Л. Духова”), расположенного за фильтром из титана толщиной 20 мкм, что обеспечивало максимальную чувствительность

датчика в области энергий квантов 4–5 кэВ [181, 253]. Датчик устанавливался за X -пинчем в диаметральной от оси многопроволочной сборки направлении и настраивался таким образом, чтобы снизить долю попадающего на него излучения Z -пинча.

В режиме проверки синхронизации генератора Ангара-5-1 его система высоковольтного запуска генерирует синхроимпульс (см. Рис. 4.10, кривая U_{cross}) для запуска СГХ и других устройств. При этом первичные накопители генераторов Маркса установки не заряжаются и, следовательно, мегаамперный импульс тока через многопроволочную сборку отсутствует. В таком режиме форма импульсов тока СГХ и импульса излучения X -пинча аналогична полученным в экспериментах на стенде, описанных в предыдущем разделе. Были получены теневые изображения (Рис. 4.12) отдельных проволок многопроволочной сборки, состоящей из 40 вольфрамовых проволок диаметром 6 мкм. Диаметр сборки 12, высота 16 мм.

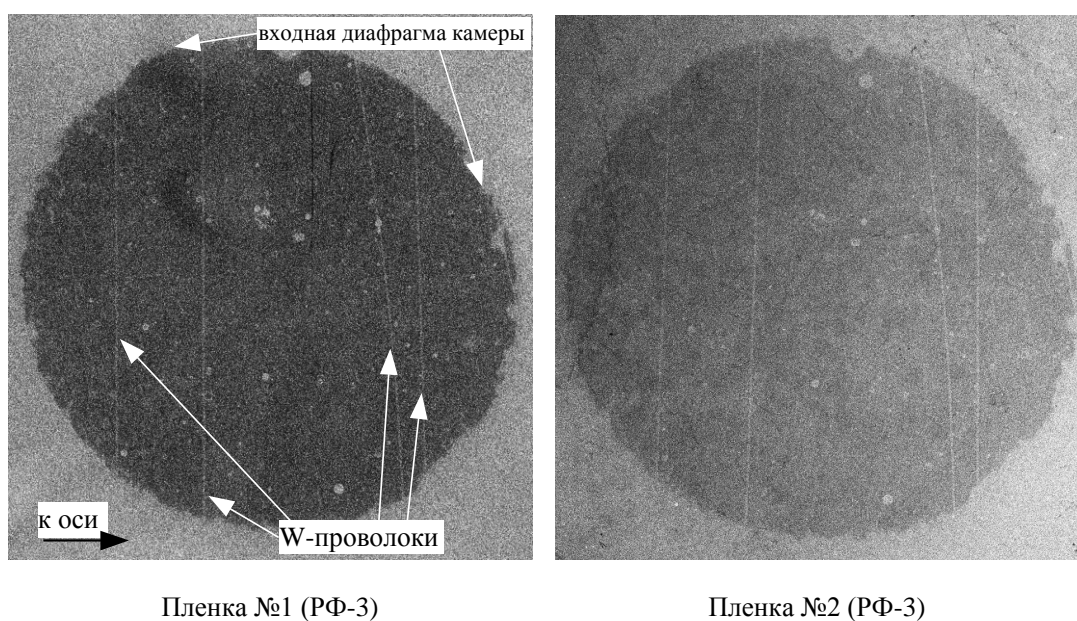


Рисунок 4.12. Тестовый режим. Теневые рентгеновские изображения периферийной области вольфрамовой многопроволочной сборки без подачи на нее импульса тока генератора Ангара-5-1. Ближайшая к X -пинчу фотопленка (№1) служит также в качестве фильтра для дальнейшей фотопленки (№2), и обеспечивает примерно двухкратное снижение потока рентгеновского излучения в спектральном диапазоне 4-5 кэВ.)

В рабочем режиме установка Ангара-5-1 обеспечивает через многопроволочную сборку импульс тока амплитудой до 3 МА с временем нарастания ~ 100 нс до максимума. Импульсы тока СГХ и импульсы излучения X -пинча в режиме проверки синхронизации и в рабочем режиме установки Ангара-5-1 в сравнении показаны на Рис. 4.13. В рабочем режиме применялась многопроволочная сборка $\varnothing 12$ мм из 30-ти никелевых проволок $\varnothing 13.5$ мкм каждая. Линейная масса проволочной сборки составляла 320 мкг/см, высота 16 мм.

Как видно из рисунка, импульсы тока генератора X -пинча I_G (по данным первого пояса Роговского) практически не отличаются друг от друга. В отсутствие тока через проволочную сборку импульс излучения X -пинча одиночный и имеет длительность на полувысоте ~ 1.7 нс.

Несмотря на предпринятые меры, полностью подавить попадание излучения из области Z -пинча многопроволочной сборки на $p-i-n$ -диод не удалось. В результате сигнал датчика P_X (см. Рис. 4.13) имеет несколько пиков и немного большую длительность на полувысоте ~ 2 нс в момент генерации излучения X -пинча по сравнению с аналогичным сигналом P_X^* во время проверки синхронизации (см. врезку к Рис. 4.13). По моменту генерации, длительности (~ 2 нс) и амплитуде первого пика этот сигнал можно уверенно идентифицировать как импульс излучения X -пинча.

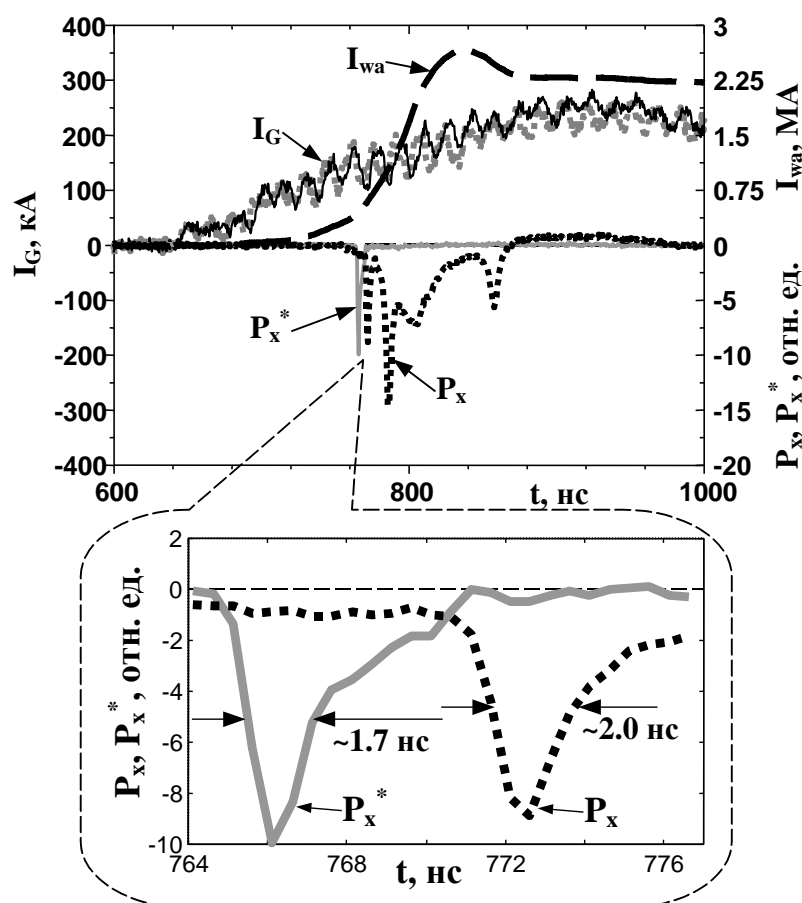


Рисунок 4.13. Осциллограммы импульсов: I_G – тока СГХ, P_X^* – излучения в режиме проверки синхронизации, P_X – в рабочем режиме генератора Ангара-5-1, I_{wa} – тока через многопроволочную сборку. На врезке к рисунку подробно показаны импульсы излучения X -пинча – P_X и P_X^* .

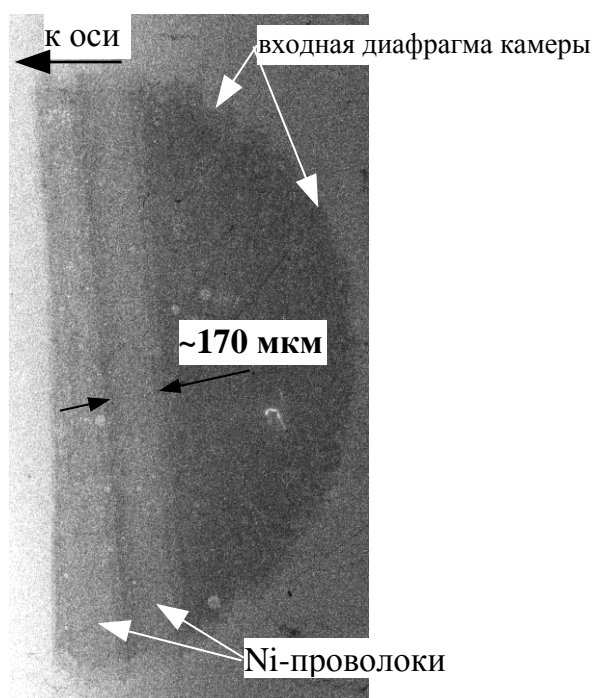


Рисунок 4.14. Теневое рентгеновское изображение периферийной области никелевой многопроволочной сборки в рабочем режиме работы установки Ангара-5-1.

Следует заметить, что измеренные длительности импульсов излучения X -пинча могут быть значительно короче, так как временное разрешение $p-i-n$ -диода было ~ 1.5 нс. Полученные теневые рентгеновские снимки в рабочем режиме работы установки Ангара-5-1 показаны на Рис. 4.14. В момент зондирования плотная часть остова никелевой проволоки успела расширяться примерно в 13 раз от ее начального диаметра и составила ~ 170 мкм в диаметре. Ток в этот момент времени составлял ~ 20 кА на проволоку.

Таким образом, проведенные эксперименты продемонстрировали возможность совместной работы СГХ с генератором Ангара-5-1 для получения теневых рентгеновских изображений многопроволочной сборки в любые моменты времени от начала импульса тока через плазменный лайнер.

8. Заключение

С целью усовершенствования методики рентгеновского теневого зондирования динамики имплозии многопроволочных лайнеров на генераторе Ангара-5-1 с пиковой мощностью до 6 ТВт разработан синхронизируемый генератор с нагрузкой в виде X -пинча. Компактная конструкция генератора позволяет использовать его в качестве рентгенографического источника на различных мощных электрофизических установках существующих в мире (например, установки “Z”, Cobra, Zebra в США, MAGPIE, Великобритания и др.), а также проектируемых в настоящее время (Байкал, Россия).

Генератор обеспечивал протекание тока через X-пинч амплитудой до 250 кА при времени его нарастания 150-200 нс. Это позволяло получить короткий импульс рентгеновского излучения ($h\nu > 1$ кэВ) длительностью на половине высоты не более 2 нс. Система коммутации обеспечила синхронизацию зондирующего рентгеновского импульса X-пинча с импульсом тока генератора Ангара-5-1 с точностью не хуже ± 10 нс. Малый размер источника (не более 2 мкм) позволил получать теньевые рентгеновские снимки периферийной области многопроволочного лайнера, сжимаемого импульсом тока генератора Ангара-5-1. Применение гибкой низкоиндуктивной многокабельной линии для запитки X-пинча является очевидным преимуществом данной разработки с точки зрения юстировки рентгенографической схемы.

Таким образом, на сильноточном генераторе тераваттного уровня мощности продемонстрирована работоспособность методики рентгеновского теневого зондирования с помощью отдельного компактного импульсного генератора тока с нагрузкой в виде X-пинча.

ГЛАВА № 5. ДИНАМИКА ПЕРЕТЯЖКИ В X-ПИНЧАХ

1. Введение

Образование «горячей точки» в X-пинчах, так же как и в Z-пинчах [56, 65, 231, 234, 258, 259], происходит под действием электромагнитных сил и сопровождается вытеканием вещества из горячей области [56]. Процесс образования «горячей точки» описывается уравнениями радиационной магнитной гидродинамики (МГД). Решение этих уравнений показывает, что если ток генератора превышает некоторое критическое значение, то пинч неограниченно сжимается. Критический ток определяется балансом джоулевого энерговклада и потерь на излучение. При превышении радиационных потерь над джоулевым энерговкладом пинч впадает в радиационный коллапс, который протекает в условиях близких к беннетовскому равновесию. Последнее означает равенство магнитного и газокINETического давлений и выражается в виде*:

$$kT = \frac{m_i I^2}{2c^2 m (1 + \langle Z \rangle)}, \quad (5.1)$$

где I – ток через пинч; T – температура пинча; $\langle Z \rangle$ – средний заряд ионов; m – погонная масса пинча; m_i – масса атома; k – постоянная Больцмана; c – скорость света в вакууме. В случае полностью ионизованной плазмы, в которой доминирует тормозное излучение электронов значение критического тока, получившего название тока Брагинского–Пизе [57, 58], равно: $I_{BP} = 0,22\sqrt{\lambda}(Z_n + 1)/Z_n$, где I_{BP} в [МА]; $\lambda \approx 10$ – кулоновский логарифм; Z_n – заряд ядра. Ток I_{BP} не зависит ни от погонной массы пинча, ни от его радиуса, и для дейтериевой плазмы составляет около 1.4 МА. В случае не полностью ионизованной плазмы, когда радиационные потери определяются рекомбинационным излучением и излучением в спектральных линиях, критическое значение тока становится функцией погонной массы [260] и достигает минимума (десятки килоампер) при массе пинча равной: $M^* = 9,5\lambda \frac{A(Z_n + 1)}{Z_n^4}$, где M^* в [мкг/см]; A – вес атома в атомных единицах массы. Например, для алюминия значение $M^* \approx 1$ мкг/см, при массах меньших M^* значение критического тока резко растет и стремится к I_{BP} .

Экспериментальные исследования процесса формирования в X-пинчах перетяжки и «горячей точки» проводились в работах [131, 132], в которых использовались два X-пинча, соединенных параллельно. Один из X-пинчей служил объектом исследования, второй – источником зондирующего излучения. На рентгеновских снимках, полученных в этих экспериментах, наблюдались следующие структуры. Во-первых, это керны взорванных

* В этой главе для более лаконичного изложения используется система единиц СГС.

проволочек, окруженные плазменной короной (см. Рис.5.1). Во-вторых, в центральной области – области перекрестья проволочек – развитие перетяжки приводит к образованию достаточно ровного плазменного столба. В третьих, от перетяжки вдоль оси в направлении к электродам распространяются плазменные струи, плотность вещества в которых значительно ниже, чем плотность плазмы в перетяжке.

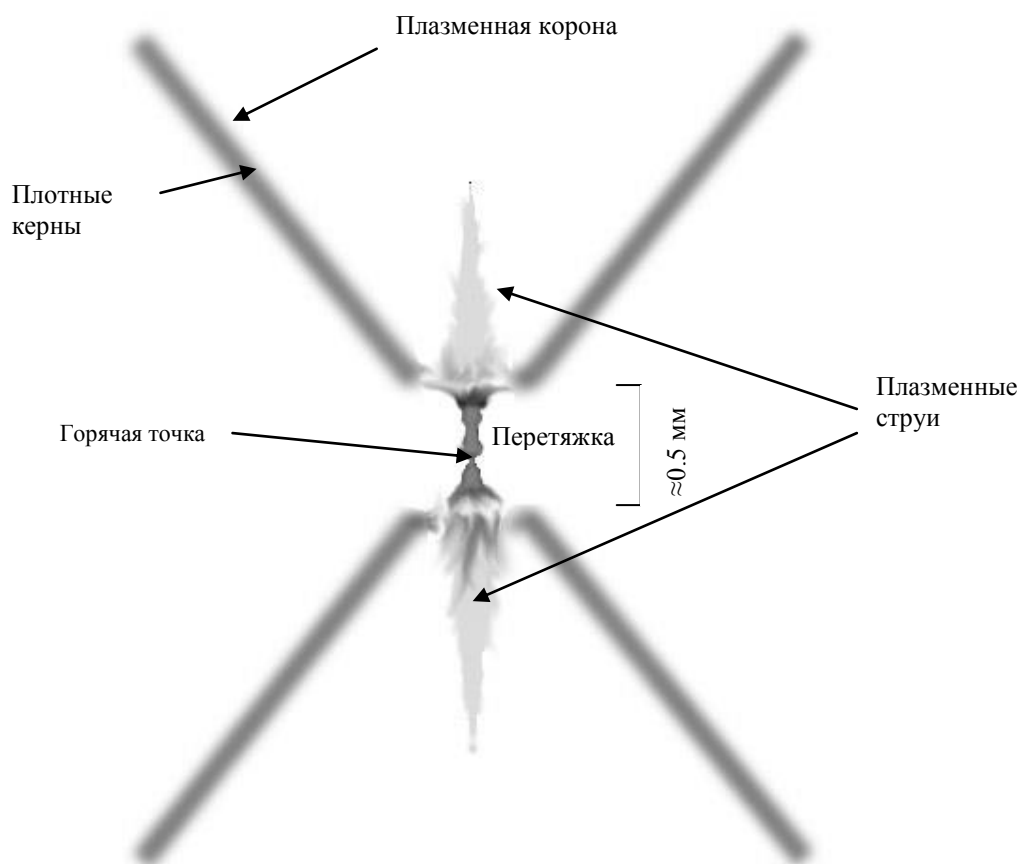


Рисунок 5.1. Схематическое изображения X-пинча.

Обращает на себя внимание большая длина перетяжки вдоль оси z . Судя по снимкам [131, 132], ее длина составляет несколько сот микрометров, она в 3-5 раз превышает видимый диаметр кернов и 10-20 раз начальный диаметр используемых в экспериментах проволочек. «Горячая точка» формируется в финальной стадии развития перетяжки, причем ее размеры как аксиальный, так и радиальный, значительно меньше длины перетяжки [130, 131, 132, 200]. Термодинамические параметры «горячей точки» X-пинча определялись на основе анализа ее излучательных характеристик в различных работах [177, 200, 261 - 263]. В частности, в работе [200] было показано, что формирование «горячей точки» в X-пинче протекает в условиях близких к беннетовскому равновесию (5.1), а импульс мягкого рентгеновского излучения появляется при почти полном вытекании вещества из «горячей

точки». В экспериментах [200] погонная масса пинча в финале сжатия составляла десятые доли процента от его первоначальной погонной массы.

Несмотря на достаточно большое количество работ, посвященных X-пинчам и их применениям, все же далеко не все закономерности, свойственные X-пинчам, в настоящее время хорошо изучены. Хотя геометрия X-пинча существенно трехмерная, то есть для детального описания его динамики следует применять 3D МГД модели, экспериментальные результаты [131, 132], в которых показано, что перетяжка представляет собой достаточно однородный плазменный столб, позволяют надеяться на то, что некоторые закономерности в X-пинчах все же можно описать с помощью более простых моделей.

2. Модель перетяжки x-пинча

Рассмотрим процессы, протекающие в X-пинче, который представляет собой две или более перекрещенные между собой проволоочки. В этом случае погонная масса, то есть масса, приходящаяся на единицу длины X-пинча, составляет $m_0 = \frac{Nm_w}{\cos \varphi}$, где N – число проводников, m_w – погонная масса одной проволоочки, φ – угол наклона проволоочки к оси z .

Процесс формирования перетяжки X-пинча можно разбить на два этапа.

I этап – формирование перетяжки. В начале этой стадии происходит плавление и нагрев проводников вплоть до потери ими металлической проводимости [74, 81, 113, 264], что приводит к электрическому взрыву проводников (ЭВП) и их разлету. В финале этой стадии в области перекрестья проволоочек за счет сжатия вещества проволоочек формируется микропинч [130 - 132] – перетяжка. Длительность этого этапа обозначим t_1 .

II этап – сжатие перетяжки. Сжатие сопровождается вытеканием вещества из области перетяжки. В финальной стадии развития перетяжки формируется «горячая точка», аксиальный размер которой значительно меньше длины самой перетяжки [131, 132]. Импульс излучения возникает в «горячей точке» при почти полной потере ее массы [200]. Длительность этого этапа – от начала сжатия до начала импульса излучения – обозначим t_2 .

Время всего процесса, от начала протекания тока до импульса рентгеновского излучения, складывается из времен этих этапов и равно

$$t_f = t_1 + t_2. \quad (5.2)$$

Рассмотрим подробно каждый из этих этапов.

3. Электрический взрыв проводников

В процессе электрического взрыва состояние металла проходит все стадии от конденсированного до плазменного. Взрыв металла [74, 79, 113], происходит вблизи критической точки, когда магнитное давление не в состоянии удержать расширяющееся вещество. При приближении параметров вещества к критической точке проводимость металла уменьшается, джоулев энерговыделитель возрастает, происходит резкий рост температуры и взрыв проводника (см., например, [80, 265]). Время взрыва можно определить через интеграл удельного действия тока [21, 81, 116, 266].

$$h = \int_0^{t_{ex}} j^2(t) dt, \quad (5.3)$$

где $j = \frac{I}{S}$ – плотность тока, I – ток, $S = N\pi r_0^2 = \frac{m_0}{\rho_0} \cos \varphi$ – суммарное сечение проволок, r_0 – начальный радиус одной проволоки, ρ_0 – плотность металла при нормальных условиях, t_{ex} – время взрыва проводника. Значения интегралов удельного действия тока для некоторых металлов приведены в [116] они равны: Fe – $h=1.4 \cdot 10^9 \text{ A}^2\text{c}/\text{cm}^4$; Au – $h=1.8 \cdot 10^9 \text{ A}^2\text{c}/\text{cm}^4$ и Al – $h=1.8 \cdot 10^9 \text{ A}^2\text{c}/\text{cm}^4$; W – $h=1.85 \cdot 10^9 \text{ A}^2\text{c}/\text{cm}^4$; Cu – $h=4.1 \cdot 10^9 \text{ A}^2\text{c}/\text{cm}^4$.

При линейном нарастании тока $I(t) = \frac{dI}{dt} t$, где $\frac{dI}{dt} = const$, зависимость плотности тока

от времени можно представить в виде:

$$j(t) = \frac{\rho_0}{m_0 \cos \varphi} \frac{dI}{dt} t.$$

Подставляя последнее выражение в интеграл (5.3) получим оценку времени взрыва:

$$t_{ex} = \left[\frac{3hm_0^2 \cos^2 \varphi \left(\frac{dI}{dt} \right)^{-2}}{\rho_0^2} \right]^{1/3}. \quad (5.4)$$

Так как взрыв проводника происходит вблизи критической точки, а плотность в критической точке ρ_{cr} в 3÷4 раза меньше нормальной плотности металла ρ_0 , то к моменту взрыва проводник радиальный размер проводника увеличивается приблизительно в 2 раза.

Для скорости нарастания тока, протекающего через X-пинч, существует критерий полученный на основе экспериментальных данных [71]:

$$\frac{dI}{dt} > (1-1,5) \frac{kA}{ns}.$$

Этот критерий очень важен, так как ни в одном эксперименте, где скорость нарастания тока была меньше этой величины, независимо от амплитуды тока, не удалось достигнуть формирования «горячей точки» и получить яркий источник излучения [71].

При типичных для X-пинчей параметрах, то есть при эффективном радиусе проводников $\sqrt{\frac{m_0}{\pi\rho_0}} = 2 \cdot 10^{-3}$ см, $\cos\varphi = 35^\circ$ и скорости нарастания тока $\frac{dI}{dt} = 1 \frac{kA}{ns}$, импульс рентгеновского излучения появляется на $100 \div 150$ нс [200]. При этих же параметрах оценка времени взрыва, согласно (5.4), составляет: Fe - $t_{ex} \approx 5.3$ нс; Au и Al - $t_{ex} \approx 5.7$ нс; W - $t_{ex} \approx 5.8$ нс; Cu - $t_{ex} \approx 7.5$ нс. То есть в X-пинчах электрический взрыв проводников происходит в самом начале импульса тока, что подтверждается экспериментально (см., например, [152]).

4. Формирование перетяжки

Формирование перетяжки происходит в процессе имплозии вещества отдельных проволочек. Экспериментально формирование перетяжки наблюдалось в работе [131, 132], а в работах [130, 132] проводилось численное моделирование этого процесса. Как уже отмечалось выше, в начальной стадии эволюции X-пинчей происходит взрыв отдельных проводников и их разлет. Динамика этих процессов определяется током, протекающим через каждую из проволочек, то есть собственным магнитным полем каждой проволочки. В то же время X-пинч можно рассматривать как полую конусную оболочку, а положение центра масс этой полый оболочки будет определяться коллективным полем всех проводников. Поэтому оценить время формирования перетяжки можно следующим образом.

В физике Z-пинчей для описания ускорения полый оболочки импульсом тока широко используется следующее соотношение [210, 258, 267]:

$$\frac{t_f^2 I_f^2}{R_0^2 m_0 c^2} = \Pi, \quad (5.5)$$

где R_0 , m_0 - начальный радиус и масса оболочки; I_f - амплитуда тока в финали имплозии; t_f - время имплозии. Безразмерный параметр Π определяется формой тока: для постоянного тока $\Pi \approx 1.45$; для синусоидального в случае, когда момент имплозии совпадает с максимумом тока, $\Pi \approx 4.4$; для линейно нарастающего $\Pi \approx 8$ [268].

Так как в X-пинчах формирование перетяжки заканчивается до максимума тока, то есть на линейной части импульса тока, то (5.5) можно переписать в виде:

$$\frac{t_1^4}{R_0^2 m_0 c^2} \left(\frac{dI}{dt} \right)^2 \approx 8,$$

где t_1 - время формирования перетяжки. В этом случае R_0 это радиус конусной оболочки на половине длины перетяжки (так как оболочка симметрична относительно точки перекрестья

проволочек), то есть $R_0 = \frac{L}{2} \operatorname{tg} \varphi$, где L – длина перетяжки. Тогда оценка времени формирования перетяжки следующая:

$$t_1 \approx \left[2m_0 c^2 L^2 (\operatorname{tg} \varphi)^2 \left(\frac{dI}{dt} \right)^{-2} \right]^{1/4}. \quad (5.6)$$

5. Сжатие перетяжки

Сжатие перетяжки в Z -пинчах подробно исследовалось в работе [56], в которой предложена простая модель этого процесса. Согласно этой модели сжатие перетяжки сопровождается вытеканием вещества из области перетяжки в аксиальном направлении (как в положительном, так и в отрицательном), то есть так же как это наблюдается в экспериментах [131, 132]. В этом случае изменение погонной массы перетяжки m описывается уравнением [56]:

$$\frac{dm}{dt} = -m \frac{2u}{L}, \quad (5.7)$$

где u – скорость вытекания вещества.

В [56] показано, что при развитии перетяжки с хорошей точностью выполняется условие Беннетовского равновесия (то есть равенство магнитного и газокINETического давлений). Скорость вытекания, фигурирующую в (5.7), можно оценить с помощью одного из уравнений гидродинамики (уравнения изменения импульса), которое для интересующей нас аксиальной проекции скорости v_z имеет вид:

$$\rho \frac{\partial v_z}{\partial t} + \rho v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial z}, \quad (5.8)$$

где ρ – плотность вещества; $p = (1 + \langle Z \rangle) \frac{\rho}{m_i} kT$ – газокINETическое давление. Интегрируя (5.8)

по пространственным координатам, в предположении, что температура и плотность постоянны, а зависимость скорости от координаты z имеет вид $v_z = u \cdot z / (L/2)$, получим:

$$\frac{du}{dt} = \frac{4}{L} \frac{(1 + \langle Z \rangle) kT}{m_i} - \frac{2u^2}{L} = \frac{2I^2}{c^2 L m} - \frac{2u^2}{L}. \quad (5.9)$$

Последнее равенство в (5.9) записано с учетом условия Беннетовского равновесия (5.1).

С помощью (5.7) из (5.9), получим нелинейное уравнение второго порядка, описывающее изменение погонной массы перетяжки:

$$\frac{d^2 m}{dt^2} = \frac{2}{m} \left(\frac{dm}{dt} \right)^2 - \frac{4I^2}{c^2 L^2}. \quad (5.10)$$

Начальными условиями при интегрировании (5.10) являются: $m(t=0) = m_0$; $\frac{dm(t=0)}{dt} = 0$, а момент окончания сжатия определяется почти полным вытеканием вещества [200], то есть $m(t = t_f) \approx (2-3) \cdot 10^{-3} m_0$.

Введем безразмерные величины: безразмерную массу $\mu = \frac{m}{m_0}$; безразмерное время $\tau = \frac{t}{t_0}$; безразмерный ток $i(\tau) = \frac{I(t)}{I_0}$. Если масштаб времени определить как:

$$t_0 = \sqrt{\frac{c^2 L^2 m_0}{4 I_0^2}}, \quad (5.11)$$

тогда уравнение (5.9) примет вид:

$$\frac{d^2 \mu}{d\tau^2} = \frac{2}{\mu} \left(\frac{d\mu}{d\tau} \right)^2 - i^2. \quad (5.12)$$

Как видно из (5.12) значение τ_2 (времени вытекания вещества из области перетяжки) зависит от формы импульса тока. Ниже рассмотрим три вида зависимости тока от времени: постоянный ток; линейно нарастающий ток; синусоидальный ток.

Постоянный ток: $I = I_0 = const$. В этом случае (5.12) примет вид:

$$\frac{d^2 \mu}{d\tau^2} = \frac{2}{\mu} \left(\frac{d\mu}{d\tau} \right)^2 - 1. \quad (5.13)$$

Зависимость μ от τ , полученная при численном интегрировании (5.13), приведена на Рис.5.2. Как видно, из этого рисунка безразмерная масса становится близкой к нулю ($\mu \approx 3 \cdot 10^{-3}$) при $\tau \approx \tau_2$. Зная это значение, время от начала сжатия до его окончания можно записать в виде:

$$t_2 = t_0 \tau_2. \quad (5.14)$$

В данном случае $\tau_2 \approx 2.8$, поэтому из (5.11) и (5.14) имеем:

$$\frac{t_2^2 I_f^2}{L^2 m_0 c^2} = \frac{\tau_2^2}{4} \approx 2, \quad (5.15)$$

где I_f – ток в финале сжатия (в данном случае $I_f = I_0$).

Как показывает выражение (5.15) при сжатии перетяжки вид скейлинга аналогичен скейлингу (5.5), описывающему имплозию Z-пинчей, только в этом случае пространственным масштабом является не радиус оболочки, а длина перетяжки. Скейлинг, подобный (5.15), был предложен в [196] для объяснения экспериментальных зависимостей

времени появления рентгеновского импульса от параметров генератора и параметров Х-пинчей.

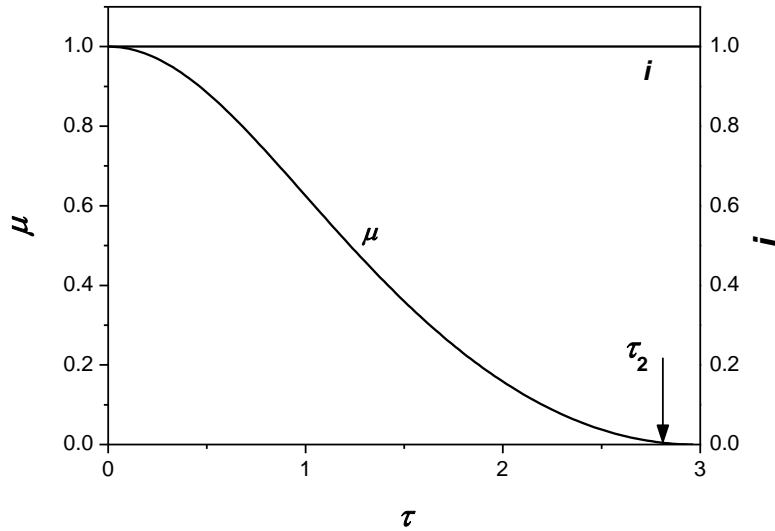


Рисунок 5.2. Зависимость безразмерной погонной массы перетяжки и безразмерного тока от времени при постоянном токе.

Линейно нарастающий ток. В этом случае зависимость тока от времени имеет вид:

$I(t) = (t_1 + t) \frac{I_0}{t_0}$, где $\frac{I_0}{t_0} = \frac{dI}{dt}$ - скорость нарастания тока. Уравнение (5.12) в этом случае

примет вид:

$$\frac{d^2 \mu}{d\tau^2} = \frac{2}{\mu} \left(\frac{d\mu}{d\tau} \right)^2 - (\tau + \tau_1)^2. \quad (5.16)$$

где $\tau_1 = \frac{t_1}{t_0}$. Используя (5.6) и (5.11) для величины τ_1 получим выражение:

$$\tau_1 = \frac{t_1}{t_0} = 8^{1/4} \sqrt{\text{tg} \varphi}. \quad (5.17)$$

Решением (5.16) является семейство кривых (при различных τ_1), показанное на Рис.5.3. Как видно из этого рисунка значение безразмерной массы становится близким к нулю ($\mu \approx 3 \cdot 10^{-3}$) при $\tau \approx \tau_2$, которая в данном случае является функцией от τ_1 (Рис.5.3). Ток в финале сжатия равен $I_f = I_0(\tau_1 + \tau_2)$. Тогда из (5.2) с учетом (5.11), (5.14) и (5.17) получим:

$$\frac{t_f^2 I_f^2}{L^2 m_0 c^2} = \frac{1}{4} (\tau_1 + \tau_2)^4. \quad (5.18)$$

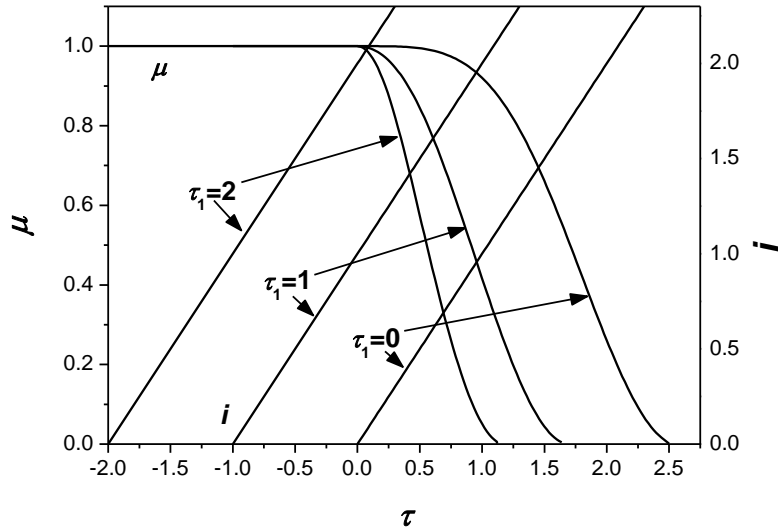


Рисунок 5.3. Зависимость безразмерной погонной массы перетяжки и безразмерного тока от времени при линейно нарастающем токе.

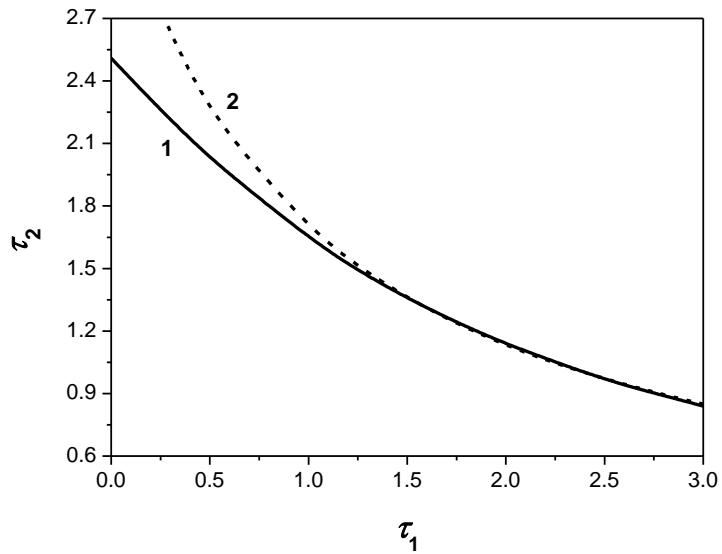


Рисунок 5.4. Зависимость безразмерного времени τ_2 от параметра τ_1 при линейно нарастающем токе: 1 – расчетная кривая; 2 - $\tau_2 \approx \frac{3.4}{1 + \tau_1}$.

Из Рис.5.4 можно видеть, что в интересующий нас области изменения параметров τ_1 (от 1 до 2) функцию τ_2 можно представить в виде $\tau_2 \approx \frac{3.4}{1 + \tau_1}$. Поэтому выражение (5.18)

можно переписать как

$$\frac{t_f^2 I_f^2}{L^2 m_0 c^2} \approx 2 \left(\sqrt{tg \varphi} + \frac{2}{1 + 1.7 \sqrt{tg \varphi}} \right)^4. \tag{5.18a}$$

Отношение длительностей фазы формирования перетяжки и фазы ее сжатия определяется отношением времен t_1 и t_2 , которое в случае линейного нарастания тока равно $\frac{t_1}{t_2} = \frac{\tau_1}{\tau_2} \approx 0.5\sqrt{\operatorname{tg}\varphi}(1 + 1.7\sqrt{\operatorname{tg}\varphi})$. То есть при угле наклона проволочек $\varphi \approx 35^\circ$ (типичный угол наклона в экспериментах по X-пинчам) времена t_1 и t_2 равны между собой.

Синусоидальный ток. В этом случае в процессе сжатия зависимость тока от времени имеет вид: $I(t) = I_0 \sin(\omega_g(t_1 + t))$, где $\omega_g = \frac{\pi}{2t_g}$, t_g - время нарастания фронта тока генератора. Тогда уравнение (5.12) примет вид:

$$\frac{d^2\mu}{d\tau^2} = \frac{2}{\mu} \left(\frac{d\mu}{d\tau} \right)^2 - [\sin(a(\tau + \tau_1))]^2. \quad (5.19)$$

где $a = \omega_g t_0$. Так же как и для линейного тока безразмерное время τ_1 определяется выражением $\tau_1 = \frac{t_1}{t_0}$. Тогда используя выражения (5.6) и (5.11) величину τ_1 можно представить в виде:

$$\tau_1 = 32^{1/4} \sqrt{\frac{\operatorname{tg}\varphi}{a}}. \quad (5.20)$$

При записи выражения (5.20) предполагалось, что производная тока равна $\frac{dI}{dt} \approx \frac{1}{2} \omega_g I_0 = \frac{aI_0}{2t_0}$

(среднее значение производной на интервале изменения $\omega_g t$ от 0 до $\frac{\pi}{2}$).

Решением (5.19) является семейство двухпараметрических кривых (параметры a и τ_1). Однако нас интересуют не все решения (5.19) а лишь те, в которых сжатие происходит вблизи максимума тока, то есть выполняется условие $a(\tau_1 + \tau_2) \approx \frac{\pi}{2}$ или, что то же самое:

$$t_f = t_1 + t_2 \approx t_g, \quad (5.21)$$

где t_f - время от начала протекания тока до появления импульса рентгеновского излучения.

Семейство кривых (при различных τ_1 и a), являющихся решениями (5.19), в которых выполняется условие (5.21), показано на Рис.5.5. На Рис.5.6 показаны значения безразмерного времени τ_2 и параметра a , при которых выполняется (5.21), в зависимости от параметра τ_1 . В финале сжатия в данном случае равен $I_f = I_0$. Тогда из (5.2) с учетом (5.11), (5.14) и (5.20) получим:

$$\frac{t_f^2 I_f^2}{L^2 m_0 c^2} = \frac{1}{4} (\tau_1 + \tau_2)^2, \quad (5.22)$$

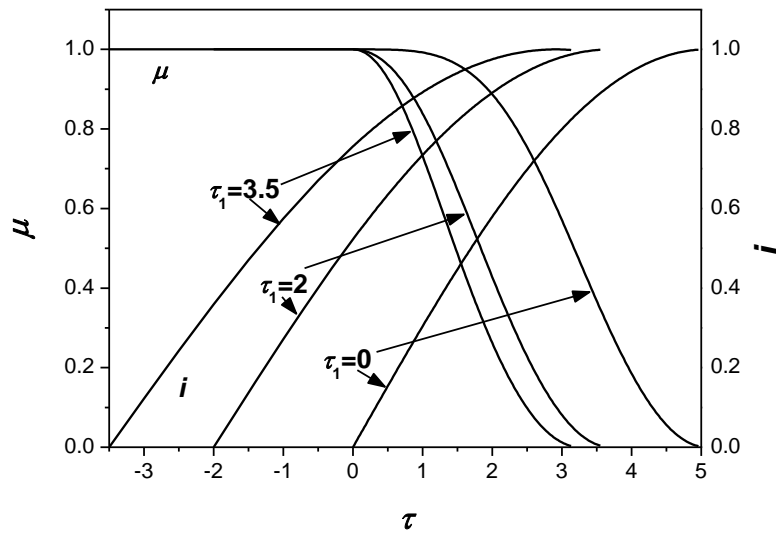


Рисунок 5.5. Зависимость безразмерной погонной массы перетяжки и безразмерного тока от времени при синусоидальном токе в случае, когда сжатие происходит на максимуме тока.

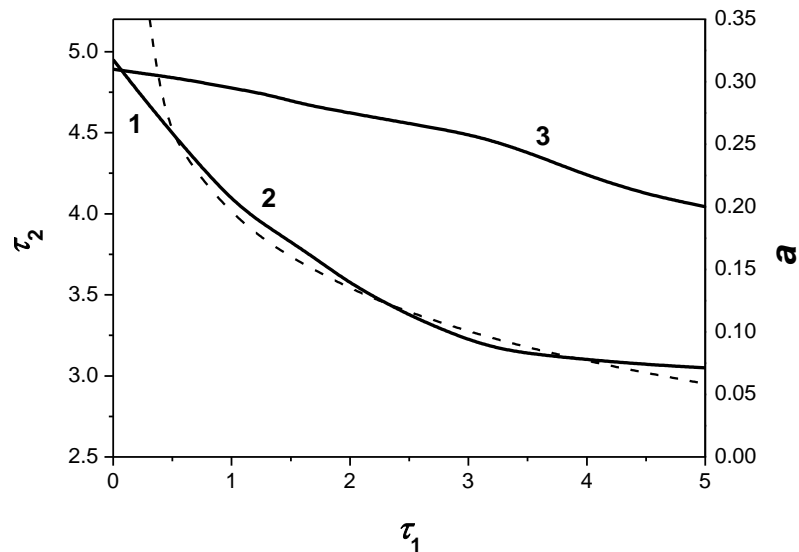


Рисунок 5.6. Зависимость безразмерного времени τ_2 (кривая 1 – расчетная зависимость, кривая 2 – $\tau_2 \approx \frac{8}{1+(\tau_1)^{1/3}}$) и параметра a (кривая 3) от параметра τ_1 при синусоидальном токе.

Из Рис.5.6 можно видеть, что в интересующий нас области изменения параметров τ_1 от (2 до 4) функцию τ_2 можно представить в виде $\tau_2 \approx \frac{8}{1+(\tau_1)^{1/3}}$. Используя среднее на этом интервале значение $a = 0.26$ (см. Рис.5.5), выражение (5.22) можно переписать в виде:

$$\frac{t_f^2 I_f^2}{L^2 m_0 c^2} \approx 5.4 \left(\sqrt{\operatorname{tg} \varphi} + \frac{1.7}{1 + 1.7(\operatorname{tg} \varphi)^{1/6}} \right)^2. \quad (5.22a)$$

Отношение длительностей фазы формирования перетяжки и фазы ее сжатия в случае синусоидального тока равно $\frac{t_1}{t_2} = \frac{\tau_1}{\tau_2} \approx 0.6 \sqrt{\operatorname{tg} \varphi} (1 + 1.7(\operatorname{tg} \varphi)^{1/6})$, то есть, так же как и при линейно нарастающем токе, длительности двух фаз приблизительно одинаковые.

При использовании (5.18a) или (5.22a) для оценки времени появления импульса излучения X-пинчей необходимо знать длину перетяжки L , которая в данной модели является неизвестным параметром. Для того что бы оценить значения L проанализируем результаты экспериментов.

6. Результаты экспериментов

Эксперименты, в которых исследовалась динамика формирования перетяжки X-пинчей, проводились на компактном сильноточном генераторе [256], который позволял в режиме короткого замыкания получать импульс тока с амплитудой до 230 кА при времени нарастания 180 нс. Диагностический комплекс генератора состоял: из поясов Роговского, с помощью которых измерялись осциллограммы тока; вакуумных рентгеновских диодов, позволяющих регистрировать временную зависимость импульса мягкого рентгеновского излучения в диапазоне энергии квантов $h\nu > 1$ кэВ; четырехкадровой оптической камеры HSFC-Pro, позволяющей получать в каждом выстреле четыре фотографических кадра в видимом диапазоне спектра. Оптическая камера располагалась в стальной экранированной кабине для защиты от сильных электромагнитных полей, кроме того, была установлена дополнительная защита от рентгеновского излучения в виде свинцового экрана. В качестве нагрузки генератора использовались X-пинчи, состоящие из двух и четырех молибденовых проволочек разных диаметром (12.7 мкм, 25 и 38 мкм). Угол наклона проволочек относительно оси X-пинча был фиксирован и составлял $\varphi \approx 32^\circ$, длина межэлектродного зазора так же была постоянна и составляла 0.95 см.

Типичная экспериментальная осциллограмма тока через X-пинч и импульс рентгеновского излучения «горячей точки» представлены на Рис.5.7 (выстрел № 2 таблицы 5.1). В каждом из экспериментов по осциллограммам определялись максимальное (перед моментом появления импульса рентгеновского излучения) значение амплитуды тока (I_{exp}) и момент появления импульса излучения τ_{exp} (см. Рис.5.7).

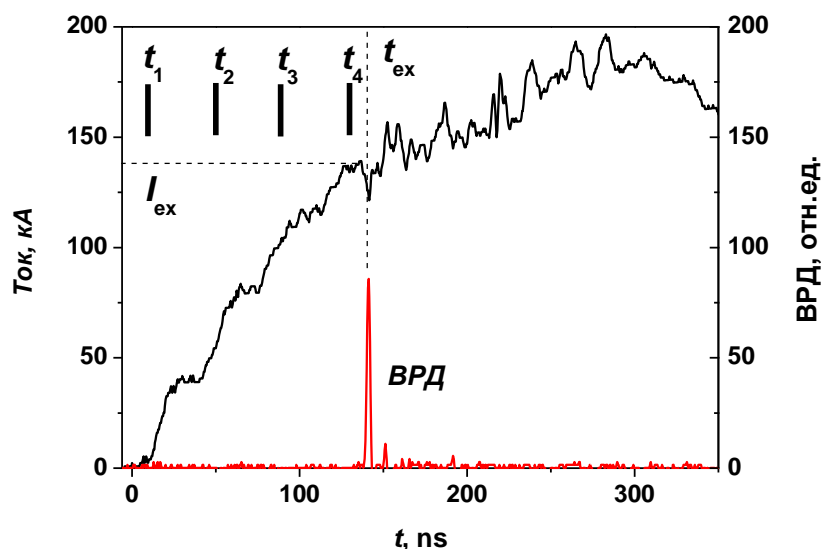


Рисунок 5.7. Осциллограмма тока через X-пинч и импульса рентгеновского излучения для выстрела №2 (Таблица 5.1): 2 молибденовые проволоочки диаметром 25 мкм.

ТАБЛИЦА 5.1. Экспериментальные данные по молибденовым X-пинчам.

Номер выстрела	Число проволоочек	Диаметр проволоочек, мкм	m_0 , мкг/см	I_{exp} , кА	t_{exp} , нс	L_{exp} , мкм	L_{calc} , мкм
1	2	12.7	30.5	75	65	240 ± 20	230
2	2	25	118	135	140	240 ± 5	455
3	2	25	118	130	140	290 ± 5	440
4	2	25	118	135	135	310 ± 5	440
5	2	25	118	135	140	200 ± 30	455
6	4	25	237	155	160	270 ± 10	420
7	4	25	237	165	165	270 ± 5	460
8	4	25	237	150	155	275 ± 25	395
9	4	25	237	160	160	240 ± 10	435
10	4	38	546	190	230	370 ± 25	490
11	4	38	546	190	235	355 ± 25	500
12	4	38	546	190	230	405 ± 15	490
13	4	38	546	190	225	445 ± 15	480

Если в выстреле регистрировалось несколько рентгеновских вспышек, то время появления импульса излучения τ_{exp} измерялось по моменту появления первой вспышки. Несколько вспышек обычно регистрируются, когда масса X-пинча слишком мала и возможно вторичное пинчевание плазмы в течение импульса тока. В наших экспериментах многократное пинчевание наблюдалось практически во всех выстрелах с X-пинчем из двух молибденовых проволоочек диаметром 12.7 и очень редко для других X-пинчей. В каждом из выстрелов с помощью оптической камеры HSFC-Pro были получены четыре фотографических изображения X-пинча. При получении изображений интервал между

кадрами варьировался и составлял $20 \div 50$ нс, а минимальное время экспозиции каждого отдельного кадра было равно 3 нс. На Рис.5.7 (выстрел № 2 таблицы 5.1), времена, при которых были получены изображения X-пинча, обозначены t_1, t_2, t_3, t_4 , в этом случае интервал между кадрами составлял 40 нс. С помощью фотографических снимков в каждом из выстрелов определялась длина перетяжки X-пинча (L_{exp}).

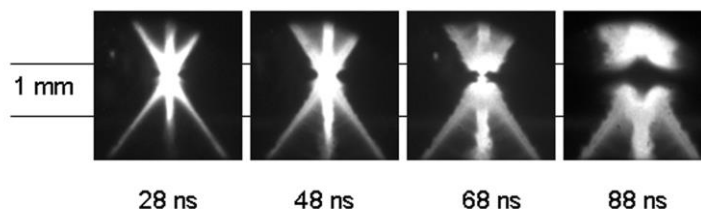


Рисунок 5.8. Изображения X-пинча (две молибденовые проволоочки диаметром 12.7 мкм), полученные с помощью четырехкадровой оптической камеры HSFC-Pro. Выстрел №1 (Таблица 5.1): а) $t_1 = 28$ нс; б) $t_2 = 48$ нс; в) $t_3 = 68$ нс; г) $t_4 = 88$ нс. Момент появления импульса рентгеновского излучения 67 ± 2 нс.

На Рис.5.8 приведены изображения X-пинча, состоящего из двух проволоочек диаметром 12.7 мкм (выстрел № 1 таблицы 5.1), интервал между кадрами 20 нс. Как видно из Рис.5.8 к 28-й наносекунде прекращается разлет взорвавшихся проводников и в области выше перекрестия X-пинча начинает формироваться перетяжка. К моменту рентгеновской вспышки формируется отчетливая перетяжка длиной примерно $L_{\text{exp}} \approx 250$ мкм, на которой видно развитие «горячей» точки. Примечательно, что длина перетяжки в течении примерно 20 нс до вспышки практически не изменяется, что оправдывает предположение о постоянстве во времени ее длины.

Для всей серии экспериментов в Таблице 5.1 представлены значения следующих величин: I_{exp} - амплитуда импульса тока; τ_{exp} - время появления импульса рентгеновского напряжения; L_{exp} - длина перетяжки X-пинча. Отметим, что в Таблицу 5.1 включены, только те выстрелы, в которых интервал между временем получения одного из кадров и временем τ_{exp} составлял не более 15 нс. На Рис. 5.9 для выстрелов, характеристики которых приведены в Таблицы 5.1, показаны зависимость от начальной погонной массы m_0 экспериментально измеренные длины перетяжек L_{exp} .

Как видно из Таблицы 5.1, в экспериментах в достаточно широких пределах варьировались характеристики X-пинчей: величины амплитуды тока I_{exp} изменялась приблизительно в 2.5 раза, от 75 кА до 190 кА; время формирования импульса рентгеновского излучения τ_{exp} - приблизительно в 3.5 раза, от 65 нс до 235 нс; начальная погонная масса m_0 - приблизительно в 20 раз, от 30.5 мкг/см до 546 мкг/см. Причем

изменения величин I_{exp} и τ_{exp} были вызваны не только изменением геометрией нагрузки (число и диаметр проволок), но разбросом при работе генератора. Не смотря на достаточно широкий диапазон изменения характеристик X-пинчей, наблюдаемая длина перетяжки L_{exp} изменялась достаточно слабо: от 200 мкм до 450 мкм. Как показывает Рис. 5.9 величина L_{exp} зависит как от числа проволок, так и от начальной погонной массы X-пинча. Причем имеется явная тенденция роста длины перетяжки L_{exp} с ростом начальной погонной массы m_0 .

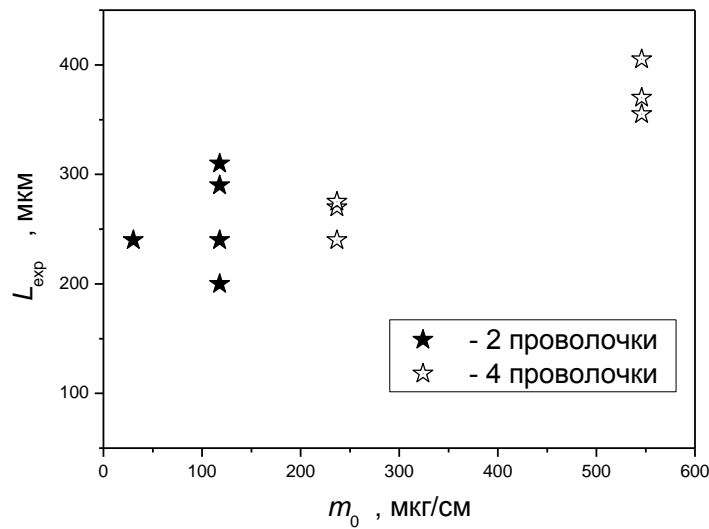


Рисунок 5.9. Зависимость наблюдаемой длины перетяжки L_{ex} от начальной погонной массы m_0 молибденовых X-пинчей.

7. Обсуждение результатов

Обсудим, как теоретические результаты согласуются с экспериментальными результатами. Для этого, пользуясь экспериментальными данными, приведенными в Таблице 5.1, для каждого из выстрелов рассчитаем длину перетяжки. Выражая (5.18а) и (5.22а) в практических единицах, для длины перетяжки можно записать следующее выражение:

$$L_{\text{calc}} \approx C \frac{I_{\text{exp}} t_{\text{exp}}}{\sqrt{m_0}}, \quad (5.23)$$

где L_{calc} в [мкм], I_{exp} в [кА], t_{exp} в [нс], m_0 в [мкг/см]. Коэффициент C зависит от формы тока и угол наклона проволок φ относительно оси X-пинча. При угле наклона $\varphi \approx 32^\circ$ и линейно нарастающем токе $C \approx 0.26$, а при синусоидальной форме тока и том же угле наклона $C \approx 0.3$. Так как в экспериментах импульс рентгеновского напряжения всегда появлялся на фронте тока, то при вычислении величин L_{calc} использовалось значение $C \approx 0.26$. Для всей

серии экспериментов значение L_{calc} , вычисленное по (5.23), представлено в правой колонке Таблицы 5.1. В Таблице 5.2 представлены средние значения (усредненные по выстрелам с одинаковыми начальными параметрами X-пинчей – число и диаметр проволочек) величин L_{exp} и L_{calc} . Сравнивая величины L_{exp} и L_{calc} , представленные в Таблицах 5.1 и 5.2, можно видеть, можно видеть, что наблюдаемые в экспериментах значения длины перетяжек X-пинчей достаточно хорошо согласуются с длинами перетяжек, вычисленными по (5.23). Значение величины L_{calc} в среднем (при усреднении по всей серии экспериментов) превышает значение величин L_{exp} на 35%. Кроме того сравнение средних значений величин L_{exp} и L_{calc} , представленных в Таблице 5.2, показывает, что сохраняется и тенденция, наблюдаемая в экспериментах, а именно, увеличение длины перетяжки с ростом массы m_0 (Рис. 5.8). Это свидетельствует о том, что момент появления импульса рентгеновского излучения определяется длиной перетяжки, как это следует из результатов, полученных в разделе 5.4.

ТАБЛИЦА 5.2. Длина перетяжки.

Число проволочек	Диаметр проволочек, мкм	m_0 , мкг/см	Число выстрелов	Средняя длина перетяжки \bar{L}_{exp} , мкм	Средняя длина перетяжки \bar{L}_{calc} , мкм	Длина перетяжки L_{est} , мкм
2	12.7	30.5	1	240 ± 20	230	40
2	25	118	4	260 ± 60	447.5 ± 7.5	80
4	25	237	4	265 ± 35	427.5 ± 32.5	160
4	38	546	4	395 ± 60	490 ± 10	245

Однако, как уже отмечалось выше, предложенная модель не дает априорную информацию о том, чем определяется длина перетяжки. В этой модели длина перетяжки является независимым параметром, для определения которого необходимо привлекать дополнительные соображения. Как уже отмечалось выше экспериментальные исследования процесса формирования в X-пинчах перетяжки проводились в работах [131, 132], а в работах [130, 132] проводилось 2^x и 3^x -мерное моделирование динамики X-пинча, для условий этих экспериментов. Например, в работе [130], высказано предположение, основанное на анализе 3^x -мерного МГД моделирования динамики X-пинча, о том, что перетяжка развивается в той области X-пинча, в которой коллективное магнитное поле проволочной сборки превышает магнитное поле отдельной проволочки. Величина магнитного поля отдельной проволочки, радиусом r_w , равна $B_w = \frac{2I}{cNr_w}$, а коллективное поле

проволочной сборки радиусом R_0 , состоящей из N проволочек определяется выражением $B_S \approx \frac{2I}{cR_0}$. Считая, как и раньше, что R_0 это радиус конусной оболочки на половине длины перетяжки $R_0 = \frac{L}{2} \operatorname{tg} \varphi$, из равенства $B_w = B_S$ для длины перетяжки получим следующее оценку:

$$L_{est} \approx \frac{2Nr_w}{\operatorname{tg} \varphi}. \quad (5.24)$$

Значения L_{est} , вычисленные с помощью (5.24), для серии экспериментов с молибденовыми X-пинчами, приведены в правом столбце Таблицы 5.2. При вычислении L_{est} предполагалось, что $r_w = r_0$, где r_0 - начальный радиус одной проволочки. Как можно видеть из Таблицы 5.2 значения L_{est} для X-пинчей из двух проволочек существенно меньше, а для X-пинчей из 4-х проволочек неплохо согласуются с наблюдаемыми значениями длины перетяжки L_{exp} . Однако, правомочность использования выражения (5.24) для определения длины перетяжки все же вызывает сомнения. Во-первых, то, что перетяжка развивается в той области X-пинча, в которой коллективное магнитное поле проволочной сборки превышает магнитное поле отдельной, является лишь предположением. Во-вторых, не вполне правомочно использование равенства $r_w = r_0$. Перед началом сжатия проволочки взрываются, а значит величина r_w может зависит от динамики взрыва, то есть от вещества проволочки, скорости нарастания тока через X-пинч и, возможно, от других факторов. Если учесть, что радиус проволочки к моменту ее электрического взрыва приблизительно в два раза больше начального радиуса, [71, 74, 240] $r_w \approx 2r_0$, то формула (5.24) даст гораздо лучшее согласие с экспериментальными данными. Поэтому, для более корректного определения длины перетяжки и факторов, от которых эта длина зависит, необходимо проведение более детальных как экспериментальных, так и теоретических исследований.

8. Выводы

Предложена модель, позволяющая описать процесс развития перетяжки в X-пинчах, которая включает в себя два этапа. Первый этап – формирование перетяжки. В начале этой стадии происходит плавление и нагрев проводников вплоть до потери ими металлической проводимости, что приводит к электрическому взрыву проводников и их разлету. В финале этой стадии в области перекрестья проволочек за счет сжатия вещества проволочек формируется микропинч – перетяжка. Второй этап – сжатие перетяжки. Сжатие сопровождается вытеканием вещества из области перетяжки. В финальной стадии развития

перетяжки формируется «горячая точка», аксиальный размер которой значительно меньше длины самой перетяжки. Оценки показывают, что длительности этих двух этапов приблизительно равны между собой.

Экспериментальные исследования динамика формирования перетяжки, проводились на компактном сильноточном генераторе с амплитудой тока до 230 кА, в качестве нагрузки использовались X-пинчи, состоящие из двух и четырех молибденовых проволочек различных диаметров. Для определения длины перетяжки использовалась оптическая съемка X-пинча с помощью четырехкадровой камеры HSFC-Pro. Эксперименты показали, что, несмотря на достаточно широкий диапазон изменения характеристик X-пинчей, наблюдаемая длина перетяжки изменяется достаточно слабо (от 200 мкм до 450 мкм) и растет с ростом начальной погонной массы. Наблюдаемые в экспериментах значения длины перетяжек X-пинчей достаточно хорошо согласуются с длинами перетяжек, рассчитанными в рамках разработанной модели. Это свидетельствует о том, что в X-пинчах момент появления импульса рентгеновского излучения определяется длиной перетяжки.

ГЛАВА № 6. ЭКСПЕРИМЕНТЫ С КАСКАДИРОВАННЫМИ ЛАЙНЕРАМИ И ИХ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ

В настоящей главе рассматриваются результаты проведенных экспериментов по сжатию двухкаскадных и трехкаскадных лайнеров на различных импульсных генераторах. Так как конструкция генераторов и узлов нагрузки для работы с лайнерами существенно отличаются, то их краткое описание приводится в начале каждого раздела. Это же касается и диагностических методик.

1. Сжатие двухкаскадных аргоновых лайнеров на генераторе СНОП-3

Задача экспериментов состояла в исследовании возможности повышения эффективности генерации K -излучения за счет увеличения компактности сжатия плазмы в двухкаскадной схеме лайнера. Оптимизм в решении данной задачи был связан с проведенными ранее [221, 222] экспериментами с двухкаскадными лайнерами. В этих экспериментах при использовании аксиального магнитного поля на интегральных обскурограммах были зафиксированы пинчи диаметром 100 мкм. Степень радиального сжатия плазмы внутреннего каскада, определенная, как отношение внешнего начального радиуса внутренней оболочки к радиусу пинча на интегральной обскурограмме, достигала 100. Типичные значения степени радиального сжатия однокаскадного лайнера, как правило, не превышают $10 \div 20$ в связи с развитием неустойчивостей. Увеличение степени сжатия плазмы и формирование более компактного пинча в двухкаскадной схеме лайнера, должно, в принципе, обеспечить увеличение выхода K -излучения. В экспериментах проводились измерения плотности ионов, температуры и массы плазмы, излучающей в K -линиях. Измерения были нужны для подтверждения достижения высокой степени радиального сжатия плазмы внутреннего каскада. Таким подтверждением может быть соответствие массы плазменного пинча исходной массе внутренней оболочки.

Эксперименты проводились на сильноточном наносекундном генераторе СНОП-3 при уровне тока через лайнер 800-900 кА и временем его нарастания 100 нс. Аргоновые лайнеры создавались импульсным напуском газа в межэлектродный зазор генератора. Двухкаскадный лайнер формировался двумя концентрическими соплами, имеющими единый объем до критического сечения. Согласно оценкам расходимости газового потока, внешний радиус газовых оболочек на середине межэлектродного зазора на $0.1 \div 0.15$ см превышал их средний радиус.

Схема блока нагрузки показана на Рис.6.1. Длина лайнера равнялась 1.5 см. Для создания аксиального магнитного поля могли использоваться катушки Гельмгольца. Использование медных колец позволяло ослабить начальное аксиальное магнитное поле в области внутреннего каскада (в $1.5 \div 2$ раза), то есть снизить захватываемый внутренним каскадом магнитный поток.

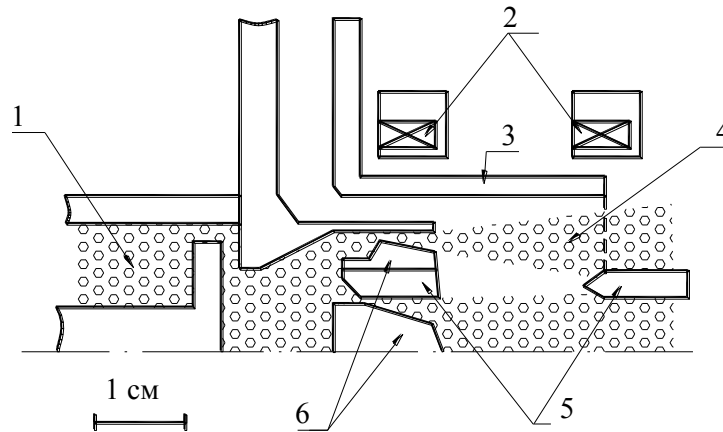


Рис 6.1. Схема блока нагрузки генератора СНОП-3 для экспериментов с двухкаскадными лайнерами. 1- газовый клапан, 2 – катушки магнитного поля, 3 – стержни обратного токопровода, 4 – газовая струя, 5 – медные кольца, 6 – сопла.

Для корректного сравнения излучательных свойств одно- и двухкаскадных лайнеров сначала была проведена оптимизация выхода К-излучения однокаскадного лайнера. Выход К-излучения аргона ($h\nu \approx 3 \div 5$ кэВ) оптимизировался путем варьирования начального радиуса лайнера при сохранении произведения $mr_o^2 \approx const$.

В двухкаскадной схеме лайнера возможностей для оптимизации гораздо больше, так как появляются дополнительные начальные параметры – масса и начальный радиус внутренней оболочки. В экспериментах средний начальный радиус внешней оболочки составлял 1.3 см. Отношение радиуса внешней оболочки к среднему радиусу внутренней составляло $r_o/r_i = 2, 3$ и 4 . Согласно расчетам по нульмерной модели это позволяло при соотношении масс каскадов $m_o/m_i = (3 \div 4)$ обеспечивать кинетическую энергию на ион внутреннего каскада не менее E_{min} . Напомним, что E_{min} – это минимальная энергия необходимая для ионизации плазмы до К-оболочки и ее нагрева до температуры, при которой интенсивно излучают электроны К-оболочки.

В экспериментах использовался следующий набор диагностики. Измерения тока через лайнер проводились поясом Роговского. Мощность К-излучения аргона ($h\nu \approx 3 \div 4$ кэВ) измерялась вакуумными рентгеновскими диодами (ВРД) с алюминиевыми катодами и фильтрами из тефлона толщиной 12 и 18 мкм. Для определения спектральной зависимости чувствительности датчиков использовались данные по эмиссионным характеристикам

катодов [269] и пропусканию фильтров [270]. Изображение пинча в К-линиях аргона снималось камерой обскурой на пленку УФШ-С. Спектр К-излучения фиксировался спектрографом с выпуклым кристаллом слюды ($2d = 19.8 \text{ \AA}$) на пленку УФШ-С. Сенситометрическая кривая фотопленки была получена с помощью ступенчатого ослабителя в отдельных выстрелах на генераторе СНОП-3.

Такой набор рентгеновской диагностики позволил определить усредненные по времени и объему плазменного пинча плотность и температуру электронов по методике, описанной в [271 - 273]. Особенностью методики является возможность самосогласованного определения плотности ионов и температуры с учетом эффектов пленения излучения. Плотность ионов и электронная температура определяются путем сравнения экспериментальных значений мощности К-излучения и отношения интенсивностей резонансных линий водородо- и гелиеподобных ионов с рассчитанными по ударно-излучательной модели для однородного столба плазмы радиусом, равным измеренному по интегральной обскурограмме радиусу плазменного пинча в К-линиях. Для расчетов использовался численный код [274].

По измеренным значениям плотности ионов и радиусу пинча находилась масса m_k плазмы, излучающей в К-линиях. Полученные значения массы m_k сравнивались с массой исходного лайнера, которая определялась с помощью нульмерных расчетов динамики сжатия одиночного лайнера. В расчетах в рамках нульмерного приближения численно интегрировалось уравнение движения бесконечно тонкой цилиндрической оболочки с погонной массой m , ускоряемой к оси давлением магнитного поля тока генератора:

$$m \cdot \frac{d^2 r(t)}{dt^2} = - \frac{B_\varphi^2(t)}{2\mu_0} \cdot 2\pi \cdot r(t) = - \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I^2(t)}{r(t)},$$

где r - радиус лайнера, B_φ - индукция азимутального магнитного поля, I - протекающий по лайнеру ток. Форма импульса тока была взята из экспериментальных осциллограмм. За значения массы исходного лайнера m принималось такое значение расчетной массы, которое обеспечивало совпадение расчетного и экспериментального времен сжатия. Экспериментальное время сжатия измерялось по осциллограммам, как время от начала тока генератора до максимума импульса К-излучения. Масса внутреннего каскада находилась по измеренной массе внешнего по соотношению критических сечений сопел внешнего и внутреннего каскадов.

На Рис.6.2 приведена экспериментальная зависимость мощности и выхода К-излучения однокаскадного аргонового лайнера от начального радиуса при условии $mr_0^2 \approx const$. Максимум выхода К-излучения составил 73 Дж/см при начальном радиусе 0.75 см. Радиус плазмы r_k , излучающей в К-линиях, измеренный по интегральной обскурограмме (Рис.6.3а) составил 0.04-0.05 см.

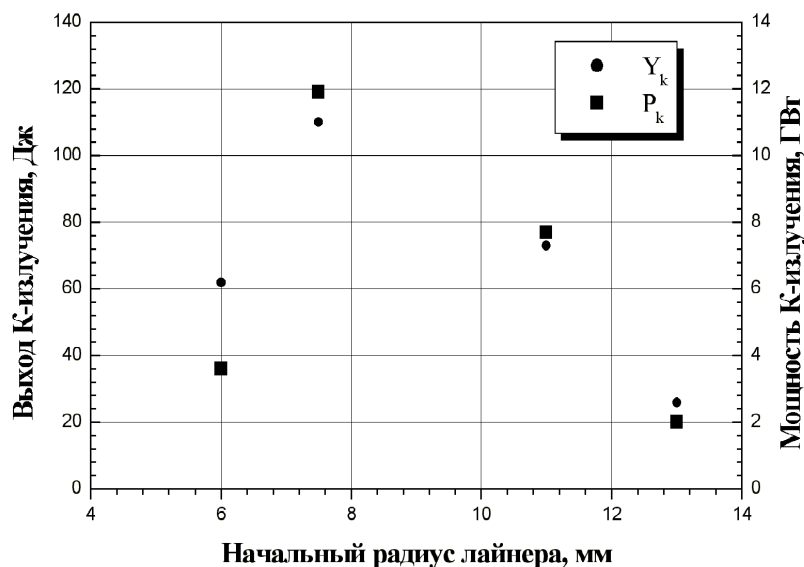


Рис 6.2. Зависимость мощности и выхода К-излучения аргона от начального радиуса однокаскадного лайнера.

ТАБЛИЦА 6.1. Параметры исходных лайнеров, мощность К-излучения и радиус пинча в К-лучах. r_o , m_o - начальный радиус и погонная масса однокаскадного лайнера или внешнего каскада двухкаскадного лайнера, r_i , m_i - начальный радиус и погонная масса внутреннего каскада, P_k - пиковая мощность К-излучения, r_k - радиус пинча в К-лучах.

N	r_o , см	r_i , см	m_o , мкг/см	m_i , мкг/см	P_k , ГВт	r_k , см
1	0.6	-	10-15	-	3.4	0.013-0.015
2	0.75	-	8-12	-	12.4	0.04-0.05
3	1.3	0.3	4-5	1.3-1.5	12.4	0.011-0.013
4	1.3	0.4	4-5	1.3-1.5	21.0	0.011-0.013
5	1.3	0.6	4-5	1.3-1.5	5.2	0.04-0.05

В Таблице 6.1. показаны параметры исходных лайнеров, измеренные значения мощности К-излучения и радиуса пинча, излучающего в К-линиях. Номерами 1 и 2 в этой таблице обозначены данные для однокаскадных лайнеров номерами 3-5 – для двухкаскадных. Для однокаскадных лайнеров с начальными радиусами 1.1 и 1.3 см на обскурограммах наблюдался слабоизлучающий, очень неоднородный по длине пинч радиусом более 0.1 см. Неоднородность пинча, а также низкая плотность почернения пленки не позволили качественно определить его радиус, что не позволило определить параметры плазмы. Результаты обработки данных рентгеноспектральной диагностики приведены в Таблице 6.2.

Максимум выхода К-излучения однокаскадного лайнера наблюдался при значении начального радиуса 0.75 см и соответствует рассчитаному по нульмерной модели значению кинетической энергии на ион $E_i \approx E_{min}$. Снижение выхода при уменьшении начального

радиуса обусловлено снижением кинетической энергии на ион. При значении начального радиуса 0.6 см кинетическая энергия на ион составляет лишь $0.5 E_{min}$, что недостаточно для нагрева всей массы лайнера до температуры, при которой интенсивно излучают электроны К-оболочки. Электронная температура в этом выстреле достаточно высока, что не коррелирует с низким энерговыделением на ион. По-видимому, данное значение температуры, достигается в «горячих точках», а не во всей массе лайнера. Действительно, масса плазмы, излучающей в К-линиях, мала и не превышает 5% от исходной массы лайнера (см. Табл.6.2).

ТАБЛИЦА 6.2. Параметры плазмы в финальной стадии сжатия. n_i , $T^{H/He}$ - плотность ионов и температура электронов, определенная с помощью столкновительно-излучательной модели, T_i - температура ионов, определенная по доплеровской ширине линий, m_k - масса плазмы, излучающей в К-линиях. Номерами 1 и 2 обозначены данные для однокаскадных лайнеров номерами 3-5 - для двухкаскадных.

N	r_0 , см	r_i , см	n_i , 10^{19} см ³	$T^{H/He}$, кэВ	T_i , кэВ	m_k , мкг/см
1	0.6	-	1.3-1.7	1.2	25	0.5-0.6
2	0.75	-	0.7-0.9	1.25	30	3.1-3.7
3	1.3	0.3	2.2-2.7	1.65	40	0.7-0.9
4	1.3	0.4	2.9-3.5	1.5	40	0.9-1.1
5	1.3	0.6	0.6-0.7	1.05	20	2.4-2.9

Увеличение начального радиуса до 0.75 см и, вследствие этого, энерговыдела на ион до E_{min} не приводит к существенному увеличению температуры плазмы. Однако, существенно увеличивается масса плазмы, излучающей в К-линиях. Дальнейший рост начального радиуса приводит к падению мощности и выхода К-излучения, несмотря на рост энерговыдела на ион. Вероятной причиной снижения выхода является резкое уменьшение плотности плазмы в финальной стадии сжатия, обусловленное развитием неустойчивостей, и необходимостью снижения массы лайнера при увеличении начального радиуса.

На Рис.6.3 показаны осциллограммы тока и мощности К-излучения для двухкаскадного лайнера с начальным радиусом внутреннего каскада 4 мм. Зависимость мощности и выхода К-излучения от начального радиуса внутреннего каскада двухкаскадного лайнера показана на Рис.6.4. Максимальные значения выхода К-излучения достигаются при начальном радиусе внутреннего каскада $r_i = 0.4$ см. В этом случае выход К-излучения в 1.5 раза, а мощность К-излучения в 1.8 раза превышают максимальные значения для однокаскадного лайнера.

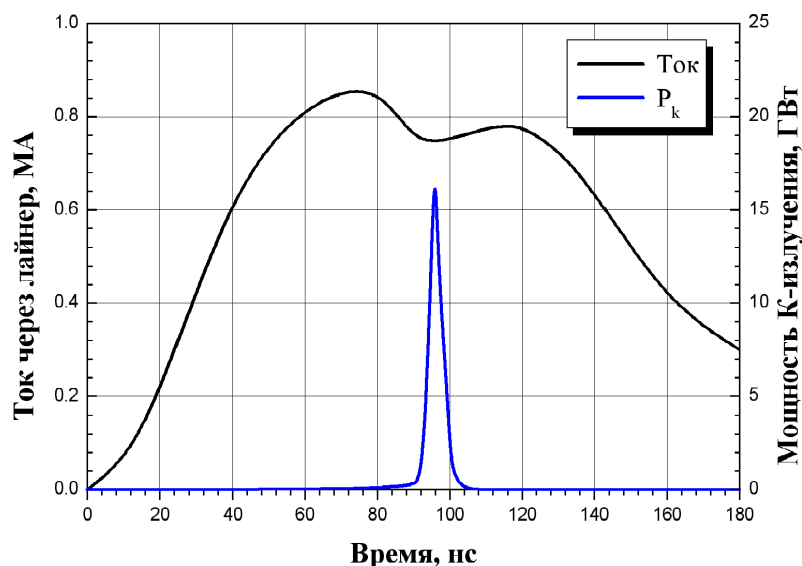


Рис.6.3. Осциллограммы тока и мощности K -излучения для двухкаскадного лайнера с начальным радиусом внутреннего каскада 4 мм.

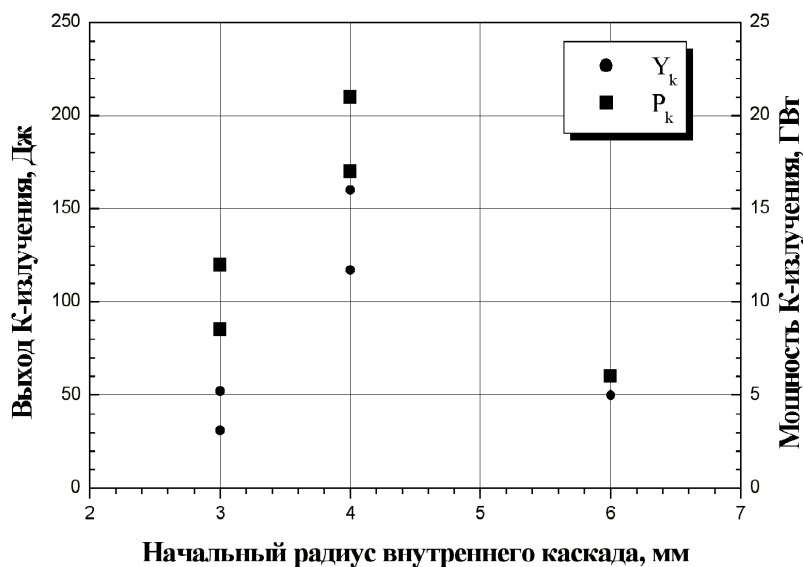


Рис. 6.4. Зависимость мощности и выхода K -излучения от начального радиуса внутреннего каскада двухкаскадного лайнера.

Увеличение начального радиуса до 0.6 см приводит к уменьшению выхода излучения. Радиус пинча резко возрастает и высокая степень сжатия внутреннего каскада не реализуется, что приводит к падению финальной плотности плазмы (см. Таблицы 6.1 и 6.2). При начальном радиусе внутреннего каскада 0.3 см выход K -излучения также снижается.

Интегральные обскурোগраммы в выстрелах с начальным радиусом внутреннего каскада 0.4 см (Рис.6.5в) значительно отличаются от таковых для выстрела с однокаскадным лайнером с начальным радиусом 0.75 см (Рис.6.5а) и выстрела с $r_i=0.6$ см (см. Рис.6.5б). Радиус пинча при $r_i=0.4$ см составляет 0.011-0.013 см, что соответствует 45-кратному радиальному сжатию внутреннего каскада. При увеличении начального радиуса внутреннего

каскада до 0.6 см радиус пинча заметно возрастает. Интегральные обскурোগраммы и выход K -излучения слабо отличаются от таковых для выстрела с однокаскадным лайнером.

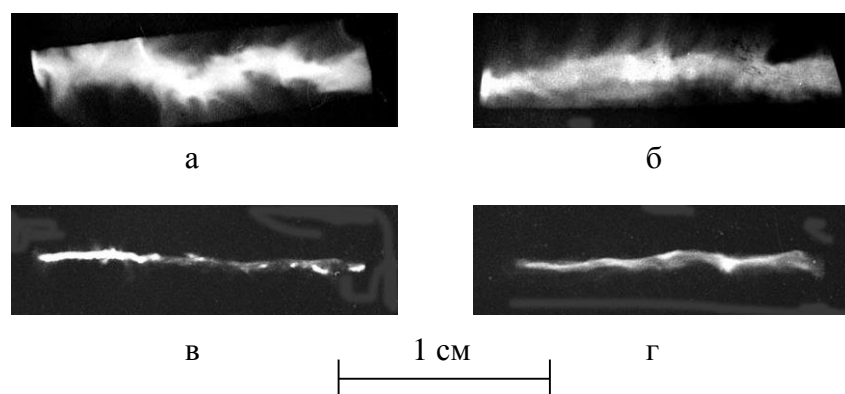


Рис.6.5. Интегральные обскурোগраммы: а) однокаскадного лайнера с начальным радиусом 7.5 мм, б) двухкаскадного лайнера с начальным радиусом 6 мм без аксиального магнитного поля, в) двухкаскадного лайнера с начальным радиусом внутреннего каскада 4 мм без аксиального магнитного поля, г) двухкаскадного лайнера с начальным радиусом 4 мм с аксиальным магнитным полем 8 кГс.

Рассмотрим подробнее результаты спектроскопических диагностик, которые приведены в Таблице 6.2. Для двухкаскадных лайнеров с начальным диаметром внутреннего каскада 0.3 и 0.4 см определенные по методике [271] плотность ионов n_i и температура электронов $T^{H/He}$ плазмы превышают их значения для однокаскадных лайнеров. Увеличение температуры электронов, по-видимому, обусловлено увеличением энергии на ион плазмы, что косвенно подтверждается более высокими значениями температуры ионов, а увеличение плотности – с уменьшением финального диаметра пинча. Масса плазмы, излучающей в К-линиях, m_k близка к массе внутреннего каскада, то есть практически весь внутренний каскад сжимается в тонкий пинч радиусом 0.01 см. Для начального радиуса внутреннего каскада 0.4 см (внешний начальный радиус его оболочки, как отмечалось выше, на 0.1 см больше среднего радиуса сопла) степень радиального сжатия составляет 40-45.

При отношении начальных радиусов каскадов $r_o / r_i \approx 2$ высокая степень радиального сжатия внутреннего каскада наблюдается в присутствии продольного магнитного поля [221, 222], а в отсутствие магнитного поля этого не происходит (см. Рис.6.5б). При $r_o / r_i \approx (3 \div 4)$ высокая степень сжатия внутреннего каскада реализуется и в выстрелах без аксиального магнитного поля. Одним из объяснений этим фактам может служить формирование “прокладки” [275] азимутального магнитного поля в области между каскадами за счет диффузии азимутального магнитного поля, то есть проникновения части аксиального тока на внутренний каскад в ходе сжатия. Действительно, оценка показывает, что время диффузии магнитного поля для оболочки толщиной 0.1 см при разумных значениях электронной температуры плазмы 10÷30 эВ в предположении спитцеровской проводимости составляет 10÷50 нс, что сравнимо с временем разгона внешнего каскада. Влияние азимутального

магнитного поля между каскадами аналогично влиянию продольного магнитного поля в выстрелах с начальным аксиальным магнитным полем. Оно может обеспечить разделение каскадов и высокую степень сжатия внутреннего каскада [221, 222, 276]. При начальном радиусе внутреннего каскада 0.6 см масса плазмы, сосредоточенная в наблюдаемом на интегральной обскурограмме пинче выше массы внутреннего каскада, то есть, возможно, происходит перемешивание плазмы внутреннего и внешнего каскадов. Вероятно, что при достаточно больших начальных радиусах внутреннего каскада, захваченный в области между каскадами магнитный поток азимутального поля становится слишком мал для разделения каскадов.

2. Сжатие двухкаскадных лайнеров на микросекундном генераторе с амплитудой тока 380 кА

В настоящее время наиболее быстрые генераторы импульсов тока мегаамперного диапазона имеют время нарастания $\tau \approx (50 \div 100)$ нс. Благодаря короткому фронту тока удается разгонять лайнеры до скорости примерно $5 \cdot 10^7$ см/с с начального радиуса 1 см. При типичном значении степени сжатия ≈ 10 , ограниченной развитием неустойчивостей, то есть при значении финального радиуса пинча 0.1 см эффективность генерации излучения в спектральном диапазоне выше 1÷3 кэВ может достигать десятков процентов от кинетической энергии лайнера. Излучение горячей плазмы в этом спектральном диапазоне обусловлено в подавляющем большинстве случаев резонансными переходами электронов K -оболочки многозарядных ионов и прилежащим континуумом, что дало широкое распространение термину K -излучение (*K-shell radiation*). Представляют несомненный интерес исследования эффективности генерации K -излучения на генераторах микросекундного диапазона ($\tau \approx 1$ мкс), которые имеют меньшую стоимость и более просты по конструкции и в эксплуатации. Для генерации квантов с энергией выше 1 кэВ необходимо обеспечить финальную скорость сжатия не менее $2 \cdot 10^7$ см/с. Тогда, при микросекундном времени нарастания тока, нужно располагать лайнер на радиусе не менее 4 см. Однако, увеличение начального радиуса лайнера выше 1-2 см неизбежно приводит к разрушению оболочки неустойчивостями рэлей-тейлоровского типа.

Применение двухкаскадного лайнера в такой ситуации может оказаться полезным с точки зрения формирования компактного пинча. Одним из возможных механизмов передачи энергии генератора во внутренний каскад может рассматриваться переключение тока с внешнего каскада на внутренний. Пока внешняя оболочка ускоряется магнитным давлением импульса тока, внутренний каскад остается практически неподвижным до момента переключения тока. Переключение тока может быть обусловлено следующими процессами.

1) Быстрый рост «аномального» сопротивления [277] плазмы внешней оболочки, который обусловлен либо малой плотностью оболочки в целом [278, 279], либо локальным уменьшением плотности в возмущениях, вызываемых развитием неустойчивостей [280]. Внешний лайнер в таком случае работает аналогично плазмозероционному размыкателю. 2) «Прорыв» внешней оболочки из-за развития релей-тейлоровских неустойчивостей или вследствие развития в приэлектродной области возмущения, которое обусловлено изначальной расходимостью газового лайнера, с последующим плазмодинамическим переключением тока на внутренний каскад. Возможность разрушения плазменного лайнера неустойчивостями и вынос низкоплотной токнесущей плазмы внутрь оболочки показаны в двумерных расчетах (см., например, [281]).

При импульсном напуске газа через сверхзвуковое сопло без принятия специальных мер внешняя поверхность исходной газовой оболочки имеет вид усеченного конуса с углом пространственной расходимости $\alpha \approx 1/M$ (M – число Маха газовой струи). Это может приводить к неодновременности сжатия лайнера по длине – «*zippering*» эффект [281]. Кроме того, за счет наличия аксиальной компоненты силы, ускоряющей лайнер, в ходе сжатия возможно прогрессирующее уменьшение плотности и образование возмущения в области сопла за счет ухода основной массы лайнера от электрода (сопла) [42, 276, 281]. Для подавления этого эффекта может быть использовано сопло с профилированным срезом внутреннего тела [276]. Однако, этот эффект может играть положительную роль с точки зрения возможного разрыва во внешнем каскаде и переключения тока на внутренний каскад.

Эксперименты с газовыми двухкаскадными лайнерами проводились на низкоиндуктивной конденсаторной батарее с временем нарастания тока 1.2 мкс при амплитуде тока через лайнер (360÷380) кА. Блок нагрузки схематично показан на Рис.6.6. Неоновый лайнер формировался с помощью двух кольцевых сверхзвуковых сопел с числом Маха (4÷5) и предыонизовался излучением многоазорного разрядника, расположенного за анодной сеткой. Сопло (катод) имело форму усеченного конуса с углом между образующей и плоскостью, перпендикулярной оси лайнера, равным 6° . Длина лайнера составляла 18 мм. Ток измерялся поясом Роговского и магнитными зондами, расположенными в анодной сетке.

Средние начальные радиусы внутреннего и внешнего сопел составляли соответственно $r_o = 0.9$ и $r_i = 3.8$ см. Целесообразно было выбрать начальный радиус внутреннего каскада примерно ≈ 1 см. В этом случае даже для достаточно тонких оболочек (например, изготовленных из фольги) интегральный инкремент релей-тэйлоровской неустойчивости наиболее быстрорастущих возмущений не превышает $\Gamma \approx 10$ [40]. При более высоких значениях Γ разрушающее влияние неустойчивостей становится более существенным, возможно образование разрывов в оболочке, проникновение низкоплотной плазмы внутрь

лайнера, что препятствует образованию компактного пинча [39]. С другой стороны, значения начального радиуса существенно меньше 1 см накладывают слишком жесткие требования на время нарастания тока на внутреннем каскаде. Так, например, для выполнения условия $V_f > V_{min}$ при $r_i < 1$ см необходимо время нарастания тока $\tau < (2\div 3) r_i/V_{min} \approx 100\div 150$ нс.

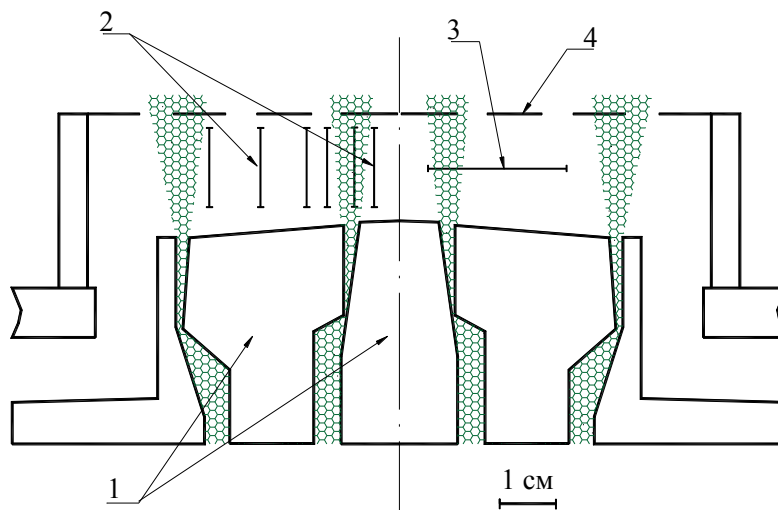


Рис.6.6.Схематичное изображение блока нагрузки. 1 – сопла, 4 – анодная сетка. Положения щели хронографа для аксиальной (2) и радиальной (3) хронографии.

Выбранное значение начального радиуса внешнего каскада должно обеспечить рассчитанное по модели «снежного плуга» значение финальной скорости сжатия $2 \cdot 10^7$ см/с при равных массах внутреннего и внешнего каскада.

В большинстве выстрелов масса внешнего каскада выбиралась такой, чтобы максимальное сжатие лайнера происходило на $(0.95\div 1)$ мкс от начала тока генератора. Погонные массы внутреннего и внешнего каскадов оценивались по 0-мерной модели на основании измерений времени сжатия в отдельных выстрелах (сжимался либо внутренний каскад без внешнего, либо внешний без внутреннего).

Сжатие лайнера регистрировалось в видимом диапазоне фотохронографом ФЭР-7 со щелью, расположенной перпендикулярно оси лайнера (радиальная хронография). При расположении щели параллельно оси лайнера (аксиальная хронография) наблюдалась структура плазменной оболочки на различных радиусах (см. Рис.6.6). Импульс K -излучения неона ($0.9\div 1.2$ кэВ) регистрировался вакуумными рентгеновскими диодами с алюминиевыми катодами и фильтрами из алюминия. Расчет чувствительности датчиков проводился на основе данных [269, 270]. Для получения изображения пинча в K -излучении применялась камера-обскура с фильтром из алюминия толщиной 8 мкм.

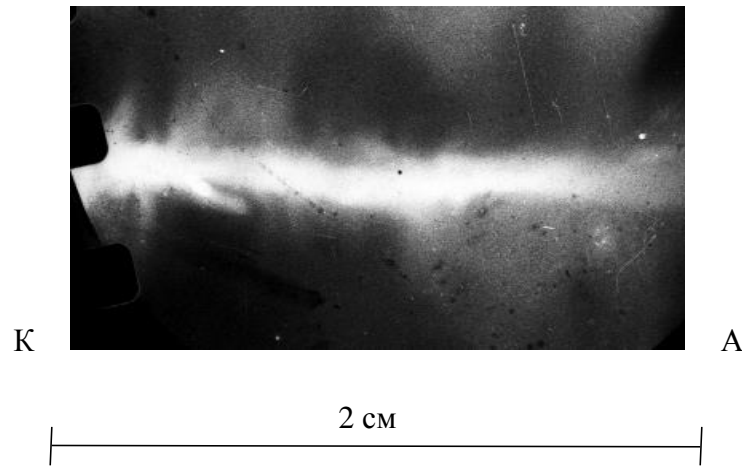


Рис.6.7. Интегральная обскурограмма сжатия двухкаскадного неоновго лайнера в выстреле с максимальным выходом K -излучения, снятая за фильтром из алюминия толщиной 8 мкм на пленку УФШ-С. К – катод, А – анод.

При варьировании массы внутреннего каскада путем изменения критического сечения внутреннего сопла максимальный за импульс выход K -излучения наблюдался при массе внутреннего каскада $10 \div 15$ мкг/см и составил $50 \div 80$ Дж. Финальная скорость сжатия измеренная по хронограммам составляла $(1.5 \div 2) \cdot 10^7$ см/с.

На интегральной обскурограмме сжатия двухкаскадного лайнера виден пинч диаметром $0.1 \div 0.15$ см (Рис.6.7). Осциллограммы тока и мощности K -излучения приведены на Рис.6.8. Увеличение массы внутреннего каскада приводило к снижению финальной скорости сжатия и выхода K -излучения. Следует отметить, что при данной конструкции сопла не удавалось реализовать массу внутреннего каскада меньше, чем $(10-15)$ мкг/см.

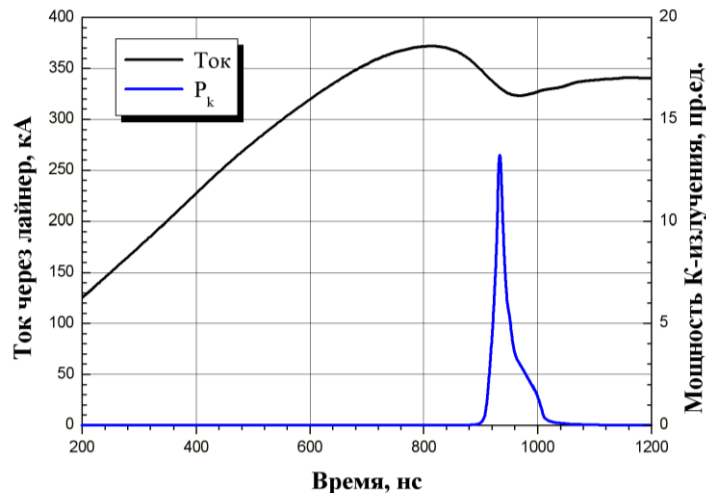


Рис.6.8. Осциллограммы тока и сигнала и мощности K -излучения в выстреле с максимальным выходом K -излучения.

При сжатии лайнера в отсутствие внутреннего каскада на интегральных обскурограммах при той же чувствительности пинча не наблюдалось совсем, а выход K -излучения не превышал 5 Дж. Согласно расчетам по 0-мерной модели, масса внешнего каскада составляла $15 \div 20$ мкг/см, а финальная скорость при 10-кратном радиальном сжатии

$\approx 2 \cdot 10^7$ см/с. То есть, для однокаскадного лайнера компактность сжатия плазмы значительно хуже, чем для двухкаскадного. Несмотря на достаточно высокую финальную скорость сжатия это приводит к низкому выходу K -излучения.

Ожидаемый выход K -излучения однокаскадного неоновом лайнера для генератора со временем нарастания тока $\tau = 100$ нс можно оценить, используя двухуровневую модель [210]. Положим максимальный ток 360 кА. Оптимальный начальный радиус лайнера составляет $r_o = 1.4 \cdot 10^6 \cdot Z^{0.86} \cdot \tau$, что при $Z = 10$ дает $r_o = 1$ см. При типичной для однокаскадных лайнеров степени радиального сжатия ≈ 10 финальный радиус составит $r_f \approx 0.1$ см. Кинетическая энергия лайнера описывается выражением K (кДж/см) $\approx (0.7 \div 0.9) \ln(r_o / r_f) I_{max}^2$ (МА) и при $I_{max} = 360$ кА и 10- кратном сжатии равна $K \approx 230 \div 300$ Дж/см. Применяя формулы (34), (35) работы [210], для выхода K -излучения можно получить $Y_k \approx 30 \div 40$ Дж/см, что близко к полученным в эксперименте значениям $25 \div 45$ Дж/см.

На Рис.6.9 приведены аксиальные хронограммы сжатия двухкаскадного лайнера, снятые в разных выстрелах при настройке щели хронографа на радиусы $r_{slit} = 3.5, 2.5, 1.7, 1.3, 0.9$ и 0.4 см. При $r_{slit} = 3.5, 2.5, 1.7, 1.3$ см внутренний каскад не попадает в поле зрения хронографа и видна только плазма внешней оболочки. Показанные хронограммы получены при одинаковых начальных параметрах лайнера, также практически одинаковыми были амплитуда тока и время максимального сжатия.

При $r_{slit} = 3.5$ см (Рис. 6.9,а) видны возмущения, обусловленные развитием неустойчивостей, с характерной длиной волны $0.3 \div 0.5$ см. Отчетливо видно крупномасштабное возмущение, которое проявляется в запаздывании прихода более удаленных от катода участков лайнера на радиус r_{slit} , и связано с начальной расходимостью газовой струи. Показания установленных в анодной сетке магнитных зондов свидетельствуют, что начальный радиус внешней оболочки у анода равен 4.5 см, что соответствует угловой расходимости исходной газовой струи $\alpha \approx 17^\circ$.

Расходимость газового потока способствует ускорению плазмы в аксиальном направлении. При движении плазмы от катода в процессе сжатия должно происходить уменьшение погонной массы в прикатодной области. При $r_{slit} = 2.5$ см (Рис.6.9,б) свечение в прикатодной области значительно слабее, чем у анода, что может быть объяснено снижением плотности у катода за счет наличия аксиальной, направленной к аноду, компоненты скорости. На радиусе 1.7 см (Рис.6.9,в) плазма занимает только половину межэлектродного зазора, то есть в процессе сжатия продолжается концентрация плазмы в прианодной области. В прикатодной области наблюдается слабосветящаяся плазменная «оболочка», которая при $r_{slit} = 1.3$ см (Рис.6.9,г) видна на всей длине межэлектродного зазора.

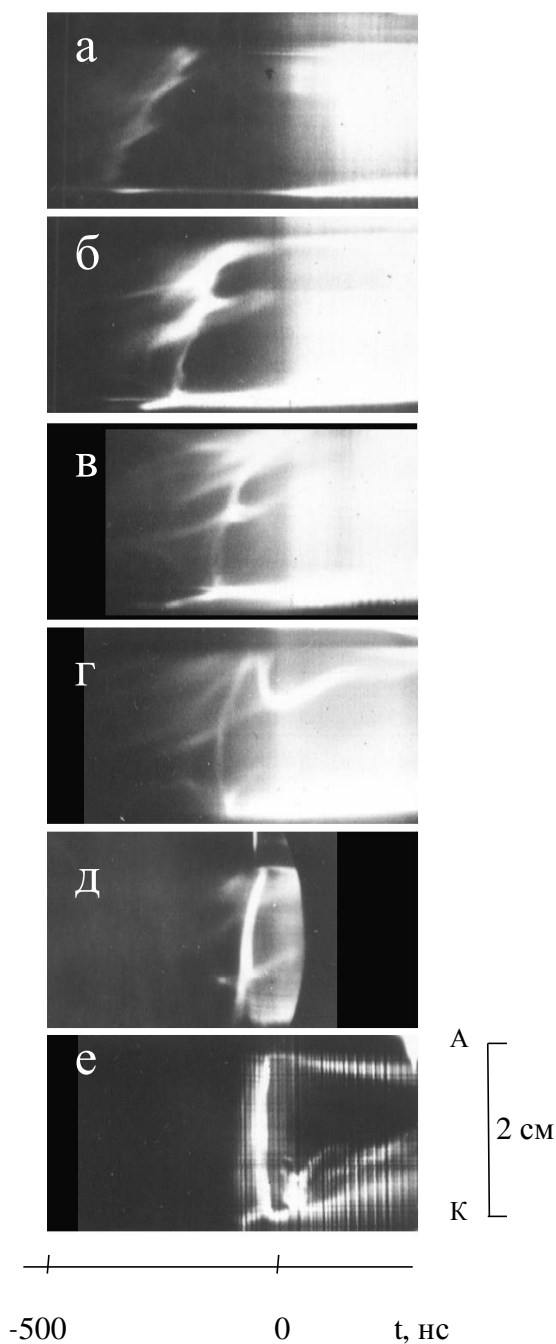


Рис.6.9. Аксиальные хронограммы сжатия двухкаскадного лайнера при настройке щели хронографа на радиусы $r_{slit} = 3.5$ (а), 2.5 (б), 1.7 (в), 1.3 (г), 0.9 (д) и 0.4 см (е). А-анод, К-катод.

При радиусе $r_{slit} = 0.9$ см и меньше внутренний каскад попадает в поле зрения хронографа. Из хронограммы (Рис.6.9,д) видно, что граница светящейся плазмы практически невозмущена, наблюдается довольно однородное свечение по всей длине зазора. Отсутствие значительных возмущений наблюдается, по крайней мере, до радиуса 0.4 см (Рис.6.9,е).

Радиальная хронограмма сжатия двухкаскадного лайнера, со щелью, центр которой был настроен на радиус 1.7 см, представлена на Рис.6.9. Щелью «просматривается» область от 0.7 до 2.7 см по радиусу на расстоянии 1 см от катода (см. Рис.6.6). Примерно в течение $100 \div 150$ нс от начала появления свечения видна только плазма внешнего каскада, то есть

расположенная на радиусе большем начального радиуса внутреннего каскада. Затем резко «вспыхивает» плазма на радиусе примерно равном начальному радиусу внутреннего каскада и начинается сжатие внутреннего каскада, при этом свечение наблюдается в области $0.9 \div 1.6$ см по радиусу. Внешний каскад остается видимым в течение примерно 100 нс после того, как началось сжатие внутреннего, при этом плазма расположена на радиусе не менее 1.2 см. Очевидно, что некоторая доля плазмы внешней оболочки остается на радиусе большем (в области $1.0 \div 1.7$ см по радиусу) начального радиуса внутренней оболочки, и не принимает участия в формировании пинча.

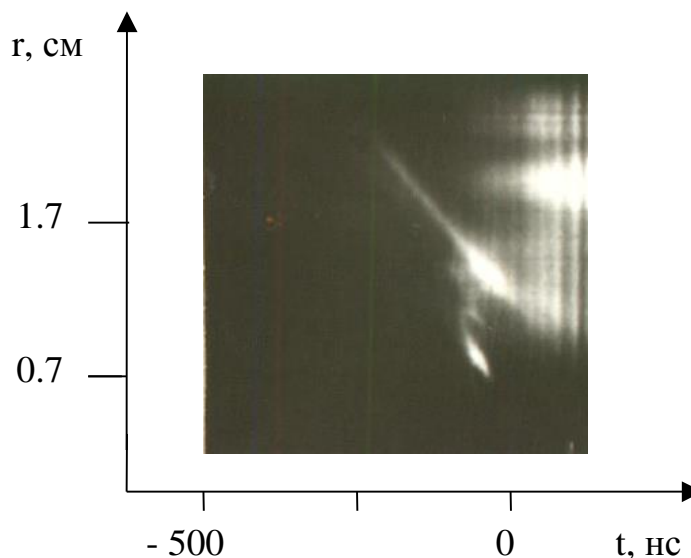


Рис. 6.10. Радиальная хронограмма сжатия двухкаскадного неоновый лайнера. Момент времени $t = 0$ соответствует моменту появления импульса К-излучения. Наблюдаемое с этого момента времени свечение в области $1 \div 2$ см по радиусу, связано с отражением света от стержней обратного токопровода и стенок вакуумной камеры. Вертикальные полосы на хронограмме обусловлены влиянием электромагнитных помех на работу хронографа.

Развитие крупномасштабного возмущения около сопла при сжатии газового лайнера наблюдалось и в двумерных расчетах [46, 281]. Для лайнера с начальным радиусом 2 см и исходной угловой расходимостью $\approx 13^\circ$ в момент времени, когда основная масса оболочки находится на радиусе ≈ 0.7 см, непосредственно у сопла плазма уже достигла оси. По оси лайнера прикатодное возмущение занимает область ≈ 0.7 см у катода [46]. С учетом этого, полученные экспериментальные результаты могут быть интерпретированы, как плазмодинамическое переключение тока на внутренний каскад, обусловленное развитием крупномасштабного прикатодного возмущения [281]. Под плазмодинамическим подразумевается формирование легкой, по сравнению с внешним каскадом, токонесущей плазменной оболочки. Высокая скорость, связанная с малой массой оболочки, может обеспечить быстрое распространение оболочки в направлении к аноду в области между неустойчивой плазмой внешнего каскада и внутренним каскадом. Прилет токонесущей плазмы на поверхность внутреннего каскада аналогичен резкому включению тока через

внутренний каскад. Малая масса токонесущей оболочки по сравнению с массой внутренней оболочки может обеспечить сглаживание ее неустойчивостей при столкновении с внутренним каскадом и формирование достаточно однородного по длине токового слоя на поверхности внутреннего каскада, что способствует устойчивости его сжатия.

Если такое переключение возможно в прикатодной области за счет расходимости оболочки, то оно возможно и за счет формирования токонесущей легкой оболочки, формирующейся в других аксиальных областях лайнера в нелинейной стадии развития рэлей-тейлоровской неустойчивости. Действительно, Рис.6.9 отчетливо иллюстрирует развитие таких возмущений в плазме внешнего каскада, причем, весьма существенно, что к моменту формирования импульса излучения часть плазмы находится в области радиусов, превышающих начальный радиуса внутреннего каскада.

3. Структура однокаскадного лайнера в ходе его сжатия

Одним из объяснений механизма формирования более тонкого плазменного пинча при использовании двухкаскадного лайнера является стабилизация сжатия за счет неупругого столкновения внешней плазменной оболочки с внутренней оболочкой. Столкновение и последующее сжатие являются одновременно эффективным способом передачи энергии в плазму внутреннего каскада. Такое объяснение подразумевает существование достаточно компактной азимутальной однородной внешней плазменной оболочки. Однако, имеются экспериментальные данные, указывающие на то, что за счет эффектов «холодного старта» и затянутого плазмообразования, как для проволочных, так и для газовых лайнеров, компактная плазменная оболочка может не формироваться. Процесс затянутого плазмообразования обычно имеет место, когда в качестве нагрузки генератора используется проволочный каскад. Тогда плазма, образующаяся при протекании тока по проволочкам, непрерывно сносится к оси под действием магнитного давления, формируя так называемый «плазменный ливень». Образование компактной азимутально однородной оболочки при этом не происходит [66]. Авторы [66] считают, что процесс затянутого плазмообразования имеет место и в том случае, когда в качестве нагрузки генератора используется газовый лайнер. Тогда пробой и последующее протекание тока в нагрузке происходит не по всему объему цилиндрической оболочки, а по отдельным токовым каналам (филаментам).

Задачей настоящих экспериментов являлось изучение наиболее существенных крупномасштабных возмущений в ходе формирования плазменной оболочки и ее ускорения. Эксперименты проводились на генераторе ИМРИ-5, который представляет собой низкоиндуктивную конденсаторную батарею емкостью $C = 3.23$ мкФ. При зарядном напряжении 75 кВ энергозапас батареи составляет 9 кДж. При работе на короткозамкнутую

нагрузку генератор обеспечивает максимальный ток 470 кА с временем его нарастания 430 нс.

Газовый (неон) лайнер формировался импульсным напуском газа через сверхзвуковое сопло в межэлектродный зазор генератора. Для напуска газа применялся быстрый электромагнитный клапан. Напуск газа проводился через внешнее сопло средний диаметр которого составлял 6 см. Впрыск газа осуществляется со стороны катода. Анод был выполнен в виде сетки из нержавеющей стали с пропусканием 70%. Расстояние между анодом и катодом составляло 2.2 см. Сопло имело наклон 8° в направлении оси лайнера (см. Рис.6.11) для уменьшения “zippering” эффекта.

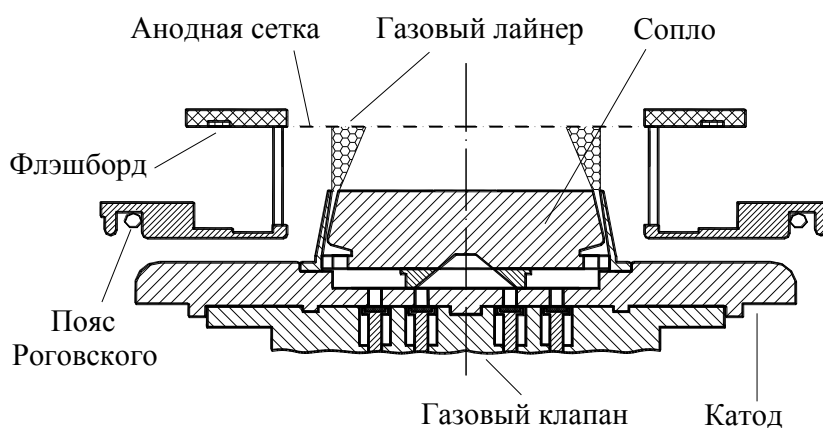


Рис.6.11. Схематичное изображение узла нагрузки генератора ИМРИ-5.

Для предыонизации лайнера использовался разряд по поверхности диэлектрика (флэшборд). Шесть разрядных промежутков были равномерно расположены по окружности на поверхности диэлектрического кольца, установленного в плоскости анодной сетки (Рис.6.11). Разрядные промежутки были соединены последовательно. Питание разряда осуществлялось от конденсатора емкостью 0.15 мкФ, заряжаемого до 13 кВ. Запуск предыонизации производился за $2 \div 2.5$ мкс до срабатывания генератора ИМРИ-5.

При проведении экспериментов использовался следующий комплекс диагностики. Ток через лайнер измерялся поясом Роговского, расположенным в обратном токопроводе (Рис.6.11). Изображение лайнера в оптическом диапазоне в разные моменты времени регистрировалось электронно-оптическим преобразователем (ЭОП) марки ЭВП-19, на который подавался высоковольтный импульс длительностью 30 нс на полувысоте (Рис.6.12).

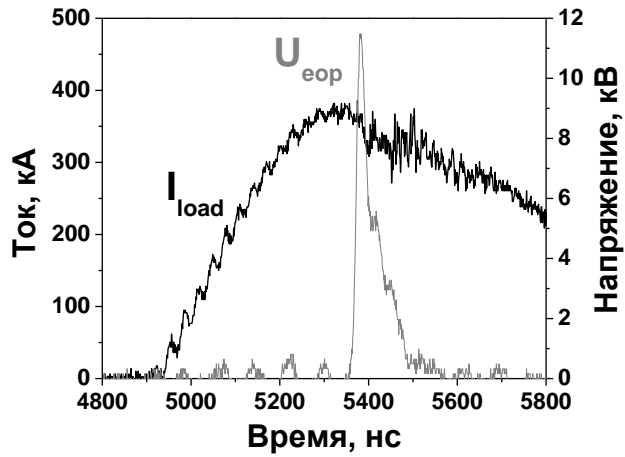


Рис. 6.12. Типичные осциллограммы тока через лайнер и импульса напряжения, подаваемого на ЭОП.

Регистрация изображения производилась либо в аксиальном (сверху), либо в радиальном (сбоку) направлениях, что иллюстрируется Рис.6.13.

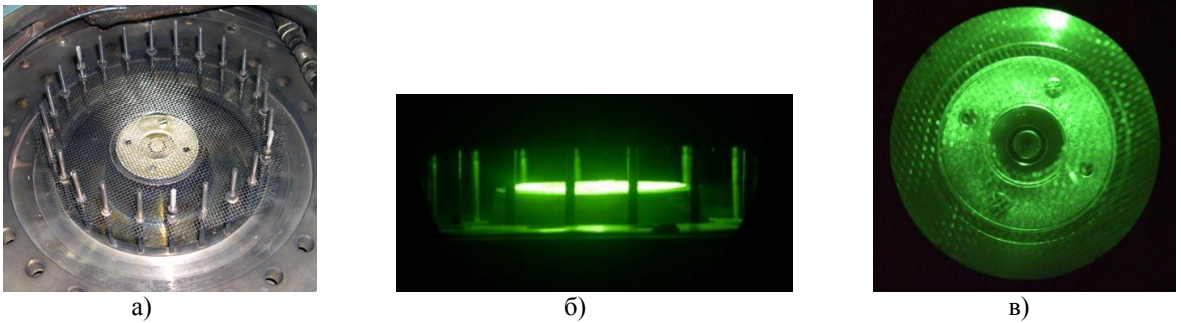


Рис. 6.13. Фотография узла нагрузки генератора ИМРИ-5 (а). Вид разрядного промежутка в радиальном (б) и аксиальном (в) направлениях на экране ЭОП при подаче на него постоянного напряжения без срабатывания генератора ИМРИ-5.

На рисунке Рис.6.14 показаны эпограммы сжимающегося лайнера в различные моменты времени, снятые в аксиальном направлении в присутствии предыионизации. Временные метки указаны над каждым кадром и показывают время кадра τ_{fc} по отношению к времени сжатия лайнера τ_{imp} . На рисунке Рис. 6.15 показаны аналогичные снимки, полученные с предыионизацией. Из рисунков 6.14 и 6.15 видно, что предыионизация (по крайней мере, предыионизация описанного выше типа) существенно не изменяет структуру плазменной оболочки. Слабое увеличение азимутальной однородности можно заметить при более тщательном анализе снимков.

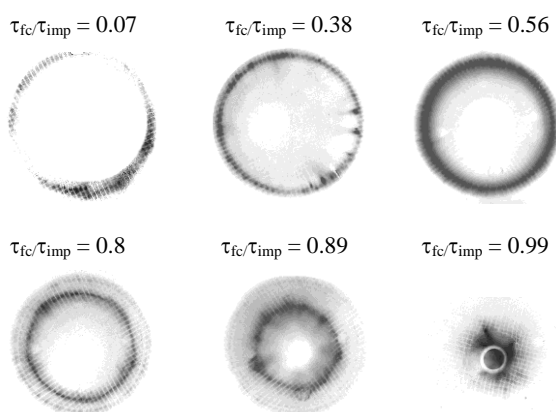


Рис. 6.14. Аксиальные эопограммы, полученные без предыонизации.

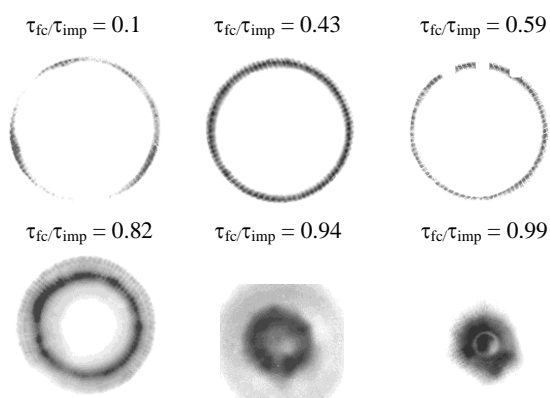


Рис. 6.15. Аксиальные эопограммы, полученные с предыонизацией.

При малых значениях величины τ_{eop}/τ_{imp} плазменная оболочка в аксиальном направлении видна, как светящееся, четко очерченное кольцо, на фоне которого наблюдаются характерные особенности в виде более ярких, относительно основного свечения, точек. На эопограммах без использования предыонизации яркие точки расположены более хаотично (см. Рис.6.14). При использовании предварительной ионизации эти точки располагаются более равномерно по азимуту (см. Рис.6.15). При больших значениях величины τ_{eop}/τ_{imp} свечение ярких точек становится более выраженным и приобретает вытянутую к оси лайнера форму. Исходя из экспериментальных эопограмм, регистрация которых производилась в аксиальном направлении, трудно разделить собственное свечение газовой оболочки и свечение поверхности катода. Применение широкополосных фильтров не изменяло существенно изображение. Гораздо более информативным является Рис.6.16, на котором приведены радиальные эопограммы сжатия газового лайнера без использования предварительной ионизации газовой оболочки. На всех эопограммах заметно свечение отдельных областей поверхности катода, более интенсивное по сравнению со свечением лайнера. Очевидно, что эти области представляют собой катодные пятна. При малых значениях величины τ_{eop}/τ_{imp} наблюдаются отдельные токовые каналы, имеющие привязку к катодным пятнам. Однако, интенсивность свечения токовых

каналов невелика, их длина, как правило, значительно меньше размера межэлектродного зазора. Они незаметны в последующие моменты времени по сравнению с развивающимися возмущениями рэлей-тейлоровского типа, что говорит об удовлетворительной азимутальной симметрии оболочки.

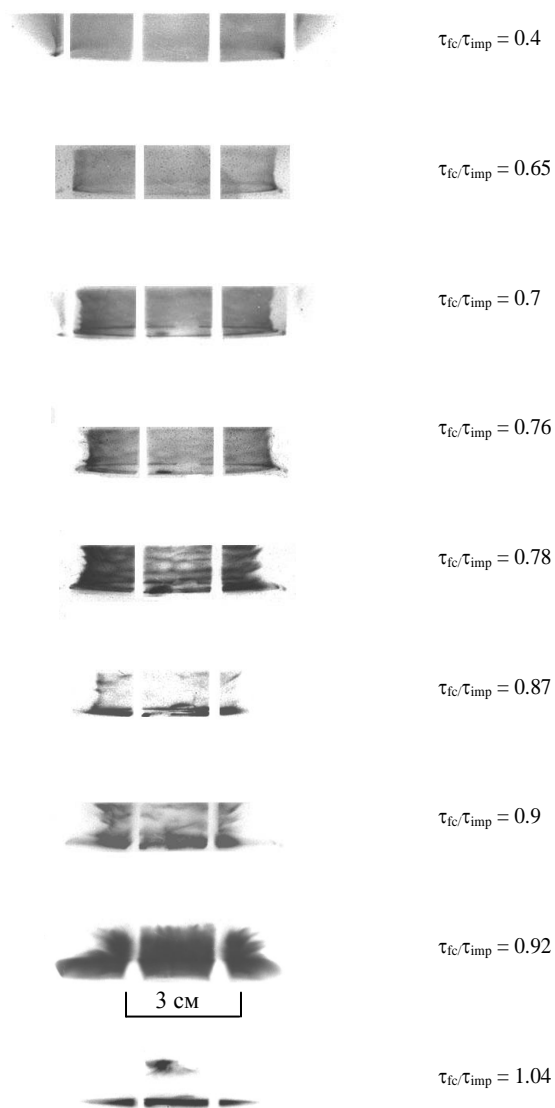


Рис. 6.16. Радиальные эпограммы, полученные без предыонизации.

Из Рис.6.16 следует, что в начальной стадии сжатия плазменная оболочка имеет форму усеченного конуса, что объясняется расходимостью исходного газового потока. В ходе сжатия оболочка приобретает цилиндрическую форму, причем возмущения с модой $m = 0$ отсутствуют до момента времени примерно $\tau_{eop}/\tau_{imp}=0.6$. В момент времени близкий к моменту максимального сжатия (момент индуктивного провала на осциллограмме тока и

начала импульса мягкого рентгеновского излучения) наблюдается свечение плазмы на радиусах до 2 см (см. Рис.6.14 $\tau_{eop}/\tau_{imp}=0.99$, Рис.6.15 $\tau_{eop}/\tau_{imp}=0.99$, Рис.6.16 $\tau_{eop}/\tau_{imp}=0.92$).

Все полученные изображения были проанализированы с целью получить количественные характеристики процесса сжатия. Внешний R_{out} и внутренний R_{in} радиусы плазменной оболочки были измерены из аксиальных эпограмм. Средний радиус плазменной оболочки R_{rad} измерялся по радиальным эпограммам. Результаты такой обработки представлены на Рис.6.17. совместно с расчетом радиуса лайнера R_{sp} по модели снежного плуга при значении массы внешнего каскада 12 мкг/см, которое обеспечивало лучшее совпадение расчетного и экспериментального измеренных времен сжатия. Начальная толщина плазменной оболочки, использованная в расчетах, оценивалась по геометрии сопла и расходимости газового потока. Значения радиусов R_{out} , R_{in} и R_{rad} нормировались на значение начального радиуса $R_0 = 3.2$ см.

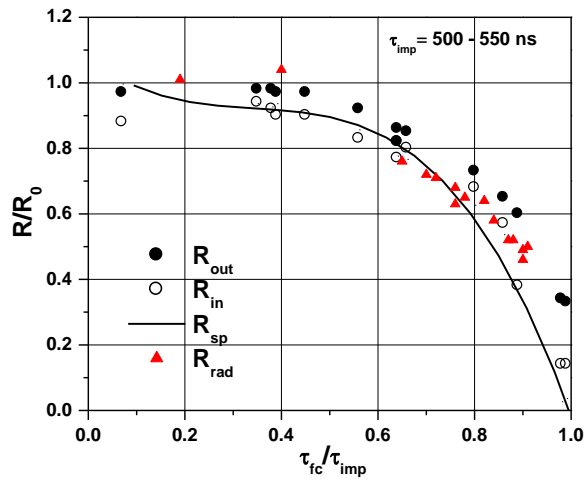


Рис. 6.17. Динамика сжатия лайнера. Внешний R_{out} и внутренний R_{in} радиусы плазменной оболочки измерены из аксиальных эпограмм. Средний радиус плазменной оболочки R_{rad} измерен по радиальным эпограммам. Рассчитанная временная зависимость радиуса лайнера R_{sp} по модели снежного плуга при значении массы внешнего каскада 12 мкг/см.

Рис.6.17 показывает неплохое совпадение динамики сжатия с моделью снежного плуга примерно до радиуса примерно $0.6 R_0$, что соответствует значению $\tau_{eop}/\tau_{imp} \approx 0.8$. Пока плазма не достигает этого радиуса, заметных филаментационных возмущений не наблюдается, зато отчетливо видны возмущения с модой $m = 0$ (Рис.6.17).

На радиальных эпограммах можно отчетливо проследить развитие неустойчивостей рэлей-телоровского типа во времени. В каждый момент времени был измерен размах амплитуды возмущений. Результаты измерений показаны на Рис.6.18.

Для того, чтобы сравнить экспериментальные результаты с теоретическими представлениями о поведении рэлей-гейлоровских неустойчивостей с помощью модели снежного плуга рассчитывался размах амплитуды возмущений. Для этого использовалось выражение для линейной стадии развития возмущений с $m=0$:

$$2\xi = 2\xi_0 \cdot \exp\left(\int \sqrt{gk} dt\right).$$

Здесь $k=2\pi/\lambda$ – волновое число, g – ускорение. В этом выражение длина волны λ была взята равной 1.3 мм, что соответствует экспериментально измеренным значениям при $\tau_{eop}/\tau_{imp} = 0.7$. Амплитуда начальных возмущений полагалось равной $\xi_0 = 60$ мкм, что сравнимо с оценкой толщины скин-слоя. Известно, что в случае классической неустойчивости Рэлея-Тейлора (тяжелая жидкость над легкой в гравитационном поле) амплитуда возмущений пропорциональна gt^2 (см., например, [283]). Если ускорение изменяется во времени, то для оценок лучше использовать выражение $X = \alpha \cdot \left(\int \sqrt{g} dt\right)^2$, где α – постоянная [284].

На Рис.6.18 показано сравнение расчетных и экспериментальных величин. Видно, что экспериментальные значения размаха неустойчивостей хорошо описываются зависимостью:

$$X = (0.04 \pm 0.005) \cdot \left(\int \sqrt{g} dt\right)^2. \quad (6.1)$$

Отсюда при постоянном ускорении можно получить, что размах возмущений примерно равен 10% от пройденного плазмой пути.

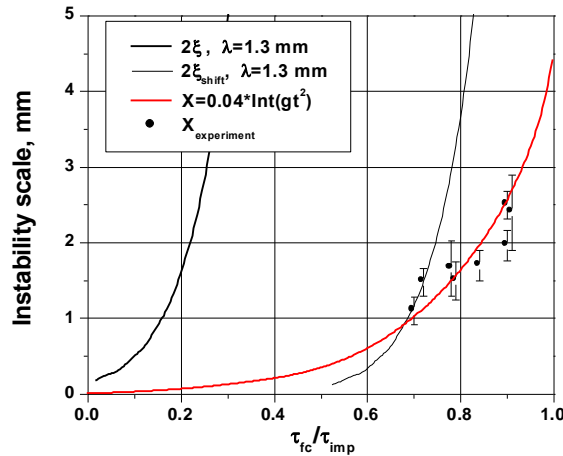


Рис. 6.18. Сравнение расчетных и экспериментальных данных. 2ξ – размах возмущений в линейном приближении, $2\xi_{shift}$ – размах возмущений в линейном приближении, сдвинутый по времени до совпадения с нелинейной стадией, X и $X_{\text{experiment}}$ – рассчитанные по формуле (6.1) и экспериментально измеренные значения размаха возмущений в нелинейной стадии.

Из Рис.6.18 видно, что рост амплитуды возмущений в линейно стадии начинается слишком рано. Для того, чтобы совместить во времени линейную и нелинейную стадии необходимо сдвинуть начало линейной стадии примерно на 200-250 нс. Возможное объяснение необходимости ввода такой задержки заключается в стабилизации ускорения плазмы в ходе распространения по ней ударной волны. Действительно, грубая оценка скорости ударной волны дает $D \approx (1 \div 1.3)V_{imp} = (2 \div 2.6) \cdot 10^6$ см/с. Здесь взято среднее значение скорости сжатия из нульмерных расчетов в интервале τ_{eop}/τ_{imp} от 0 до 0.5. Полагая толщину оболочки в начальной стадии равной 3-5 мм, время прохода ударной волны по плазме составит 150÷250 нс.

Следует отметить одну особенность формулы (6.1). Согласно нульмерным расчетам для условий экспериментом на генераторах СНОП-3, ИМРИ-5 и ГИТ-12, описанным в этой главе, размах возмущений при десятикратном радиальном сжатии однокаскадного лайнера примерно равен финальному радиусу.

Таким образом, при сжатии полого неоновом лайнера с начальным радиусом 3 см импульсом тока амплитудой 400 кА при времени сжатия около 500 нс продольные токовые каналы слабо выражены и регистрируются только в прикатодной области, наблюдается их привязка к катодным пятнам на поверхности сопла. Наиболее выраженными в структуре сжимающегося лайнера являются аксиальные возмущения релей-тейлоровского типа, зависимость роста размаха которых от времени описывается выражением $X = (0.04 \pm 0.005) \cdot (\int \sqrt{g} dt)^2$. Вследствие развития неустойчивостей внешний радиус плазменного лайнера составляет примерно 1 см в момент времени, соответствующий индуктивному провалу на осциллограмме тока.

4. Эксперименты с двухкаскадными лайнерами на генераторе ИМРИ-5

Эксперименты были проведены с двойными неоновыми лайнерами на генераторе ИМРИ-5 при уровне тока 400 кА и времени его нарастания 430 нс. Цель экспериментов заключалась в изучении устойчивости сжатия плазмы в двухкаскадной схеме лайнера и повышения мощности и выхода К-излучения при временах сжатия больше 100 нс. Неоновый лайнер формировался с помощью импульсного напуска газа через сверхзвуковые сопла в межэлектродный зазор генератора. Для инъекции газа применялся быстрый электромагнитный клапан [285]. Клапан имел два отдельных объема, что позволяет регулировать массу оболочек изменением давления в соответствующем объеме клапана. Внешняя оболочка представляла собой полую газовую струю, внутренняя – сплошной газовый столб (Рис.6.19). Использовались четыре конфигурации сопел с одинаковым отношением среднего радиуса внешней оболочки к внешнему радиусу внутренней равным 5. Средние радиусы внешнего каскада составляли 2.2, 3, 4 и 5 см. Расстояние между анодом и катодом составляло 1.7 см.

При проведении экспериментов использовался следующий набор диагностик. Ток через лайнер измерялся поясом Роговского. Регистрация К-излучения лайнера проводилась двумя вакуумными рентгеновскими диодами (ВРД) с алюминиевым катодом и фильтрами: алюминий 10 мкм + майлар 3 мкм, алюминий 0.6 мкм + кимфоль 6 мкм. Изображение пинча в рентгеновском диапазоне регистрировалось камерами-обскурами. Первая камера-обскура регистрировала излучение К-линий неона (0.9÷1.2 кэВ) и располагалась за фильтром из алюминия 8 мкм. Вторая регистрировала излучение в более мягком спектральном диапазоне

и была снабжена фильтром из алюминия 0.2 мкм + кимфоль 2 мкм. Сжатие лайнера в оптическом диапазоне наблюдалась с помощью хронографа ФЭР-7, щель которого была ориентирована перпендикулярно оси лайнера.

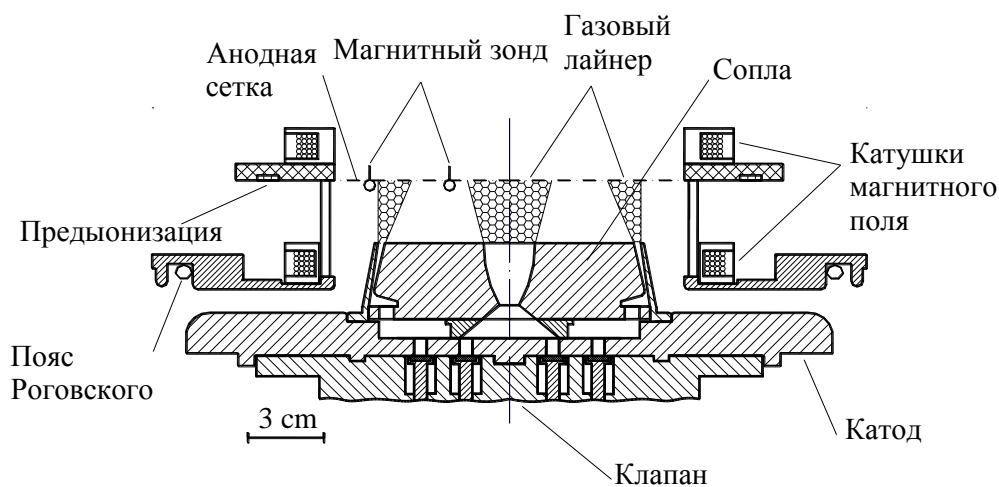


Рис.6.19. Схема блока нагрузки генератора ИМРИ-5 с радиусом внешнего каскада 5 см.

На Рис.6.20 приведена зависимость выхода K -излучения (приведены максимальные значения) однокаскадного лайнера от начального радиуса при неизменном времени сжатия. Там же показана рассчитанная зависимость выхода K -излучения неона от начального радиуса лайнера для параметров генератора ИМРИ-5. Для расчетов выхода использовалась двухуровневая модель [210]. Необходимые для расчета по этой модели значения вложенной в лайнер энергии находились с помощью модели снежного плуга в предположении 15-кратного радиального сжатия. Масса лайнера изменялась так, чтобы время сжатия было неизменным и равным 450 нс. Максимальный расчетный и экспериментальный выходы были близки и составили 31÷32 Дж/см. Отсутствие излучения при начальных радиусах лайнера 4 см и 5 см, наблюдаемое в экспериментах, скорее всего, объясняется сильным влиянием неустойчивости на компактность пинча при имплозии с больших начальных радиусов.

Расчетная зависимость выхода K -излучения неона от начального радиуса лайнера для генератора с таким же уровнем тока, но при времени нарастания тока 100 нс, показана на Рис.6.20б. Максимальный выход K -излучения в этом случае примерно в два раза выше и достигает 74 Дж/см.

При проведении экспериментов с двухкаскадными лайнерами масса оболочек варьировалась путем изменения начального давления в клапане и времени задержки между срабатыванием клапана и пуском генератора тока. Для оценки массы оболочек в каждой конфигурации сопел производились выстрелы, как только с внешним каскадом, так и только с внутренним. С помощью магнитных зондов, вакуумных рентгеновских диодов и по провалу на осциллограмме тока определялось время сжатия лайнера. Далее проводились

расчеты имплозии лайнера по модели снежного плуга с использованием осциллограмм тока, полученных в эксперименте. В итерационных расчетах варьировалась начальная масса лайнера. Расчет останавливался при совпадении экспериментального и расчетного времени имплозии лайнера.

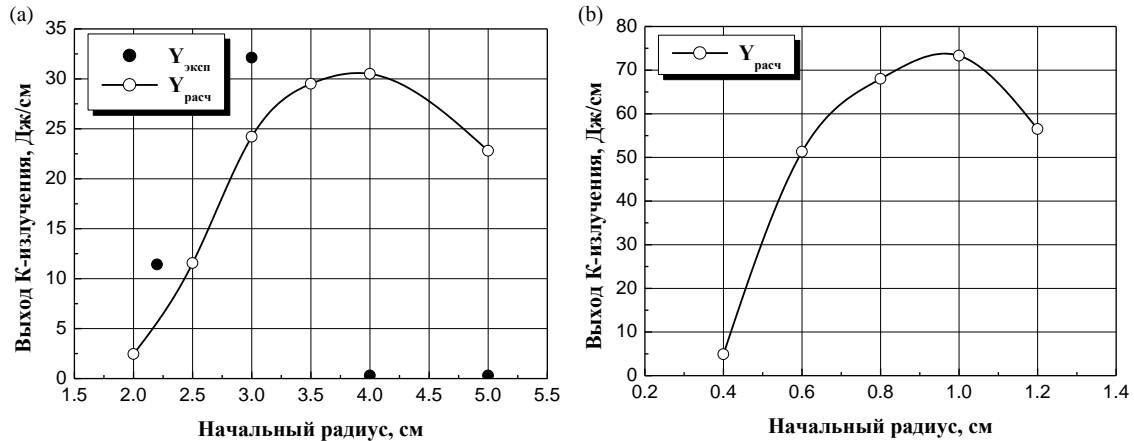


Рис. 6.20. Расчетная зависимость выхода К-излучения неона от начального радиуса однокаскадного лайнера для условий генератора ИМРИ-5 (а) и генератора с уровнем тока 400 кА и временем нарастания тока 100 нс (б).

Масса внешнего каскада выбиралась такой, чтобы обеспечивать время сжатия лайнера 450-480 нс. Масса внутреннего каскада варьировалась. В Таблице 6.3 для каждой конфигурации сопел приведены значения массы внутреннего каскада m_i , значения мощности и выхода К-излучения, финальной скорости сжатия в выстрелах с максимальным выходом К-излучения.

ТАБЛИЦА 6.3. Начальные параметры лайнеров, мощность и выход К-излучения, скорость сжатия. r_0 – начальный радиус внешнего каскада (внешний радиус внутренней оболочки был всегда равен $0.2 r_0$), m_o – масса внешней оболочки, m_i – оптимальная масса внутренней оболочки, B_0 – индукция начального аксиального магнитного поля, Y_k – выход К-излучения неона, P_k – мощность К-излучения неона, V_f – скорость сжатия, измеренная по хронограммам.

r_0 , см	m_o , $\mu\text{г/см}$	m_i , $\mu\text{г/см}$	B_0 , кГс	Y_k , Дж/см	P_k , ГВт/см	$V_f, 10^7$ см/с
2.2	17 ± 3	2 ± 1	0	5.5	0.2	2.0
3	14 ± 5	7.5 ± 2	0	63	2	1.85
4	5 ± 1	17 ± 5	0	38	2.9	1.4
5	2.5 ± 1	27 ± 8	0	32	0.8	0.8-1
2.2	20 ± 3	1.5 ± 1	0.77	1	0.1	2.7
3	11 ± 5	5 ± 2	0.66	48.5	4	2.25
4	5 ± 1	17 ± 5	0.55	28.5	1.7	1.6
5	2.5 ± 1	27 ± 8	0.49	4	0.2	1.1

Данные таблицы показывают, что оптимальной с точки зрения генерации К-излучения является конфигурация с радиусом внешнего каскада 3 см. Максимальный выход К-излучения составил 63 Дж/см. Это в 2 раза выше максимального выхода К-излучения однокаскадного лайнера и близко к значению выхода К-излучения, которое следует ожидать для однокаскадного лайнера на генераторе с таким же уровнем тока и временем нарастания тока 100 нс (см. Рис.6.20).

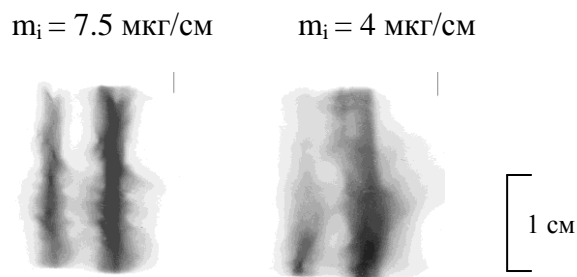


Рис.6.21. Интегральные обскурограммы сжатия двойного лайнера при значениях массы внутреннего каскада 7.5 (оптимальная масса) и 4 мкг/см. Начальный радиус внешнего каскада 3 см.

Определяющее влияние на компактность сжатия плазмы в двухкаскадной схеме лайнера оказывает значение массы внутреннего каскада. Снижение массы внутреннего каскада ухудшает компактность формируемого пинча: на интегральных обскурограммах он становится более «рыхлым», увеличивается его диаметр (см. Рис.6.21).

Ухудшение компактности сжатия плазмы при снижении массы внутреннего каскада отчетливо прослеживается и на хронограммах сжатия лайнера: либо наблюдается увеличение финального радиуса пинча, либо плазма разделяется на несколько оболочек в ходе сжатия и не достигает оси, как единое целое. Это иллюстрируется Рис.6.22, на котором показаны хронограммы сжатия двухкаскадного лайнера с радиусом внешнего каскада 4 см при оптимальной (для генерации К-излучения) и в два раза меньше оптимальной массах внутреннего каскада.

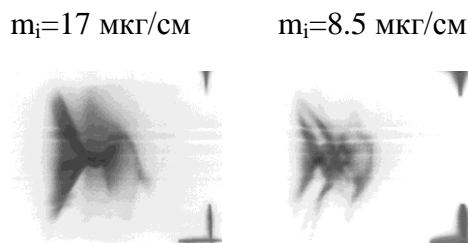


Рис.6.22. Хронограммы сжатия двухкаскадного лайнера с радиусом внешнего каскада 4 см при оптимальной с точки зрения генерации К-излучения массе внутреннего каскада 17 мкг/см и массе внутреннего каскада 8.5 мкг/см.

5. Сжатие трехкаскадных газовых лайнеров на генераторе ГИТ-12

Как уже отмечалось выше наиболее эффективные источники K -излучения в спектральном диапазоне $h\nu \approx 1\div 4$ кэВ в настоящее время основаны на сжатии плазменных лайнеров током быстрых ($\tau \approx 100$ нс) сильноточных генераторов. Сжатие лайнеров на более медленных генераторах ($\tau \approx 1$ мкс) представляется возможным способом уменьшить стоимость, уровень технического риска и сложность источников излучения. С точки зрения эффективной передачи энергии генератора в кинетическую энергию лайнера максимальное сжатие лайнера должно происходить близко к максимуму тока. То есть время сжатия лайнера должно быть приблизительно равно времени нарастания тока генератора. При времени сжатия около 1 мкс, чтобы обеспечить достаточно высокую энергию на ион для ионизации и возбуждения электронов K -оболочки, необходим достаточно большой начальный радиус (> 4 см). Лайнеры с большим начальным радиусом в значительной степени подвержены влиянию неустойчивостей, которые ограничивают степень сжатия плазмы, препятствуя получению компактных финальных пинчей [38, 48, 51] и получению эффективной генерации K -излучения.

При сжатии многокаскадного (или каскадированного) лайнера можно, в принципе, обеспечить более компактное пинчевание плазмы по сравнению с однокаскадным. Эксперименты с трехкаскадными газовыми лайнерами при микросекундном времени сжатия были проведены на генераторе ГИТ-12 с целью получения финального пинча миллиметрового радиуса и выхода K -излучения, сравнимого с выходом K -излучения, достигаемого на быстром генераторе с таким же уровнем тока.

Генератор ГИТ-12 [10] в режиме работы без плазменного прерывателя обеспечивает ток амплитудой 4.7 МА со временем нарастания 1.6 мкс на короткозамкнутую нагрузку. Эксперименты проводились с неоновым и аргоновым трехкаскадными газовыми лайнерами (полая оболочка + полая оболочка + сплошной цилиндр) длиной 1.8 см (Рис.6.23). Две концентрических кольцевых газовых струи имели диаметры 16 см (внешняя оболочка) и 8 см (средняя оболочка). Внутренняя оболочка представляла собой сплошной газовый цилиндр диаметром 2.2 см. Такая конструкция сопел, согласно расчётам по модели "снежного плуга", предоставляет возможность достигать энергию на ион $E_i \approx E_{\min} = 38$ кэВ [55] при времени сжатия около 0.9 мкс и десятикратном сжатии внутренней оболочки. Массы оболочек варьировались для того, чтобы найти наилучшую устойчивость сжатия и максимальный выход K -излучения. Массы каскадов регулировались давлением газа в соответствующих объемах быстрого клапана и оценивались с помощью датчика давления.

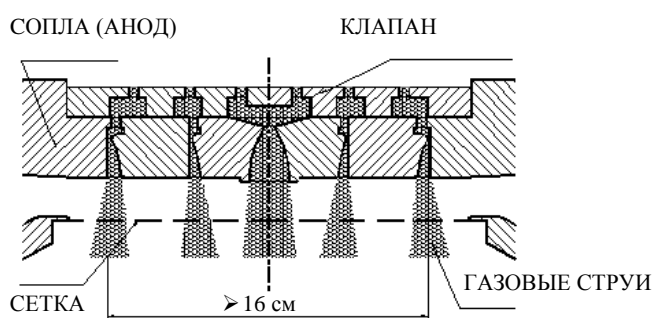


Рис.6.23. Схема создания трехкаскадного лайнера.

Ток в нагрузке I и напряжение U были измерялись магнитными зондами и индуктивным делителем напряжения, соответственно. Изменение индуктивности нагрузки во времени оценивалось с помощью соотношения $L(t) \approx \int U(t) dt / I(t)$, пренебрегая активным сопротивлением, как в [38]. Изображение пинча в финальной стадии сжатия регистрировалось с помощью интегральной камеры-обскуры с фильтрами, пропускающими K -излучения аргона (> 3 кэВ) или K -излучения неона (> 0.9 кэВ). Мощность и выход K -излучения аргона измерялись двумя PCD (photo conductive detectors). Первый из них был установлен за фильтром 6.35 мкм Ti + 10 мкм полипропилен, а второй - за фильтром 3 мкм Pd + 10 мкм полипропилен. Благодаря L -краю поглощения Pd при 3.17 кэВ, второй PCD регистрировал только излучение He- α линии аргона. Первый PCD регистрировал все K -излучение аргона (линии и континуум). ВРД с алюминиевым катодом и фильтром состоящим из кимфоля толщиной 2 мкм с напыленным слоем алюминия толщиной 0.2 мкм использовался для регистрации излучения L -оболочки аргона. Такой выбор чувствительности датчиков позволил оценивать временную зависимость электронной температуры плазмы по отношению мощности K - и L - излучения. Проведенные с помощью столкновительно-излучательной модели [274] расчеты показали, что в достаточно широком интервале плотности ионов и диаметра плазменного столба отношение сигналов PCD1 и ВРД зависит только от электронной температуры [286].

Выход и мощность K -излучения неона измерялись двумя вакуумными рентгеновскими диодами (ВРД) с алюминиевыми катодами и фильтрами 6 мкм кимфоль + 0.6 мкм алюминия (ВРД1) и 10 мкм алюминия + 3 мкм майлар (ВРД2).

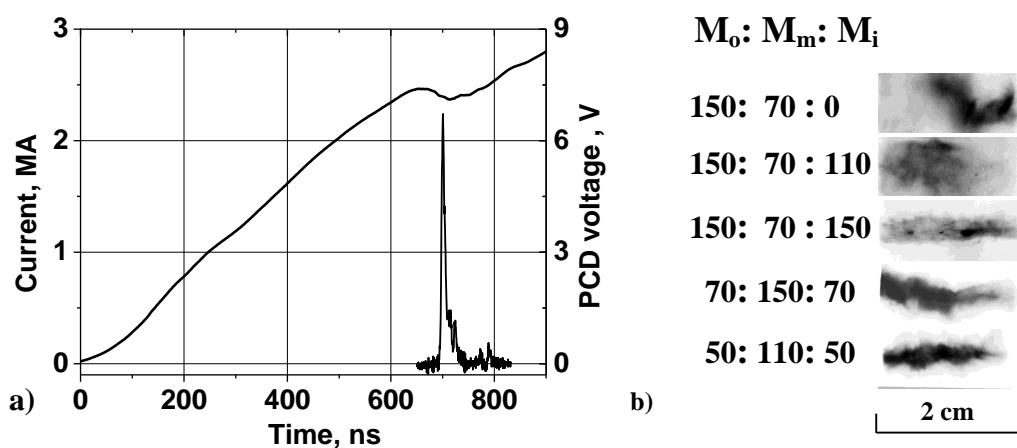


Рис.6.24. (а) Типичный ток нагрузки и сигнал PCD1 для аргонового многокаскадного z-пинча, (б) Обскурограммы z-пинча при различных распределениях масс оболочек. M_o , M_m , и M_i – массы внешней, средней и внутренней оболочек, соответственно, в мкг/см. Распределение масс $M_o : M_m : M_i$ приведено рядом с соответствующим изображением пинча.

На рисунке 6.24 показаны типичные осциллограммы тока через лайнер и PCD1 для аргонового трехкаскадного лайнера. В зависимости от общей массы лайнера, время сжатия изменялось от 550 до 950 нс, а максимальный ток - от 2.2 до 3.4 МА. Обскурограммы пинча в K -излучении (Рис.2б) иллюстрируют влияние отношения масс оболочек на качество финального пинча. Финальные пинчи диаметром 2 мм формируются при отношении масс внешней, средней и внутренней оболочек $M_o : M_m : M_i$ - 150:70:150 и 50:110:50 (значения масс даны в мкг/см).

Максимальный выход K -излучения 500 Дж/см (полуширина импульса излучения 15 нс) и самое лучшее качество пинча были получены для распределения масс 50:110:50 при максимальном токе 2.4 МА. Такое значение выхода примерно в два раза ниже предсказываемого двухуровневой моделью [210] при амплитуде тока 2.4 МА и радиусе пинча 0.1 см.

Отношение пиковых значений напряжения PCD было практически равно отношению их чувствительностей для $He-\alpha$ линии аргона, показывая, что излучение этой линии доминирует в K -излучении. Пиковое значение электронной температуры достигало уровня 700 эВ. В то же время, согласно расчетам по ударно-излучательной модели, для того, чтобы достичь максимальной мощности K -излучения, необходима электронная температура выше 1 кэВ. При соотношении масс 150:70:150, при котором также наблюдается финальный пинч миллиметрового радиуса, пиковая электронная температура не превышала 550 эВ, соответственно, выход K -излучения составил только около 100 Дж/см. В целом падение температуры объясняется увеличением полной массы лайнера и его времени сжатия. Это приводит к снижению финальной скорости, а значит, и температуры плазмы.

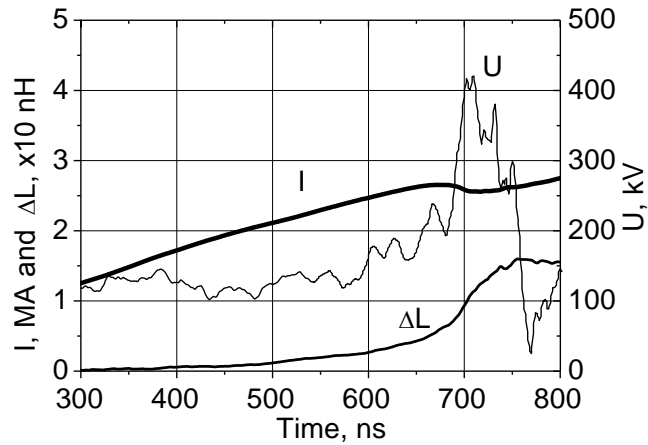


Рис.6.25. Экспериментальные осциллограммы тока I , напряжения на лайнере U в выстреле с максимальным выходом K -излучения и, полученная на основании этих осциллограмм зависимость от времени $\Delta L = L(t) - L_0$ в выстреле с максимальным выходом K -излучения.

Экспериментальные осциллограммы тока I , напряжения на лайнере U в выстреле с максимальным выходом K -излучения и, полученная на основании этих осциллограмм зависимость от времени $\Delta L = L(t) - L_0$, показаны на Рис.6.25. Радиус токовой оболочки $r(t)$, полученный из временной зависимости индуктивности от времени приведен на Рис.6.26. Там же показан рассчитанный для этого выстрела по нульмерной модели радиус оболочки $r_{sp}(t)$. Осциллограммы на Рис.6.25 и 6.26 показаны с момента времени 300 нс от начала тока генератора.

Несмотря на сложность процесса сжатия трехкаскадного лайнера экспериментальные значения радиуса $r(t)$ неплохо совпадают с рассчитанными по модели снежного плуга, по крайней мере, до радиуса 5 мм. Такое совпадение получено при уменьшении масс всех оболочек на 10%.

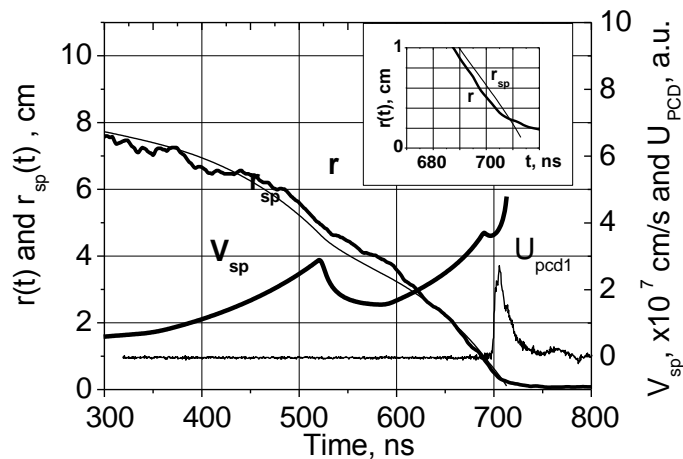


Рис.6.26. Сравнение определенного в экспериментах $r(t)$ и рассчитанного по модели снежного плуга $r_{sp}(t)$ радиусов токовой оболочки. Также показана расчетная скорость сжатия V_{sp} и экспериментальный сигнал PCD1.

Существенное различие в радиусах $r(t)$ и $r_{sp}(t)$ наблюдаются при меньших 5 мм значениях. В эксперименте отчетливо наблюдается замедление токовой оболочки, в то время как расчетный радиус $r_{sp}(t)$ уменьшается с возрастающей скоростью. Расчетная скорость сжатия достигает значений $4.8 \cdot 10^7$ см/с при десятикратном сжатии внутреннего каскада. Эта скорость соответствует кинетической энергии на ион около $1.3E_{min}$, что должно обеспечить ионизацию плазмы до K -оболочки и нагрев плазмы до температуры, обеспечивающей интенсивное возбуждение электронов K -оболочки. При наблюдаемом на обскурограммах сравнительно компактном финальном пинче (радиус ≈ 1 мм) это должно обеспечить высокий выход K -излучения. Однако, максимальная скорость сжатия оцененная по изменению радиуса $r(t)$ не превышает $3.5 \cdot 10^7$ см/с, то есть кинетическая энергия на ион существенно меньше E_{min} . Этим можно объяснить низкое значение выхода.

K -излучение неона намного мягче, чем K -излучение аргона. Следовательно, более низкая температура требуется для того, чтобы возбудить электроны K -оболочки. Эксперименты с неоном были выполнены при постоянной массе внешней оболочки 250 мкг/см. Масса средней оболочки была или 100-150 или 250 мкг/см. Масса внутренней оболочки изменялась. Зависимость выхода K -излучения Y_k и мощности K -излучения P_k от массы внутренней оболочки показана на Рис.6.27. Максимум тока находился в диапазоне от 3.3 до 3.6 МА, время сжатия - в диапазоне от 0.9 до 1.0 мкс.

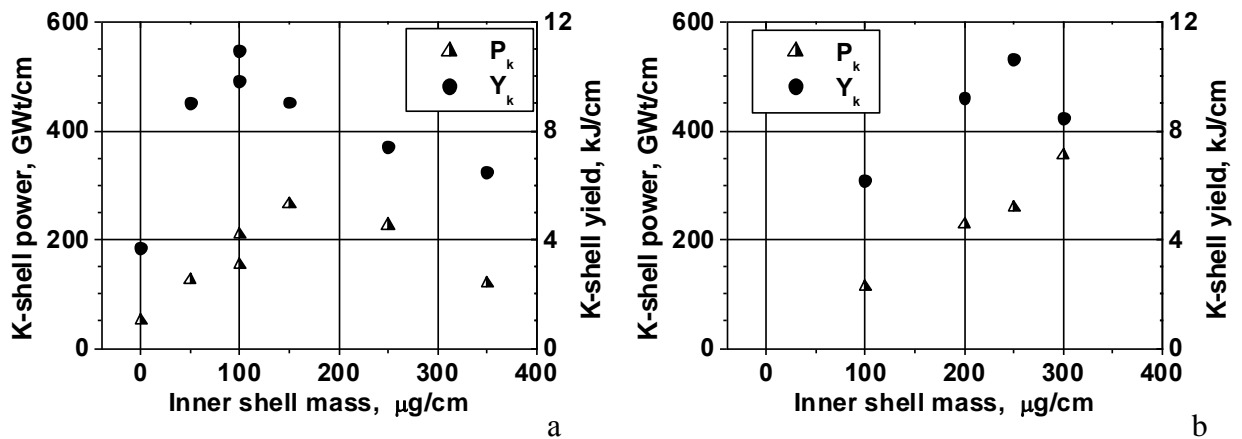


Рис.6.27. Выход Y_k и мощность P_k K -излучения неоновых лайнеров с массой средней оболочки 250 мкг/см (а) и 100-150 мкг/см (б).

Выход K -излучения достигает 11 кДж/см в импульсе с полушириной 40 нс. Диаметр плазменного пинча, излучающего в K -линиях был 3.5 - 4 мм. На рисунке 6.27 показано, что выход K -излучения достигает максимума при массе внутренней оболочки 100 мкм/см, если масса средней оболочки 250 мкм/см и при массе внутренней оболочки 250 мкм/см, если масса средней оболочки составляет 100-150 мкм/см. Когда выстрелы с максимальным выходом K -излучения при соотношении масс каскадов $M_o:M_m:M_i$ - 250:250:100 были

выполнены снова, но с азотом в средней оболочке, выход K -излучения был на 40% ниже, чем полученный с неоном в средней оболочке. Следовательно, существенная доля (до 50%) массы средней оболочки участвует в формировании пинча и генерации K -излучения.

Для сравнения выхода K -излучения, полученного в настоящих экспериментах, с выходом K -излучения на быстрых генераторах использовалась двухуровневая модель [210]. Эта модель достаточно хорошо описывает экспериментальные результаты по выходу K -излучения, полученные на различных быстрых генераторах (т.е. при различном уровне тока). В этой модели, выход K -излучения Y_k сильно зависит от характерной кинетической энергии плазмы K [Дж/см] $\approx 2000 \cdot I_{max}^2$ [МА] (предполагается типичная степень радиального сжатия 10-15). В "сильном" излучательном режиме ($Y_k \propto I^2$) выход K -излучения должен приближаться к $0.5K$, что соответствует результатам наших экспериментов с неоном. Действительно, в лучших неоновых выстрелах выход K -излучения достигал 11 кДж/см при характерной кинетической энергии $K \approx 22-26$ кДж/см.

Таким образом, в экспериментах с трехкаскадным газовым лайнером при микросекундном времени на генераторе ГИТ-12 получены следующие результаты. Максимальный выход K -излучения аргона составил 500 Дж/см в импульсе с полушириной 15 нс при максимальном токе 2.4 МА, времени сжатия 0.7 мкс при радиусе финального пинча ≈ 1 мм. Максимальный выход K -излучения неона достиг 11 кДж/см в импульсе с полушириной 40 нс при максимальном токе 3.3–3.6 МА, времени сжатия 0.9–1.0 мкс при радиусе финального пинча ≈ 2 мм. Выход K -излучения неона достиг значения, который может быть получен на быстром генераторе с таким же уровнем тока.

6. Качественные пояснения стабилизации сжатия плазмы при неупругом столкновении соосных цилиндрических оболочек

Рассмотрим двухкаскадный лайнер в виде двух соосных плазменных оболочек. Положим, что внешняя бесконечно тонкая оболочка (каскад) ускоряется к оси импульсом тока. Внутренняя оболочка представляет собой сплошной цилиндр. Ток протекает только по внешней оболочке. Пусть во внешнем каскаде в ходе сжатия развиваются возмущения рэлей-тейлоровского типа, проявляющиеся в том, что радиус оболочки в зависимости от координаты z принимает вид $r(t) = r_{av}(t) + \zeta_0(t) \sin(kz)$, где r_{av} , ζ_0 , k – средний радиус оболочки, амплитуда возмущений, волновое число, соответственно. Из закона сохранения импульса качественно следует, что в первые моменты столкновения такой оболочки с внутренним каскадом вещество в минимумах синусоиды (провалах) тормозится веществом внутреннего каскада. Вещество же, расположенное в максимумах (горбы), еще не достигшее радиуса внутреннего каскада, продолжает двигаться примерно с той же (или большей)

скоростью. Благодаря этому размах возмущений внешней оболочки при столкновения каскадов снижается. Это является одним из случаев стабилизации по механизму снежного плуга, подробно рассмотренного для лайнерных систем в [223 - 225].

Чтобы качественно проследить подавление возмущений при столкновении рассмотрим результаты серии расчетов динамики сжатия двухкаскадного лайнера по модели снежного плуга. Уравнения модели следующие:

$$\frac{d(m \cdot v)}{dt} = -\frac{B_\phi^2(t)}{2\mu_0} \cdot 2\pi \cdot r(t), \quad v = \frac{dr(t)}{dt}, \quad B_\phi(t) = \frac{\mu_0}{2\pi} \cdot \frac{I(t)}{r(t)}. \quad (6.2)$$

Здесь m , r и v – масса оболочки, радиус и скорость, соответственно, $I(t)$ – зависимость тока от времени. Средний радиус внешней оболочки составлял 2.75 см, ее толщина 0.75 см. Внутренняя оболочка представляла собой сплошной цилиндр внешним радиусом 0.7 см. Такое соотношение радиусов близко к условиям эксперимента на генераторе ИМРИ-5 (см. Таблицу 6.3). В расчетах распределение плотности внутри каждой оболочки задавалось постоянным по радиусу.

Проводилась серия расчетов зависимости радиуса от времени при варьировании погонной массы в пределах от 11 до 13 мкг/см. Разность между значениями радиуса при значениях массы 11 и 13 мкг/см (см. Рис.6.28) в каждый момент времени интерпретировалась, как размах (удвоенная амплитуда) неустойчивостей.

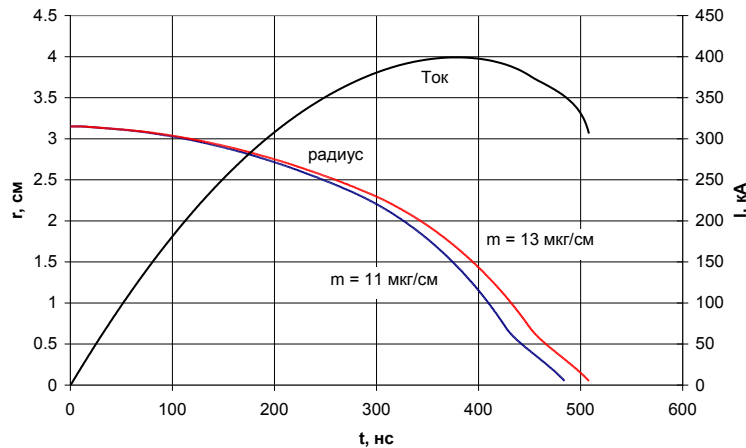


Рис.6.28. Результаты расчета радиуса лайнера при значениях массы внешней оболочки 11 и 13 мкг/см. Масса внутренней оболочки 24 мкг/см.

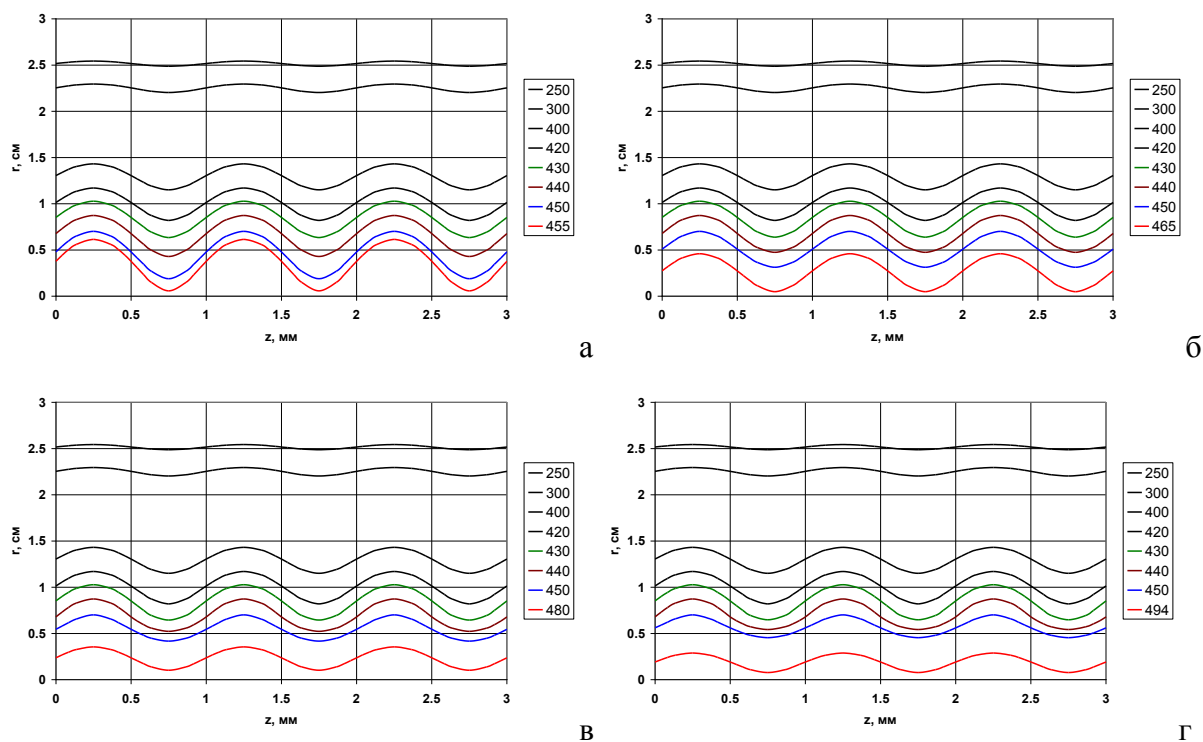


Рис.6.29. Результаты расчетов при значениях массы внутренней оболочки 0 (а), 7.5 (б), 24 (в) и 36 (г) мкг/см.

Для более наглядной иллюстрации расчетов промежуточные значения массы находились из соотношения $m = 12 + \sin(2\pi \cdot z / \lambda)$. Здесь масса в мкг/см, z – координата вдоль оси лайнера, λ – длина волны (полагалась равной 1 мм). Затем строились зависимости радиуса оболочки в каждый момент времени от координаты z . Результат такой обработки расчетов показан на Рис.6.29 для различных значений массы внутреннего каскада.

Из Рис.6.29 видно, что в момент времени, когда «провалы» практически достигают оси амплитуда возмущений уменьшается при увеличении массы внутреннего каскада. Однако, полного подавления возмущений не наблюдается. При массе внутреннего каскада в три раза больше массы внешнего (Рис.6.29г) размах возмущений составляет 2 мм и в 2.5 раза меньше по сравнению с вариантом в отсутствие внутреннего каскада (Рис.6.29а).

Таким образом, несмотря на иллюстративную постановку расчетов, они показывают, что стабилизация за счет механизма снежного плуга при столкновении оболочек становится эффективной только при массе внутреннего каскада значительно (в 2÷3 раза) превышающей массу внешнего. Это соответствует результатам оценок и расчетов по более реалистичным моделям [223, 224, 287]. Понятно, что ценой за повышение устойчивости является снижение финальной скорости сжатия, что негативно сказывается на эффективности генерации К-излучения.

Действительно, в экспериментах, например, на генераторе ИМРИ-5 максимальный выход К-излучения неона наблюдался при массе внутреннего каскада в 1.5-2 раза меньше внешнего (см. Таблицу 6.3), то есть в режиме, когда механизм стабилизации, описанный

выше, не значителен (Рис.6.29б). Это обстоятельство позволяет предложить другие механизмы, обеспечивающие устойчивое сжатие внутреннего каскада. Если размах рэлей-тейлоровских возмущений не превышает толщины внешней оболочки, то одним из механизмов может быть формирование между каскадами магнитной «прокладки» азимутального поля, обеспечивающей упругое соударение каскадов. Этот вопрос будет обсужден ниже. Вторым механизмом может быть формирование в области между каскадами легкой по сравнению с массой внешнего каскада оболочки, переносящей практически весь ток через лайнер. При столкновении такой оболочки с внутренним каскадом происходит плазмодинамическое переключение тока на вещество внутреннего каскада, а подавление возможных неустойчивостей легкой оболочки достигается при столкновении за счет ее малой массы.

Пусть размах рэлей-тейлоровских возмущений не превышает толщины внешней оболочки, но близок к ней. Тогда возможно диффузионное проникновение магнитного поля на внутренние слои плазменной оболочки, за счет более высокого активного сопротивления внешних, существенно возмущенных неустойчивостью, слоев, и последующий отрыв внутренних слоев от остальной массы внешнего каскада [288]. Если же возмущения «прорывают» внешний каскад, то магнитный поток может вноситься в область между каскадами за счет быстрого распространения легкой плазмы вдоль оси лайнера при наличии одного возмущения, как например, в [282], либо за счет объединения магнитных потоков от нескольких возмущений рэлей-тейлоровского типа.

Более точное моделирование процесса сжатия лайнера с учетом развития крупномасштабных неустойчивостей требует, как минимум, двухмерной постановки задачи. Такие расчеты, даже негидродинамические (см., например, [287]), достаточно сложны, используют ряд упрощений, и, как правило, используются для качественного сравнения с экспериментом. Кроме того, такие возможные процессы, как формирование разрыва и образование легкой токнесущей оболочки внутри внешнего каскада, за счет низкой плотности плазмы, скорее всего, требуют перехода от магнитогидродинамического приближения к кинетическому. Это еще сильнее затрудняет реализацию модели. В таких условиях достаточно информативными могут быть упрощенные модели динамики развития неустойчивостей.

Рассмотрим одну из них. В целом, модель аналогична описанной выше, и претендует только на иллюстративное описание. В модели численно решались уравнения (6.2). Средний радиус внешней оболочки составлял 2.75 см при толщине 0.75 см. Внутренний каскад - сплошной цилиндр внешним радиусом 0.7 см. Форма импульса тока показана на Рис.6.28. Распределение плотности внутри каждой оболочки задавалось постоянным по радиусу. Для

того, чтобы промоделировать развитие возмущений во внешнем каскаде его масса изменялась во времени. В одном варианте масса уменьшалась, имитируя таким образом аксиальное вытекание массы из области «провала». В другом варианте расчета масса увеличивалась – область «горба». Качественно это понятно. Развитие крупномасштабного возмущения приводит к такому искривлению границы лайнера, что в области провала появляется аксиальная составляющая силы, способствующая вытеснению массы из области провала. Закон изменения массы во времени, а точнее в зависимости от радиуса, подбирался таким образом, чтобы разность радиусов в двух расчетных вариантах, интерпретируемая, как размах возмущений X , приблизительно соответствовала выражению (6.1). После столкновения каскадов искусственное изменение массы отключалось. Начальная масса внешнего каскада составляла 12 мкг/см. Масса внутреннего каскада составляла 7.5 и 24 мкг/см.

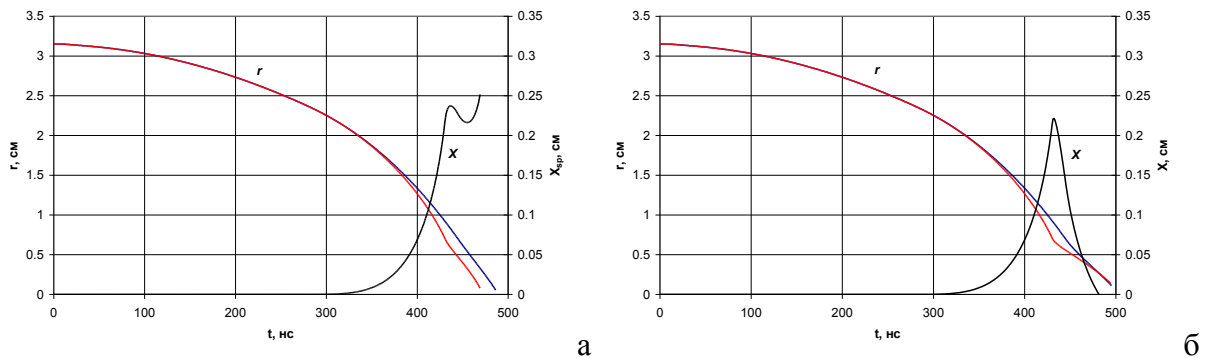


Рис.6.30. Зависимости радиусов r оболочки при уменьшении и увеличении массы внешнего каскада и размаха возмущений X от времени. Масса внутренней оболочки 7.5 (а) и 24 (б) мкг/см.

На Рис.6.30 показаны рассчитанные значения радиусов оболочки при уменьшении массы (область «провала» - красный цвет) и увеличении массы (область «горба» - синий цвет). Также показана зависимость разности радиусов X , вычисленных в обоих вариантах. К моменту столкновения оболочек (радиус 0.65 см, степень сжатия внешнего каскада $r/r_0 \approx 5$) размах возмущений составляет $X \approx 0.25$ см, что, как и требовалось, близко к экспериментальным значениям размаха (Рис.6.17 и 6.18). К моменту столкновения внешней и внутренней оболочек масса внешней оболочки в области «провала» составляет 3 мкг/см, в области «горба» - 21 мкг/см. При массе внутреннего каскада 7.5 мкг/см подавления возмущений практически не наблюдается. К моменту времени, когда внутренний каскад в области «провала» достигает радиуса 0.1 см, радиус оболочки в области «горба» составляет 0.5 см. Финальная скорость сжатия составляет $(1.7-2) \cdot 10^7$ см/с. При массе внутреннего каскада 24 мкг/см возмущения полностью подавляются. Оболочка в области «провала» и «горба» практически одновременно достигает радиуса 0.1 см. Однако, ценой такой стабилизации является снижение финальной скорости сжатия до $(1.18-1.2) \cdot 10^7$ см/с.

Несмотря на все недостатки такого подхода к моделированию следует сказать, что результаты расчетов демонстрируют два разных сценария сжатия внутреннего каскада. Один из них, реализующийся при большой массе внутреннего каскада (Рис.6.30б), заключается в стабилизации внешней оболочки за счет механизма снежного плуга. При этом вся масса лайнера может принимать участие в генерации импульса излучения. Недостатком такого сценария с точки зрения генерации К-излучения является низкая финальная скорость сжатия и высокая аксиальная неоднородность плотности финального пинча. Действительно, в экспериментах на генераторе ИМРИ-5 (раздел 6.4) при увеличении массы внутреннего каскада выше 7.5 мкг/см скорость сжатия снижалась и падал выход К-излучения неона.

Другим вариантом сжатия может быть формирование в областях «провалов» легкой токонесущей оболочки. Благодаря меньшей массе такая оболочка опережает движение основной массы внешнего каскада и при небольшой массе внутреннего каскада может, как это иллюстрируется Рис.6.30а обеспечить сжатие внутреннего каскада до прихода на ось основной массы внешнего каскада. В этом случае, источником излучения является в основном плазма внутреннего каскада, что качественно согласуется с результатами представленных выше и других (см., например, [290]) экспериментов. При этом масса внешнего каскада практически не участвует в формировании финального пинча (см. Рис.6.30а). В расчетах сравнительно невысокая масса (7.5 мкг/см) внутреннего каскада обеспечивает требующуюся для эффективной генерации К-излучения неона скорость сжатия около $2 \cdot 10^7$ см/с. Это хорошо согласуется с экспериментально определенной оптимальной с точки зрения генерации К-излучения массой внутреннего каскада (см. Таблицу 6.3).

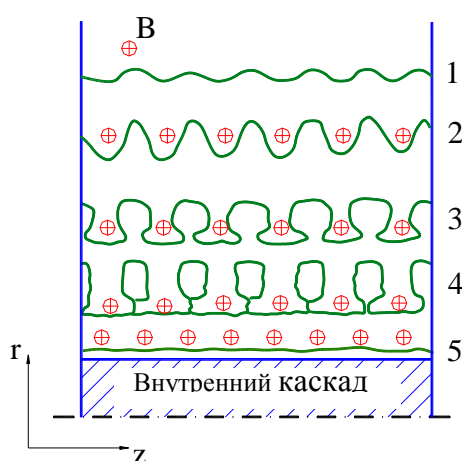


Рис.6.31. Графические пояснения формирования легкой токонесущей оболочки внутри внешнего каскада за счет развития неустойчивостей. Крестиками обозначено направление магнитного поля B . Цифрами обозначены различные моменты времени.

Такой вариант сжатия является по сути дела плазодинамическим переключением тока на внутренний каскад и качественно поясняется Рис.6.31. На этом рисунке показаны

предполагаемые положение и форма токонесущей оболочки в различные моменты времени. В момент времени 1 развитие неустойчивостей находится в линейной стадии. В следующий момент времени 2 неустойчивости выходят в нелинейную стадию, когда амплитуда становится порядка длины волны возмущений. В момент времени 3 размах возмущений становится больше толщины оболочки. Плазма в области «провалов» опережает основную массу оболочки и, за счет наличия аксиальной компоненты силы, смещается в стороны соседних «провалов». В стадии 4 начинается объединение магнитных потоков соседних «провалов», завершающееся формированием токонесущей оболочки с массой m_n существенно меньшей массы внешнего каскада.

При столкновении легкой токонесущей оболочки с внутренним каскадом происходит передача энергии в вещество внутренней оболочки, а также, возможна стабилизация возмущений, если масса m_n меньше массы внутреннего каскада. Решающим же фактором является доля тока, переносимого легкой оболочкой. Если эта доля близка к полному току через лайнер, то столкновение каскадов означает резкое включение тока на внутреннем каскаде, то есть эффективное обострение фронта импульса тока. Снижение доли тока в токонесущей оболочке может быть обусловлено ее шунтированием плазмой, оставшейся на большем радиусе. Видимо, этим и обусловлено замедление сжатия в финальной стадии, наблюдающееся в экспериментах на ГИТ-12 с трехкаскадными лайнерами (см. раздел 6.5).

Сокращение фронта импульса тока, а, следовательно, и времени сжатия лайнера играет существенно стабилизирующую сжатие роль при ускорении лайнера до заданной каким-нибудь условием (например, для генерации К-излучения) финальной скорости сжатия. Предположим, например, что ускорение лайнера имеет следующую временную зависимость: $g = a \cdot t^n$, где a и n – константы. Такое приближение может быть частично оправдано тем, что ускорение лайнера $g \propto I(t)^2 / r(t)$, что при постоянном радиусе и линейно нарастающем токе дает $g \propto t^2$. Изменение радиуса во времени можно учесть увеличением показателя n . Тогда, используя выражение для финальной скорости $V_f = \int_0^\tau g \cdot dt$, где τ – время сжатия, и

выражение (6.1), можно получить $X \propto V_f \cdot \tau \cdot \frac{(n+1)}{(0.5n+1)^2}$.

7. Ускорение внутреннего каскада за счет упругого столкновения с внешним

В случае, если внешний каскад сохраняет устойчивость до момента столкновения с внутренним, возможен иной механизм передачи энергии во внутренний каскад [275]. Для условий экспериментов на генераторе СНОП-3 (см. раздел 6.1) оценки показывают, что

время диффузии магнитного поля для оболочки толщиной 0.1 см при разумных значениях электронной температуры плазмы 10÷30 эВ в предположении спитцеровской проводимости составляет 10÷50 нс, что сравнимо с временем сжатия лайнера. В результате диффузии магнитного поля через внешнюю оболочку (или в начальной стадии образования токовой оболочки) на поверхности внутреннего каскада может появиться азимутальное магнитное поле. Такой «затравочный» магнитный поток в области между оболочками при определенных условиях может быть сжат во время имплозии, формируя «магнитную прокладку» между оболочками, за счет которой возможна передача энергии с внешнего каскада во внутренний, благодаря упругому удару.

На Рис.6.32 показаны результаты нульмерного расчета сжатия двухкаскадного лайнера импульсом тока генератора СНОП-3. Оболочки полагались бесконечно тонкими с начальными радиусами $r_o = 1.3$ см, $r_i = 0.4$ см и массами $m_o = 5$ мкг/см, $m_i = 2$ мкг/см. Такие параметры соответствуют максимальному значению выхода К-излучения аргона, зарегистрированному в экспериментах (см. раздел 6.1). В расчете численно решались уравнения движения внутренней и внешней оболочек (6.3) и (6.4). Предполагалось, что в области между каскадами имеется начальное азимутальное магнитное поле, соответствующее току во внутреннем каскаде 50 кА. Проводимость оболочек полагалась бесконечной, что обеспечивало сохранение магнитного потока между каскадами в ходе сжатия (6.5).

$$m_o \cdot \frac{d^2 r_o(t)}{dt^2} = - \frac{(B_\varphi^2(t) - B_e^2(t))}{2\mu_0} \cdot 2\pi \cdot r_o(t), \quad (6.3)$$

$$m_i \cdot \frac{d^2 r_i(t)}{dt^2} = - \frac{B_i^2(t)}{2\mu_0} \cdot 2\pi \cdot r_i(t), \quad (6.4)$$

$$B_\varphi(t) = \frac{\mu_0}{2\pi} \cdot \frac{I(t)}{r_o(t)}, \quad B_e(t) = \frac{\mu_0}{2\pi} \cdot \frac{I_i(t)}{r_o(t)}, \quad B_i(t) = \frac{\mu_0}{2\pi} \cdot \frac{I_i(t)}{r_i(t)},$$

$$L(t)I_i(t) = L_0 I_{i0}, \quad (6.5)$$

$$L(t) = 2 \cdot 10^{-9} \ln(r_o(t)/r_i(t)), \quad L_0 = L(t=0).$$

Здесь B_φ – азимутальное магнитное поле на внешней поверхности внешнего каскада, B_e , B_i – азимутальное магнитное поле на внутренней поверхности внешнего каскада и внешней поверхности внутреннего каскада, соответственно, r_o , r_i – радиусы внешней и внутренней оболочек, соответственно, $L(t)$ – погонная индуктивность области между внешним и внутренним каскадом, $L_0 I_{i0}$ – захваченный в области между каскадами магнитный поток, I_{i0} – величина начального тока между каскадами. В расчете также вычислялся интегральный

инкремент РТ неустойчивости Γ_i во внутреннем каскаде для возмущений с $m=0$ и длиной волны $\lambda=1$ мм по формуле :

$$\Gamma_i = \int \sqrt{\frac{d^2 r_i(t)}{dt^2} \cdot \frac{2\pi}{\lambda}} dt.$$

В этой модели внутренний каскад ускоряется давлением азимутального магнитного поля, захваченного в области между каскадами. Из Рис.6.32 видно, что после столкновения каскадов ($t \approx 77.5$ нс) внутренний каскад приобретает скорость до $8.3 \cdot 10^7$ см/с, что соответствует кинетической энергии на ион $E_i \approx 3E_{min}$ (для аргона). Время разгона внутреннего каскада составляет примерно 1.5 нс. Такой быстрый разгон обеспечивает сравнительно невысокий инкремент РТ неустойчивости во внутреннем каскаде $\Gamma_i = 6.3$.

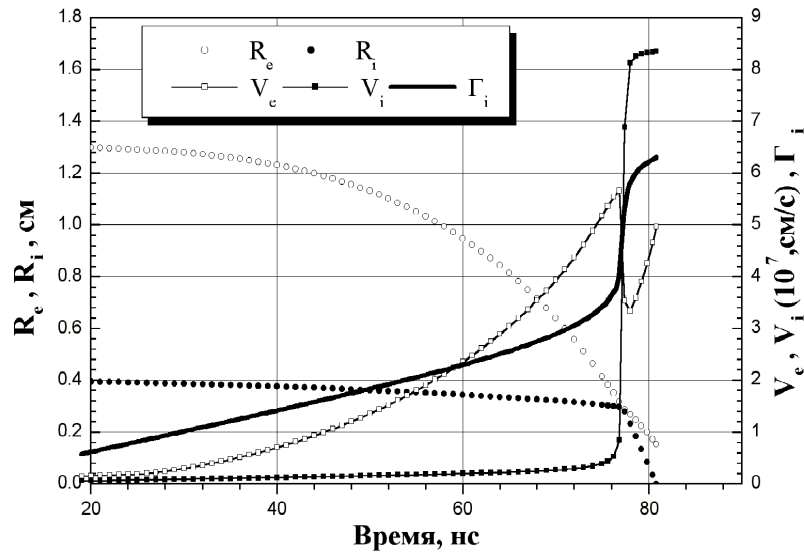


Рис.6.32. Результаты нульмерного расчета сжатия двухкаскадного лайнера. R_e и R_i , V_e и V_i – радиусы и скорости сжатия внешнего и внутреннего каскадов, соответственно. Γ_i – интегральный инкремент РТ неустойчивости во внутреннем каскаде.

Для сравнения на Рис.6.33. показана расчетная динамика сжатия и интегральный инкремент РТ неустойчивости для однокаскадного лайнера с начальным радиусом 0.75 см. При таком радиусе в экспериментах обеспечивается максимальный выход К-излучения аргона при сжатии однокаскадного лайнера (см. Рис.6.2). Характерное время разгона лайнера до скорости $5 \cdot 10^7$ см/с ($E_i \approx E_{min}$) составляет примерно 30 нс, а интегральный инкремент существенно выше, чем для внутреннего каскада двухкаскадного лайнера, и составляет $\Gamma \approx 11$.

Сравнение результатов расчетов с результатами экспериментов показывает, что для однокаскадного лайнера при интегральном инкременте $\Gamma \approx 11$ финальный радиус пинча составляет около 0.5 мм (см. Таблицу 6.1), что соответствует 15-кратному радиальному сжатию. Для внутреннего каскада двухкаскадного лайнера при расчетном инкременте $\Gamma_i =$

6.3 финальный радиус пинча в эксперименте составляет ≈ 100 мкм, что соответствует 45-кратному радиальному сжатию.

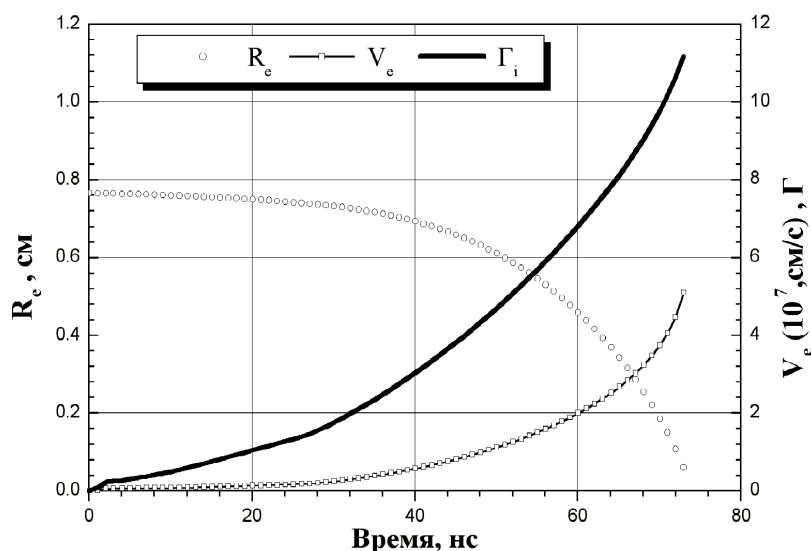


Рис.6.33. Результаты нульмерного расчета сжатия однокаскадного лайнера с начальным радиусом 0.75 см и погонной массой 10 мкг/см. R_e – радиус лайнера, V_e – скорость сжатия, Γ – интегральный инкремент РТ неустойчивости для возмущений с $m=0$ и длиной волны 1 мм.

Таким образом, существенное улучшение устойчивости сжатия и, следовательно, степени радиального сжатия плазмы обусловлено стабилизирующим влиянием снижения времени разгона лайнера до заданной, например, условием $E_i \geq E_{min}$ финальной скорости.

8. Обобщение результатов

Описанные выше результаты можно обобщить в следующем виде:

В оптимальных режимах сжатия двухкаскадных лайнеров, обеспечивающих формирование компактных финальных пинчей радиусом 1 мм и меньше, интенсивно излучающих в спектральном диапазоне выше 1 кэВ:

1. а) начальный радиус внешнего каскада в 3-5 раз больше начального радиуса внутреннего каскада, б) источником импульса излучения является вещество внутреннего каскада, исходно располагаемое на радиусе 1 см и меньше; в) масса внутреннего каскада примерно равна или меньше массы внешней оболочки; г) часть вещества внешнего каскада в момент формирования импульс излучения расположена на радиусе большем 1 мм и не принимает участие в формировании компактного пинча.

2. При таком соотношении масс каскадов, согласно оценкам и расчетам, полного подавления рэлей-тейлоровских неустойчивостей при столкновении внешнего и внутреннего каскадов происходит не должно.

3. Внутренний каскад не «наследует» возмущения, развивающиеся во внешнем каскаде, что дает основания предположить: а) плазмодинамическое переключение тока на внутренний

каскад за счет формирования легкой по сравнению с массой внешнего каскада токонесущей оболочки в области между каскадами, стабилизирующейся при ее столкновении с внутренним каскадом; б) разделение каскадов магнитной «прокладкой» азимутального магнитного поля, обеспечивающей ускорение внутреннего каскада вследствие упругого столкновения каскадов. Выбор между вышеуказанными механизмами можно было бы сделать на основании сравнения размаха возмущений $X = (0.04 \pm 0.005) \cdot (\int \sqrt{g} dt)^2$ с толщиной внешнего каскада, однако, такое сравнение затруднено отсутствием достоверных данных по толщине оболочки.

4. Так как в ходе сжатия двухкаскадного лайнера подавляющая доля времени уходит на сжатие внешнего каскада, сжатие внутреннего каскада происходит за время существенно меньшее фронта импульса тока генератора. Сокращение времени сжатия τ при заданной финальной скорости сжатия V_{fin} приводит к снижению инкрементов рэлей-тейлоровских неустойчивостей в линейной стадии $\Gamma = \int \sqrt{g \cdot \frac{2\pi}{\lambda}} dt \propto \sqrt{g} \tau \propto \sqrt{g} \tau \cdot \sqrt{\tau} \propto \sqrt{V_{fin}} \cdot \sqrt{\tau} \propto \sqrt{\tau}$, и амплитуды возмущений X в нелинейной стадии: $X \propto V_f \cdot \tau$, при $V_{fin} = \text{const}$.

5. Использование трехкаскадной структуры лайнера с внешним радиусом до 8 см позволяет обеспечить формирование компактных сильноизлучающих в спектральной диапозоне выше 1 кэВ пинчей с финальным радиусом 1÷2 мм при финальной скорости сжатия около $2 \cdot 10^7$ см/с. Достижение более высоких скоростей финального сжатия ограничивается торможением оболочки на радиусе примерно 0.5 см, причиной которого может быть сжимающейся оболочки плазмой, остающейся на более высоких значениях радиуса вследствие развития РТ неустойчивостей.

ГЛАВА № 7. НЕЛИНЕЙНАЯ ДИФФУЗИЯ МЕГАГАУССНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ПРОВОДНИК

1. Введение

Процесс нелинейной диффузии магнитного поля описывается уравнениями Максвелла, записанными в квазистационарном приближении (без учета токов смещения) и дополненными законами Ома и Джоуля-Ленца. В цилиндрической системе координат эти уравнения имеют вид:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rB) = \mu_0 \cdot j; \quad \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{j}{\sigma} \right) = \frac{\partial B}{\partial t}; \quad (7.1)$$

$$\frac{\partial \varepsilon_w}{\partial t} = \frac{j^2}{\sigma}. \quad (7.2)$$

Здесь B – индукция азимутального магнитного поля, j – плотность аксиального тока, σ – проводимость металла, ε_w – плотность энергии джоулева тепловыделения; μ_0 – магнитная постоянная. Граничные условия системы уравнений (7.1-7.2): на внешней границе проводника - $B^{out}(t) = \frac{\mu_0 I(t)}{2\pi \cdot R}$, где $I(t)$ – ток, протекающий через проводник, R – внешний радиус проводника; на внутренней границе проводника - $B^{inner}(t) = 0$.

Проводимость может быть выражена через плотность тепловой энергии следующим образом [21]:

$$\sigma \approx \sigma_0 / (1 + \beta \varepsilon_w), \quad (7.3)$$

где β – тепловой коэффициент. Тепловой коэффициент связан с индукцией характеристического магнитного поля B_0 , при которой удельное сопротивление среды возрастает в два раза, $B_0 = \sqrt{\frac{8\pi}{\beta}}$ [21, 168, 171].

Значения теплового коэффициента β и индукции поля B_0 можно оценить исходя из следующих соотношений:

$$\beta \varepsilon_w = \alpha \Delta T = 1, \quad \varepsilon_w = c_v \Delta T, \quad c_v \approx \frac{3k\gamma_0}{m_i}.$$

Здесь α – температурный коэффициент сопротивления, ΔT – приращение температуры металла, c_v – изохорная теплоемкость, γ_0 – плотность металла, m_i – масса атома, k – постоянная Больцмана. Для индукции характеристического магнитного поля выражение имеет следующий вид:

$$B_0 \approx \sqrt{\frac{6\mu_0 \cdot k \cdot \gamma_0}{\alpha \cdot m_i}}. \quad (7.4)$$

ТАБЛИЦА 7.1. Значения проводимости σ_0 , температурного коэффициента сопротивления α и плотности металла γ_0 при нормальных условиях, масса атома m_i , энергии сублимации Λ_0 . Значения h_{exp} интегралов действия до взрыва. Рассчитанные значения теплового коэффициента β , индукции характеристического магнитного поля B_0 , индукции порогового магнитного поля $B_s \approx \sqrt{2\mu_0\Lambda_0}$.

	σ_0	α ,	m_i ,	γ_0 ,	β ,	B_0 ,	Λ_0 ,	B_s ,	h_{exp}
	1/ $\Omega \cdot m$	1/K	a.m.u.	g/cm ³	cm ³ /J	T	kJ/cm ³	T	A·s/cm ⁴
Al	$3.66 \cdot 10^7$	$4.55 \cdot 10^{-3}$	27	$2.7 \cdot 10^3$	$1.83 \cdot 10^{-3}$	37	29	270	$1.8 \cdot 10^9$
Cu	$5.92 \cdot 10^7$	$4.39 \cdot 10^{-3}$	63.5	$8.96 \cdot 10^3$	$1.25 \cdot 10^{-3}$	45	43	330	$4.1 \cdot 10^9$
Ti	$2.2 \cdot 10^6$	$4.5 \cdot 10^{-3}$	47.9	$4.5 \cdot 10^3$	$1.92 \cdot 10^{-3}$	36	39	310	$1.1 \cdot 10^9$
Fe	$1.05 \cdot 10^7$	$5.62 \cdot 10^{-3}$	55.8	$7.87 \cdot 10^3$	$1.6 \cdot 10^{-3}$	40	49	350	$1.4 \cdot 10^9$
St3	$5.92 \cdot 10^6$	$5.62 \cdot 10^{-3}$	55.8	$7.87 \cdot 10^3$	$1.6 \cdot 10^{-3}$	40	49	350	$1.4 \cdot 10^9$
SS	$1.1 \cdot 10^6$	$5.62 \cdot 10^{-3}$	55.8	$7.87 \cdot 10^3$	$1.6 \cdot 10^{-3}$	40	49	350	$1.4 \cdot 10^9$

Значения поля B_0 и значения некоторых других характеристик для ряда металлов приведены в Таблице 7.1. Для большинства металлов $B_0 \approx 25\text{--}45$ Т. Приведенные значения взяты из [81, 116, 290], или рассчитаны на основании этих данных. Для стали 3 и нержавеющей стали значения проводимости получены путем собственных измерений, остальные характеристики положены равными таковым для железа.

2. Моделирование нелинейной диффузии магнитного поля

Уравнения (7.1) - (7.2) при зависимости проводимости от плотности энергии джоулева тепловыделения (7.3) решались численно. Программа позволяет рассчитывать зависимости пространственных распределений плотности тока и магнитного поля, плотностей энергии магнитного поля и джоулева тепловыделения, интеграла действия в различные моменты времени при любой форме импульса магнитного поля на поверхности проводника.

Для тестирования правильности расчетов использовалось сравнение с приближенным решением [21] для плоского случая при временной зависимости магнитного поля на поверхности $B = B_0(t/t_0)^{0.5}$, которое применимо для магнитных полей с индукцией $B \gg B_0$ и имеет следующий вид:

$$\frac{B(x,t)}{B_0} \approx \left(\frac{t}{t_0} - \frac{x}{s_0} \right)^{0.5}. \quad (7.5)$$

Здесь x – координата, отсчитываемая от границы проводника, причем $x \geq 0$, $s_0 = \sqrt{\frac{t_0}{2 \cdot \mu_0 \cdot \sigma_0}}$.

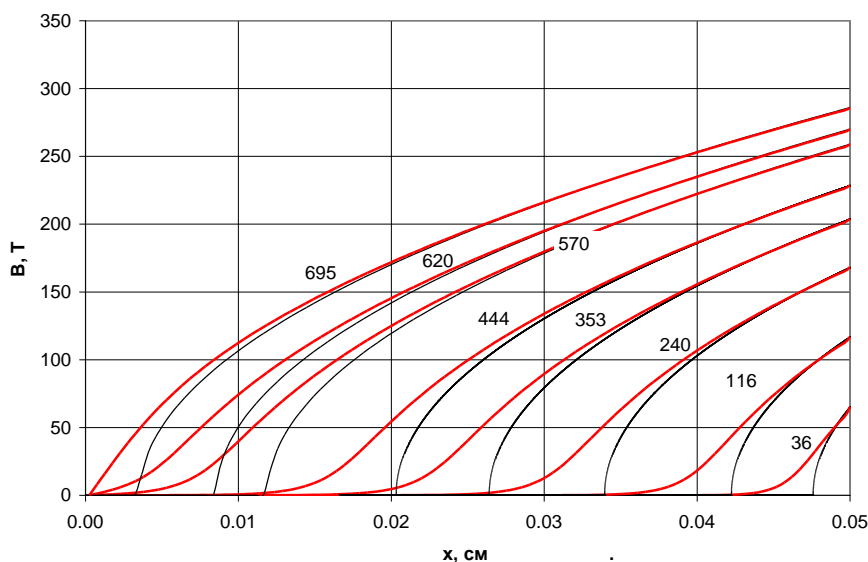


Рисунок 7.1. Распределения индукции магнитного поля по толщине проводника в различные моменты времени, указанные в нс. Граница проводника, обращенная к полю расположена в точке $x = 0.05$ см. Толстые красные линии – моделирование, черные тонкие – расчет по формуле (7.5).

В расчетах моделировалась диффузия магнитного поля в медную трубку с толщиной стенки 0.05 см и радиусом, намного большим толщины стенки. Сравнение результатов моделирования с расчетом по формуле (6.14) при $t_0 = 15$ нс, $B_0 = 45$ Тл показано на Рис. 6.1. На Рис.7.1. приведены распределения индукции магнитного поля по толщине проводника в различные моменты времени. Граница проводника, обращенная к полю расположена в точке $x = 0.05$ см.

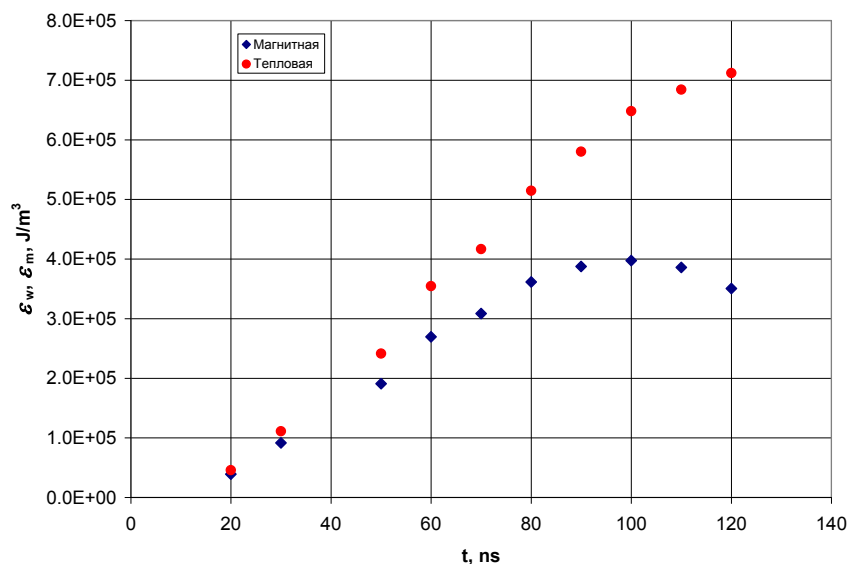


Рисунок 7.2. Временные зависимости плотности энергии магнитного поля (ромбы) и плотности энергии джоулева тепловыделения (кружки) на поверхности медного цилиндра радиусом 0.141 см для линейной диффузии синусоидального магнитного поля амплитудой 1 Тл и периодом 400 нс.

Как можно видеть из Рис.7.1, совпадение рассчитанных распределений в области больших полей хорошее. При индукции поля $B \approx 2B_0$ различие результатов моделирования с

расчетом по формуле (7.5) не превышает 10% и быстро уменьшается с ростом индукции поля.

На Рис. 7.2 представлены результаты расчета диффузии синусоидального магнитного поля амплитудой 1 Тл и периодом 400 нс в медный цилиндр внешним радиусом 0.141 см. Как можно видеть, рост плотности тепловой энергии опережает рост энергии магнитного поля на поверхности проводника. В момент максимума магнитного поля (100 нс) коэффициент поверхностной энергии составляет 1.63, что хорошо совпадает с данными расчетов [21]. Толщина скин-слоя, оцененная по спаданию индукции поля вглубь проводника в e раз составила 40 мкм, что хорошо соответствует оценке по классической формуле. Это является еще одним подтверждением правильности расчетной модели.

3. Результаты расчетов коэффициента поверхностной энергии

Рассмотрим результаты моделирования нелинейной диффузии магнитного поля, уделяя основное внимание зависимости коэффициента поверхностной энергии от формы импульса поля и толщины скин-слоя. Пиковые значения индукции и времени нарастания магнитного поля выбирались близкими к типичным параметрам, реализуемым на сильноточном генераторе МИГ, анализу экспериментов на котором, в конечном счете, посвящена данная и следующая главы.

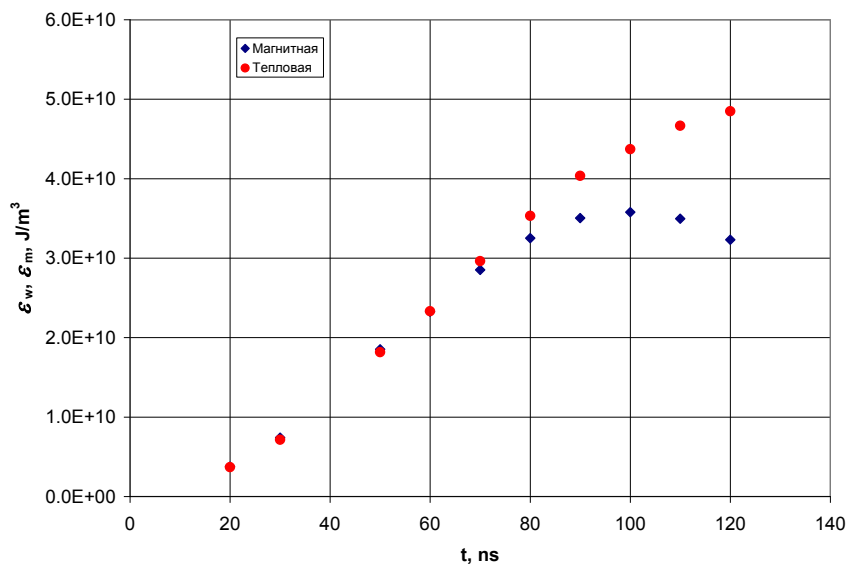


Рисунок 7.3. Временные зависимости плотности энергии магнитного поля (ромбы) и плотности энергии джоулева тепловыделения (кружки) на поверхности медного цилиндра радиусом 0.141 см для нелинейной диффузии синусоидального магнитного поля амплитудой 300 Тл и периодом 400 нс.

Рис.7.3 показывает, что в случае нелинейной диффузии различие в плотностях энергии ϵ_w и ϵ_m существенно меньше. На максимуме магнитного поля коэффициент поверхностной энергии меньше, чем для линейной диффузии и составляет 1.22. Максимум плотности тока в

этот момент достигает радиуса 0.122 см, то есть толщина скин-слоя нелинейной диффузии составляет $\Delta_h = 190$ мкм, что в 4.8 раза больше, чем для линейной диффузии.

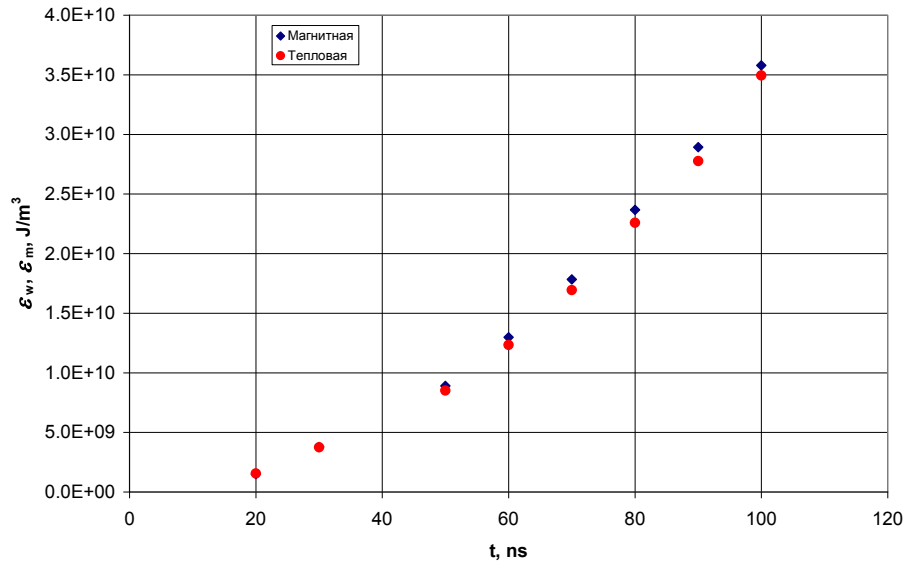


Рисунок 7.4. Временные зависимости плотности энергии магнитного поля (ромбы) и плотности энергии джоулева тепловыделения (кружки) на поверхности медного цилиндра радиусом 0.141 см для нелинейной диффузии линейно нарастающего магнитного поля (300 Тл за 100 нс).

В случае линейного нарастания магнитного поля (300 Тл за 100 нс) коэффициент поверхностной энергии в течении первых 100 нс слабо изменяется в пределах 1.04-0.98 и в момент времени 100 нс составляет 0.98 (см. Рис. 7.4). То есть, и в случае нелинейной диффузии коэффициент поверхностной энергии зависит от формы импульса магнитного поля.

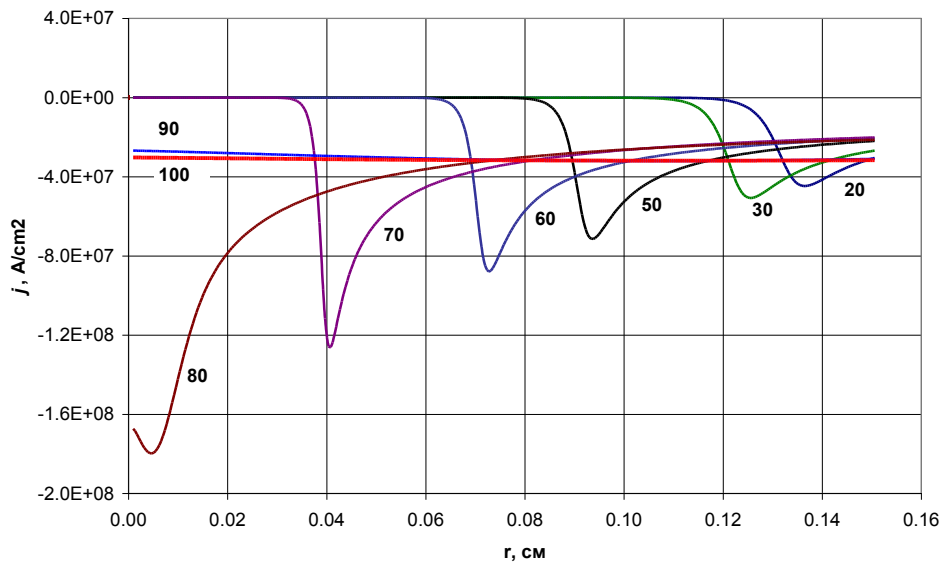


Рисунок 7.5. Расчетные распределения плотности тока при нелинейной диффузии синусоидального магнитного поля амплитудой 300 Тл и периодом 400 нс в титановый проводник радиусом 0.151 см в различные моменты времени (указаны на рисунке в нс).

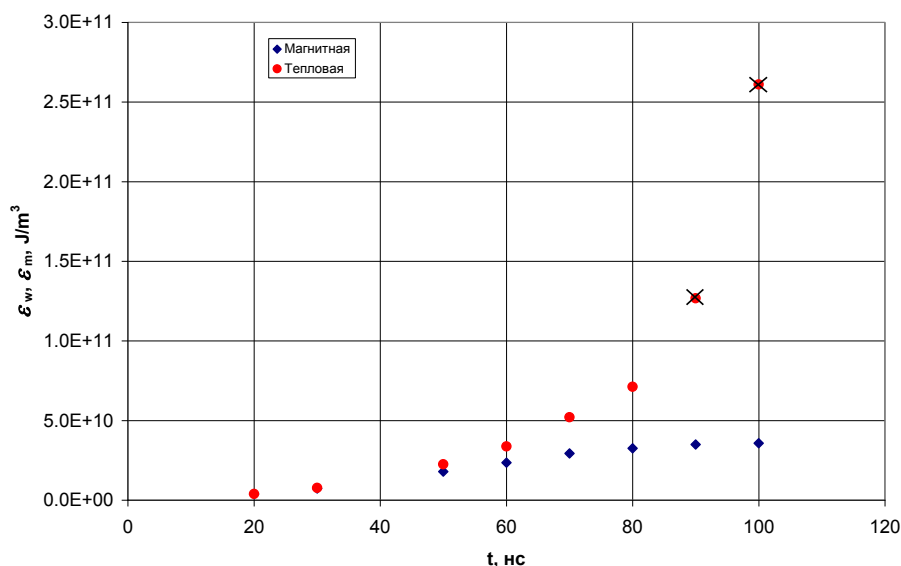


Рисунок 7.6. Временные зависимости плотности энергии магнитного поля (ромбы) и плотности энергии джоулева тепловыделения (кружки) на поверхности титанового цилиндра радиусом 0.151 см при нелинейной диффузии синусоидального магнитного поля амплитудой 300 Тл и периодом 400 нс.

Зависимость коэффициента поверхностной энергии от времени существенно меняется, когда толщина скин-слоя нелинейной диффузии Δ_h становится сравнима с радиусом проводника. Это иллюстрируется результатами расчета диффузии синусоидального магнитного поля амплитудой 300 Тл и периодом 400 нс для титанового проводника радиусом 0.151 см, показанными на Рис. 7.5 и 7.6.

Рисунок 7.5 иллюстрирует распространение волны нелинейной диффузии в проводник. Плотность тока в каждый момент имеет явно выраженный максимум, расстояние от которого до границы проводника является толщиной скин-слоя нелинейной диффузии Δ_h . Плотность тока на поверхности плавно снижается примерно до 70 нс, затем начинает увеличиваться. После достижения волной оси проводника (на 81 нс) в течение примерно 10 нс устанавливается равномерное распределение плотности тока по сечению. Это сопровождается ростом плотности тока на поверхности в $1.5 \div 2$ раза, что способствует существенному увеличению джоулева энерговыделения на поверхности. Действительно, с 70-й по 80-ю нс плотность энергии джоулева нагрева на поверхности увеличивается примерно в 1.5 раза (Рис. 7.6) и достигает значения, в два раза превышающего энергию сублимации для титана (см. Таблицу 7.1). Коэффициент поверхностной энергии при этом достигает значения 2.2. Результаты расчета в более поздние времена вряд ли имеют физический смысл, поскольку поверхностная плотность тепловой энергии существенно превышает энергию сублимации, тем не менее, они иллюстрируют возможность резкого возрастания плотности тепловой на поверхности после выхода волны нелинейной диффузии на ось проводника или, в случае трубки, на ее внутреннюю поверхность.

С точки зрения практического использования представляет интерес сравнить результаты расчетов толщины скин-слоя нелинейной диффузии с приближенным аналитическим выражением [21, 168, 171], которое имеет вид:

$$\Delta_h = \xi \frac{B(t)}{B_0} \sqrt{\frac{t}{\mu_0 \sigma_0}} = \xi \frac{B(t)}{B_0} \cdot \Delta. \quad (7.6)$$

Здесь $B(t)$ – зависимость индукции магнитного поля на поверхности проводника от времени, Δ – толщина скин-слоя для линейной диффузии, B_0 – индукция характеристического магнитного поля, ξ – безразмерный параметр порядка единицы.

Результаты расчетов для плоского случая (внешний радиус проводника 1.5 см, толщина 0.15 см) и для цилиндрического (внешний радиус проводника 0.15 см) показаны на Рис.7.7. Материал – титан. Также показана временная зависимость толщины скин-слоя для нелинейной диффузии, вычисленная с помощью выражения (7.6) при $\xi = 0.75$. Видно, что выражение (7.6) дает хорошее совпадение с плоским случаем в момент времени, близкий к максимуму магнитного поля, но дает до 20% меньшие значения Δ_h на фронте импульса поля. Совпадение с расчетом для цилиндрического случая достаточно хорошее примерно до того момента времени, когда волна нелинейной диффузии пройдет половину толщины проводника. В более поздние моменты времени скорость волны нелинейной диффузии увеличивается вследствие кумуляции, неизбежной в цилиндрической геометрии. Вследствие этого, в момент выхода волны на ось проводника рассчитанная по формуле (7.6) толщина скин-слоя составляет примерно 70% от начального радиуса проводника.

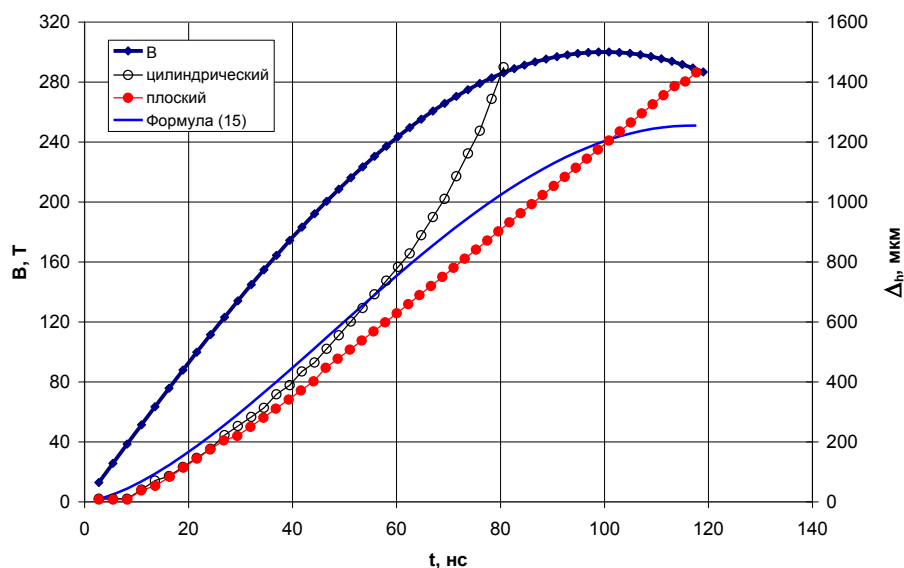


Рисунок 7.7. Результаты расчетов толщины скин-слоя для плоского случая (внешний радиус проводника 1.5 см, толщина 0.15 см) и для цилиндрического (внешний радиус проводника 0.15 см), зависимость толщина скин-слоя для нелинейной диффузии, вычисленная с помощью выражения (7.6) при $\xi = 0.75$.

Результаты расчетов, проведенных для цилиндрических проводников радиусами 0.05, 0.075 и 0.1 см при такой же форме импульса тока, как на Рис.7.7, демонстрируют гораздо

лучшее согласие с формулой (7.6). Это иллюстрируется Рис.7.8, на котором показаны рассчитанные по формуле (7.6) значения отношения толщины скин-слоя к радиусу проводника Δ_H/r_0 в момент времени, когда волны нелинейной диффузии в модельных расчетах достигает оси проводника.

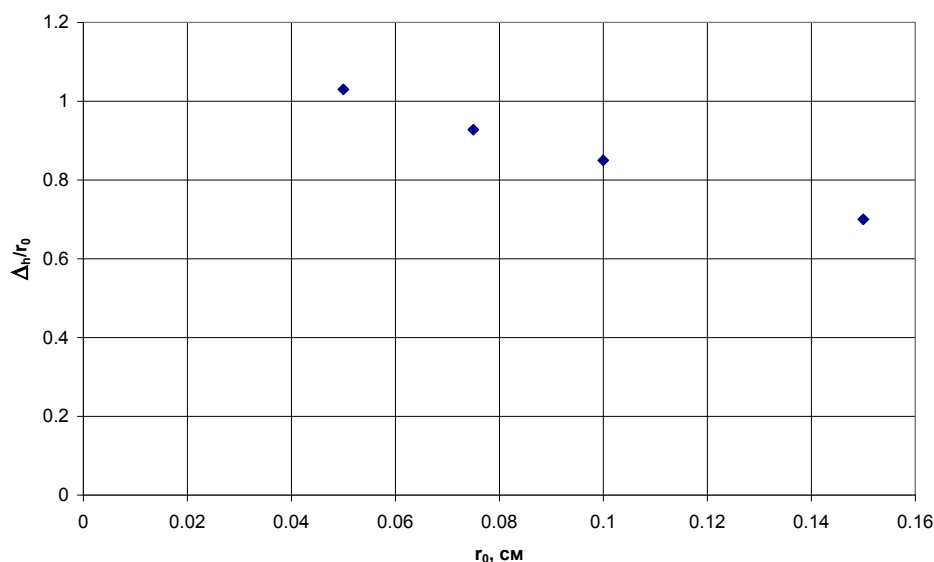


Рисунок 7.8. Рассчитанные по формуле (7.6) значения отношения толщины скин-слоя к радиусу проводника Δ_H/r_0 в момент времени, когда волны нелинейной диффузии в модельных расчетах достигает оси проводника.

Как видно из Рис.7.8, использование формулы (7.6) позволяет с точностью не хуже 15% оценивать толщину скин-слоя нелинейной диффузии для проводников с диаметрами до 2 мм при указанных выше амплитуде и времени нарастания магнитного поля. При более высоких значениях диаметров следует ожидать примерно 40% недооценки величины толщины скин-слоя.

4. Оценки скоростей распространения ударной волны и волны нелинейной диффузии

Взаимодействие импульсного сверхсильного ($B > 100$ Т) магнитного поля с проводником характеризуется не только более быстрым по сравнению с линейной диффузией проникновением магнитного поля вглубь вещества, но и формированием в веществе ударной волны (УВ). Формирование УВ обусловлено высоким значением давления магнитного поля на поверхности проводника ($P_m > 40$ кбар при $B > 100$ Т).

Сравнение скоростей волны нелинейной диффузии (ВНД) и УВ можно провести согласно следующим формулам [168, 291]:

$$D_{sw} = \frac{\sqrt{B(t)}}{2\mu_0 a_0 \gamma_0}, \quad (7.7)$$

$$\Delta_{sw} = \int D_{sw} \cdot dt, \quad (7.8)$$

$$\Delta_h = \xi \frac{B(t)}{B_0} \sqrt{\frac{t}{\mu_0 \sigma_0}}. \quad (7.9)$$

Здесь $B(t)$ – временная зависимость индукции магнитного поля на поверхности в предположении отсутствия разлета вещества на внешней границе, D_{sw} – скорость фронта УВ, Δ_{sw} – расстояние, пройденное УВ, Δ_h – толщина скин-слоя для нелинейной диффузии, ξ – константа ≈ 1 . Для получения выражения (7.7) использовано эмпирическое соотношение между массовой скоростью u вещества за фронтом УВ и индукцией магнитного поля:

$$u \approx a_0 \cdot B^{1.5}, \quad (7.10)$$

предложенное в [292]. Согласно [293] для меди $a_0=0.15$, а для вольфрама 0.089, если u выражено в м/с, а индукция – в Теслах. Значения константы a_0 для других металлов можно оценить, используя экспериментальные данные [294] и экстраполяцию. Такая оценка дает значения $a_0=0.16$, 0.24 и 0.35, для железа, титана и алюминия, соответственно.

Результаты оценок по формулам (7.7)-(7.9) для проводника диаметром 3 мм при $\xi = 0.75$ показаны на Рис.7.9-7.12. Для расчета использовалась типичная для генератора МИГ форма импульса тока, по которой рассчитывалась временная зависимость индукции магнитного поля на поверхности проводника диаметром 3 мм.

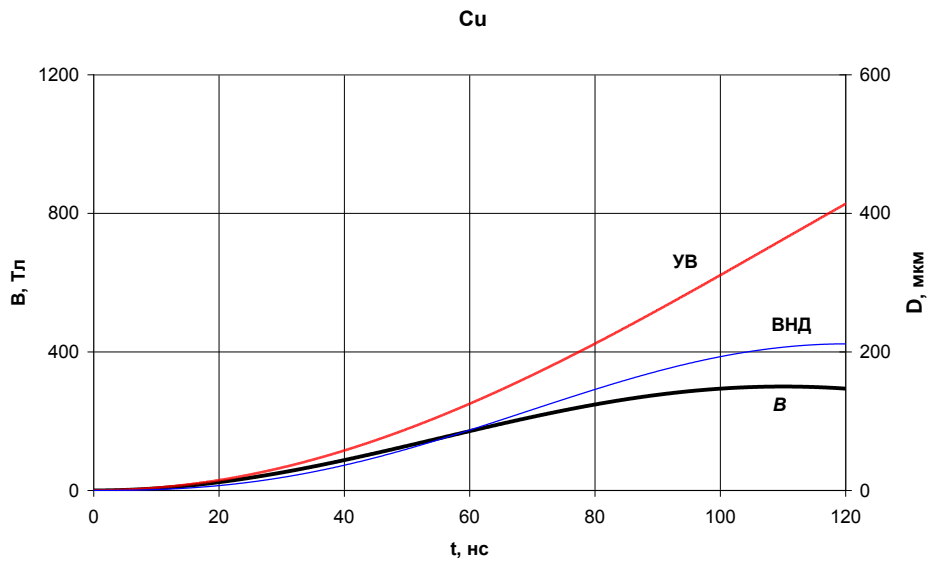


Рисунок 7.9. Медь. Рассчитанные по выражениям (7.7)-(7.9) расстояние, пройденное УВ (УВ), и толщина скин-слоя для нелинейной диффузии (ВНД), форма импульса магнитного поля на поверхности (B).

Из результатов оценок следует, что для хороших проводников (медь и алюминий) при указанных параметрах импульса магнитного поля ударная волна опережает фронт волны нелинейной диффузии. Расстояние в 200 мкм УВ проходит для меди на 30 нс быстрее, чем ВНД, а для алюминия на 15 нс быстрее. Это качественно согласуется с результатами магнитогидродинамического моделирования [159, 291]. Для плохих проводников (сталь 3 и

титан) волна нелинейной диффузии, наоборот, опережает ударную волну на 25 и 35 нс для стадии 3 и титана, соответственно.

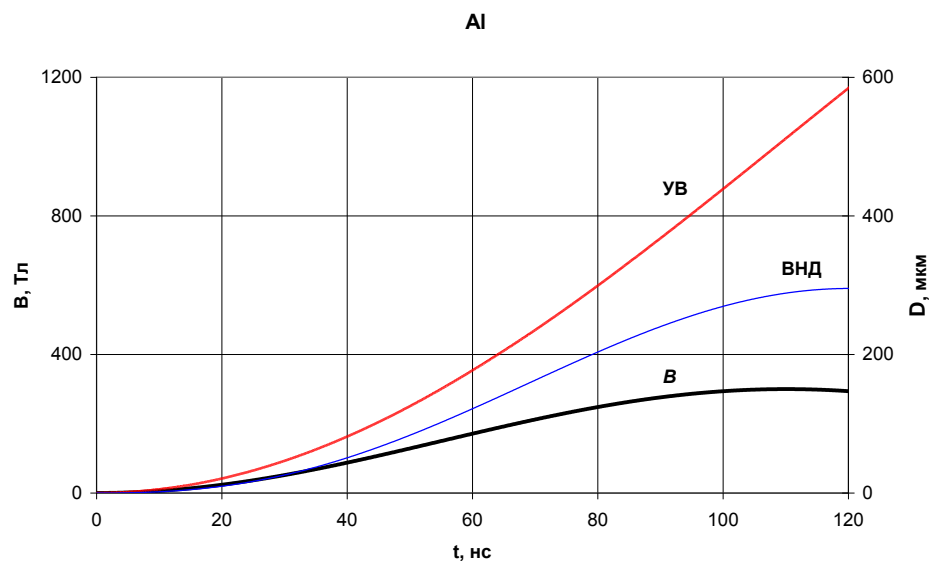


Рисунок 7.10. Алюминий. Рассчитанные по выражениям (7.7)-(7.9) расстояние, пройденное УВ (УВ), и толщина скин-слоя для нелинейной диффузии (ВНД), форма импульса магнитного поля на поверхности (B).

В Таблице 7.2 приведены значения Δ_{sw} и Δ_h для 110 нс (на максимуме импульса поля). Из Таблицы видно, что, если не учитывать взаимное влияние УВ и ВНД, то к 110 нс для меди и алюминия ударная волна проходит в 2 большее расстояние, а для титана в 3 раза меньшее расстояние, чем волна нелинейной диффузии.

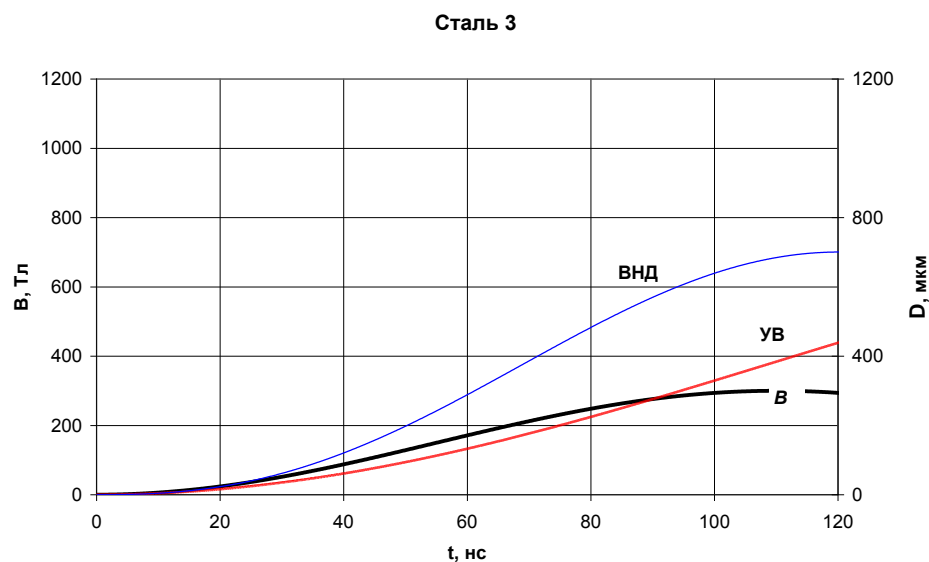


Рисунок 7.11. Сталь 3. Рассчитанные по выражениям (7.7)-(7.9) расстояние, пройденное УВ (УВ), и толщина скин-слоя для нелинейной диффузии (ВНД), форма импульса магнитного поля на поверхности (B).

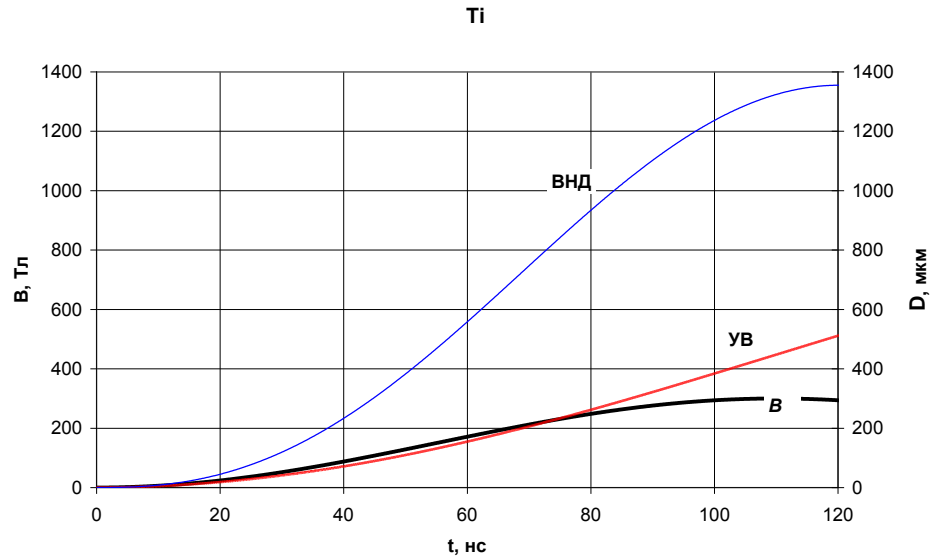


Рисунок 7.12. Титан. Рассчитанные по выражениям (7.7)-(7.9) расстояние, пройденное УВ (УВ), и толщина скин-слоя для нелинейной диффузии (ВНД), форма импульса магнитного поля на поверхности (B).

ТАБЛИЦА 7.2. Рассчитанные Δ_{SW} и Δ_h для 110 нс (на максимуме импульса тока).

	Δ_{SW} , мкм	Δ_h , мкм	Δ_{SW}/Δ_h
Cu	360	210	1.7
Al	510	290	1.8
Сталь 3	390	690	0.55
Ti	450	1300	0.35

Из качественных соображений понятно, что волна нелинейной диффузии и ударная волна оказывают влияние друг на друга. Так, например, если фронт УВ опережает ВНД, то разогрев металла на фронте УВ приводит к росту температуры, уменьшению проводимости и, таким образом, к более быстрому проникновению магнитного поля в металл. Грубо оценить температуру за фронтом ударной волны можно с помощью выражения (7.10), как $T \approx 0.5 \cdot m_i \cdot u^2$. Такая оценка дает значение температуры 0.1-0.4 эВ, при которой проводимость металлов снижается примерно в несколько раз. Увеличение сопротивления на фронте ударной волны должно препятствовать отставанию диффузии поля от фронта ударной волны. С другой стороны, УВ вряд ли может существенно отставать от фронта ВНД, поскольку именно на фронте ВНД реализуется максимальный градиент магнитного давления, инициирующего формирование УВ. Таким образом, представляют интерес измерения скорости проникновения магнитного поля с индукцией > 100 Т в металлические проводники, что и являлось одной из задач проводимых экспериментов.

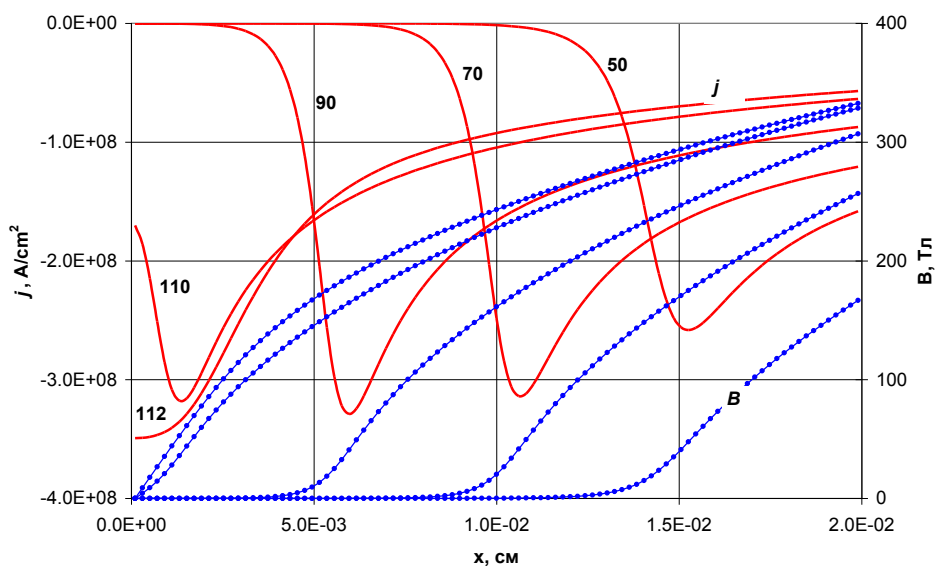
5. Обоснование экспериментальной методики измерения скорости проникновения мегагауссного магнитного поля в металл

Одним из способов измерения скорости проникновения магнитного поля через проводник является измерение магнитного поля на тыльной (противоположной поверхности, к которой прикладывается магнитное поле) поверхности с помощью магнитных зондов (см., например, [170]). Однако, такой способ неприменим для случая, когда изучается диффузия азимутального магнитного поля в цилиндрический проводник, по которому в аксиальном направлении протекает ток. В последние годы именно такая конфигурация часто используется в экспериментах по изучению плазмообразования и развитию неустойчивостей на поверхности проводника в быстронарастающих мегагауссных магнитных полях (см., например, [142, 144, 152, 153, 295, 296]).

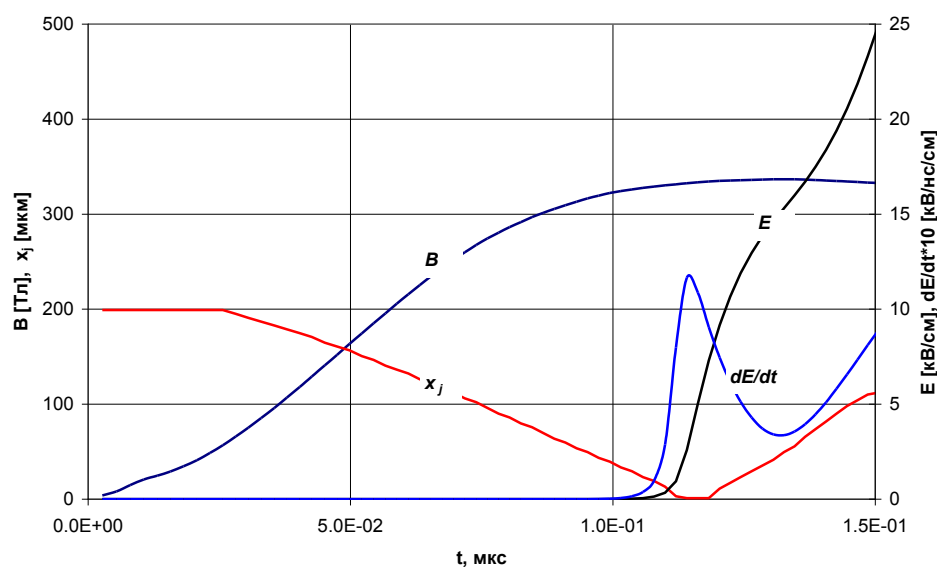
Для полого цилиндрического проводника, помещенного в азимутальное магнитное поле, напряженность аксиального электрического поля на внутренней поверхности равна $E=j\cdot\sigma^*$, где j и σ^* - плотность тока и проводимость на внутренней поверхности, соответственно. Это позволяет регистрировать выход ВНД на внутреннюю поверхность путем измерения напряжения на ней [297, 298]. Насколько нам известно, такая методика была использована в [299], но импульс напряжения зарегистрирован не был. В экспериментах, описанных в [33], напряжение на внутренней поверхности алюминиевой трубки диаметром 1 мм и толщиной стенки 100 мкм было измерено, однако результаты экспериментов не вошли в текст публикации.

На Рис.7.13 приведены результаты решения системы уравнений (7.1-7.3) для медной трубки внешним диаметром 3 мм и толщиной стенки 200 мкм. В расчетах к внешней границе проводника прикладывалось азимутальное магнитное поле, импульс которого показан на Рис.7.13б. На Рис.7.13а показано расчетное распределение плотности тока и магнитного поля по толщине трубки. Видно, что плотность тока в каждый момент времени имеет явно выраженный максимум, скорость распространения которого есть скорость фронта ВНД. Максимум плотности тока достигает внутренней поверхности трубки на 112 нс. Выход ВНД на внутреннюю поверхность сопровождается появлением внутри трубки аксиального электрического поля. Положение максимума плотности тока x_j во времени и расчетный импульс напряженности электрического поля E на внутренней поверхности трубки длиной 10 мм показаны на Рис.7.13б. Как видно, импульс напряженности E появляется примерно на 106 нс и нарастает сравнительно плавно. Согласно расчетам более чувствительной к моменту выхода максимума плотности тока на внутреннюю поверхность является временная производная напряженности электрического поля dE/dt . Действительно, на внутренней

поверхности dE/dt имеет четко выраженный максимум в момент $x_j=0$, то есть в момент времени, близкий к моменту выхода ВНД на внутреннюю поверхность трубки.



а)



б)

Рисунок 7.13. Результаты численного моделирования нелинейной диффузии магнитного поля (уравнения (7.1-7.3)) для медной трубки внешним диаметром 3 мм, толщиной стенки 200 мкм и длиной 10 мм. Расчетное распределение плотности тока j и индукции магнитного поля B по толщине трубки (а). Временные зависимости индукции магнитного поля на поверхности и положения максимума плотности тока x_j во времени, расчетный импульс напряженности электрического поля E на внутренней поверхности трубки и производная dE/dt (б).

Результаты расчетов для других материалов и при варьировании формы импульса магнитного поля подтверждают вышеотмеченное соответствие. Это дает основания для экспериментальных измерений скорости проникновения магнитного поля в полые проводники по максимуму производной импульса напряжения на внутренней поверхности трубки.

6. Эксперимент

Эксперименты, в которых исследовался процесс нелинейной диффузии магнитного поля в проводник, проводились на сильноточном генераторе МИГ [9] при уровне тока до 2.5 МА со временем его нарастания 100 нс. В качестве нагрузки генератора использовались трубки длиной 15 мм из алюминия, меди, титана, стали 3 и нержавеющей стали внешним диаметром $d_0 = (2-3)$ мм и толщиной стенки от 100 до 750 мкм. Использовались проводники из алюминия, меди титана и стали 3. Толщина стенки D выбиралась исходя из условия

$$D \geq \sqrt{\frac{\rho_0 t_\delta}{\mu_0}},$$

где ρ_0 – удельное сопротивление при нормальных условиях, t_δ – длительность нарастания импульса тока.

нарастания импульса тока.

Точные измерения формы импульс тока мегаамперного диапазона с временем нарастания порядка 100 нс представляют собой если не проблему, то, по крайней мере задачу, требующую аккуратного решения. При типичных для генератора МИГ скорости нарастания тока 30 кА/нс и индуктивности в области нагрузки несколько нГн напряжение в магнитоизолированной линии (МИЛ) достигает сотен киловольт. Показания датчиков тока в таких условиях могут искажаться, как электронными потоками, так и емкостными наводками. Кроме того, желательно располагать датчик тока как можно близко к нагрузке, для того, чтобы избежать возможного влияния электронных утечек или пробоев в области между нагрузкой и датчиком тока, что может приводить к неверным измерениям. Использование токовых шунтов в таких условиях затруднено слишком высокими тепловыми нагрузками. Применение поясов Роговского также встречает ряд трудностей. Во-первых, необходимость располагать пояс на сравнительно небольшом диаметре (около 10 см) приводит при разумных значениях толщины провода и его изоляции к малому числу витков и, как следствие, необходимости использовать сопротивление нагрузочного шунта порядка нескольких десятков мОм. Это отрицательно сказывается на точности измерений. Кроме того, конструкция пояса и места его установки усложняется требованиями снизить емкостную связь с высоковольтным электродом и обеспечить отсутствие перекрытия по поверхности пояса под действием ультрафиолетового излучения или электронных потоков.

В экспериментах, описанных в настоящей работе, измерения тока проводились магнитными зондами, выполненными в виде индуктивной канавки. Схема блока нагрузки генератора МИГ и конструкция магнитного зонда показаны на Рис. 7.14.

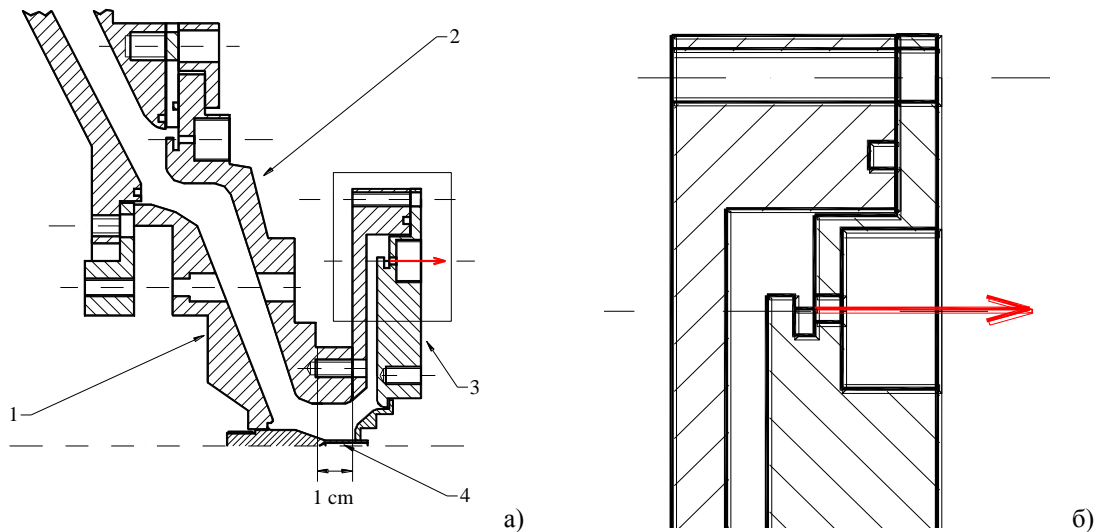


Рисунок 7.14. Схема блока нагрузки генератора МИГ (а) и конструкция магнитного зонда (б). 1 – катод МИЛ, 2 – анод МИЛ, 3 – измерительный фланец, 4 – трубка (нагрузка).

Напряжение с индуктивной канавки, выточенной в измерительном фланце (Рис.7.14, поз.3), подавалось на осциллограф посредством сигнальных радиочастотных кабелей через 20-кратный ослабитель. При поперечном размере канавки 2x3 мм и ее диаметре 100 мм амплитуда сигнала на входе осциллографа составляла (500-600) В. Сигналы снимались в двух диаметрально расположенных местах, то есть использовалось два магнитных зонда (В1 и В2).

Измерительный фланец изготавливался из стали 3. Использование меди или алюминия, имеющих более высокую проводимость, конечно, предпочтительнее с точки зрения снижения влияния скин-эффекта на работу индуктивной канавки. Однако, их низкая стойкость к продуктам электрического взрыва нагрузки (плазма, капли расплавленного и кусочки твердого металла) препятствует многократному использованию измерительного фланца.

Зонды на основе индуктивных канавок калибровались перед экспериментальной серией выстрелов (обычно 20-30 выстрелов) с помощью одновитковой магнитной петли (ВИ), устанавливаемой на том же диаметре, и изготовленной из медного провода в лаковой изоляции диаметром 50 или 90 мкм. Непосредственно перед установкой магнитные петли фотографировались под микроскопом и определялась их площадь. Магнитные петли разрушались за одно-два срабатывания установки, несмотря на попытки их заливки парафином.

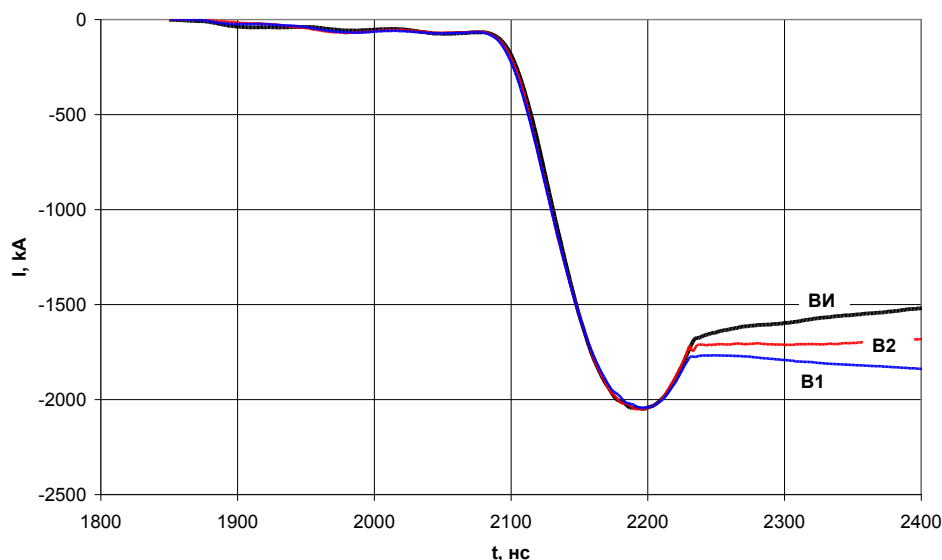


Рисунок 7.16. Результат калибровки магнитных зондов на основе индуктивной канавки (B1 и B2) с помощью одновитковой проволочной петли.

На Рис.7.16 показаны осциллограмма тока, полученная интегрированием сигнала магнитной петли ВИ, а также, проинтегрированные по времени сигналы зондов В1 и В2, нормированные по амплитуде сигнала магнитной петли. Как видно, примерно в течение 150 нс от начала основного тока генератора (2080 нс на Рис.7.16) совпадение сигналов датчиков хорошее. Расхождение показаний не превышает $\pm 7\%$, причем зонды несколько занижают показания на фронте импульса тока и завышают после максимума тока. Существенные расхождения наблюдаются после перекрытия проходного изолятора генератора МИГ, что обусловлено увеличивающимся сечением индуктивной канавки за счет скин-эффекта. Однако, измерения тока в этой области времен редко бывают необходимы.

7. Регистрация импульса напряжения на внутренней поверхности трубки

Для регистрации импульса напряжения на внутренней поверхности применялся датчик напряжения, расположенный внутри трубки. Схематично расположение датчика в узле нагрузки представлено на Рис. 7.17. Конструктивно датчик представлял собой торец кабеля РК-75-2 с заголенной жилой и снятой оплеткой на длине 7 мм. После сборки нагрузочного узла вместе с трубкой, датчик помещался с низковольтной стороны в открытый конец трубки таким образом, чтобы обеспечивались контакт жилы с дальним ("высоковольтным") концом трубки и контакт оплетки с внутренней поверхностью трубки на низковольтной стороне. Второй конец кабеля подводился к активному делителю. Особое внимание уделялось месту контакта оплетки измерительного кабеля с внутренней поверхностью трубки. Наличие скользящего контакта трубки с анодным электродом может привести к прогоранию стенки трубки в месте контакта. Поэтому контакт оплетки измерительного кабеля с внутренней

поверхностью трубки обеспечивался в глубине трубки за срезом анодного фланца, то есть ближе к катоду, чем срез анодной фланца.

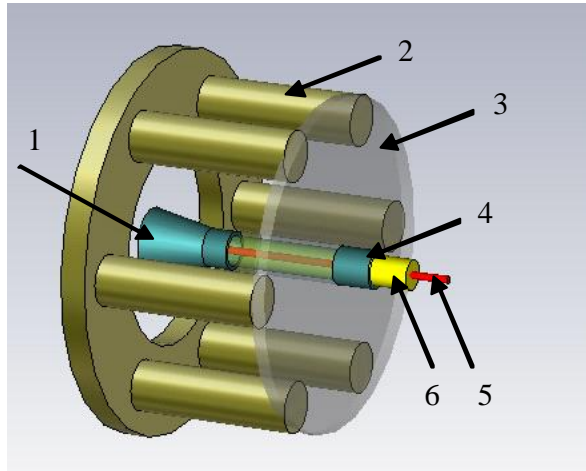


Рисунок 7.17. Схематичное изображение датчика в узле нагрузки генератора МИГ: 1 – катодная конусная вставка, в которой крепится исследуемая трубка, 2 – стержни обратного токопровода, 3 – анодный диск, 4 – трубка, 5 – жила кабеля, 6 – полиэтиленовая изоляция кабеля.

Регистрация тока по трубке осуществлялась с помощью магнитных зондов. Образование плазмы на внешней поверхности трубки регистрировалось с помощью датчика вакуумно-ультрафиолетового излучения, методика измерений которым подробно описана в Главе 8. Осциллограммы импульса напряжения U на внутренней поверхности трубки, производная dU/dt для медных, алюминиевых и стальных проводников представлены на Рис. 7.18-7.20. Также показана форма импульса магнитного поля на поверхности проводника, которая рассчитывалась по осциллограмме тока при постоянном внешнем диаметре проводника.

Из рисунков 7.18-7.20 видно, что импульс напряжения на внутренней поверхности нарастает до уровня 2-4 кВ примерно за 10 нс, затем скорость роста существенно замедляется, причем для меди и стали 3 наблюдается отчетливый перегиб.

Момент выхода магнитного поля на внутреннюю поверхность трубки t_h определялся по максимуму производной dU/dt напряжения, соответствующему началу сигнала напряжения U . Экспериментально измеренные значения t_h и $B(t_h)$ подставлялись в выражение (7.6) и находилось расчетное значение толщины скин-слоя для нелинейной диффузии Δ_h .

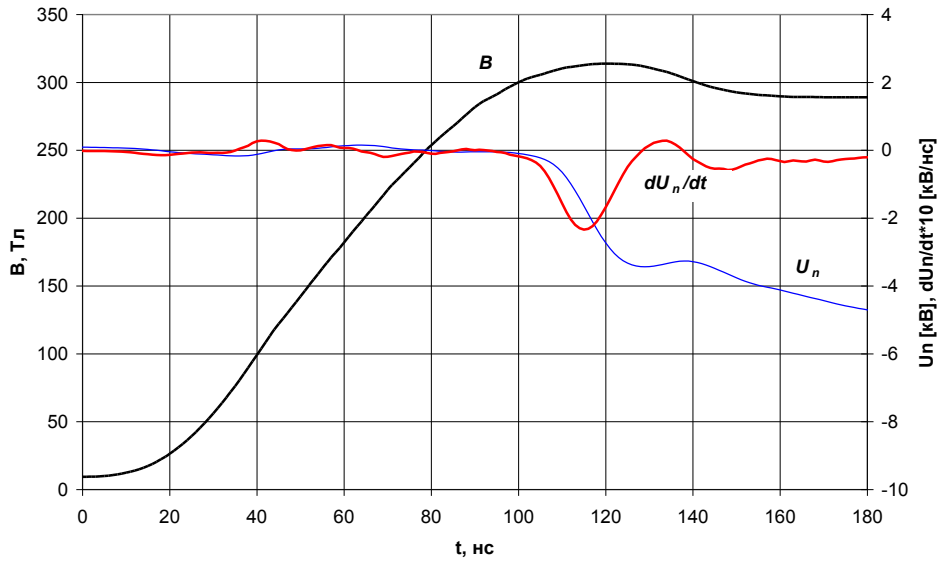


Рисунок 7.18. Экспериментальные осциллограммы импульса напряжения U на внутренней поверхности трубки, производная dU/dt , форма импульса магнитного поля B на поверхности проводника. Медный проводник внешним диаметром $d=3$ мм, толщиной стенки $D = 200$ мкм.

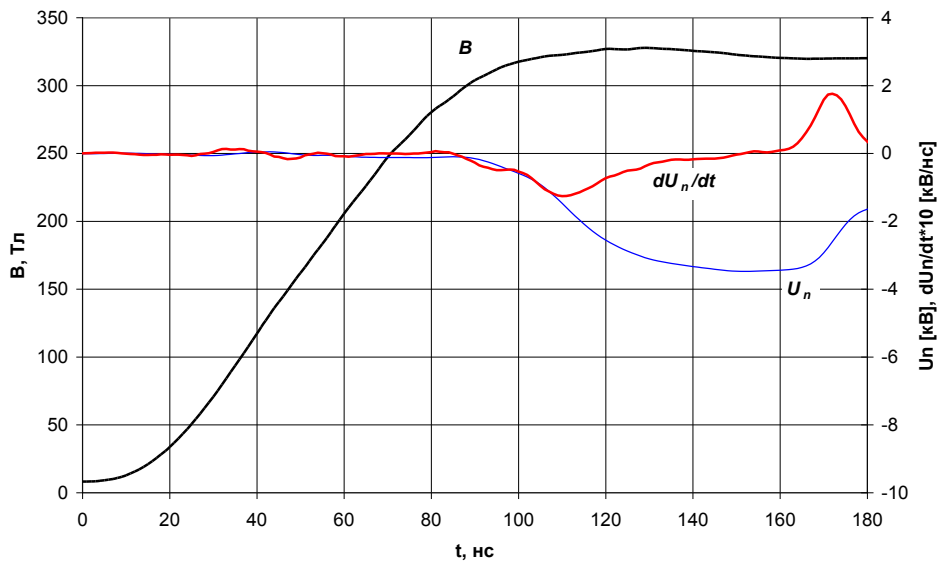


Рисунок 7.19. Экспериментальные осциллограммы импульса напряжения U на внутренней поверхности трубки, производная dU/dt , форма импульса магнитного поля B на поверхности проводника. Алюминиевый проводник $d=3$ мм, $D = 250$ мкм.

Для обобщения экспериментальных данных с разными толщинами трубок вычислялось отношение толщины скин-слоя к толщине проводника Δ_{H}/D . При значении $\xi=0.71$ среднее значение $\Delta_{\text{H}}/D=1$ со среднеквадратичным отклонением 0.15 для всех экспериментальных результатов. Наблюдаемое неплохое согласие экспериментальных и расчетных значений иллюстрируется рисунком 7.21, на котором приведены значения Δ_{H}/D для исследованных металлов.

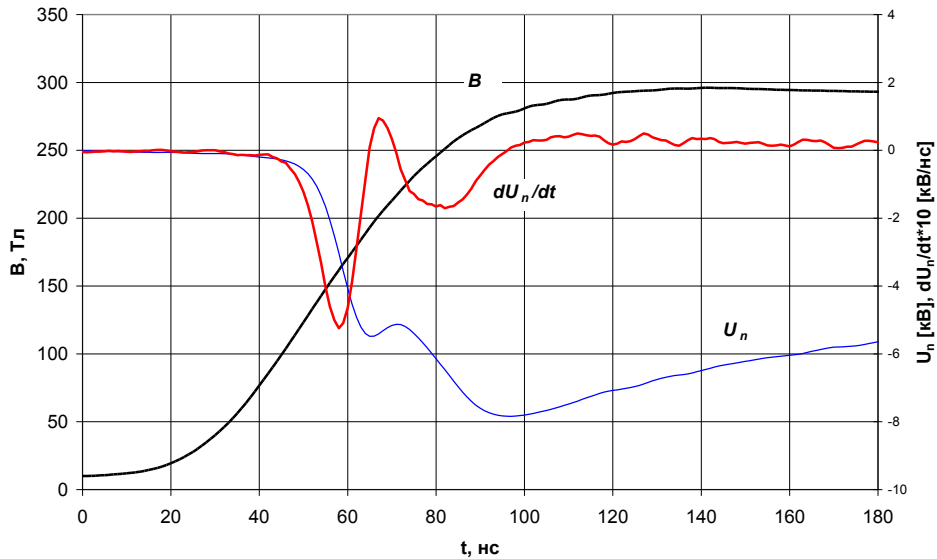


Рисунок 7.20. Экспериментальные осциллограммы импульса напряжения U на внутренней поверхности трубки, производная dU/dt , форма импульса магнитного поля B на поверхности проводника. Проводник из стали 3 $d=3$ мм, $D = 200$ мкм.

ТАБЛИЦА 7.3. Экспериментально измеренные значения времени выхода магнитного поля на внутреннюю поверхность трубки t_h , рассчитанные значения индукции магнитного поля $B(t_h)$, рассчитанные значения толщины скин-слоя Δ_h для нелинейной диффузии; толщина стенки проводников D , использовавшихся в экспериментах, время появления сигнала ВУФ излучения на внешней поверхности t_{exp} . В процентах указан разброс экспериментальных данных от выстрела к выстрелу. Если погрешности не указаны, то выстрел в данных условиях был только один.

Металл	t_h , нс	$B(t_h)$, Тл	ξ	Δ_h , мкм	D , мкм	t_{exp} , нс
Медь	114±8%	290±6%	0.71	180±8%	200±10%	195±25%
Алюминий	106±9%	278±11%	0.71	255±14%	250±10%	99±15%
Алюминий	330±10%	220±11%	0.71	360±4%	400±10%	95±20%
Сталь 3	55±7%	150±12%	0.71	230±16%	200±10%	95±7%
Сталь 3	151	265	0.71	670	650±5%	-
Титан	103±1%	212±7%	0.71	800±7%	750±5%	110±15%

Следует отметить, что измерение момента выхода тока на внутреннюю поверхность трубки по началу сигнала U в среднем дает уменьшение значений t_h примерно на 15% для меди и алюминия с толщиной стенки 200 и 250 мкм, соответственно, на 20% для стали 3 толщиной 200 мкм, на 5% для титана. Рассчитанные значения Δ_h при таких измерениях уменьшаются примерно на 7% для меди, алюминия и титана, так как t_h практически совпадает с максимумом тока и изменения индукции поля незначительны. Для стали 3 уменьшение Δ_h составит примерно 40%. Экспериментальную зависимость, показанную на Рис. 7.21, это

обстоятельство качественно не изменит – увеличится коэффициент ξ и несколько ниже расположится точка для стали 3.

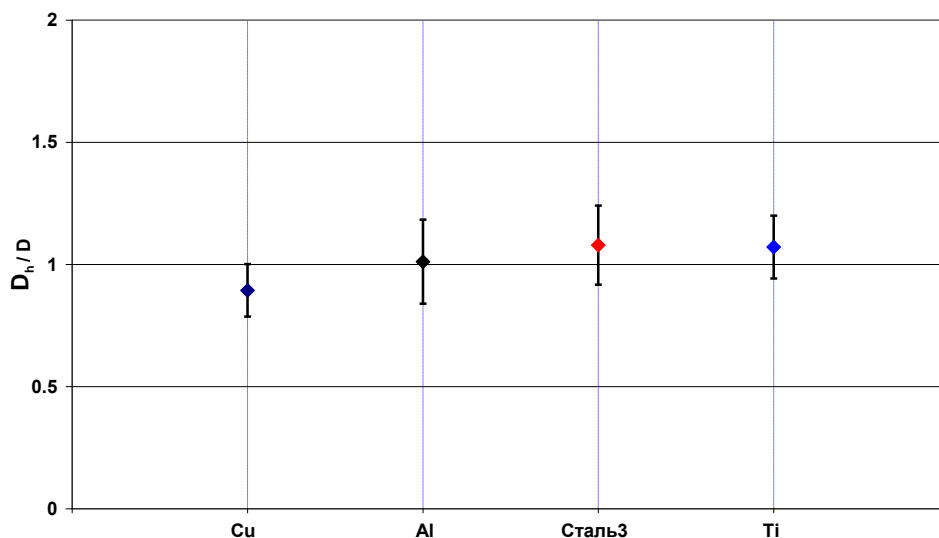


Рисунок 7.21. Отношение толщины скин-слоя к толщине проводника Δ_h/D при значении $\xi=0.71$ для всех экспериментальных результатов. Указанные погрешности учитывают как разброс экспериментальных данных, так и погрешности измерения тока ($\pm 7\%$) и момента максимума производной напряжения на внутренней поверхности трубки ($\pm 2\%$).

8. Выводы

1. Предложена и реализована методика измерений скорости проникновения магнитного поля мегагауссного диапазона в цилиндрические проводники, опирающаяся на измерения напряжения на внутренней поверхности проводника.

2. Экспериментально, на примере металлов обладающих существенно различающимися тепло- и электрофизическими свойствами, показано, что для оценки глубины проникновения Δ_h магнитного поля в проводник можно использовать ранее предложенное выражение

$$\Delta_h = \xi \frac{B(t)}{B_0} \sqrt{\frac{t}{\mu_0 \sigma_0}}$$

с коэффициентом $\xi \approx 0.7$ при индукции магнитного поля ≈ 300 Тл и

времени ее нарастания 100 нс.

ГЛАВА № 8. ПОВЕРХНОСТНЫЙ ВЗРЫВ ПРОВОДНИКОВ В БЫСТРОНАРАСТАЮЩИХ МЕГАГАУССНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

1. Введение

Различие режимов ЭВП определяется соотношением времени ввода энергии в проводник и характерными временами развития неустойчивостей, диффузии магнитного поля в проводник и т.д. [74, 100, 101, 266]. По характеру протекания тока в проводнике выделяют режим ЭВП с равномерным протеканием тока и режим скинирования тока. В режиме равномерного протекания тока, в котором происходит объемный взрыв, различают медленный и быстрый ЭВП режимы. В медленном режиме, при плотностях тока меньших 10^7 А/см², давление магнитного поля успевает изменить форму проводника, так как время ввода энергии больше характерного времени развития гидродинамических неустойчивостей [151, 300]. При быстром взрыве, который реализуется при более высоких плотностях тока, преобладает другой вид неустойчивостей – тепловые неустойчивости [75 - 77], проявляющиеся в виде страт [69, 78 - 80]. В режиме скинирования тока время ввода энергии в проводник меньше или сравнимо с временем диффузии магнитного поля. Джоулево тепловыделение происходит в поверхностном слое вещества размером порядка толщины скин-слоя, поэтому такой режим часто называют поверхностным или «сверхбыстрым» [74, 101]. В режиме скинирования тока, так же как и при режиме быстрого ЭВП, развиваются тепловые неустойчивости [150, 238, 295, 301, 302].

Критерии взрыва проводника при равномерном протекании тока (при медленном и быстром ЭВП) хорошо известны. В этом случае основным параметром является интеграл удельного действия тока [74, 81, 116, 266]:

$$h = \int_0^t j^2 dt' = \int_0^{\varepsilon_w} \sigma d\varepsilon'_w, \quad (8.1)$$

где j – плотность тока, σ - удельная проводимость металла; ε_w - плотность введенной в проводник энергии (внутренняя энергия). Значением интеграла удельного действия определяют как момент плавления: $h=h_{пл}$, так и момент электрического взрыва проводника: $h=h_{взр}$. Интегралы удельного действия $h_{пл}$, $h_{взр}$ с хорошей точностью являются константами для данного вещества в широком диапазоне плотностей тока [116, 266]. Следует заметить, что интеграл удельного действия h рассчитывается при сечении проводника равном исходному, что, строго говоря, не является оправданным, особенно для проводников малого сечения. Тем не менее, данный критерий хорошо действует в режиме равномерного распределения плотности тока.

Экспериментальное определение момента взрыва в режиме равномерного протекания тока, как правило, не составляет трудностей, поскольку импульс напряжения на проводнике имеет отчетливый максимум. Наличие максимума обусловлено ростом сопротивления проводника при его нагреве, расширении, развитии неоднородностей [74, 85], и последующим спадом вследствие перехода внешних слоев испарившегося вещества в плазму при достаточной для этого мощности источника тока. Момент взрыва соответствует разрушению зонной структуры проводника, деколлективизации электронов и потере металлической проводимости.

В скиновом режиме измерения напряжения на проводнике вряд ли могут обеспечить точные измерения момента взрыва, поскольку более глубокие хорошо проводящие слои вещества «шунтируют» ток во внешних слоях. В лучшем случае импульс напряжения может иметь слабо выраженный максимум, причем заранее не очевидно, что он будет связан с моментом потери металлической проводимости наиболее нагретых слоев вещества. Поэтому исследования скинового режима взрыва требуют, во-первых, уточнения критерия электрического взрыва, во-вторых, разработки других методов диагностики.

В случае явно выраженного скин-эффекта объемная плотность энергии джоулева тепловыделения ε_w примерно равна плотности энергии магнитного поля ε_m (см., например, [21]):

$$\varepsilon_w = \int_0^t \frac{j^2}{\sigma} dt' \approx \frac{B^2(t)}{2\mu_0} = \varepsilon_m. \quad (8.2)$$

Как в режиме равномерного протекания тока [74, 99], так и в скиновом режиме [23, 151, 154, 155] момент электрического взрыва должен примерно соответствовать моменту достижения плотностью тепловой энергии плотности энергии сублимации вещества Λ_0 , то есть:

$$\varepsilon_w \approx \Lambda_0, \quad (8.3)$$

Для скинового режима это приводит к понятию критической величины индукции магнитного поля, необходимой для поверхностного взрыва [23, 151, 155, 156]:

$$B_s \approx \sqrt{2\mu_0\Lambda_0}. \quad (8.4)$$

Для различных металлов значение критического поля B_s лежит в пределах от 270 Т до 350 Т (см. Таблицу 7.1 главы 7).

Для оценок температуры поверхности металла, подверженного воздействию сильного магнитного поля с индукцией B в некотором диапазоне полей и времен нарастания может быть применено соотношение [21, 168]:

$$c_v T \approx \frac{1}{8\pi} B^2. \quad (8.5)$$

Здесь c_v – изохорная теплоемкость, T – температура.

Полагая:

$$c_v \approx const = 3k \frac{\gamma_0}{m_i}, \quad (8.6)$$

где k – постоянная Больцмана, m_i – масса иона, γ_0 – плотность, например, для железа в магнитном поле 4.5 МГц можно получить $T \approx 2$ эВ.

Можно ли использовать соотношение (8.5) для оценки момента скин-взрыва металла? Так как электрический взрыв является быстрым переходом металла в плазменное состояние, то такая оценка кажется правомерной. Действительно, в отсутствие фазовых переходов теплоемкость на один атом металла примерно постоянна и равна $3k$ (в пренебрежении электронной составляющей). При переходе в плазменную область теплоемкость скачком изменяется до значения $0.5k$. Оценка температуры, при которой такой переход происходит проведена в [303]. Для этого использовано равенство внутренней энергии $c_v T$ потенциальной энергии взаимодействия атомов в твердом теле. Для железа температура перехода оказывается равной ≈ 1.7 эВ, а магнитное поле по формуле (8.5) ≈ 4.2 МГц.

ТАБЛИЦА 8.1. Значения первого потенциала ионизации I_1 , среднего заряда иона z , энергии сублимации на атом Λ_i , тепловой энергии плазмы, затрат на ионизацию zI_1 , внутренней энергии плазмы на атом ε_i , внутренней энергии на единицу объема $n\varepsilon_i$, (формула 8.7), внутренней энергии на единицу объема $c_v T$ (формула 8.5), индукции магнитного поля B_i , соответствующей плотности энергии $n\varepsilon_i$ при температуре 2 эВ. Средний заряд иона рассчитывался по формуле Саха-Больцмана при нормальной плотности.

	I_1 , эВ	z	Λ_i	$\frac{3}{2}(1+z)kT$	zI_1	ε_i эВ/атом	$n\varepsilon_i$ кДж/см ³	$c_v T$ кДж/см ³	B_i Т
Cu	7.73	0.041	3.20	3.123	0.317	6.64	88.6	80.3	470
Al	5.99	0.07	3.05	3.21	0.419	6.68	64.0	57.6	400
Fe	7.9	0.04	3.64	3.12	0.316	7.06	95.9	81.5	490
Ti	6.82	0.054	4.26	3.162	0.368	7.78	70.0	54.0	420

Если к скачку теплоемкости двигаться из плазменной области, считая плазму идеальной, то для плотности внутренней энергии можно записать [151]:

$$\varepsilon_w = n\varepsilon_i = n \cdot (\Lambda_i + \frac{3}{2}(1+z)kT + zI_1) \approx \frac{1}{8\pi} B_i^2. \quad (8.7)$$

Здесь учтено возможное изменение плотности вещества к моменту взрыва, n – концентрация атомов, Λ_i – энергия сублимации на атом, z – средний заряд иона, I_1 – первый потенциал ионизации. Для температуры 2 эВ магнитное поле B_i , согласно (8.7), для железа составляет 4.9 МГс, что неплохо согласуется с оценкой по формуле (8.5).

В Таблице 8.1 для ряда металлов приведены значения внутренней энергии вещества при температуре 2 эВ, рассчитанной по формуле (8.7) и при теплоемкости, рассчитанной по формуле (8.5). Наблюдается неплохое соответствие этих значений. Из Таблицы видно, что при нормальной плотности металлов магнитное поле, необходимое для достижения плазмой температуры 2 эВ составляет 400-500 Тл.

Как отмечалось выше, выражение (8.7) применимо в случае идеальной плазмы. Оценим параметр неидеальности плазмы при температуре 2 эВ. Для этого воспользуемся выражением [304]:

$$\Gamma = \frac{1}{n \cdot \lambda_D^3},$$

где n – концентрация ионов, λ_D – радиус Дебая. В практических единицах $\lambda_D = 7.43 \cdot 10^2 \cdot T^{0.5} n^{-0.5}$ [см], где температура T выражена в эВ, концентрация – в см³, и:

$$\Gamma = 2.4 \cdot 10^{-9} \left(\frac{n}{T^3} \right)^{0.5}.$$

Отсюда видно, что при температуре 2 эВ параметр неидеальности больше единицы для значений плотности выше 10^{18} см⁻³. При значениях плотности, близких к твердотельным ($\sim 10^{22}$ см⁻³), параметр неидеальности составляет несколько сотен.

Таким образом, использование выражения (8.7) вряд ли обосновано в случае поверхностного взрыва проводников. Так, например, расчеты степени ионизации плазмы на базе обобщенной химической модели [305], показывают, что при температуре 1÷3 эВ в диапазоне плотностей 1÷10 г/см³ средний заряд ионов для меди достигает значений 1÷3. Это во много раз больше, чем следует из формулы Саха-Больцмана.

2. Методика экспериментальных исследований по изучению поверхностного плазмообразования в быстронарастающих магнитных поля мегагауссного диапазона

Эксперименты проводились на сильноточном генераторе МИГ [9], обеспечивающем импульс тока амплитудой до 2.5 МА с временем нарастания 110 нс на нагрузку с индуктивностью примерно 25 нГн. В экспериментах использовались сплошные цилиндры диаметром 1, 1.5, 2, 3 и 3.5 мм, что позволило варьировать среднюю до момента взрыва поверхности скорость нарастания индукции магнитного поля от $0.4 \cdot 10^{14}$ до $1.5 \cdot 10^{14}$ Гс/с. Цилиндры изготавливались на токарном станке из меди, алюминия, стали 3, титана и

нержавеющей стали. Специальной дополнительной обработки поверхности цилиндров не проводилось. Шероховатость поверхности, согласно съемке оптическим микроскопом, составляла ± 10 микрометров. Эксперименты проводились в вакуумной камере, откачиваемой паромасляным насосом до давления 10^{-4} Торр. Для диагностики применялись пояса Роговского, магнитные зонды, делители напряжения, фотохронограф ФЭР-7 с щелевой разверткой изображения, вакуумный рентгеновский диод (ВРД) с алюминиевым катодом. Схема блока нагрузки генератор МИГ показана на Рис. 8.1.

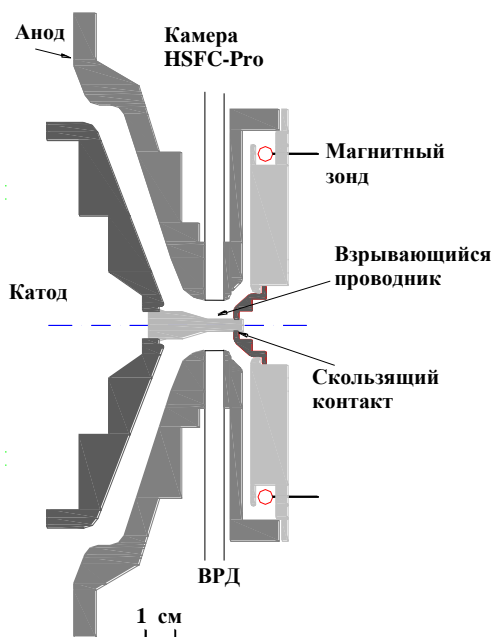


Рисунок 8.1. Схема блока нагрузки генератора МИГ.

Регистрация собственного излучения поверхностной плазмы проводников в оптическом диапазоне проводилось с помощью четырехкадровой оптической камеры HSFC-Pro с длительностью экспозиции 3 нс. В отличие от древнего фотохронографа ФЭР-7, который достаточно давно используется в экспериментах на генераторе МИГ и обладает сравнительно высокой устойчивостью к электромагнитным помехам, камера HSFC-Pro с цифровой обработкой изображения и уровнем запуска типа TTL (примерно 5 В) в жестких электромагнитных и радиационных условиях испытана не была.

Недостатком имеющейся камеры следует считать малую длину оптических кабелей связи компьютера с собственно регистрирующим блоком (15 м), что в реальных условиях компоновки генератора МИГ не позволяет расположить компьютер за пределами электромагнитно и радиационно защищенного помещения. Была создана помехозащищенная система установки камеры HSFC-Pro, основанная на использовании экранированных кабин для собственно камеры и отдельно для управляющего компьютера. Кабины были

расположены непосредственно вблизи нагрузочного блока генератора МИГ и были выполнены из стали толщиной 2 мм со сплошными проваренными швами и медными уплотнениями крышек. Для питания камеры и компьютера использовались бесперебойные источники питания. Расположение экранирующей кабины камеры HSFC-Pro и генератора МИГ показаны на рисунке 8.2. Для защиты электроники камеры от воздействия рентгеновского излучения она закрывалась также свинцовым листом. На время выстрела бесперебойные источники питания гальванически отключались от сети 220 В. Эти меры обеспечили уверенную синхронизацию и сохранность камеры.

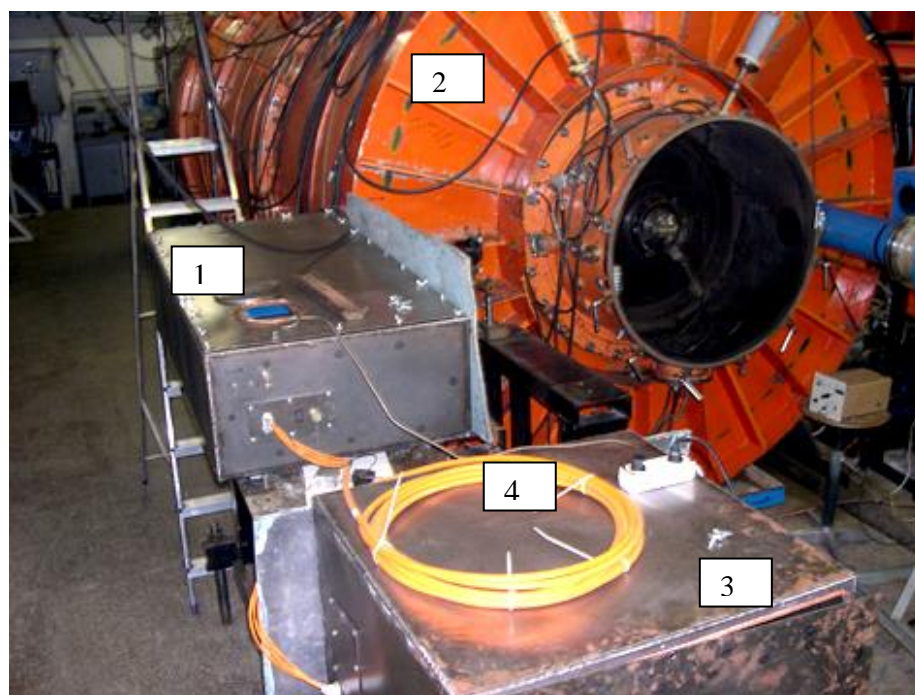


Рис.8.2. Расположение экранирующей кабины камеры HSFC-Pro и генератора МИГ. 1 – камера HSFC-Pro в экранированной кабине, снабженной бесперебойным источником питания, 2 – генератор МИГ, 3 – управляющий компьютер камеры HSFC-Pro в экранированной кабине, снабженной бесперебойным источником питания, 4 – оптические кабели связи камеры с управляющим компьютером.

Другим недостатком камеры HSFC-Pro является отсутствие сигнала синхронизации, который позволял бы связывать во времени исследуемый процесс с моментом времени срабатывания затвора электронно-оптического преобразователя (ЭОП). С другой стороны, согласно паспортным данным «мертвое» время камеры, то есть время между началом запускающего импульса и моментом срабатывания затвора ЭОП составляет 45 или 65 нс в зависимости от выбранной величины задержки. Для того, чтобы обеспечить помехозащищенный сигнал запуска камеры HSFC-Pro, синхронизованный с импульсом тока генератора МИГ была разработана и реализована схема запуска с оптической развязкой. Принцип действия схемы запуска следующий. Электрический сигнал запуска от дифференциального делителя напряжения первой формирующей линии генератора МИГ

(подробное описание конструкции генератора МИГ можно найти в главе, посвященной трансформатору тока нагрузки) по радиочастотному кабелю поступает на вход блока оптической развязки №1. Блок имеет автономное питание от батарейки типа «Крона». На блоке имеется переключатель полярности сигнала. Выбор полярности осуществляется в зависимости от требуемой задержки до срабатывания камеры. Блок №1 формирует два одинаковых оптических сигнала. Один из них по короткому оптическому кабелю поступает на оптический вход камеры, осуществляя ее запуск. Другой сигнал по длинному оптическому кабелю (длина около 40 м) поступает на блок №2, установленный в экранированной комнате. Блок №2 питается от сети 220 В. Блок №2 при приходе оптического импульса формирует электрический сигнал примерно 5 В с фронтом около 5 нс. Электрический сигнал заводится на осциллограф для синхронизации с генератором МИГ. Следует отметить, что камера HSFC-Pro использовалась далеко не во всех экспериментах по поверхностному взрыву. Поэтому статистики по динамике расширения плазмы недостаточно для формулировки четких выводов о динамике поверхностной плазмы.

Для определения момента появления поверхностной плазмы вакуумный рентгеновский диод (ВРД) с алюминиевым катодом устанавливался без фильтра. ВРД снабжался набором диафрагм, позволяющих настраивать детектор на небольшой участок (длиной $2\div 4$ мм) взрывающегося проводника, в первую очередь для того, чтобы отсечь излучение в приэлектродных областях. Чувствительность такого датчика имеет максимум в области спектра $10\div 15$ эВ и резко спадает как в коротковолновую, так и в длинноволновую область спектра. В принципе, такой датчик должен хорошо чувствовать тепловое излучение плазмы с температурой $2\div 3$ эВ и выше. Как показали эксперименты, для использовавшихся взрываемых проводников сигнал ВРД нарастает очень резко и в течение $10\div 20$ нс выходит в область насыщения (плотность тока вакуумного диода достигает плотности тока Чайльда-Ленгмюра).

Чтобы количественно оценить яркостную температуру поверхностной плазмы использовалось приближение «черного тела». Для оценки применимости этого приближения были проведены расчеты коэффициентов поглощения фотонов ряда металлов по модели [306]. Плотность плазмы полагалась равной половине плотности при нормальных условиях, а температура составляла 2 эВ. Результаты расчетов показаны на Рис. 8.3. Из этого рисунка видно, что коэффициенты поглощения в спектральном диапазоне 1–50 эВ превышают 1000 см^{-1} . В спектральном диапазоне максимума чувствительности открытого ВРД с алюминиевым катодом (10–20 эВ) пробеги фотонов не превышают 1 мкм для всех металлов, для которых проводился расчет. Толщина плазмы может быть грубо оценена, как толщина скин-слоя нелинейной диффузии Δ_h , которая составляет, по крайней мере, сотни

микрометров. То есть, имеются основания для использования приближения «черного тела» для оценки яркостной температуры плазмы.

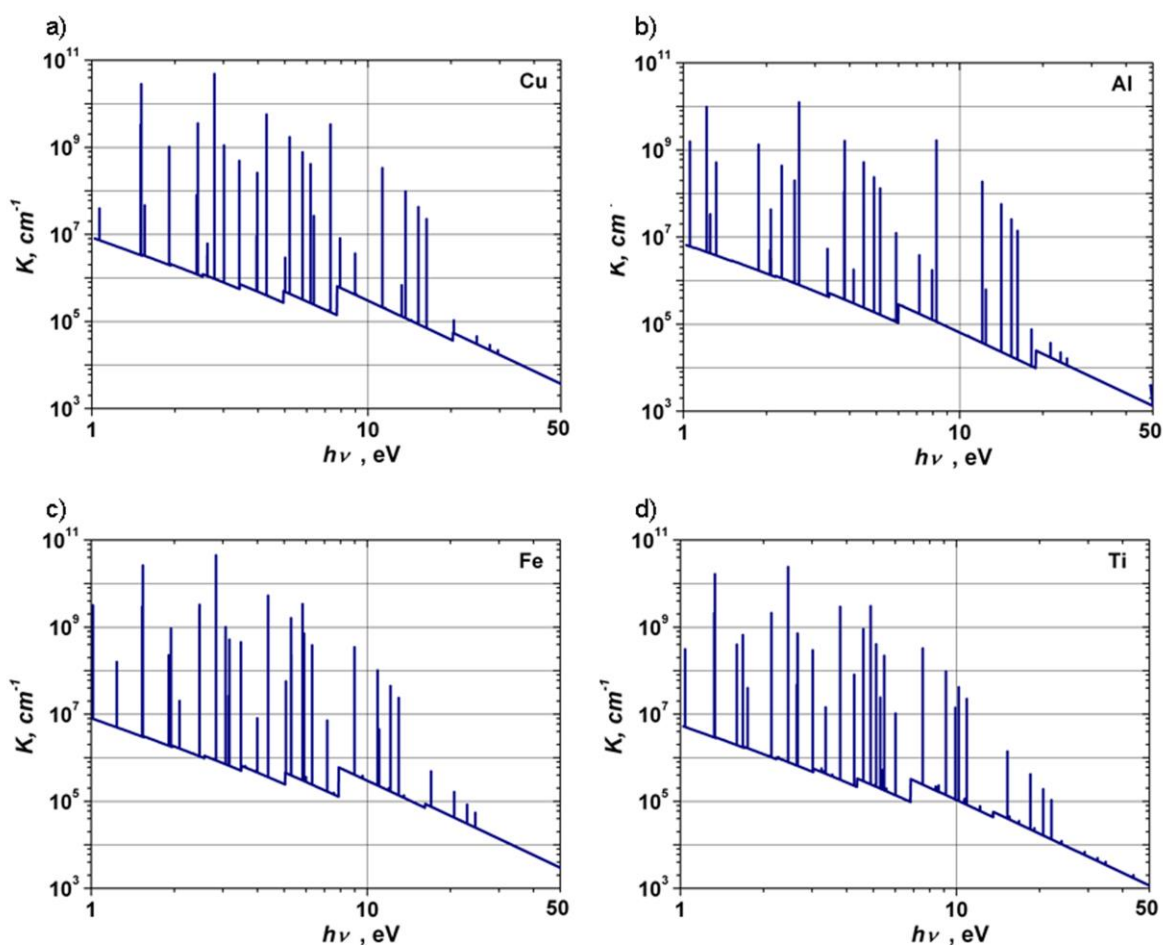


Рисунок 8.3. Расчетные коэффициенты поглощения для плотной плазмы с температурой электронов 2 эВ: *a* – медь, плотность 4.5 г/см³, *b* – алюминий, плотность 1.35 г/см³, *c* – железо, плотность 3.9 г/см³, *d* – титан, плотность 2.25 г/см³.

Для получения количественной оценки яркостной температуры плазмы в приближении черного тела отклик детектора рассчитывался согласно выражению:

$$V(T) = K \cdot \int_{\nu} S(\nu) \cdot P(\nu, T) \cdot d\nu \quad (8.8)$$

где V – напряжение, S – спектральная чувствительность детектора [269, 290], P – спектральная мощность излучения черного тела, K – коэффициент, в который входят расстояние до детектора, размеры диафрагм, площадь катода, величина сопротивления нагрузки и площадь излучающей поверхности, рассчитанная при исходном диаметре проводника. Далее, используя экспериментальную зависимость напряжения на ВРД от времени $V(t)$ и соотношение (8.8), находилась зависимость яркостной температуры от времени $T(t)$. Как показали эксперименты, момент начала сигнала ВРД (точнее, момент заметного превышения сигнала над уровнем фона) соответствовал яркостной температуре ≈ 2 эВ (Рис.8.4а).

В каждом выстреле измерялось время взрыва t_{exp} , как время от начала тока (точнее, от момента резкого роста производной тока) до момента достижения яркостной температурой значения $2 \div 2.5$ эВ. Индукция магнитного поля в момент взрыва B_{exp} рассчитывалась по значению тока в момент взрыва и значению начального радиуса проводника. По значениям t_{exp} , B_{exp} рассчитывалась толщина скин-слоя Δ_h (см. Главу 7). Также оценивалось значение интеграла удельного действия, набираемого в скин-слое Δ_h до момента взрыва:

$$h = \int_0^{t_{exp}} j(t)^2 dt$$
, где $j(t) = I(t) / (\pi r_0^2 - \pi (r_0 - \Delta_h(t))^2)$ - плотность тока, $I(t)$ - ток, r_0 - начальный радиус проводника. Как показало численное интегрирование, значение интеграла удельного действия хорошо аппроксимируется выражением $h \approx I^2(t_{exp}) / (\pi r_0^2 - \pi (r_0 - \Delta_h(t_{exp}))^2)$.

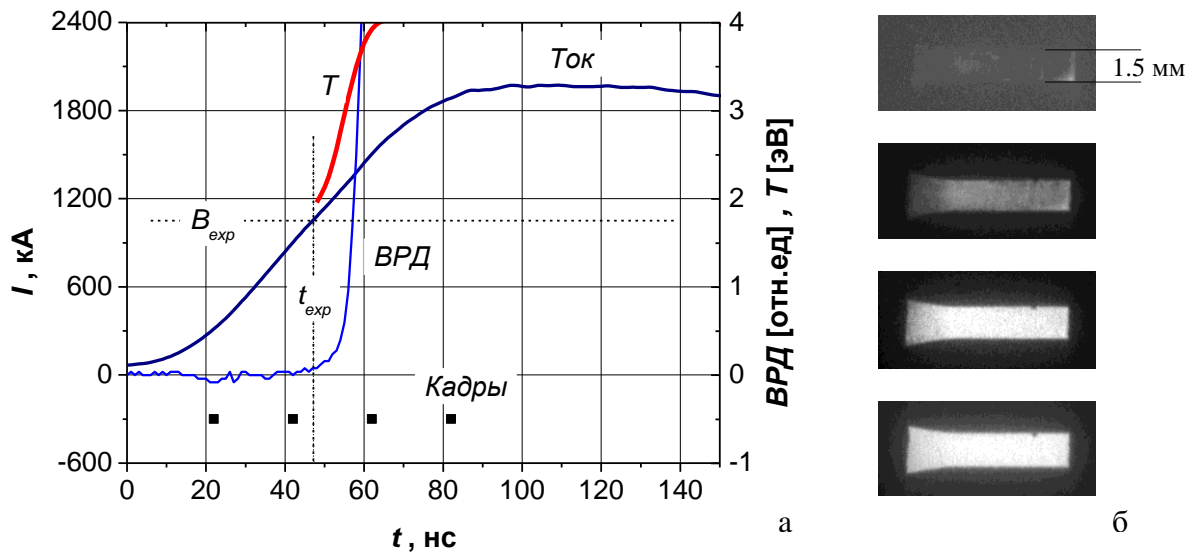


Рисунок 8.4. Осциллограммы тока, вакуумного рентгеновского диода (VRD) и рассчитанная зависимость яркостной температуры от времени для титанового стержня внешним диаметром 3 мм (а). Покадровые изображения взрывающегося проводника в оптическом диапазоне, полученные с помощью камеры HSFC-Pro (б). Времена кадров показаны на Рисунке 8.3а квадратами.

На рисунке 8.4а показаны осциллограммы тока, вакуумного рентгеновского диода (XRD) и рассчитанная зависимость яркостной температуры от времени для титанового стержня внешним диаметром 3 мм (а). На Рис. 8.4б показаны результаты покадровой съемки собственного свечения поверхности стержня, из которых видно, что достаточно яркое и однородное по длине свечение поверхностной плазмы начинается примерно на 10 нс раньше импульса вакуумного ультрафиолетового излучения.

3. Результаты экспериментов

Результаты экспериментов представлены на рисунках 8.5 – 8.9. На этих рисунках показаны экспериментально измеренные значения времени от начала тока до взрыва t_{exp} и индукции магнитного поля B_{exp} , при которой происходит взрыв поверхности, расчетные значения отношения радиуса проводника к толщине скин-слоя Δ_h в момент времени t_{exp} .

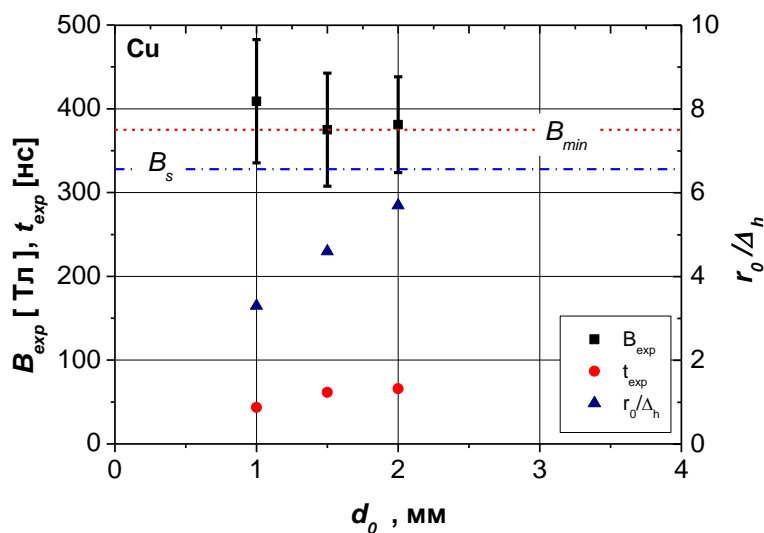


Рисунок 8.5. Экспериментально измеренные значения t_{exp} и B_{exp} . Расчетные значения отношения радиуса проводника к толщине скин-слоя Δ_h для меди.

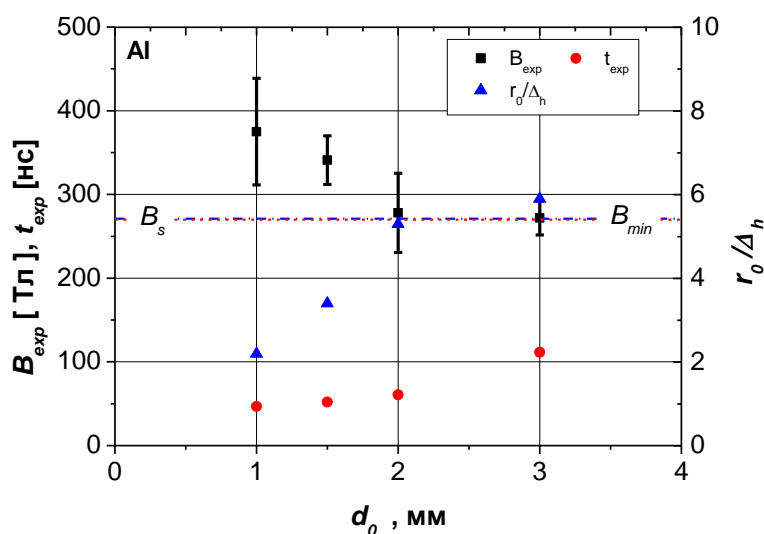


Рисунок 8.6. Экспериментально измеренные значения t_{exp} и B_{exp} . Расчетные значения отношения радиуса проводника к толщине скин-слоя Δ_h для алюминия.

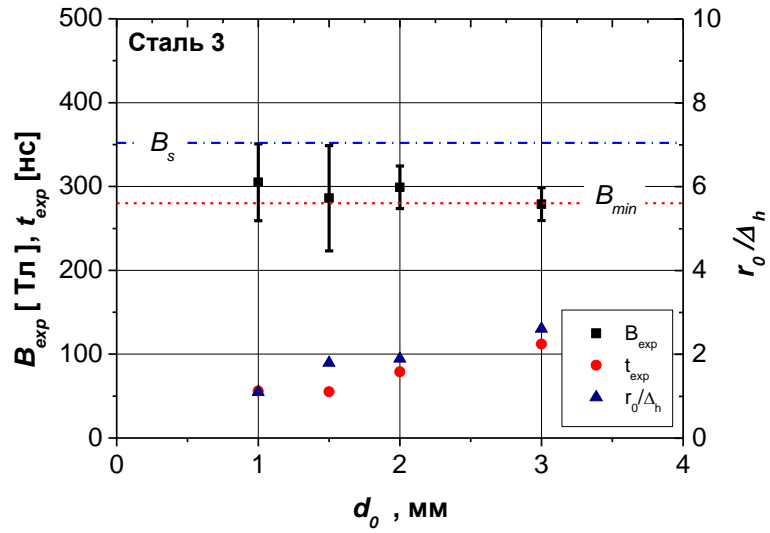


Рисунок 8.7. Экспериментально измеренные значения t_{exp} и B_{exp} . Расчетные значения отношения радиуса проводника к толщине скин-слоя Δ_h для стали 3.

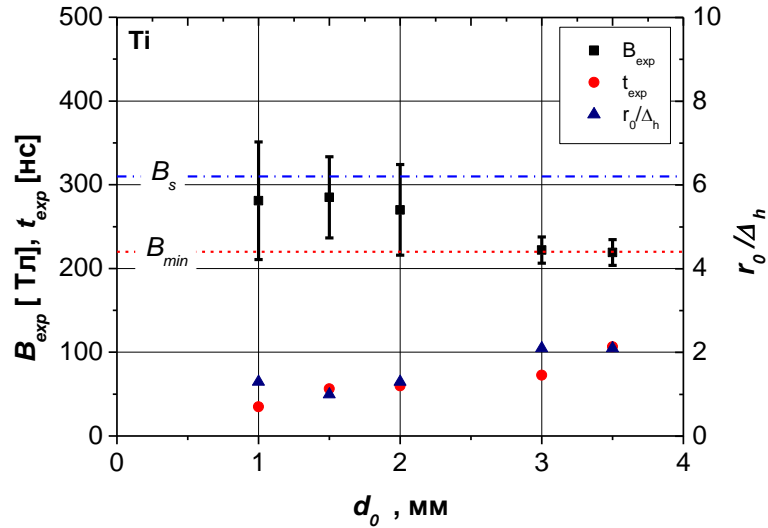


Рисунок 8.8. Экспериментально измеренные значения t_{exp} и B_{exp} . Расчетные значения отношения радиуса проводника к толщине скин-слоя Δ_h для титана.

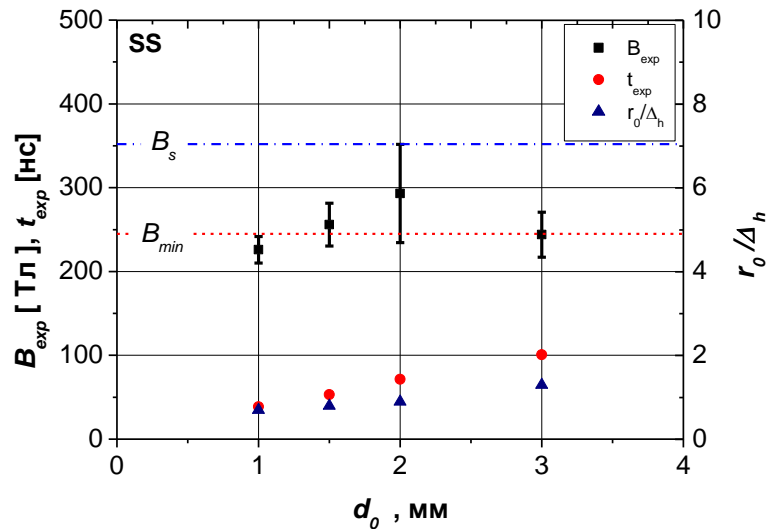


Рисунок 8.9. Экспериментально измеренные значения t_{exp} и B_{exp} . Расчетные значения отношения радиуса проводника к толщине скин-слоя Δ_h для нержавеющей стали.

Зависимости построены по результатам 82 срабатываний генератора МИГ (выстрелов), то есть каждая точка является средним значением примерно в пяти выстрелах. Показанные погрешности измерений величины V_{exp} обусловлены разбросом экспериментальных данных и погрешностью измерения тока, которая по оценкам составляла $\pm 5\%$.

Из приведенных рисунков 8.5 – 8.9 следует несколько тенденций.

1. Для материалов с высокой проводимостью (медь, алюминий) средние значения индукции поля взрыва V_{exp} лежат выше или совпадают с полем V_s , соответствующем энергии сублимации металла. Для остальных металлов индукция V_{exp} лежит ниже поля V_s . Для медных проводников диаметром больше 2 мм сигнал ВРД находится практически на уровне шумов и яркостная температура не превышала 2 эВ.
2. Для всех начальных диаметров и металлов, за исключением нержавеющей стали, толщина скин-слоя $\Delta_n \leq r_0$.
3. Снижение поля V_{exp} с увеличением начального диаметра проводника (кроме нержавеющей стали), что наиболее отчетливо проявляется для меди и алюминия.

Кроме того, экспериментальные результаты говорят о том, что для материалов с высокой проводимостью расчетный интеграл действия составляет $(2-2.5) \cdot 10^9 \text{ A}^2/\text{см}^4 \cdot \text{с}$ для меди, $(1-1.3) \cdot 10^9 \text{ A}^2/\text{см}^4 \cdot \text{с}$ для алюминия, что близко к табличным значениям интеграла удельного действия $4.1 \cdot 10^9 \text{ A}^2/\text{см}^4 \cdot \text{с}$ для меди и $1.8 \cdot 10^9 \text{ A}^2/\text{см}^4 \cdot \text{с}$ для алюминия. Для других металлов интегралы действия меньше табличных значений не менее, чем в 5 раз. Следует заметить, что для нержавеющей стали интеграл действия вследствие выполнения условия $\Delta_n \geq r_0$ рассчитывался по исходному сечению проводника.

4. Обсуждение экспериментальных результатов

Как отмечалось выше, наиболее заметной тенденцией в поведении индукции V_{exp} является ее снижение с увеличением начального диаметра. Объяснение можно найти на основе результатов экспериментов с алюминиевыми проводниками на установке Zebra, США [142, 143]. В этих экспериментах при уровне максимального тока 1 МА и времени его нарастания около 110 нс изучалось поверхностное плазмообразование с применением широкого набора диагностики, включавшего измерения излучения в видимом и ВУФ диапазонах, теневое лазерное зондирование. Именно теневое лазерное зондирование являлось ключевой особенностью эксперимента, поскольку позволяло определить диаметр проводника в отсутствие собственного свечения, то есть до взрыва поверхности. Момент образования плазмы регистрировался, как момент резкого возрастания яркостной температуры (видимая область спектра), что соответствовало значению яркостной температуры 0.6-0.9 эВ. Согласно [142, 143], алюминиевые стержни диаметром 1 и 2 мм

расширяются приблизительно с одинаковой скоростью 3 мкм/нс до максимума тока. На основании измерений диаметра проводников с различным начальным диаметром от времени и измерений тока определена пороговая величина магнитного поля B_{thres} , которая составила 220 Т независимо от начального диаметра (Рис.8.10).

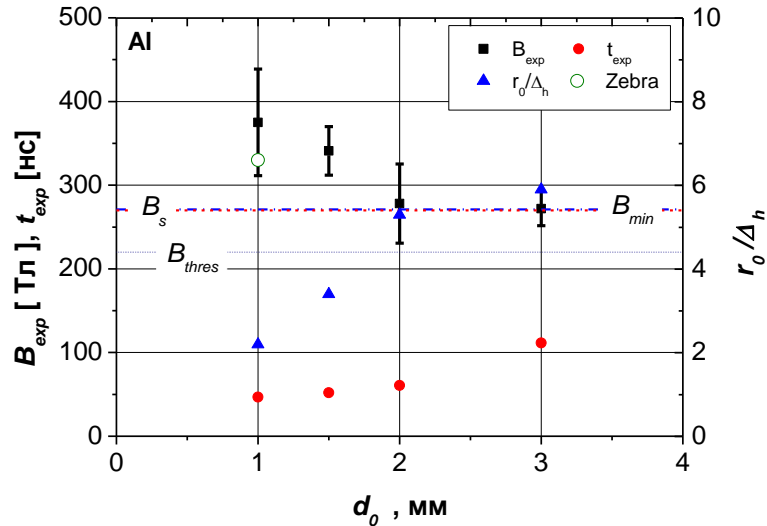


Рисунок 8.10. Сравнение экспериментальных данных по поверхностному взрыву проводников на генераторах МИГ и Zebra [142, 143].

Для сравнения экспериментов на генераторах МИГ и Zebra мы позволили себе воспользоваться осциллограммами тока и температурной зависимостью, приведенной на рисунке 2 в [143]. Из результатов такой, достаточно грубой, обработки следует, что при яркостной температуре 2 эВ индукция магнитного поля на поверхности проводника в отсутствие расширения плазмы составила бы 350, 325 и 320 Т для проводников с начальным диаметром 0.5, 0.8 и 1 мм, соответственно. При температуре 2.5 эВ индукция магнитного поля составила бы 375, 340 и 330 Т для тех же начальных диаметров, соответственно. Таким образом, при расчете магнитного поля по начальному диаметру и в экспериментах на Zebra наблюдается такая же тенденция снижения поля взрыва с увеличением начального диаметра проводника. Кроме того, наблюдается неплохое согласие индукции поля в момент достижения яркостной температурой значения 2-2.5 эВ – (320-330) Т на Zebra, 375 Т на МИГе для стержня диаметром 1 мм (Рис.8.10). Эти обстоятельства косвенно подтверждают достоверность измерений яркостной температуры и полей взрыва в экспериментах на генераторе МИГ.

Если, следуя результатам экспериментов [142, 143], считать, что скорость разлета плазмы слабо зависит от начального диаметра проводника, то при увеличении начального диаметра при той же форме импульса тока относительное изменение радиуса проводника $\eta = (V \cdot t_v + r_0 / r_0)$ должно быть меньше. Во-первых, время разлета t_v по сравнению с временем до взрыва t_{exp} должно быть меньше, поскольку нагрев проводника при увеличении

начального диаметра происходит более плавно. Во-вторых, существенно увеличивается r_0 . Так, например, если положить, что для диаметра 3 мм $t_v = 0.5 t_{exp} = 55$ нс (см. Рис.8.10), то для алюминия при $V = 3$ мкм/нс относительное увеличение радиуса составит 11%.

Это дает основания считать наиболее точными измерения индукции поля B_{exp} в момент взрыва при максимальных значениях диаметра проводника, которое для меди составляет 2 мм, а для остальных металлов 3 мм. Для дальнейшего анализа введем понятие минимального поля B_{min} , при котором на поверхности проводника с максимальным значением диаметра образуется плазма с температурой $2 \div 2.5$ эВ. С одной стороны, такая величина характеризует экспериментальные значения индукции магнитного поля, ниже которой плазма с температурой $2 \div 2.5$ эВ не образуется (Рис.8.5 – 8.9). С другой стороны, с незначительной погрешностью дает значение индукции магнитного поля, при которой должен происходить взрыв поверхности в плоском случае.

Кроме того, измерения поля взрыва на таких диаметрах слабо зависят от соотношения толщины скин-слоя проводника и его радиуса, которое для вышеперечисленных металлов при диаметре 3 мм составляет не более 0.4. Следовательно, взрыв поверхности происходит в скиновом режиме и полученные результаты могут быть обобщены на поверхностное плазмообразование в массивных проводниках. Значения B_{min} с погрешностью $\pm 10\%$ составляют: для меди – 375 Т; для алюминия – 270 Т; для стали 3 – 280 Т; для титана 220 Т.

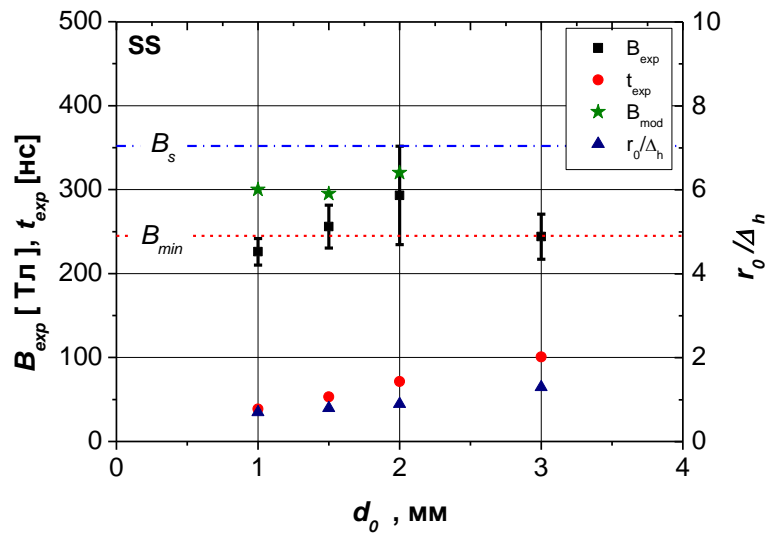


Рисунок 8.11. Экспериментально измеренные значения t_{exp} и B_{exp} . Расчетные значения отношения радиуса проводника к толщине скин-слоя Δ_h для нержавеющей стали. Оценочные значения индукции поля B_{mod} .

Сложнее дело обстоит с нержавеющей сталью. Как видно из Рис.8.11, отношение Δ_h/r_0 при начальном диаметре 3 мм составляет $0.7 \div 0.8$. Как известно из решений уравнений нелинейной диффузии (см., например, [153]), при выходе волны нелинейной диффузии на ось сплошного цилиндра (или на внутреннюю поверхность трубки) отношение плотности тепловой энергии ε_w (джоулев нагрев) начинает существенно превышать плотность энергии

магнитного поля ε_m . Это обусловлено перераспределением плотности тока по сечению проводника, сопровождающееся примерно полуторакратным увеличением плотности тока на поверхности. В таких условиях понятие порогового поля, необходимого для плазмообразования, теряет смысл. Грубые оценки показывают, что при Δ_h/r_0 больше 1, $\varepsilon_w \propto (\Delta_h/r_0)^2 \cdot \varepsilon_m$, где $\varepsilon_m = B^2/2\mu_0$. Введем индукцию магнитного поля, соответствующую плотности энергии ε_w : $B_{\text{mod}} = \sqrt{2\mu_0\varepsilon_w}$. Тогда $B_{\text{mod}} = (\Delta_h/r_0)B$. Отсюда становятся понятными низкие значения B_{exp} для нержавеющей стали при диаметрах 1 и 1.5 мм. Взрыв происходит в момент времени, когда индукция магнитного поля достигает величины B_{exp} , однако плотность тепловой энергии на поверхности в данный момент выше и соответствует индукции поля B_{mod} . Такая поправка позволяет устранить спад значений поля взрыва в области малых диаметров для нержавеющей стали, что иллюстрируется значениями $B_{\text{mod}} = (\Delta_h/r_0)B_{\text{exp}}$, показанными на Рис.8.11.

Как отмечалось выше, для металлов с более высокой проводимостью взрыв поверхности происходит при более высоких значениях индукции B_{min} . На Рис. 8.12 показана зависимость отношения B_{min}/B_s от проводимости металла при нормальных условиях. Как видно, эта зависимость имеет линейный вид для чистых металлов (Cu, Al, Ti).

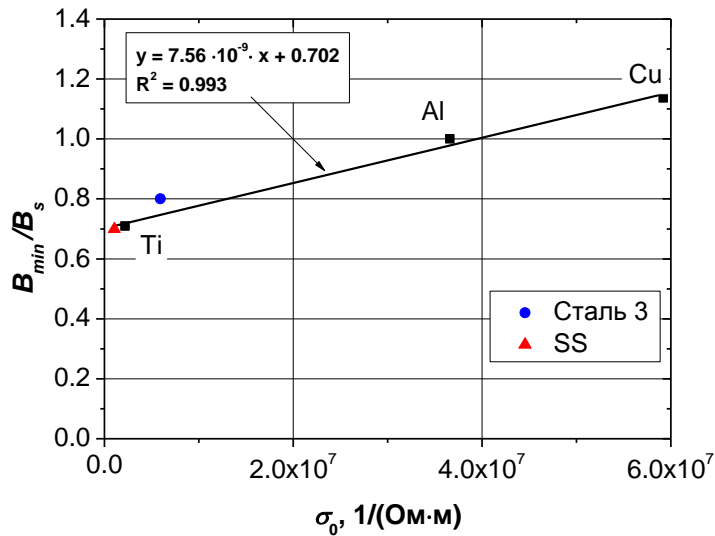


Рисунок 8.12. Зависимость B_{min}/B_s от проводимости металла при нормальных условиях σ_0 . Также показана аппроксимация данных для Cu, Al и Ti линейной функцией, вид которой и погрешность аппроксимации указаны на графике. Данные для стали 3 и нержавеющей стали (SS) не использовались при построении аппроксимации потому, что как энергия сублимации этих сплавов, так и зарядовый состав плазмы, формирующейся на их поверхности не определены достаточно точно.

Полученная зависимость может быть выражена в следующем аналитическом виде:

$$B_{\text{min}} \approx B_s \cdot \left(0.3 \frac{\sigma_0}{\sigma^*} + 0.7\right), \quad (8.9)$$

где $\sigma^* = 4 \cdot 10^7$ 1/(Ом·м).

5. Анализ экспериментальных результатов в предположении идеальности плазмы

Рассмотрим подробнее соотношение между экспериментальными значениями B_{min} и плотностью внутренней энергии для идеальной плазмы $n\varepsilon_i$ (выражение 8.7) при температуре 2 эВ. В таблице 8.2 приведены значения B_{min} , плотности магнитной энергии при индукции поля B_{min} , плотности внутренней энергии плазмы $n\varepsilon_i$ при температуре 2 эВ.

ТАБЛИЦА 8.2. Значения проводимости при нормальных условиях σ_0 , индукции B_{min} , индукции $B_i = \sqrt{2\mu_0 n\varepsilon_i}$, плотности магнитной энергии при индукции поля B_{min} , плотности внутренней энергии плазмы $n\varepsilon_i$ при температуре 2 эВ и отношение двух последних величин.

	σ_0 , Ом·м	B_{min} , Т	$\varepsilon_m(B_{min})$, кДж/см ³	B_i , Т	$n\varepsilon_i$, кДж/см ³	$\varepsilon_m(B_{min})/n\varepsilon_i \approx \gamma_{exp}/\gamma_0$
Cu	$5.92 \cdot 10^7$	375	55.7	470	88.6	0.63
Al	$3.66 \cdot 10^7$	270	29.5	400	64.0	0.46
Сталь 3	$5.92 \cdot 10^6$	280	31.0	490	95.9	0.32
Ti	$2.20 \cdot 10^6$	220	19.6	420	70.0	0.28
Нерж. сталь	$1.05 \cdot 10^6$	245	23.5	490	95.9	0.25

В Таблице 8.2 материалы расположены в порядке уменьшения проводимости. Как можно видеть, плотность энергии магнитного поля, при которой в экспериментах формируется плазма с температурой $2 \div 2.5$ эВ, в $1.5 \div 4$ раза меньше внутренней энергии плазмы при температуре 2 эВ. Одним из объяснений этому может служить [21, 151] то, что взрыв поверхности происходит при плотности меньшей исходной плотности металла γ_0 . По-видимому, это связано с расширением вещества в ходе его нагрева. В таком случае отношение $\varepsilon_m(B_{min})/n\varepsilon_i \approx \gamma_{exp}/\gamma_0$, то есть и плотность вещества в момент взрыва в $(1.5 \div 4)$ раза меньше начальной плотности.

Обращает внимание наличие явной зависимости между γ_{exp}/γ_0 и проводимостью металла в нормальных условиях (Таблица 8.2) А именно, чем выше проводимость, тем больше плотность вещества γ_{exp} , при которой происходит взрыв поверхности. В координатах $(\sigma_0, B_{min}/B_i)$ или, что то же самое, $(\sigma_0, \sqrt{\gamma_{exp}/\gamma_0})$, указанная зависимость имеет линейный вид для чистых металлов (Cu, Al, Ti).

Проведенные эксперименты и их анализ свидетельствуют о том, что расширение вещества играет существенную роль в процессе поверхностного плазмообразования. С точки зрения собственно момента взрыва наиболее важно поведение вещества в поверхностных слоях непосредственно до взрыва, когда интенсивность собственного излучения может быть недостаточна для регистрации в видимом и ВУФ диапазонах спектра. В принципе,

расширение вещества вследствие его джоулева разогрева должно начинаться еще в твердом состоянии. Затем должно происходить заметное изменение объема при плавлении и, в итоге, снижение плотности поверхностных слоев до критической плотности, которая примерно в 4 раза меньше твердотельной. Наличие мегагауссного магнитного поля в значительной степени должно влиять на вышеперечисленные процессы, поскольку уже при индукции поля 50 Тл давление магнитного поля превышает типичные значения критического давления.

Именно не учетом расширения проводника и объясняются более высокие значения магнитного поля взрыва B_{exp} , по крайней мере, для меди и алюминия. Сравнение значений B_{exp} со значением B_{min} позволяет, в принципе, оценить приращение радиуса проводника к моменту взрыва. Для этого можно использовать соотношение:

$$B_{exp} / (r_0 + \Delta r) = B_{min} / r_0, \quad (8.10)$$

где Δr – расстояние, на которое расширился проводник. Результаты таких оценок приведены в Таблице 8.3. Однако, представляет интерес не только степень расширения вещества, что в принципе можно измерить в эксперименте, но плотность вещества в момент взрыва. Одна из оценок плотности вещества в момент взрыва проведена выше. Для грубой оценки плотности в момент взрыва другим способом, а именно по расстоянию, на которое расширился проводник, нужно оценить количество вещества, принимающее участие в расширении. Предположим, что волна разгрузки движется вглубь вещества со скоростью, соответствующей тепловой скорости ионов V_{crit} при критической температуре вещества T_{crit} . Зная экспериментальные значения времени до взрыва t_{exp} можно оценить массу вещества, принимающего участие в расширении, как $2\pi r_0 V_{crit} \cdot t_{exp} \cdot \gamma_0$. Объем, который занимает вещество к моменту взрыва $\approx 2\pi r_0 (V_{crit} \cdot t_{exp} + \Delta r)$, то есть плотность вещества к моменту взрыва:

$$\gamma_{exp} \approx \gamma_0 \cdot V_{crit} \cdot t_{exp} / (V_{crit} \cdot t_{exp} + \Delta r). \quad (8.11)$$

Из Таблицы 8.3 следует, что при вышеуказанных предположениях плотность вещества в момент взрыва неплохо совпадает с таковой, оцениваемой из соотношения внутренней энергии плазмы при температуре 2 эВ и плотности магнитной энергии при индукции поля B_{min} (см. Таблицу 8.2). Отмечается такая же тенденция к снижению плотности γ_{exp} при уменьшении проводимости вещества.

Скорость разлета для алюминия удовлетворительно совпадает со значением скорости разлета, приведенной в [143]. Значение скорости разлета для титана представляются существенно завышенным. Однако, общая тенденция к увеличению скорости разлета при уменьшении проводимости вещества представляется вполне оправданной.

ТАБЛИЦА 8.3. Значения индукции магнитного поля B_{min} , начального диаметра проводника d_0 , индукции магнитного поля B_{exp} и времени взрыва t_{exp} при диаметре d_0 , расстояние расширения вещества Δr (формула 8.10), критическая температура T_{crit} и скорость ионов V_{crit} , соответствующая критической температуре, скорость разлета $V_p = \Delta r / t_{exp}$, отношение γ_{exp}/γ_0 , определенное по выражению (8.11), отношение γ_{exp}/γ_0 из Таблицы 8.2.

	B_{min}	d_0	B_{exp}	t_{exp}	Δr	T_{crit}	$V_{crit} \cdot 10^5$	$V_p \cdot 10^5$	γ_{exp}/γ_0	$\varepsilon_m(B_{min}) / n\varepsilon_i \approx \gamma_{exp}/\gamma_0$
	Т	мм	Т	нс	мм	эВ	см/с	см/с		
Cu	375	1	410	44	0.045	0.72	1.8	1.1	0.63	0.63
Al	270	1	375	47	0.194	0.69	2.7	4.2	0.39	0.46
Ti	220	1.5	285	35	0.222	1.02	2.5	6.4	0.28	0.28

Действительно, динамика разлета плазмы определяется соотношением градиентов теплового и магнитного давлений. Градиент теплового давления оценить затруднительно, поскольку он сам определяется динамикой разлета. Градиент магнитного давления, то есть объемная сила F_{mag} , для случая нелинейной диффузии и неподвижной внешней границы в плоском случае может быть найдена из приближенного решения [21] для формы импульса магнитного поля $B(t) = B_0 \sqrt{t/t_0}$:

$$F_{mag} = \vec{J} \times \vec{B} = \frac{B_0^2}{2\mu_0} \sqrt{\frac{\mu_0 \sigma_0}{2t_0}}. \quad (8.12)$$

Отсюда следует, что при прочих равных условиях сдерживающее разлет влияние магнитного поля для веществ с меньшей проводимостью существенно меньше, что качественно может объяснить меньшие значения плотности вещества в момент взрыва для таких веществ.

6. Потери энергии на джоулев нагрев

Зная величину магнитного поля в момент взрыва и размер скин-слоя Δ_h , можно оценить потери энергии Q на нагрев проводника к моменту его взрыва. Для оценок предпочтительнее взять значения поля взрыва B_{min} и использовать значение толщины Δ_h , соответствующее этому полю. Тогда потери энергии на единицу площади проводника можно выразить следующим образом:

$$Q \approx \frac{B_{min}^2}{2\mu_0} \frac{\pi(r_0^2 - (r_0 - \Delta_h)^2)}{2\pi r_0}. \quad (8.13)$$

Результаты оценок по формуле (8.13) приведены в Таблице 8.4. Как видно из таблицы, потери энергии на квадратный сантиметр поверхности не превышают 2 кДж для всех материалов. Отсюда становится видно трудность прямых измерений потерь энергии, например, путем измерения напряжения на внешней поверхности проводника.

Действительно, при типичном соотношении радиуса проводника и радиуса обратного токопровода ≈ 10 магнитная энергия на единицу длины при уровне тока 2.5 МА составит около 7 кДж/см, что гораздо больше джоулевых потерь энергии. Иначе говоря, индуктивная составляющая напряжения существенно превосходит резистивную.

ТАБЛИЦА 8.4. Потери энергии в проводниках к моменту взрыва его поверхности.

	B_{min}	d_0	Q	Q_b
	Т	мм	Дж/см ²	Дж/см
Cu	375	2	1000	620
Al	270	3	700	660
Сталь 3	280	3	1500	1400
Ti	220	3	1100	1000
Нерж.сталь	245	3	1700	1600

Оценки потерь энергии по формуле (8.13) аналогичны таковым, проведенным в [307], где с помощью решений уравнений нелинейной диффузии также оценивались по плотности магнитной энергии на поверхности и толщине скин-слоя. При форме импульса магнитного поля $B(t) = B_0 \sqrt{t/t_0}$ в [307] к моменту времени 60÷70 нс потери энергии составляли 2÷5 кДж/см² для меди при линейной плотности тока 3.2 МА/см. Как следует из Таблицы 8.4 потери энергии рассчитанные на основании экспериментальных данных меньше и составляют около 1 кДж/см² к моменту времени 65 нс при линейной плотности тока ≈ 3 МА/см (это соответствует индукции магнитного поля 377 Т).

7. Сравнение результатов экспериментов с данными МГД моделирования

Для анализа и интерпретации экспериментов проводилось численное моделирование взрыва медных проводников с помощью компьютерной программы EXWIRE [113, 306]. Моделирование проводилось в рамках одномерного однотемпературного радиационно-магнитогидродинамического (МРГД) приближения. Для металлов использовались широкодиапазонные полуэмпирические уравнения состояния (УРС) [308], полученные на основе модели [309], в которых учитываются эффекты высокотемпературного плавления и испарения. Электропроводность алюминия определялась по таблицам [310], составленным на основе модели [311], модифицированной с учетом экспериментальных данных; электропроводность меди определялась в соответствии расчетно-экспериментальным методом [113, 312, 313].

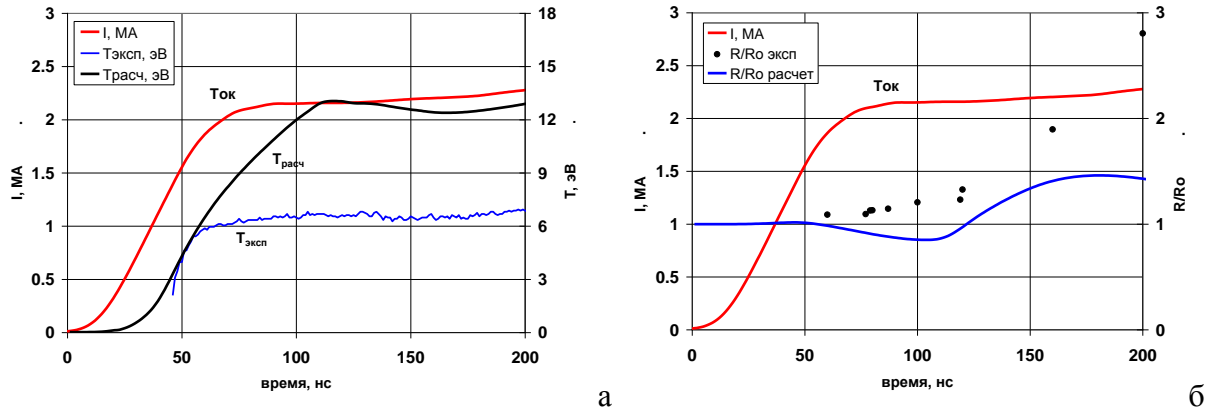


Рисунок 8.13. Временные зависимости тока, расчетной и экспериментальной температуры поверхности, расчетного и экспериментального нормированного радиуса внешней границы плазмы для медного цилиндра с начальным диаметром 1 мм.

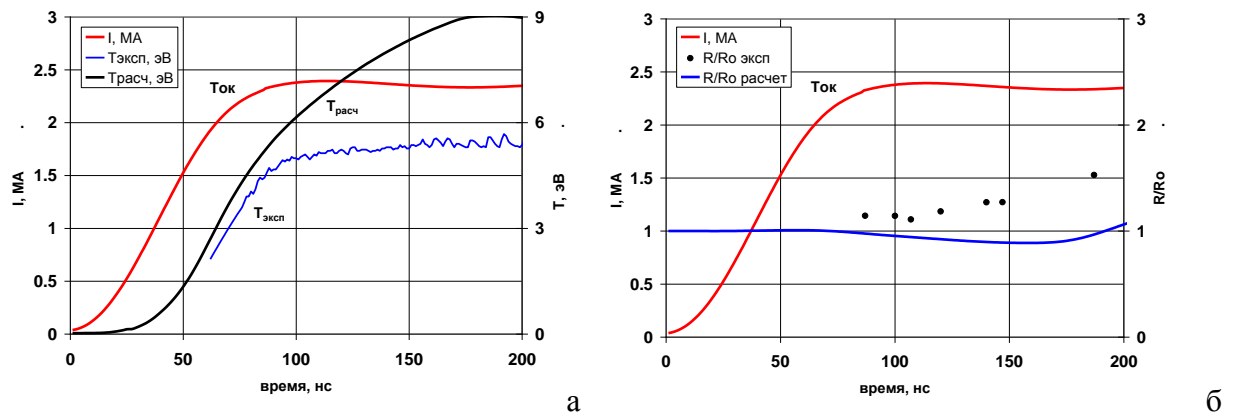


Рисунок 8.14. Временные зависимости тока, расчетной и экспериментальной температуры поверхности, расчетного и экспериментального нормированного радиуса внешней границы плазмы для медного цилиндра с начальным диаметром 1.5 мм.

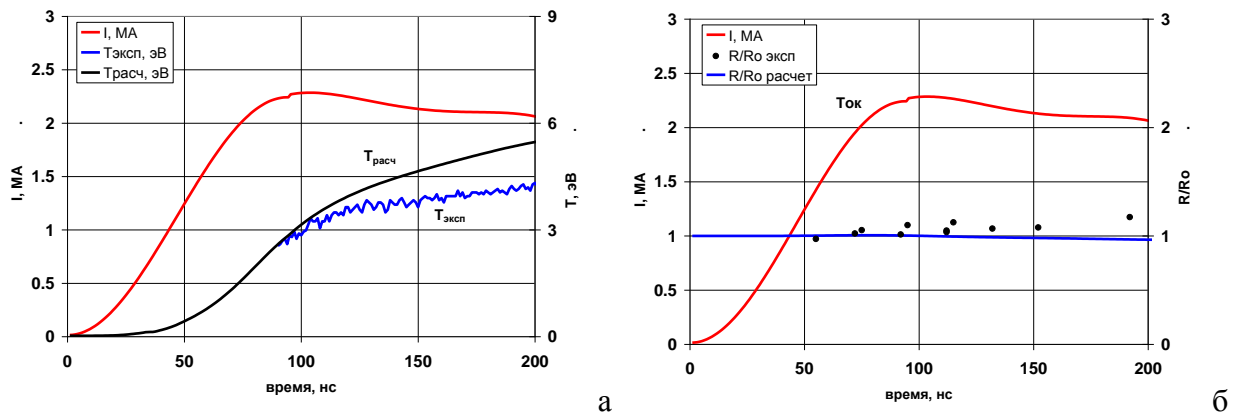


Рисунок 8.15. Временные зависимости тока, расчетной и экспериментальной температуры поверхности, расчетного и экспериментального нормированного радиуса внешней границы плазмы для медного цилиндра с начальным диаметром 2 мм.

Уравнения переноса излучения в программе EXWIRE решались в рамках многогруппового приближения, а зарядовый состав плазмы и длины свободного пробега фотонов вычислялись на основе модели ионизационного равновесия [113]. При моделировании для каждого выстрела использовалась реальная, взятая из эксперимента,

форма тока. В ходе вычислений рассчитывались: амплитуда сигнала ВРД, температура вещества T , концентрация атомов n , динамика внешней и внутренней границы.

Временные зависимости тока, расчетной и экспериментальной температуры поверхности, расчетного и экспериментального нормированного радиуса внешней границы плазмы для цилиндров с различным начальным радиусом показаны на рисунках 8.13÷8.15. Как следует из рисунка расчеты удовлетворительно описывают, как момент взрыва поверхности, так и поведение электронной температуры в первые 10÷20 нс после взрыва. Существенные различия наблюдаются в динамике плазмы после взрыва. В отличие от расчетных зависимостей радиуса в эксперименте не наблюдается сжатия плазмы. По-видимому, это связано с уменьшением проводимости внешних плазменных слоев за счет токовых неустойчивостей, развивающихся при превышении токовой скорости электронов над тепловой скоростью ионов. В дальнейшем данный эффект необходимо учитывать при проведении магнитогидродинамических расчетов.

8. Выводы

Измеренные в экспериментах на генераторе МИГ значения индукции магнитного поля B_{min} , при которой происходит формирование интенсивно излучающей в вакуумном ультрафиолетовом диапазоне спектра плазмы, составляют 375, 270, 280, 220 и 245 Т с погрешностью $\pm 10\%$, соответственно для меди, алюминия, стали 3, титана и нержавеющей стали. На основании этих данных предложен критерий образования плазмы на поверхности металла в быстросрастающих магнитных полях с индукцией несколько сотен Тл. Минимальное значение индукции магнитного поля, при которой в режиме скинирования тока происходит плазмообразование на поверхности металла, может быть выражено как $B_{min} \approx \sqrt{2\mu_0\Lambda_0} \cdot (0.3\frac{\sigma_0}{\sigma^*} + 0.7)$, где σ_0 и Λ_0 – проводимость и плотность энергии сублимации металла при нормальных условиях, $\sigma^* = 4 \cdot 10^7$ 1/(Ом·м),.

ГЛАВА № 9. ПОВЕРХНОСТНЫЙ ВЗРЫВ ДВУХСЛОЙНЫХ ПРОВОДНИКОВ В БЫСТРОНАРАСТАЮЩИХ МЕГАГАУССНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

1. Введение

Плазмообразование на поверхности проводника вследствие скин-эффекта является одним из ограничений на максимальную индукцию магнитного поля в одновитковых соленооидах, предназначенных для создания сверхсильных магнитных полей микросекундного диапазона длительностей. Типичные значения магнитных полей в одновитковых соленооидах составляют $100 \div 500$ Тл при скорости нарастания индукции до $5 \cdot 10^8$ Тл/с. При толщине стенки в несколько миллиметров нагрев поверхности металла происходит в скин-режиме, причем существенным становится увеличение скорости проникновения магнитного поля в металл за счет нелинейного характера диффузии магнитного поля. Возникновение паров или плазмы на поверхности, их тепловое расширение, а также некоторое увеличение эффективного радиуса соленооида за счет диффузии магнитного поля препятствует достижению высоких значений магнитного поля (см., например, [20 - 22, 24]).

В экспериментах по скин-эффекту цилиндрических проводников в азимутальном магнитном поле определение момента взрыва поверхности проводилось по собственному излучению плазмы, а именно при достижении яркостной температурой значений $1 \div 1.5$ эВ [143] или $2 \div 2.5$ эВ [151, 314]. Индукция магнитного поля на поверхности проводника рассчитывалась по осциллограмме тока и радиусу проводника. Значения порогового магнитного поля составили $200 \div 400$ Тл для различных материалов.

В последние годы поведение металлов в быстронарастающих магнитных полях и скин-эффект привлекают внимание в связи с проектированием сверхмощных лабораторных импульсных генераторов [13 - 15, 160] с амплитудой тока до 50 МА и временем нарастания $\tau = 100 \div 200$ нс. Такие генераторы должны позволить проводить пороговые эксперименты по реализации инерциального термоядерного синтеза на основе Z-пинчей [124, 125, 158, 315]. При амплитуде тока 50 МА индукция магнитного поля не только на поверхности Z-пинча, но и на поверхности электродов вакуумной передающей линии радиусом менее 5 см превышает 200 Тл. В таких полях возможно плазмообразование на поверхности и, как результат, перекрытие зазора расширяющейся плазмой и ухудшение эффективности транспортировки энергии к Z-пинчу. Для времени перекрытия зазора t_n можно записать приближенное соотношение: $t_n \approx t_0 + d/v$, где d - ширина зазора, v - скорость плазмы, t_0 - время появления плазмы на поверхности электрода от начала тока генератора. Так как максимум энерговклада в Z-пинч достигается примерно на максимуме тока, то для эффективной передачи энергии достаточно обеспечить отсутствие перекрытия зазора

плазмой в течении времени нарастания импульса тока τ , то есть обеспечить выполнение условия $t_n > \tau$. Этого можно достичь, например, снижением скорости разлета плазмы за счет использования материала электрода с большей массой ионов [166, 316].

Другой возможностью является увеличение времени t_0 генерации плазмы на поверхности электрода за счет, например, двухслойной структуры проводника. Известны аналитические решения уравнений линейной диффузии магнитного поля (см., например, [317, 318]), показывающие, что при увеличении проводимости вглубь проводника можно снизить плотность джоулева тепловыделения на поверхности в 2÷4 раза по сравнению с однородным проводником при той же величине индукции магнитного поля. Этот эффект использовался для увеличения долговечности работы импульсного соленоида при работе в полях около 50 Тл [319] путем нанесения слоя стали 55 на поверхность одновиткового соленоида из бериллиевой бронзы.

В случае нелинейной диффузии магнитного поля, проявляющейся в магнитных полях выше так называемого характеристического поля [21], которое для наиболее распространенных металлов составляет 30÷50 Тл, аналитические решения отсутствуют. Численные решения могут быть получены при выборе некоторой зависимости проводимости металла от температуры, и, как это будет показано ниже, показывают возможность снижения коэффициента поверхностной энергии $(\varepsilon_w / \varepsilon_m)_{sur}$ на поверхности двухслойного проводника по сравнению с однородным.

2. Моделирование диффузии магнитного поля в двухслойные проводники

Уравнения, описывающие диффузию азимутального магнитного поля в цилиндрический проводник, могут быть записаны в следующем виде:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{j}{\sigma} \right) = \frac{\partial B}{\partial t}, \quad (9.1)$$

$$\mu_0 j = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rB), \quad (9.2)$$

$$\frac{\partial \varepsilon_w}{\partial t} = \frac{j^2}{\sigma}. \quad (9.3)$$

Здесь, B – индукция азимутального магнитного поля, j – плотность аксиального тока, σ – проводимость, ε_w – плотность энергии джоулева тепловыделения. Граничные условия для системы уравнений (9.1-9.3) имеют вид: $B(r=0) = 0$; $B(r=R) = \frac{\mu_0 I(t)}{2\pi R}$, где R – внешний радиус проводника; $I(t)$ – ток протекающий через проводник. Начальные условия для системы уравнений (9.1-9.3) следующие: $B(r, t=0) = 0$; $\varepsilon_w(r, t=0) = 0$.

При линейной диффузии (при небольших магнитных полях) джоулево тепловыделение слабо влияет на проводимость металлов, поэтому в этом случае проводимость не зависит от времени ($\sigma = \sigma_0$, где σ_0 – проводимость при нормальных условиях) и является функцией только пространственной координаты.

Ряд аналитических решений уравнений (9.1-9.3), возможных лишь при постоянной во времени проводимости металла, а также и численные решения, указывают, по крайней мере, на два способа снижения джоулева тепловыделения на поверхности проводника при неизменной величине индукции магнитного поля [21, 317, 318]. Первый подход заключается в изменении временной формы импульса магнитного поля. Так, например, для степенной зависимости индукции магнитного поля от времени $B(t) = B_m (t/t_0)^p$ при изменении p от 0.5 до 5 коэффициент поверхностной энергии $(\varepsilon_w / \varepsilon_m)_{sur}$ не зависит от времени и уменьшается с ростом p от 1.571 до 1.051 [21]. Для синусоидальной формы тока аналитическое решение может быть получено путем разложения синуса в ряд Тейлора. Решение показывает, что $(\varepsilon_w / \varepsilon_m)_{sur}$ зависит от времени, а именно растет от 1.27 в начале импульса до 1.63 на максимуме импульса магнитного поля. Аналогично происходит и для формы импульса магнитного поля $B(t) = B_m (1 - \cos \omega t)$. То есть, наиболее часто встречающиеся в сильноточной импульсной технике формы импульсов (\sin , $(1 - \cos)$) тока обеспечивают более высокий коэффициент поверхностной энергии, чем, скажем, при линейном нарастании магнитного поля. Однако, профилирование импульса тока на импульсных мегаамперных генераторах является дорогостоящей и трудоемкой задачей.

Второй способ заключается в применении проводника с растущей вглубь проводимостью (см., например, [317, 318]), что позволяет снизить тепловую нагрузку в 2÷4 раза по сравнению с однородным проводником. Сказанное можно проиллюстрировать результатами численного расчета уравнений (9.1-9.3) с помощью модельного кода, описанного в Главе 7.

На рисунке 9.1 приведены результаты расчетов диффузии магнитного поля в цилиндрический титановый проводник с внешним диаметром 3 мм при синусоидальной форме импульса магнитного поля с максимумом 1 Тл и четвертью периода 100 нс. На рисунках 9.1а и 9.1б показаны распределения плотности тока в различные моменты времени и временная зависимость $(\varepsilon_w / \varepsilon_m)_{sur}$ для однородного титанового проводника. На рисунках 9.1в и 9.1г показаны те же зависимости для двухслойного проводника, состоящего из слоя титана толщиной 100 мкм, окружающего медный проводник.

Как видно из рисунков за счет перераспределения плотности тока внутри проводника к моменту достижения максимума магнитного поля плотность джоулева тепловыделения на поверхности почти в два раза меньше в случае двухслойного проводника.

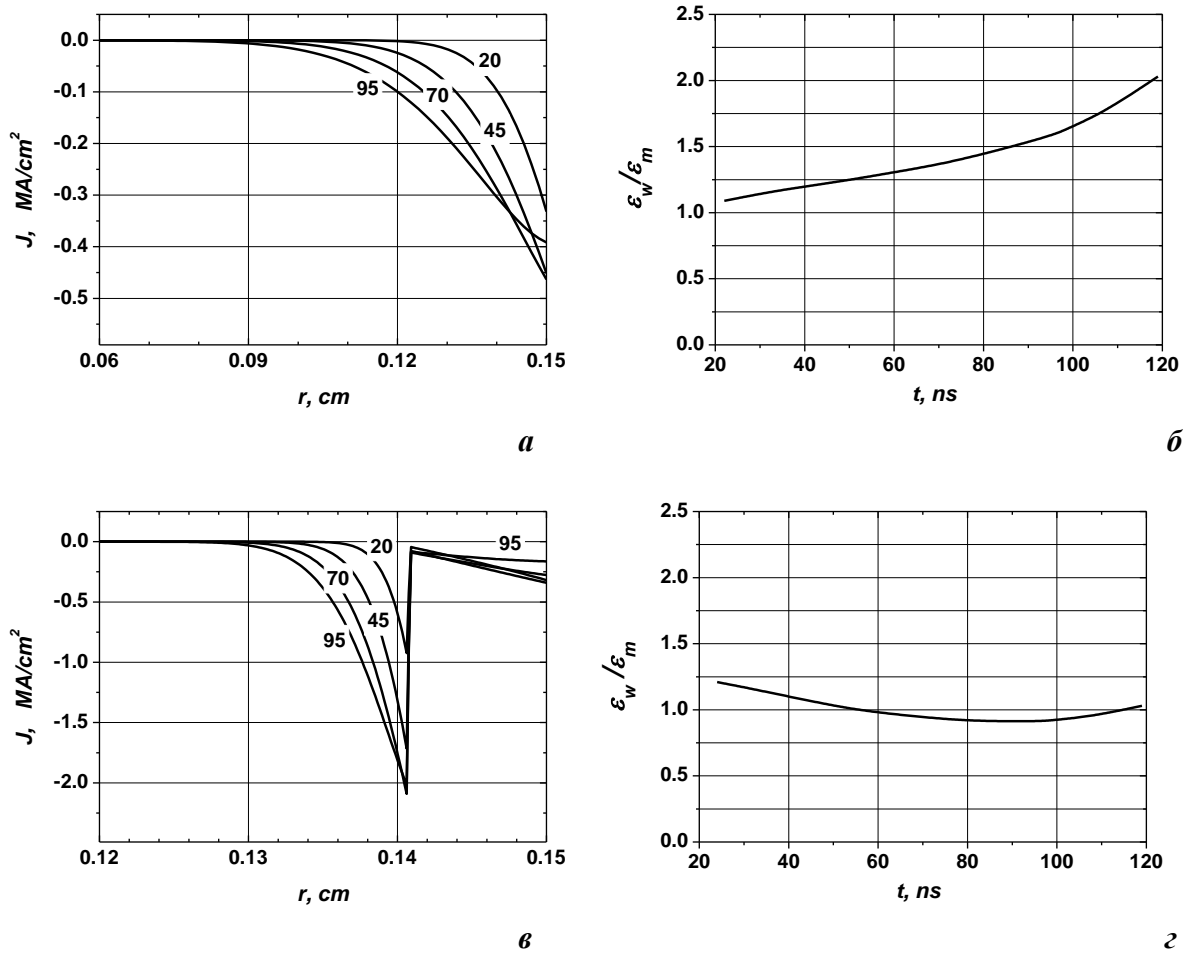


Рисунок 9.1. Результаты расчетов линейной диффузии магнитного поля в цилиндрический титановый проводник с внешним диаметром 3 мм при синусоидальной форме импульса магнитного поля с максимумом 1 Тл и четвертью периода 100 нс. *а)* и *б)* - распределения плотности тока в различные моменты времени (показаны цифрами на рисунке) и временная зависимость $(\varepsilon_w/\varepsilon_m)_{sur}$ для однородного титанового проводника. *в)* и *г)* - те же зависимости для двухслойного проводника, состоящего из внешнего слоя титана толщиной 100 мкм, окружающего медный проводник.

Чтобы проанализировать поведение коэффициента поверхностной энергии $(\varepsilon_w/\varepsilon_m)_{sur}$ в случае нелинейной диффузии рассмотрим результаты расчетов. На рисунке 9.2 представлены распределения плотности тока в различные моменты времени и временная зависимость $(\varepsilon_w/\varepsilon_m)_{sur}$ для однородного медного проводника внешним диаметром 0.14 см при линейной (амплитуда поля 1 Тл) и нелинейной (амплитуда поля 300 Тл) диффузии. Форма импульса магнитного поля полагалась синусоидальной с четвертью периода 100 нс.

Из рисунка 9.2 видно, что при нелинейной диффузии пик плотности тока расположен в глубине проводника. Магнитное поле проникает в проводник с более высокой скоростью. Коэффициент поверхностной энергии для нелинейной диффузии меньше (в данном случае

на 20-30%), чем при линейной, и до максимума магнитного поля слабо отличается от единицы. Аналогичный результат получается и при приближенном аналитическом решении уравнения нелинейной диффузии для формы импульса магнитного поля $B(t) = B_0(t/t_0)^{0.5}$ [21].

В максимуме магнитного поля на поверхности проводника плотность энергии магнитного поля составляет 36 кДж/см^3 , в то время как плотность энергии джоулева тепловыделения достигает плотности энергии сублимации для меди 43 кДж/см^3 . Следовательно, в этом момент времени следует ожидать поверхностного взрыва проводника.

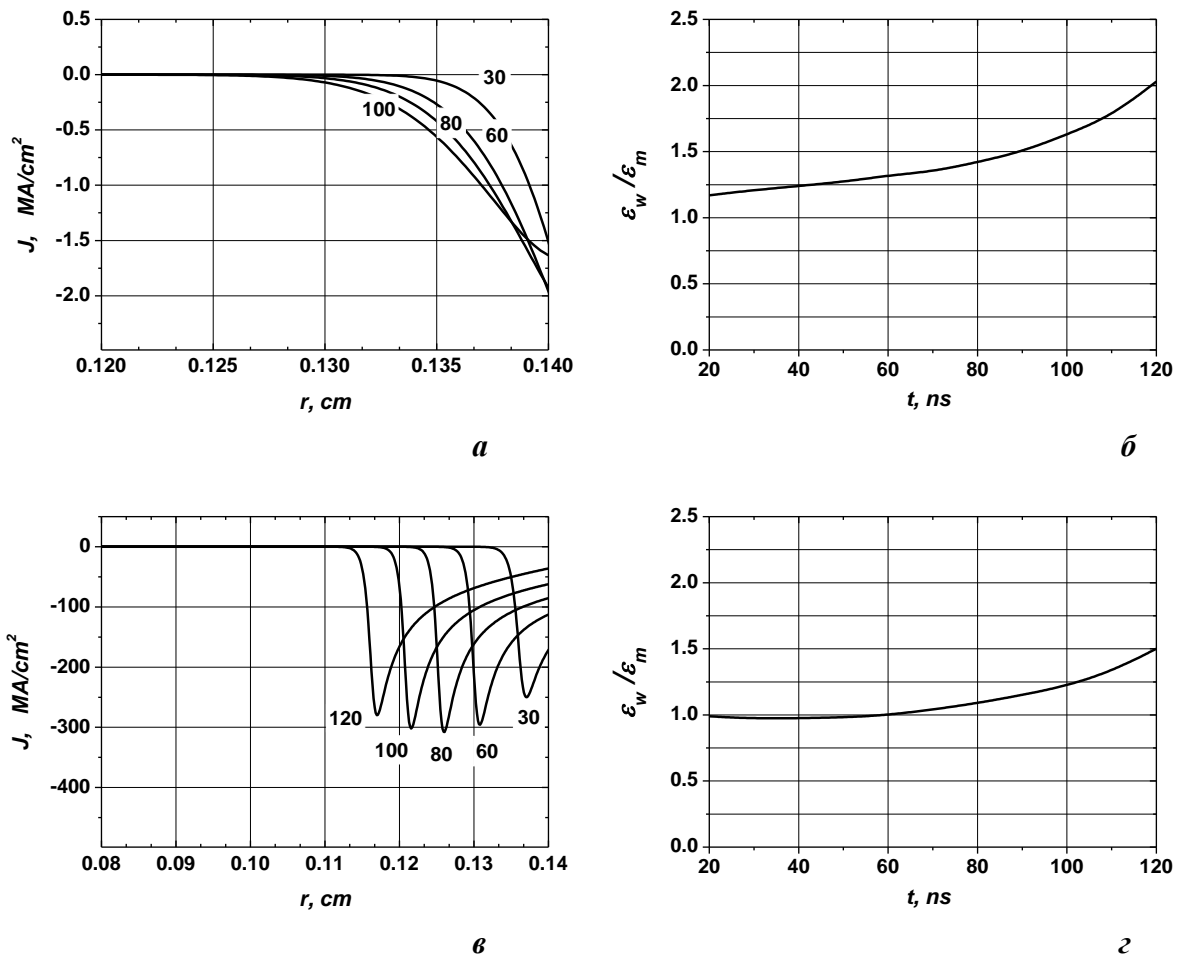


Рисунок 9.2. Распределения плотности тока в различные моменты времени и временная зависимость $(\epsilon_w/\epsilon_m)_{sur}$ для однородного медного проводника внешним диаметром 0.14 см. *a*) и *б*) - при линейной диффузии (амплитуда поля 1 Тл), *в*) и *г*) - при нелинейной (амплитуда поля 300 Тл) диффузии.

Как видно из Рис.9.2 в линейном случае проникновение в проводник носит диффузионный характер, а в нелинейном по проводнику распространяется волна нелинейной диффузии [150], положение фронта которой определяется максимумом плотности тока. При нелинейной диффузии толщина скин-слоя Δ_n определяется положением пика плотности тока.

Рассмотрим результаты расчетов нелинейной диффузии в двухслойный проводник, состоящий из внутреннего медного проводника с внешним радиусом 0.14 см, окруженного слоем титана толщиной 100 мкм. Удельное сопротивление титана при нормальных условиях примерно в 27 раз выше, чем у меди. Импульс магнитного поля имел синусоидальную форму с четвертью периода 100 нс и амплитудой 300 Т. На рисунке 9.3 представлены распределения плотности тока в различные моменты времени и временная зависимость $(\varepsilon_w / \varepsilon_m)_{sur}$ для двухслойного проводника.

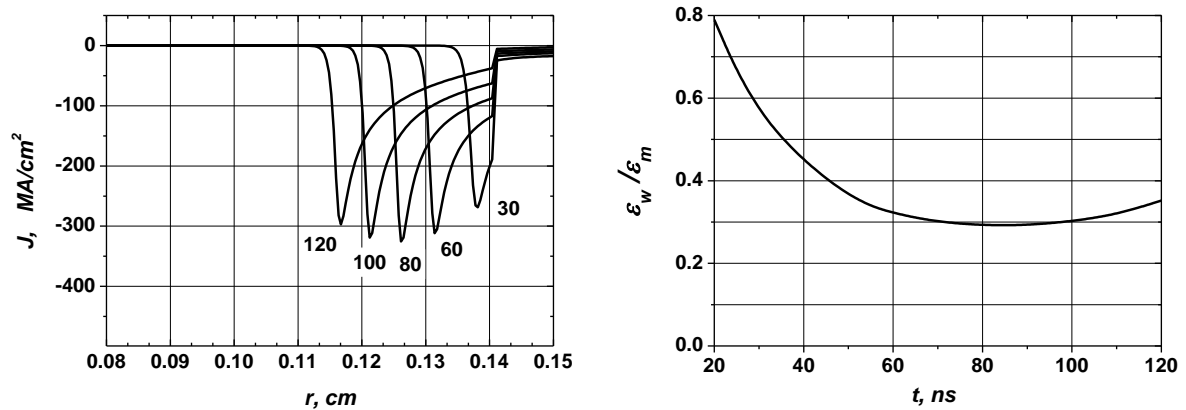


Рисунок 9.3. Расчетные распределения плотности тока в различные моменты времени и временная зависимость $(\varepsilon_w / \varepsilon_m)_{sur}$ для двухслойного проводника при нелинейной диффузии для синусоидальной формы импульса магнитного поля с амплитудой 300 Т и четвертью периода 100 нс.

Из рисунка 9.3 видно, что практически с самого начала импульса поля распределение плотности тока в титановом слое близко к равномерному, а максимум плотности тока находится в медном проводнике. Существенно изменяется и поведение коэффициента поверхностной энергии $(\varepsilon_w / \varepsilon_m)_{sur}$, который с 20 нс ниже 0.8, а на максимуме поля (на 100 нс) составляет 0.27. Плотность энергии магнитного поля на поверхности в момент максимума поля составляет 36 кДж/см³, а плотность тепловой энергии всего 11 кДж/см³. То есть, для титана при его энергии сублимации 39 кДж/см³ взрыва поверхности может и не происходить.

Таким образом, проведенные расчеты показывают, что и в случае нелинейной диффузии применение двухслойных проводников с внутренним слоем более высокой проводимости позволяет снизить джоулево тепловыделение на поверхности и, таким образом, достигать более высоких значений магнитного поля на поверхности без ее электрического взрыва.

3. Эксперименты по исследованию плазмообразования на поверхности двухслойных проводников

Эксперименты по исследованию плазмообразования на поверхности проводников в быстронарастающих магнитных полях проводились на сильноточном генераторе МИГ при уровне тока до 2.5 МА с временем нарастания 100 нс.

Для установки такого уровня мощности генератор МИГ является сравнительно компактным. Габариты импульсного трансформатора с первичным накопителем составляют $5.5 \times 3.2 \times 2.7 \text{ м}^3$ (длина, ширина, высота). Длина передающих линий составляет 6 м, а диаметр 2.3 м. Генератор расположен в помещении бункерного типа площадью $11 \times 16 \text{ м}^2$. Генератор МИГ является многоцелевым импульсным генератором, в котором в зависимости от вида нагрузки могут быть реализованы различные режимы работы. На основе генератора МИГ могут быть созданы различные источники электромагнитного излучения: в режиме работы на плазменный лайнер при амплитуде тока до 2 МА может быть реализован источник мягкого рентгеновского излучения с энергией квантов 0.1–5 keV и с мощностью выше двух тераватт; в режиме вакуумного диода могут быть реализованы источники как жесткого рентгеновского излучения (с энергией квантов 20–100 eV), так и гамма-излучения (со средней энергией квантов до 1.2 MeV).

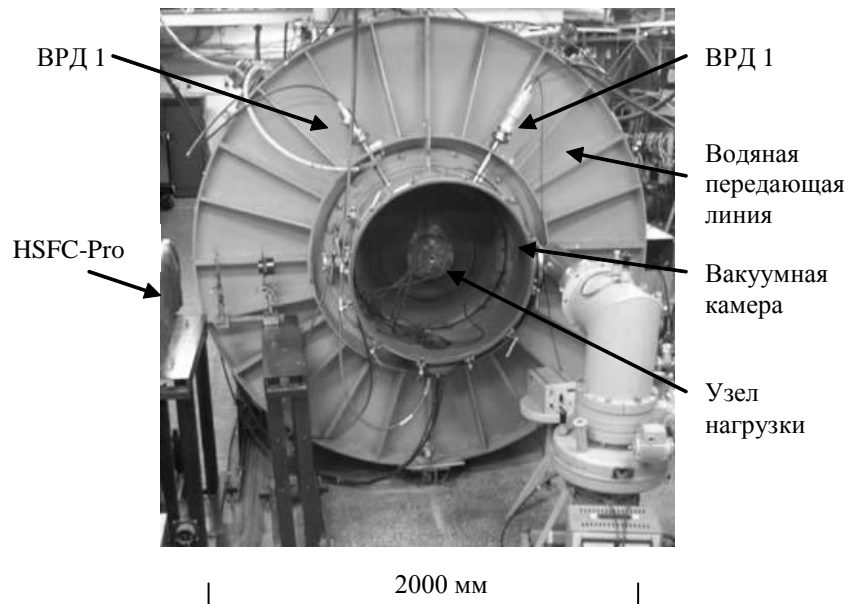


Рисунок 9.4. Расположение диагностической аппаратуры на выходном узле генератора МИГ

При работе генератора на нагрузку с индуктивностью $\approx 25 \text{ нГн}$ амплитуда тока I_m достигает 2.5 МА при фронте импульса $\tau_{0.1-0.9} \approx 70 \text{ нс}$. Форма импульса тока близка к зависимости $I(t) = I_m \left[1 - \cos\left(\frac{\pi t}{2\tau}\right) \right]$, где $\tau \approx 110 \text{ нс}$. Из-за наличия проходной емкости между второй формирующей и передающей линиями импульс тока в нагрузке имеет предимпульс.

Он начинается примерно на 250 нс до начала основного импульса, нарастает приблизительно линейно и достигает значений 3% от амплитуды основного импульса.

Использование в качестве нагрузки цилиндрических металлических проводников диаметром 2÷3 мм позволяет достигать пиковых значений индукции азимутального магнитного поля на поверхности проводника 300 ÷ 500 Т. При работе генератора МИГ с такими проводниками, примерно на максимуме обратной полуволны напряжения на нагрузке происходит перекрытие вакуумной поверхности проходного изолятора. Вследствие «захвата» магнитного потока в вакуумной передающей линии ток нагрузки на (130÷150) нс приобретает форму слабо спадающей экспоненты с характерным временем спада несколько микросекунд.

В качестве диагностики применялись пояса Роговского, магнитные зонды, делители напряжения, четырехкадровая оптическая камера HSFC-Pro с длительностью экспозиции 3 нс, вакуумные рентгеновские диоды (ВРД). Расположение диагностической аппаратуры показано на Рис.9.4.

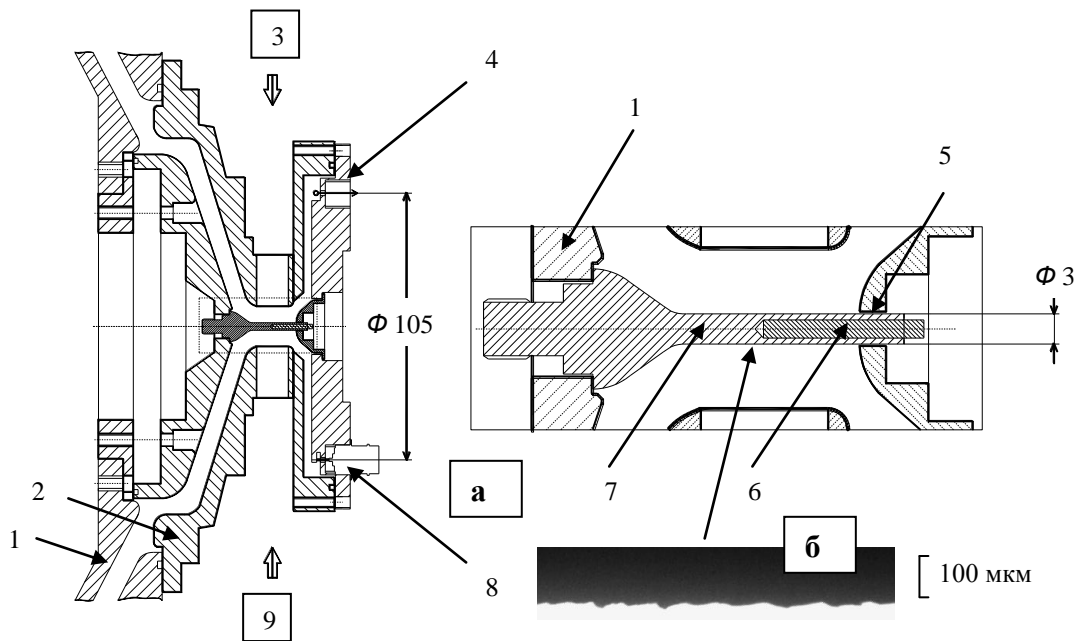


Рис.9.5. а) – схематичное изображение блока нагрузки. 1 – катод, 2 – анод, 3 – ВРД, 4 – измерительный фланец, 5 – скользящий контакт, 6 – медная вставка, 7 – проводник из титана или нержавеющей стали, 8 – стационарный магнитный зонд, 9 – оптическая камера HSFC-Pro. На выноске показана увеличенное изображение взрываемого проводника. б) – фотография поверхности проводника, сделанная под микроскопом.

Схема блока нагрузки показана на Рис. 9.5а. Для обеспечения плавного перехода к цилиндрической части металлический цилиндр плавно утолщался в направлении к катоду, и резьбовым соединением жестко закреплялся на катоду. Для стыка цилиндров с анодом использовался скользящий контакт, поскольку в результате вакуумной откачки происходит небольшое уменьшение межэлектродного зазора. Металлические цилиндры изготавливались

на токарном станке. Специальной дополнительной обработки поверхности цилиндров не проводилось. Изображение поверхности цилиндра на просвет, полученное с помощью микроскопа, приведено на рисунке 9.5б. Можно видеть, что шероховатость поверхности составляет ± 10 микрометров. Эксперименты проводились в вакуумной камере, откачиваемой паромасляным насосом до давления 10^{-4} Торр.

На первом этапе экспериментов определялся момент взрыва поверхности однородного по длине и радиусу титанового проводника внешним диаметром 3 мм и соответствующая этому моменту индукция магнитного поля. На рисунке 9.6 показаны типичные осциллограммы импульса тока, сигнала ВРД и рассчитанная временная зависимость яркостной температуры поверхности. Методика определения яркостной температуры описана в Главе 8.

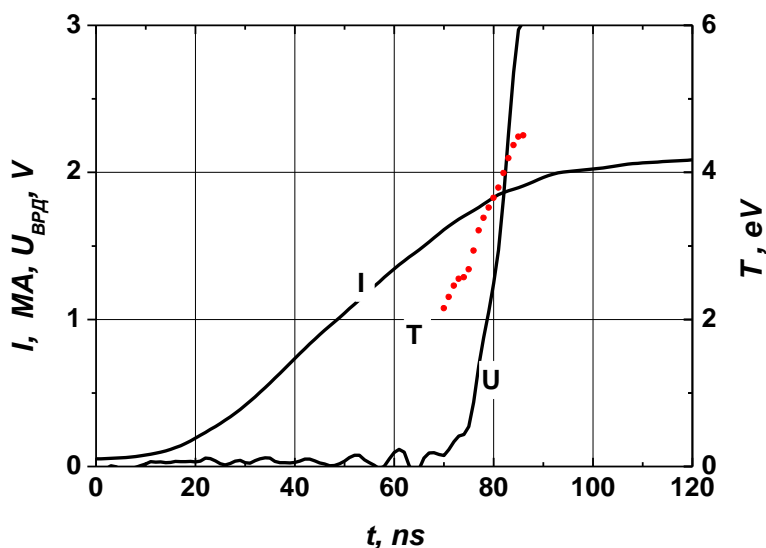


Рисунок 9.6. Осциллограммы тока I , напряжения U ВРД, рассчитанная зависимость яркостной температуры $T(t)$ для сплошного титанового проводника диаметром 3 мм.

Среднее по ряду выстрелов значение индукции магнитного поля на поверхности проводника диаметром 3 мм в момент достижения яркостной температуры 2 эВ составило $220 \div 230$ Тл. При этом начало резкого роста сигнала ВРД соответствует этому моменту времени.

На следующем шаге исследовалось плазмообразование на поверхности составных проводников из титана и нержавеющей стали внешним диаметром 3 мм (см. выноску на Рис.9.5а). Составной проводник изготавливался следующим образом. С торца цилиндрической части титановой (или из нержавеющей стали) втулки (Рис.9.5а, поз.7) примерно до середины высверливалось отверстие, в которое плотно вставлялся проводник из меди. Таким образом, половина цилиндра оставалась сплошной, а вторая половина представляла собой слой титана или нержавеющей стали со вставкой из меди.

Осциллограммы сигналов тока и ВРД для составной титановой нагрузки (двухслойный проводник с внешним слоем титана 250 мкм и медной вставкой диаметром 2.5 мм) показаны на Рисунке 9.7. ВРД настраивался таким образом, чтобы регистрировать излучение только сплошной части нагрузки. В момент начала резкого роста сигнала ВРД (71÷73 нс) значение тока составляет 1.7÷1.8 МА. Это соответствует индукции магнитного поля на поверхности проводника 220÷240 Т, что согласуется с данными Рис. 9.6.

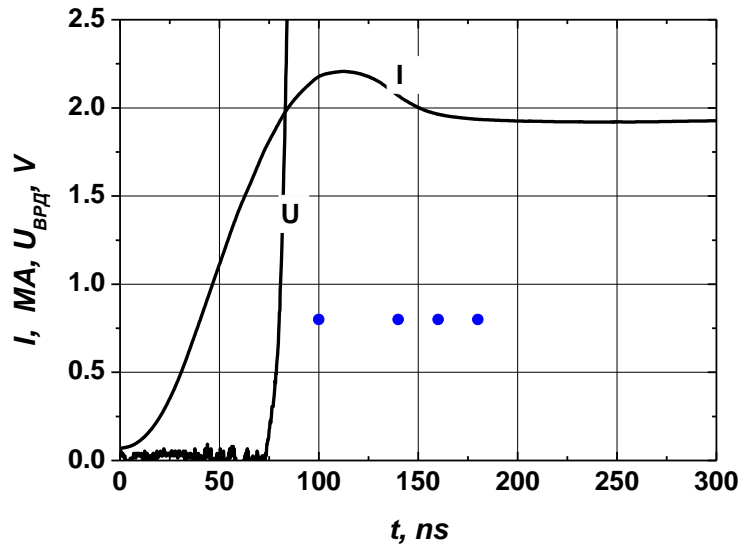


Рис. 9.7. Осциллограммы сигналов тока I и напряжения U ВРД для составного титанового проводника внешним диаметром 3 мм. Одна половина проводника – сплошной титановый цилиндр. Вторая половина – двухслойный проводник с внешним слоем титана 250 мкм и медной вставкой диаметром 2.5 мм. Точками на графике показаны моменты времени, соответствующие покадровым снимкам Рис. 9.8.

На рисунке 9.8а показаны снимки, полученные с помощью оптической камеры HSFC-Pro, в моменты времени 100, 140, 160 и 180 нс от начала тока. На снимках отчетливо видно, что часть титанового проводника (справа на Рис. 9.8а), внутри которой расположена медная вставка, практически не светится в видимом диапазоне. В то же время свечение сплошной части титанового проводника яркое и свидетельствует о наличии поверхностной плазмы. Заметное возмущение на поверхности наблюдается в области стыка торца медной вставки с титановым стержнем.

Для сравнения однородности свечения вдоль оси проводника на Рис. 9.8б приведены покадровые снимки электрического взрыва однородного по длине проводника. Проводник состоял из титановой трубки внешним диаметром 3 мм с толщиной стенки 850 мкм со вставленным на всю длину титанового проводника медным цилиндром диаметром 1.25 мм. Как видно, в этом случае свечение поверхностной плазмы однородно по всей длине проводника.

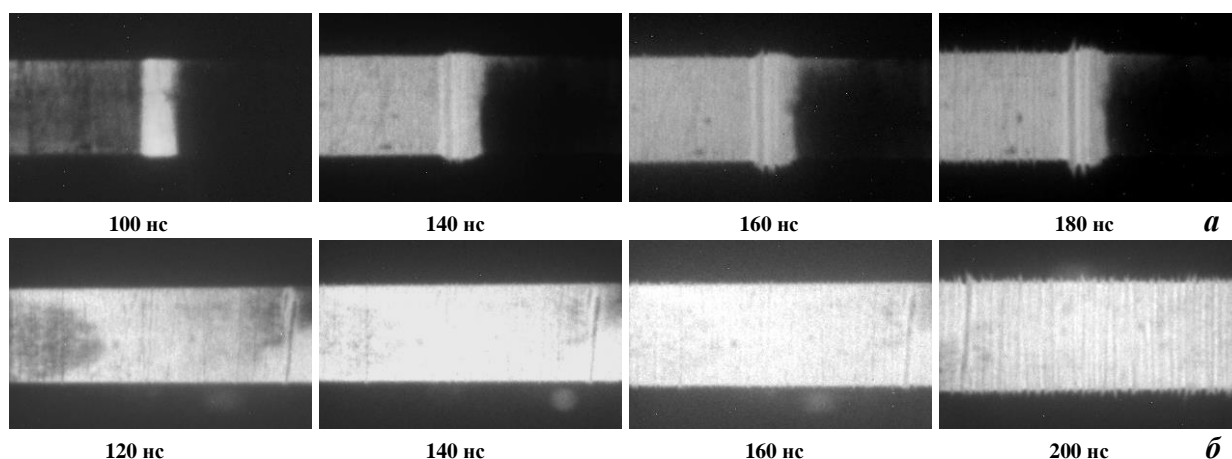


Рис. 9.8. Снимки, полученные с помощью оптической камеры HSFC-Pro, в различные моменты времени от начала тока. *а)* – правая на снимках часть - это двухслойный проводник с внешним слоем титана 250 мкм и медной вставкой диаметром 2.5 мм, левая часть – сплошной титановый цилиндр, *б)* - титановая трубка внешним диаметром 3 мм с толщиной стенки 850 мкм со вставленным на всю длину медным цилиндром диаметром 1.25 мм.

4. Анализ результатов экспериментов

Проведем анализ полученных результатов с помощью численных расчетов нелинейной диффузии при форме импульса магнитного поля, соответствующей экспериментальной. Следует оговориться о границах применимости результатов расчетов. Во-первых, в расчетах не учитывается расширение проводника при его джоулевым нагреве. Как показывает Рис.9.8а до взрыва относительное увеличение диаметра невелико – не более 5% к 100 нс, в то время как взрыв поверхности происходит на 70-75 нс. Во-вторых, предельные значения плотности тепловой энергии и проводимости в расчете не ограничены. Предельными следует считать значения плотности тепловой энергии примерно до энергии сублимации, а значения проводимости примерно до 1% от проводимости металла в исходном состоянии [74]. В расчетах, результаты которых приведены ниже, это верно до 95 нс расчета, то есть до взрыва поверхности проводника используемая модель вполне корректна.

На рисунке 9.9 показаны рассчитанные распределения плотности тока, зависимости плотностей магнитной и тепловой энергии на поверхности проводника от времени для формы импульса тока, показанного на Рис. 9.7. На рисунке 9.9а показаны распределения плотности тока в различные моменты времени для двухслойного проводника внешним диаметром 3 мм, состоящего из внешнего слоя титана толщиной 0.25 мм и внутреннего слоя меди диаметром 1.25 мм. На рисунке 9.9в – аналогичные распределения для сплошного титанового проводника внешним диаметром 3 мм.

В эксперименте (Рис. 9.7) взрыв поверхности сплошного проводника происходит на $73 \div 75$ нс. В расчетах к этому моменту времени волна нелинейной диффузии (максимум плотности тока) достигает радиуса 0.8 мм (Рис. 9.9г). То есть взрыв происходит в скинновом

режиме. Отношение $(\varepsilon_w / \varepsilon_m)_{sur}$ в этот момент времени равно 1.3 (Рис. 9.9в), плотность энергии магнитного поля на поверхности составляет ≈ 21 кДж/см³, а плотность джоулева тепловыделения $\varepsilon_w^{Ti} \approx 27$ кДж/см³.

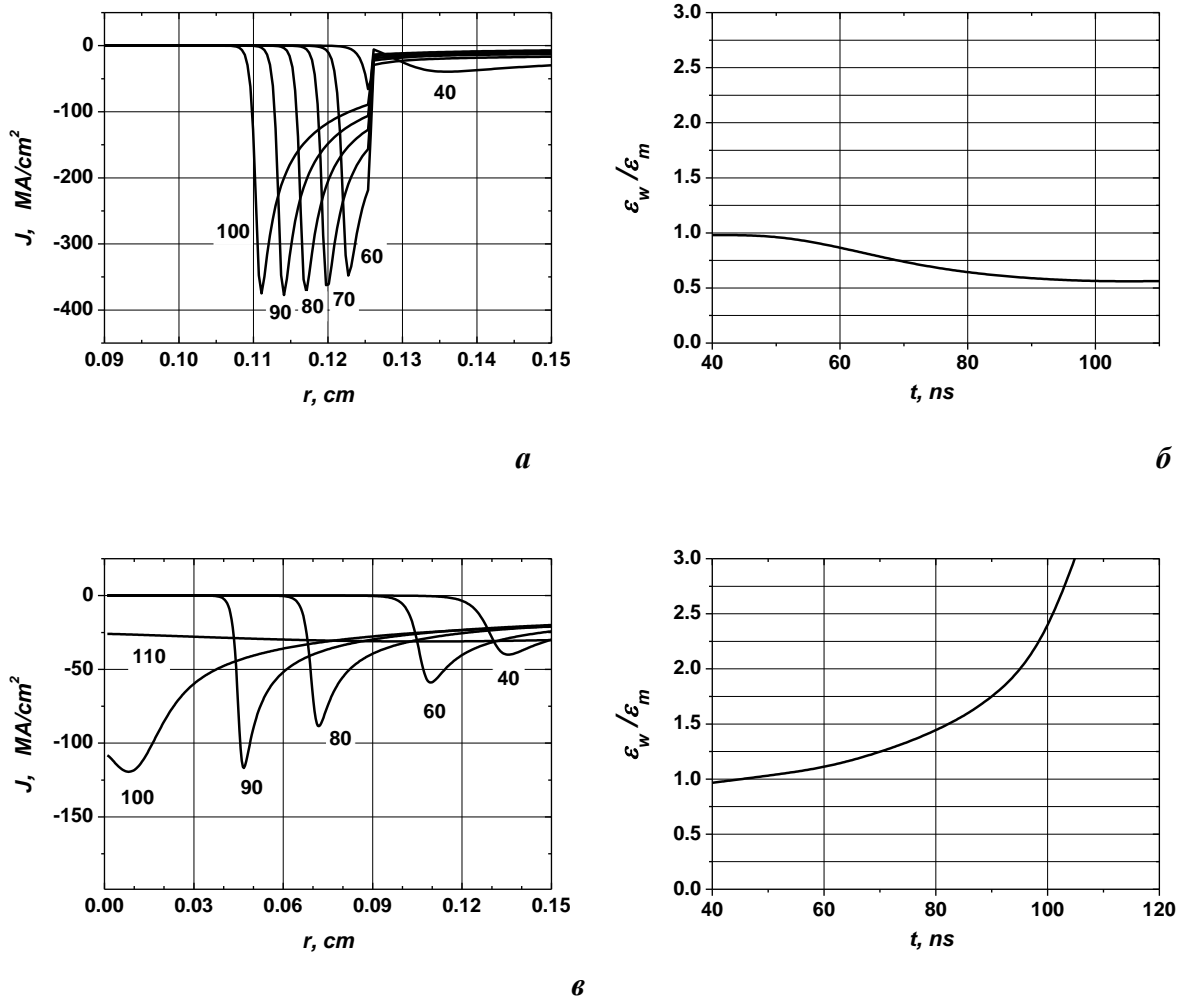


Рис. 9.9. Рассчитанные для формы импульса тока, показанного на Рис.9.7, распределения плотности тока в различные моменты времени и временная зависимость $(\varepsilon_w / \varepsilon_m)_{sur}$, а) и б) - для двухслойного проводника внешним диаметром 3 мм, состоящего из внешнего слоя титана толщиной 250 мкм и внутреннего слоя меди диаметром 2.5 мм, в) и г) - то же для сплошного титанового проводника внешним диаметром 3 мм.

Иначе ситуация обстоит в двухслойном проводнике. На 70 нс плотность тока в титановом слое распределена практически равномерно. В меди волна нелинейной диффузии распространилась до радиуса 0.12 мм. Отношение $(\varepsilon_w / \varepsilon_m)_{sur}$ в этот момент времени равно 0.75 (Рис. 9.9б). На 80 нс отношение $(\varepsilon_w / \varepsilon_m)_{sur}$ уменьшается до 0.65. Плотность тепловой энергии на поверхности титанового проводника (15 кДж/см³) меньше плотности энергии магнитного поля (24 кДж/см³). Причем рост тепловой энергии происходит гораздо медленнее, чем в сплошном титановом проводнике и достигает лишь 19 кДж/см³ к 100 нс. То есть, плотность джоулева тепловыделения не превышает половины энергии сублимации титана и ниже, чем плотность джоулева тепловыделения ε_w^{Ti} , при которой наблюдается

взрыв сплошного титанового проводника. Этим можно качественно объяснить отсутствие заметного свечения плазмы на поверхности двухслойной части проводника (Рис.9.8).

Поверхность медной вставки должна испытывать более высокий джоулев разогрев по сравнению с внешней поверхностью титана, поскольку плотность тока на медной вставке выше. Рассчитанные значения плотности тепловой энергии на поверхности медной вставки возрастают примерно линейно от 16.5 кДж/см^3 до энергии сублимации меди (43 кДж/см^3) за время между 70 и 100 нс. То есть, поверхность медной вставки должна взрываться к этому моменту времени.

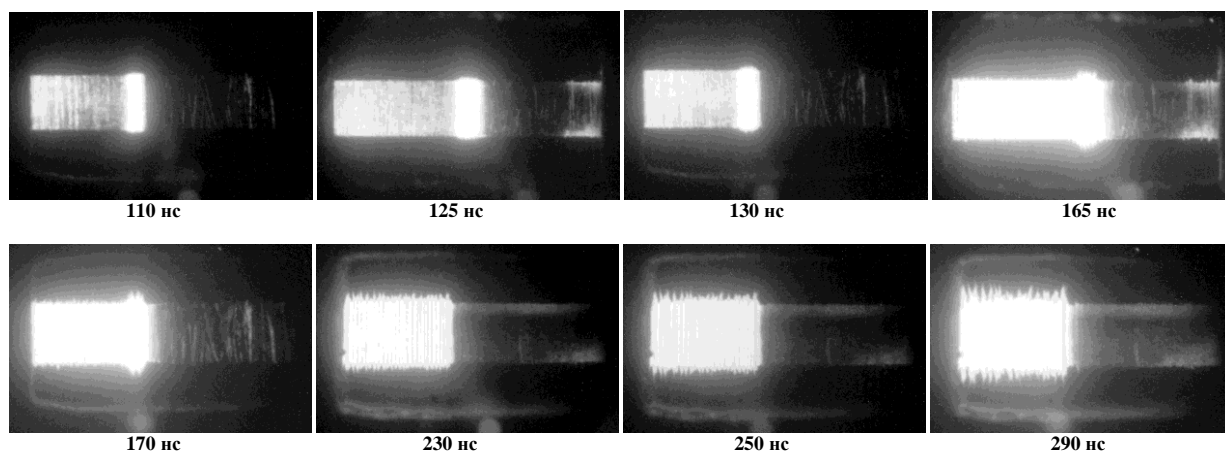


Рис.9.10. Покадровые изображения составного проводника во временном интервале от 110 до 290 нс. Левая на рисунке часть представляет собой сплошной титановый цилиндр с внешним диаметром 3 мм. Правая на рисунке часть - титановая трубка внешним диаметром 3 мм с толщиной стенки 150 мкм с вложенным внутрь медным цилиндром.

Интересно качественно проследить дальнейшее поведение плазмы на поверхности проводника. На Рис.9.10 показаны покадровые изображения проводника во временном интервале от 110 до 290 нс. В этих выстрелах ширина диагностического окна была увеличена, что позволило наблюдать всю длину цилиндра. Левая на рисунке часть нагрузки представляет собой сплошной титановый цилиндр с внешним диаметром 3 мм. Правая на рисунке часть нагрузки представляет собой титановую трубку внешним диаметром 3 мм с толщиной стенки 150 мкм с вложенным внутрь медным цилиндром. Изображения получены в разных выстрелах. При этом форма тока близка к показанной на Рис.9.7, а амплитудные значения тока находятся в диапазоне $1.9 \div 2.1 \text{ МА}$. Из Рис.9.10 видно, что сплошная часть нагрузки (на рисунке слева) светится гораздо сильнее, расширяется быстрее, на ней отчетливо наблюдается развитие тепловых неустойчивостей. Двухслойная часть нагрузки (на рисунке справа) излучает существенно меньше и, вполне возможно, наличие ее изображения обусловлено подсветкой поверхности проводника излучением плазмы сплошной части нагрузки или плазмой, формирующейся в скользящем контакте.

Аналогично титановым проводникам ведут себя составные проводники такого же внешнего диаметра из нержавеющей стали. На Рис.9.11 показаны покадровые изображения нержавеющей проводника с внешним диаметром 3 мм. Левая на рисунке часть нагрузки представляет собой сплошной цилиндр из нержавеющей стали, Правая на рисунке часть нагрузки – это трубка из нержавеющей стали с толщиной стенки 250 мкм с вложенным внутрь медным цилиндром. Форма импульса тока практически соответствует приведенной на Рис 9.7.

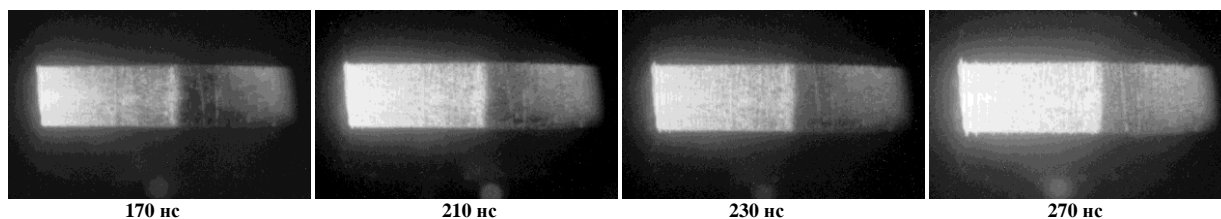


Рис.9.11. Покадровые изображения составного проводника из нержавеющей стали внешним диаметром 3 мм. Левая на рисунке часть - сплошной цилиндр из нержавеющей стали. Правая часть – это трубка из нержавеющей стали с толщиной стенки 250 мкм с вложенным внутрь медным цилиндром.

5. Выводы

На сильноточном генераторе МИГ при максимальном токе 2.5 МА и времени его нарастания 100 нс проведены эксперименты по взрыву цилиндрических проводников с внешним диаметром 3 мм. Параметры генератора и геометрические размеры проводников обеспечивали максимальную индукцию магнитного поля до 300 Тл при средней скорости нарастания индукции $3 \cdot 10^9$ Тл/с. Цель экспериментов состояла в сравнении скин-эффекта при взрыве цилиндрических однородных и двухслойных проводников с внешним слоем меньшей проводимости. Сравнение проводилось путем регистрации собственного сечения поверхности проводников из титана и нержавеющей стали. Для регистрации использовалась четырехкадровая оптическая камера HSFC-Pro с временем экспозиции каждого кадра 3 нс. Двухслойные проводники изготавливались таким образом, что одна половина представляла собой сплошной цилиндр, а вторая - трубку из титана или нержавеющей стали толщиной 150-250 мкм со вставкой из меди. Это позволяло в идентичных условиях сравнить поведение сплошного и двухслойного проводника в быстронарастающем магнитном поле.

Показано, что за счет двухслойной структуры проводника с внешним слоем меньшей проводимости возможно достижение более высоких значений индукции магнитного поля на поверхности проводника без ее взрыва. Объяснением этому служит снижение отношения плотности джоулева тепловыделения к плотности энергии магнитного поля на поверхности двухслойного проводника за счет перераспределения плотности тока по сечению.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итоги проведенных исследований обобщены в виде следующих выводов:

1. Предложена и реализована методика измерений скорости проникновения азимутального магнитного поля мегагауссного диапазона в цилиндрические проводники, опирающаяся на измерения напряжения на внутренней поверхности проводника.
2. В экспериментах на генераторе МИГ, на примере металлов обладающих существенно различающимися тепло- и электрофизическими свойствами, показано, что для оценки глубины проникновения Δ_h магнитного поля в проводник можно использовать ранее предложенное выражение $\Delta_h = \xi \frac{B(t)}{B_0} \sqrt{\frac{t}{\mu_0 \sigma_0}}$ с коэффициентом $\xi \approx 0.7$ при индукции магнитного поля ≈ 300 Тл и времени ее нарастания 100 нс.
3. На основании экспериментальных данных по регистрации импульса собственного излучения плазмы в вакуумно-ультрафиолетовом диапазоне предложен критерий образования плазмы на поверхности металла в быстронарастающих магнитных полях с индукцией несколько сотен Тл. Минимальное значение индукции магнитного поля, при которой в режиме скинирования тока происходит плазмообразование на поверхности металла, может быть выражено как $B_{\min} \approx \sqrt{2\mu_0 \Lambda_0} \cdot (0.3 \frac{\sigma_0}{\sigma^*} + 0.7)$, где σ_0 – проводимость, Λ_0 - плотность энергии сублимации металла при нормальных условиях, $\sigma^* = 4 \cdot 10^7$ 1/(Ом·м).
4. Показано, что за счет двухслойной структуры проводника с внешним слоем меньшей проводимости возможно достижение более высоких значений индукции магнитного поля на поверхности проводника без ее взрыва. Объяснением этому служит снижение отношения плотности джоулева тепловыделения к плотности энергии магнитного поля на поверхности двухслойного проводника за счет перераспределения плотности тока по сечению.
5. Разработаны и запущены в эксплуатацию компактные импульсные генераторы тока, действующие по принципу низкоиндуктивной конденсаторной батареи. Параметры генераторов: емкость конденсаторной батареи – 1 мкФ; зарядное напряжение – 40÷50 кВ; энергозапас конденсаторной батареи – до 1.25 кДж; импеданс генератора 0.13 Ом; пиковый ток 300 кА при времени нарастания 200 нс при работе на индуктивность 7 нГн. Габариты генератора без периферийных систем: 410x450x360 мм; вес – 70 кг.

6. Продемонстрирована работа таких генераторов с нагрузкой в виде X -пинча. Получены четкие теневые изображения статических объектов микронных размеров в мягком рентгеновском диапазоне спектра при длительности импульса излучения $2\div 3$ нс. Сравнительно малые габариты и вес импульсного генератора позволяют транспортировать его в любую лабораторию для проведения экспериментов по теневому рентгеновскому зондированию с микронным пространственным и наносекундным временным разрешениями.
7. Спроектирован, изготовлен и протестирован компактный импульсный наносекундный генератора (КИНГ) с компьютерным управлением, занимающий лабораторную площадь не более 2 кв.м. При работе с X -пинчем реализованы следующие параметры источника излучения: длительность импульса излучения $1\div 3$ нс, размер источника излучения $4\div 5$ мкм в спектральном диапазоне выше 3 кэВ, четкая засветка фотопленок марки Микрат или РФ-3 на расстоянии не менее 40 см от X -пинча. Таким образом, создана компактная установка для импульсной радиографии в мягком рентгеновском диапазоне спектра ($h\nu > 1$ кэВ), позволяющая проводить теневую съёмку, как быстропротекающих плазменных процессов, так и биологических объектов с временным разрешением $1\div 3$ нс и пространственным разрешением $4\div 5$ мкм.
8. На генераторе “Ангара-5-1” с пиковой мощностью до 6 ТВт реализована методика импульсного рентгеновского теневого зондирования сжатия многопроволочных лайнеров в спектральном диапазоне выше 1 кэВ с временным разрешением 2 нс с помощью отдельного синхронизируемого генератора с нагрузкой в виде X -пинча. Обеспечена синхронизация зондирующего рентгеновского импульса с импульсом тока генератора “Ангара-5-1” с точностью не хуже ± 10 нс. Применение гибкой низкоиндуктивной многокабельной линии для запитки X -пинча является очевидным преимуществом данной разработки с точки зрения юстировки рентгенографической схемы.
9. Предложена модель, позволяющая описать процесс развития перетяжки в X -пинчах, которая включает в себя два этапа. Первый этап – формирование перетяжки. В начале этой стадии происходит плавление и нагрев проводников вплоть до потери ими металлической проводимости, что приводит к электрическому взрыву проводников и их разлету. В финале этой стадии в области перекрестья проволочек за счет сжатия вещества проволочек формируется микропинч – перетяжка. Второй этап – сжатие перетяжки. Сжатие сопровождается вытеканием вещества из области перетяжки. В финальной стадии развития перетяжки формируется «горячая точка», аксиальный

размер которой значительно меньше длины самой перетяжки. Оценки показывают, что длительности этих двух этапов приблизительно равны между собой.

10. Экспериментальные исследования динамики формирования перетяжки, проведенные на компактном сильноточном генераторе с амплитудой тока до 230 кА, показали, что, несмотря на достаточно широкий диапазон изменения характеристик X -пинчей, наблюдаемая длина перетяжки изменяется достаточно слабо (от 200 мкм до 450 мкм) и растет с ростом начальной погонной массы. Наблюдаемые в экспериментах значения длины перетяжек X -пинчей достаточно хорошо согласуются с длинами перетяжек, рассчитанными в рамках разработанной модели. Это свидетельствует о том, что в X -пинчах момент появления импульса рентгеновского излучения определяется длиной перетяжки.
11. На сильноточном импульсном генераторе МИГ продемонстрирована возможность работы трансформатора тока нагрузки с коэффициентом увеличения по току 1.75 и при амплитуде импульса тока в нагрузке 3.5 МА. Трансформатор достаточно прост по конструкции и легко демонтируется, позволяя таким образом использовать генератор МИГ в режимах работы с другими нагрузками. Сравнение расчетных и экспериментальных данных позволяет сделать вывод о целесообразности использования трансформатора при работе на постоянную низкоиндуктивную нагрузку, например, в исследованиях скин-взрыва и нелинейного диффузии мегагауссных магнитных полей. При этом использование трансформатора позволяет обеспечить полуторакратное увеличение тока в нагрузке по сравнению с обычным режимом работы генератора МИГ.
12. В режимах сжатия каскадированных лайнеров с начальным радиусом до 4 см, обеспечивающих формирование компактных финальных пинчей радиусом 1 мм и меньше, интенсивно излучающих в спектральном диапазоне выше 1 кэВ:
 1. а) начальный радиус внешнего каскада в 3-5 раз больше начального радиуса внутреннего каскада, б) источником импульса излучения является вещество внутреннего каскада, исходно располагаемое на радиусе 1 см и меньше; в) масса внутреннего каскада примерно равна или меньше массы внешней оболочки; г) часть вещества внешнего каскада в момент формирования импульса излучения расположена на радиусе большем 1 мм и не принимает участие в формировании компактного пинча.
 2. При таком соотношении масс каскадов, согласно оценкам и расчетам, полного подавления рэлей-тейлоровских неустойчивостей при столкновении внешнего и внутреннего каскадов происходит не должно.

3. Внутренний каскад не «наследует» возмущения, развивающиеся во внешнем каскаде, что дает основания предположить: а) плазмодинамическое переключение тока на внутренний каскад за счет формирования легкой по сравнению с массой внешнего каскада токонесущей оболочки в области между каскадами, стабилизирующейся при ее столкновении с внутренним каскадом; б) разделение каскадов магнитной «прокладкой» азимутального магнитного поля, обеспечивающей ускорение внутреннего каскада вследствие упругого столкновения каскадов.

4. Так как в ходе сжатия двухкаскадного лайнера подавляющая доля времени уходит на сжатие внешнего каскада, сжатие внутреннего каскада происходит за время существенно меньшее фронта импульса тока генератора. Сокращение времени сжатия τ при заданной финальной скорости сжатия V_{fin} приводит к снижению инкрементов рэлей-тейлоровских неустойчивостей в линейной стадии

$$\Gamma = \int \sqrt{g \cdot \frac{2\pi}{\lambda}} dt \propto \sqrt{g\tau} \propto \sqrt{g\tau} \cdot \sqrt{\tau} \propto \sqrt{V_{fin}} \cdot \sqrt{\tau} \propto \sqrt{\tau},$$

и амплитуды возмущений X в нелинейной стадии: $X \propto V_f \cdot \tau$, при $V_{fin} = \text{const}$.

5. Использование трехкаскадной структуры лайнера с внешним радиусом до 8 см позволяет обеспечить формирование компактных сильноизлучающих в спектральной диапазоне выше 1 кэВ пинчей с финальным радиусом 1÷2 мм при финальной скорости сжатия около $2 \cdot 10^7$ см/с. Достижение более высоких скоростей финального сжатия ограничивается торможением оболочки на радиусе примерно 0.5 см, причиной которого может быть сжимающейся оболочки плазмой, остающейся на более высоких значениях радиуса вследствие развития РТ неустойчивостей.

Результаты исследований по теме диссертации изложены в следующих публикациях [150, 151, 153, 196, 211, 231, 239, 241, 255, 257, 272, 273, 282, 286, 297, 314, 320-338].

Перспективы дальнейшей разработки представленной тематики заключаются в: проведении физических исследований свойств вещества при высоких (~Мбар) импульсных давлениях, развития поверхностных неустойчивостей проводника в мегагауссном магнитном поле, сжатия полых металлических лайнеров с целью получения высокотемпературной плотной плазмы; использовании каскадированных плазменных лайнеров для повышения компактности формируемого пинча и повышения за счет этого эффективности генерации мягкого рентгеновского излучения; прогнозировании эффективности транспортировки энергии по вакуумным передающим линиям и степени разрушения электродов импульсных генераторов тока мегаамперного и мультимгаамперного диапазонов; разработке современных радиографических комплексов мягкого рентгеновского диапазона спектра с

наносекундным временным и микронным пространственным разрешениями, в том числе и . многокадровых систем рентгеновского зондирования.

Обобщенные в ходе выполнения работы результаты могут служить практическими рекомендациями при проектировании и разработке: мощных источников мягкого рентгеновского излучения на основе плазменных лайнеров, вакуумных линий сверхмощных импульсных генераторов тока; зондирующих источников мягкого рентгеновского излучения на основе X-пинча.

В заключении выражаю большую признательность за плодотворное сотрудничество, помощь советом и делом, полезные консультации сотрудникам Института сильноточной электроники А.П. Артемову, А.В. Батракову, Р.Б. Бакшт, И.М. Дацко, Е.Н. Волкову, А.С. Жигалину, Б.А. Кабламбаеву, А.А. Киму, Б.М. Ковальчуку, В.А. Кокшеневу, Ю.Д. Королеву, Н.Е. Курмаеву, А.Ю. Лабецкому, Н.А. Лабецкой, И.В. Лавриновичу, А.В. Лучинскому, В.И. Махрину, И.В. Пегелю, В.К. Петину, Д.В. Рыбке, А.Г. Русских, Ю.А. Суковатицыну, А.В. Федюнину, Ф.И. Фурсову, А.А. Чертову, А.В. Шишлову, А.А. Эрфорту, Г.Ю. Юшкову, сотрудникам других научных организаций С.А. Баренгольцу, М.Б. Бочкареву, В.Б. Зорину, Е.В. Орешкину, И.В. Уйманову, А.С. Чуватину, Д.Л. Шмелеву.

Благодарю научного консультанта работы, руководителя Отдела высоких плотностей энергии Н.А. Ратахина за предоставленную самостоятельность и свободу действий, подкрепленные организационной и консультационной поддержкой. Признателен академику РАН Г.А. Месяцу за постоянный интерес к тематике моих исследований, стабильную поддержку и эффективное стимулирование подготовки диссертации.

Особо благодарю С.А. Сорокина, руководителя моих первых научных работ, за тонкое понимание и четкое разъяснение физических вопросов.

Выражаю искреннюю признательность коллеге и другу В.И. Орешкину за многолетнюю, плодотворную совместную работу.

Теплые слова хочу сказать моим дорогим родителям Анатолию Степановичу и Валентине Ивановне, любимой жене Оле, прекрасным дочкам Софье и Таисии за терпение, выдержку и любовь, а также маленькой внучке Анфисе, которым и посвящается настоящая работа.

Список литературы

1. Арцимович, Л.А. Управляемые термоядерные реакции / Л.А. Арцимович. –М: Гос. изд-во физ.-мат. литературы, 1961. – 468 с.
2. Дюдерштадт, Дж. Инерциальный термоядерный синтез / Дж. Дюдерштадт, Г. Мозес. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 304 с.
3. Басов, Н.Г. Физика лазерного термоядерного синтеза / Н.Г. Басов, И.Г. Лебо, В.Б. Розанов. – М.: Знание, 1988. – 176 с.
4. Ядерный синтез с инерционным удержанием. Современное состояние и перспективы для энергетики / Под. ред. Б. Ю. Шаркова. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005, 264 с.
5. Harris, E.G. Rayleigh-Taylor instabilities of a collapsing cylindrical shell in a magnetic field / E.G. Harris // Phys. Fluids, 1962. – V. 5. – №19. – P.1057–1062.
6. Liberman M. Physics of High-density Z-pinch Plasmas / M. Liberman, J.D. Groot, A. Toor, R.V. Spielman. – Springer-Verlag New York Inc., 1999. – 277 p.
7. Альбикиов, З.А. Импульсный термоядерный комплекс “АНГАРА-5-1” / З.А. Альбикиов, Е.П. Велихов, А.И. Веретенников, В.А. Глухих, Е.В. Грабовский, Г.М. Грязнов, О.А. Гусев, Г.Н. Жемчужников, В.И. Зайцев, О.А. Золотовский, Ю.А. Истомин, О.В. Козлов, И.С. Крашенинников, С.С. Курочкин, Г.М. Латманисова, В.В. Матвеев, Г.В. Минеев, В.Н. Михайлов, С.Л. Недосеев, Г.М. Олейник, В.П. Певчев, А.С. Перлин, О.П. Печерский, В.Д. Письменный, Л.И. Рудаков, В.П. Смирнов, В.Я. Царфин, И.Р. Ямпольский // Атомная энергия, 1990. – Т. 68. – № 1. – С. 26–35.
8. Калинин, Ю.Г. Экспериментальные исследования динамики легких лайнеров в РИЦ «Курчатовский институт»/Ю.Г. Калинин//Физика плазмы, 2003. – Т. 29. – №7. – С. 618.
9. Лучинский, А.В. Многоцелевой импульсный генератор трансформаторного типа / Лучинский А.В., Ратахин Н.А., Федущак В.Ф., А.Н. Шепелев. // Изв. ВУЗов. Физика, 1997.– Т.40. – С.67–75.
10. Бугаев, С.П. ГИТ-16: мегаджоульный импульсный генератор с плазменным ключом для нагрузок типа Z-пинч / С.П. Бугаев, А.М. Волков, А.А. Ким, В.Н. Киселев, Б.М. Ковальчук, Н.Ф. Ковшаров, В.А. Кокшенев, Н.Е. Курмаев, С.В. Логинов, Г.А. Месяц, Ф.И. Фурсов, А.П. Хузеев // Изв. ВУЗов. Физика, 1997. – Т. 40. – № 12. – С.38–46.
11. Bloomquist D.D. Saturn, A large area X-ray simulation accelerator / D.D. Bloomquist, R.W. Stinnett, D.H. McDaniel, J.R.Lee, A.W.Sharpe, J.A.Halbleib, L.G. Schlitt. P.W. Spence, P. Corcoran // Proc. 6th IEEE Pulsed Power Conference, Arlington, VA, 1987. – P.310.

12. Spielman, R. B. PBFA Z: A 55 TW/4.5 MJ electrical generator / R. B. Spielman, W. A. Stygar, K. W. Struve, J. F. Seaman // Proc. the Particle Accelerator Conference, Vancouver, Canada, 1997. – V.1. – P.1235-1239/.
13. Stygar, W. A. Architecture of petawatt-class z-pinch accelerators / W. A. Stygar, M. E. Cuneo, D. I. Headley, H. C. Ives, R. J. Leeper, M. G. Mazarakis, C. L. Olson, J. L. Porter, T. C. Wagoner, J. R. Woodworth // Phys. Rev. ST Accel. Beams, 2007. – V.10. – 030401.
14. Kim, A. A. Development and tests of fast 1-MA linear transformer driver stage / A. A. Kim, M. G. Mazarakis, V. A. Sinebryukhov, B. M. Kovalchuk, V. A. Visir, S. N. Volkov, F. Bayol, A. N. Bostrikov, V. G. Durakov, S. V. Frolov, V. M. Alexeenko, D. H. McDaniel, W. E. Fowler, K. LeChien, C. Olson, W. A. Stygar, K. W. Struve, J. Porter, R. M. Gilgenbach // Phys. Rev. ST Accel. Beams, 2009. – V.12. – 050402.
15. Grabovskii, E. V. Wire array investigation on Angara-5–1 and Baikal project / E. V. Grabovskii, V. V. Aleksandrov, A. N. Gritsuk, K. N. Mitrofanov, G. M. Oleinik, V. I. Zaitsev, G. S. Volkov, A. P. Lototsky, A. N. Gribov, V. A. Gasilov, O. G. Olkhovskaya, P. V. Sasorov, V. I. Engelko, A. P. Shevelko // Abstracts IEEE Pulsed Power and Plasma Science Conf, San Francisco, CA, 2013. – P. 224.
16. Сахаров, А.Д. Взрывоманитные генераторы / А.Д. Сахаров // УФН, 1966. – Т.88. – вып.4. – С.725–734.
17. Fowler, C.M. Production of very high magnetic fields by implosion / C.M. Fowler, W.B. Garn, R.S. Caird // J. Appl. Phys, 1960. – V. 31. – P.588–594.
18. Fowler, C.M. Magnetic flux compression generators: a tutorial and survey / C.M. Fowler, L.L. Altgilbers // Electromagnetic Phenomena, 2003. – V.3. – #3. – P.305–357.
19. Лагутин, А.С. Сильные импульсные магнитные поля в физическом эксперименте / А.С. Лагутин, В.И. Ожогин // М.: Энергоатомиздат, 1988. – 192 с.
20. Шнеерсон, Г.А. Получение сильного импульсного магнитного поля в сплошных одновитковых соленоидах малого объема / Г.А. Шнеерсон // ЖТФ, 1962. – Т.32. – в. 9. – С.1153–1156.
21. Кнопфель, Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля / Г. Кнопфель.– М.:Мир, 1972. – 391 с.
22. Кривошеев, С.И. Двухмерная диффузия поля и магнитогидродинамическое течение при электрическом взрыве одновитковых соленоидов малого объема в мегагауссном магнитном поле / С.И.Кривошеев, В.В.Титков, Г.А.Шнеерсон // ЖТФ, 1997. – Т.67. – вып.4. – С.32–47.
23. Volkov, N.B. A numerical analysis of experiments on magnetic field generation / N. B. Volkov, V. T. Mikhkel'soo, G. A. Shneerson // ЖПМТФ, 1982. – V. 5. – P. 15.

24. Krivosheev, S.I. Physical constraint to superstrong magnetic fields by a method of direct discharge/ S.I. Krivosheev//Proc. 12th IEEE International Pulsed power conference. – Monterey, USA, 1999. Volume 2. P. 750–753.
25. Burkhalter, P.J. X-ray spectra from a gas-puff z-pinch device / P.J. Burkhalter, J. Shiloh, A. Fisher, R. D. Cowan // J. Appl. Phys, 1979. – V.50. – № 7. – P. 4532–4540.
26. Pearlman, J.S. X-ray lithography using a pulsed plasma source / J.S. Pearlman, J.C. Riordan // J. Vac. Sci. Technol, 1981. – V.19. – № 4. – P.1190–1193.
27. Dahlbacka G. A new, efficient pulsed plasma soft x-ray source / G. Dahlbacka, S.M. Matthews, R. Stringfield, I. Roth, R. Cooper, B. Ecker, H.M. Sze // Proc. Conf. on low energy x-ray diagnostics, Monterey, USA, 1981. – P.32–34.
28. Bailey, J. Evaluation of the gas puff Z- pinches as an x-ray lithography and microscopy source/J. Bailey, Y. Ettinger, A.Fisher, R.Feder//Appl.Phys.Lett, 1982.–V.40.–№1.–P.33–35.
29. Weinberg, I.N. Elemental imagine of biological specimens using a Z-pinch // I.N.Weinberg, A. Fisher // Appl. Phys. Lett, 1985. – V.47. – №10. – P.1116–1118.
30. Feder, R. Flash x-ray microscopy with a gas jet plasma source / R. Feder, J.S. Pearlman, J.C. Riordan, J.L. Costa // J. Microsc, 1984. – V.135. – P.347.
31. Apruzese, J.P. Kinetics of x-ray lasting by resonant photoexcitation: Fundamentals of pumping power and gain for the NaX – NeIX system / J.P. Apruzese, J. Davis // Phys. Rev. A, 1985. –V.31. – № 5. – P.2976–2983.
32. Apruzese, J.P. Spectroscopic analysis of sodium-bearing Z-pinch plasmas for their x-ray-laser pumping efficiency / J.P. Apruzese, G. Mehlman, J. Davis, J.E. Rogerson, V.E. Sherrer, S.J. Stephanakis, P.F. Ottinger, F.C. Young//Phys. Rev.A, 1987.–V.35.–№ 1.–P.4896–4899.
33. Ratakhin, N.A. Production of 10–100 Megabar Pressures by Nanosecond Megaampere Generators / N.A. Ratakhin, I.M. Datsko, B.A. Kablambaev, V.K. Petin, A.A. Chertov // Proc. 15th International conference on High-Power Particle Beams, St-Petersburg, Russia, 2005. – P.691– 695.
34. Ораевский, А.Н. Плазма Z-пинчей как активная среда лазеров далекой ультрафиолетовой области спектра / А.Н. Ораевский, О.Г. Семенов, Б.Н. Чичков // Квантовая электроника, 1987. – Т.14. – вып.10. – С.1988– 2005.
35. Davis, J. A z-pinch neonlike x-ray laser // J. Davis, R. Clark, J.P. Apruzese, P.C. Kepple // IEEE Trans. On Plasma Sci, 1988. –V.16. – № 5. – P.482–490.
36. Sorokin, S.A. Double shell liners as an active medium for x-ray lasers / S.A. Sorokin, S.A. Chaikovsky // Journal of X-ray Science and Technology, 1995. – № 5. – P.307–311.

37. Ryutov, D.D. Scaling astrophysical phenomena to high-energy-density laboratory experiments / D.D. Ryutov, B.A. Remington // *Plasma Phys. Control. Fusion*, 2002. – V.44. – №12B. – P.B407– B423.
38. Baker, W.L. Electromagnetic-implosion generation of pulsed high-energy-density plasma / W.L. Baker, M.C. Clark, J.H. Degnan, G.F. Kiuttu, C.R. McClenahan, R.E. Reinovsky // *J. Appl. Phys*, 1978. – V.49. – P.4694–4706.
39. Hussey, T.W. Scaling of MHD instabilities in imploding plasma liners / T.W. Hussey, N.F. Roderick, D.A. Kloc // *J. Appl. Phys*, 1980. – V.51. – № 3. – P.1452–1463.
40. Hussey, T.W. Instabilities in cylindrical plasma liners imploded by high magnetic field / T.W. Hussey // *Proc 3th Intern. Conf. on megagauss magnetic field generation and related topics*, Novosibirsk, Russia, 1983. – P. 208–212.
41. Greene, A.E. Computational simulations of the Laguna foil implosion experiments / A.E. Greene, R.L. Bowers, J.H. Brownell, T.A. Oliphant, D.L. Peterson, D.L. Weiss // *Proc. 2th Intern. Conf. on dense Z-pinchs*, Laguna Beach, CA, 1989. – P.181–190.
42. Cochran, F.L. Stability and radiative performance of structured Z-pinch loads imploded on high-current pulsed power generators / F.L.Cochran, J. Davis, A.L.Velikovich // *Phys. Plasmas*, 1995. – V.2. – № 7. – P.2765–2772.
43. Чайковский, С.А. Экспериментальное исследование имплозии двухкаскадных плазменных лайнеров/ С.А. Чайковский – Дисс. на соиск. уч. ст. канд. физ.-мат. наук. – Томск, 2004, 106 с.
44. Deeney, C. Role of the implosion kinetic energy in determining the kilovolt x-ray emission from aluminum-wire-array implosions / C. Deeney, T. Nash, R.R. Prasad, L. Warren, K. G. Whitney, J. W. Thornhill, M. C. Coulter// *Phys. Rev. A*, 1991. – V.44. № 10. – P.6762–6775.
45. Deeney, C. Neon gas puff implosions on a high current microsecond generator with and without a plasma opening switch / C. Deeney, P. D. LePell, I. Roth, T. Nash, L. Warren, R. R. Prasad, C. McDonald, F.K.Childers, P. Sincerny, M. C. Coulter, K. G. Whitney // *J. Appl. Phys*, 1992. – V.72. – № 4. – P.1297–1305.
46. Deeney, C. Argon gas puff implosion experiments and two-dimensional modeling / C. Deeney, P.D. LePell, F. L. Cochran, M. C. Coulter, K. G. Whitney, J. Davis // *Phys. Fluids B*, 1993. – V.5. – № 3. – P.992–1001.
47. Deeney, C. Radius and current scaling of argon K-shell radiation / C. Deeney, P.D. LePell, B.H. Failor, J. S. Meachum, S. Wong, J.W. Thornhill, K. G. Whitney, M. C.Coulter // *J. Appl. Phys*, 1994. – V.75. – №6. – P.2781–2788.
48. Degnan, J.H. Electromagnetic implosions of cylindrical gas “shells” / J.H. Degnan R.E. Reinovsky, D.L. Honea, R.D. Bengston // *J. Appl. Phys*, 1981. – V.52. – P.6550–6561.

49. Matuska, W. Source to detector spectrum transformation and its inverse for the Pegasus z-pinch / W. Matuska, H. Lee, R. Hochaday, D. Peterson // Proc. 3rd Intern. Conf. on dense Z-pinch, London, UK, 1993. – P.525–532.
50. Mosher, D. Radius scaling of X-radiation from gas-puff implosions on an inductive driver / D. Mosher, S.J. Stephanakis, J.P. Apruzese, D.C. Black, J.R. Boller, R.J. Comisso, M.C. Myers, G.G. Peterson, B.V. Weber, F.C. Young // Proc. 4rd Intern. Conf. on dense Z-pinch, Vancouver, Canada, 1997. – P.135–140.
51. Peterson, D.L. Characterization of energy flow and instability development in two-dimensional simulations of hollow z pinches / D.L. Peterson, R.L. Bowers, K.D. McLenithan, C. Deeney, G.A. Chandler, R.B. Spielman, M.K. Matzen, N.F. Roderick // Phys. Plasmas, 1998. – V.5. – P. 3302–3310.
52. Sanford, T.W.L. X-ray power increase from symmetrized wire-array z-pinch implosions / T.W.L. Sanford, G.O. Allhouse, J.P. Apruzese, J.S. DeGroot, M.R. Douglas, J.L. Eddleman, T.L. Gilliland, J.H. Hammer, D. Jobe, B.M. Marder, Y. Maron, J.S. McGurn, R.C. Mock, D. Mosher, T.J. Nash, D.L. Peterson, P.E. Pulsifer, J.F. Seamen, R.B. Spielman, K.W. Struve, W.A. Stygar, J.W. Thothhill, M. Vargas, K.G. Whitney // Sandia report. SAND95-3011, 1996. – 15 p.
53. Sanford, T.W.L. Variation of high-power aluminum-wire array z-pinch dynamics with wire number, load mass and array radius / T.W.L. Sanford, R.C. Mock, B.M. Marder, T.J. Nash, R.B. Spielman, D.L. Peterson, N.F. Roderick, J.H. Hammer, J.S. De Groot, D. Mosher, K.G. Whitney, J.P. Apruzese // Proc. 4th Intern. Conf. on dense Z-pinch, Vancouver, Canada, 1997. – P.561–573.
54. Shishlov, A.V. Long time implosion experiments with double gas puff / A.V. Shishlov, R. B. Baksht, A. V. Fedunin, F. I. Fursov, B. M. Kovalchuk, V. A. Kokshenev, N. E. Kurmaev, A. Yu. Labetsky, V. I. Oreshkin, A. G. Russkikh, A. Fisher, B. Moosman, B. V. Weber // Phys. Plasmas, 2000. – V.7. – № 4. – P.1252–1262.
55. Whitney, K.G. Basic considerations for scaling Z-pinch x-ray emission with atomic number / K.G. Whitney, J.W. Thornhill, J.P. Apruzese, J. Davis // J. Appl. Phys, 1990. – V.67. – P.1725–1735.
56. Вихрев, В.В. Динамика Z-пинча / Вихрев В.В., Брагинский С.И. // Вопросы теории плазмы. – М.: Атомиздат, 1980. – Вып. 10. – С. 243–318.
57. Брагинский, С.И. О поведении полностью ионизованной плазмы в сильном магнитном поле / С.И. Брагинский // ЖЭТФ, 1957. – Т. 33 – С. 645-654.
58. Pease, R.S. Equilibrium characteristics of a pinched gas discharge cooled by bremsstrahlung radiation / R.S. Pease // Proc. Phys. Soc. B (London), 1957. – V.70. – P. 11.

59. Захаров, С.М. Проволочный X-пинч в сильноточном диоде / С. М. Захаров, Г. В. Иваненков, А. А. Коломенский, С. А. Пикуз, А. И. Самохин, И. Улшмид // Письма в ЖТФ, 1982. – Т. 8. – С. 1060–1063.
60. Pikuz, S.A. X pinch as a source for X-ray radiography / S.A. Pikuz, T.A. Shelkovenko, V.M. Romanova, D.B. Sinars, D.A. Hammer, S.N. Bland, S.V. Lebedev // Nukleonika, 2001. – V.46. – P.115.
61. Shelkovenko, T. A. Time-resolved spectroscopic measurements of 1 keV, dense, subnanosecond X-pinch plasma bright spots / T. A. Shelkovenko, S. A. Pikuz, D. B. Sinars, K. M. Chandler, D. A. Hammer // Phys. Plasmas, 2002. – V.9. – P.2165–2172.
62. Ананьев, С.С. Исследования мегаамперного многопроволочного X-пинча / С.С. Ананьев, Ю.Л. Бакшаев, П.И. Блинов, В.А. Брызгунов, С.А. Данько, А.И. Жужунашвили, А.А. Зеленин, Е.Д. Казаков, Ю.Г. Калинин, А.С. Кингсеп, В.Д. Королев, В.И. Мижирицкий, С.А. Пикуз, В.М. Романова, В.П. Смирнов, С.И. Ткаченко, Г.И. Устроров, А.С. Черненко, Т.А. Шелковенко, В.А. Щагин // Письма в ЖЭТФ, 2008. – Т.87. – вып.7. – С.426–432.
63. Lebedev, S.V. Effect of core-corona plasma structure on seeding of instabilities in wire array Z pinches / S.V. Lebedev, F. N. Beg, S. N. Bland, J. P. Chittenden, A. E. Dangor, M.G. Haines, S. A. Pikuz, T. A. Shelkovenko // Phys.Rev.Lett, 2000. – V.85. – N.1. – P.98–101.
64. Lebedev, S.V. X-ray backlighting of wire array Z-pinch implosions using X pinch / F.N. Beg, S.N. Bland, J. P. Chittenden, A. E. Dangor, M. G. Haines, M. Zakaullah, S. A. Pikuz, T. A. Shelkovenko, D. A. Hammer // Review Scientific Instruments, 2001. – V. 72. – N. 1. – P. 671–673.
65. Alexandrov, V.V. Prolonged Plasma Production at Current-Driven Implosion of Wire Arrays on Angara-5-1 Facility / V. V. Alexandrov, I. N. Frolov, M. V. Fedulov, E. V. Grabovsky, K. N. Mitrofanov, S. L. Nedoseev, G. M. Oleinik, I. Yu. Porofeev, A. A. Samokhin, P. V. Sasorov, V. P. Smirnov, G. S. Volkov, M. M. Zurin, G. G. Zukakishvili // IEEE Trans.on Plasma Sci, 2002. – V.30. – P. 559-566.
66. Alexandrov, V. V. Current-induced implosion of a multiwire array as a radial plasma rainstorm / V. V. Alexandrov, E. V. Grabovsky, G. G. Zukakishvili, M. V. Zurin, N. N. Komarov, I. V. Krasovsky, K. N. Mitrofanov, S. L. Nedoseev, G. M. Oleinik, I. Yu. Porofeev, A. A. Samokhin, P. V. Sasorov, V. P. Smirnov, M. V. Fedulov, I. N. Frolov, A. A. Chernov // Journal of Experimental and Theoretical Physics, 2003. – V. 97. – P. 745–753.
67. Beg, F.N. Compact X-pinch based point x-ray source for phase contrast imaging of inertial confinement fusion capsules / F.N. Beg, R.B. Stephens, H.W. Xu, D. Haas, S. Eddinger, G.

- Tynan, E. Shipton, B. DeBono, K.Wagshal // *Applied Physics Letters*, 2006. – V. 89. – 101502.
68. Pikuz, S.A. Density measurements in exploding wire-initiated plasmas using tungsten wires / S.A. Pikuz, T.A. Shelkovenko, A.R. Mingaleev, D.A. Hammer, H.P. Neves // *Phys. Plasmas*, 1999. – V. 6. – P. 4272–4283.
69. Rousskikh, A.G. Study of the strata formation during the explosion of a wire in vacuum / A.G. Rousskikh, V.I. Oreshkin, S.A. Chaikovsky, N.A. Labetskaya, A.V. Shishlov, I.I. Beilis, R.B. Baksht // *Phys. Plasmas*, 2008 – V. 15. – 102706.
70. Zhigalin, A.S. Experimental research of the fine foil explosion dynamics. Experimental research of the fine foil explosion dynamics / A.S. Zhigalin, A.G. Rousskikh, V.I. Oreshkin, S.A. Chaikovsky, V.V. Kuznetsov // *Journal of Physics: Conference Series*, 2014. – T.552. – №.1. – 012027.
71. Shelkovenko, T.A. Multiwire X-pinches at 1-MA current on the COBRA pulsed-power generator / T.A.Shelkovenko, S.A.Pikuz, J.D. Douglass, R.D.McBride, J.B.Greenly, D.A.Hammer // *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2006. – V.34. – P.2336-2341.
72. Chuvatin, A. S. Current multiplier to improve generator-to-load coupling for pulse-power generators / A. S. Chuvatin, L. I. Rudakov, B.V. Weber, F. Bayol, R. Cadièrgues // *Rev. Sci. Instr.*, 2005. – V.76. – 063501.
73. Чейс, У. Взрывающиеся проволочки/У. Чейс // *Усп.Физ.Наук*, 1965.–Т. 85. – С. 381-386.
74. Burtsev, V. A. Electrical Explosion of Conductors and Its Applications / V. A. Burtsev, N. V. Kalinin, A. V. Luchinskii // *Energoizdat, Moscow*, 1990. – 289 p.
75. Валуев, А.А. Страты при электрическом взрыве цезиевых проволок при закритических давлениях / А.А. Валуев, И.Я. Дихтер, В.А. Зейгарник // *ЖТФ*. – 1978. – Т.48. – Вып. 10. – С. 2088–2096.
76. Oreshkin, V.I. Thermal instability during an electrical wire explosion / V.I. Oreshkin // *Phys. Plasmas*, 2008. – V.15. – 092103.
77. Oreshkin, V.I. Investigation of the transport properties of metals in the biphasic region / V.I. Oreshkin, A.G. Rousskikh, S.A. Chaikovsky, E.V. Oreshkin // *Phys. Plasmas*, 2010. – V. 17. – 072703.
78. Sinars, D.B. Experiments measuring the initial energy deposition, expansion rates and morphology of exploding wires with about 1 kA/wire / D.B. Sinars, M. Hu, K.M. Chandler, T.A. Shelkovenko, S.A. Pikuz, J.B. Greenly, D.A. Hammer, B.R. Kusse // *Phys. Plasmas*, 2001. – V. 8. – P.216.

79. Sarkisov, G.S. State of the metal core in nanosecond exploding wires and related phenomena / G.S. Sarkisov, P.V. Sasorov, K.W. Struve, D.H. McDaniel // *J. Appl. Phys.*, 2004. – V. 96:105. – P. 1674–1686.
80. Oreshkin, V. I. Strata formation at fast electrical explosion of cylindrical conductors / V. I. Oreshkin, K. V. Khishchenko, P. R. Levashov, A. G. Rousskikh, S. A. Chaikovskii // *High Temperature*, 2012. – T. 50. – №. 5. – С. 584-595.
81. Sedoy, V.S. The current density and the specific energy input in fast electrical explosion / V.S.Sedoy, G.A.Mesyats, V.I.Oreshkin, V.V.Valevich, L.I.Chemesova. // *IEEE Transactions on Plasma Science*, 1999. – V. 27. – P. 845–850.
82. Махорин, Б.И. Влияние параметров разрядного контура на формирование пленок при напылении электрическим взрывом / Б.И. Махорин, В.Д. Золотухин, Н.В. Гревцов // *Физика и химия обработки материалов*, 1973. – №2. – С.60–64.
83. Лурье, А.И. Электрическое взрывание зарядов / А.И. Лурье. – М.: Недра, 1973. – 270 с.
84. Яворовский, Н.А. Электрический взрыв проводников – метод получения ультрадисперсных порошков / Н.А. Яворовский. – Автореферат дисс. на соиск. уч.степ. к.т.н. – Томск: ТПИ, 1982. – 24 с.
85. Лебедев, С.В. Металлы в процессе быстрого нагревания электрическим током большой плотности / С.В. Лебедев, А.И. Савватимский // *УФН*, 1984. – Т.144. – №2. – С. 215–250.
86. Искольдский, А.М. Феноменологические основы импульсного электрического нагрева металлов / А.М. Искольдский. – Диссерт. на соиск. уч.степ. доктора физ.мат. наук. – Томск: ИСЭ СО РАН, 1985. – 218 с.
87. Кривицкий Е.В. Динамика электровзрыва в жидкости / Е.В. Кривицкий. – Киев: Наукова думка, 1986. – 205 с.
88. Гаврилов, В. Н. Динамика разлета продуктов электрического взрыва проводников / В. Н. Гаврилов – автореферат дисс. на соиск. уч. ст. канд. физ.-мат. наук. – Томск, 1993.– 18 с.
89. Седой, В.С. Исследование электрического взрыва проводников и его применение в электрофизических установках / В.С. Седой. – Диссерт. на соиск. уч.степ. доктора техн. наук. – Томск: ИСЭ СО РАН, 2003. – 235 с.
90. Kotov, Y.A. Electric Explosion of Wires as a Method for Preparation of Nanopowders / Y.A. Kotov // *J. Nanopart. Res.*, 2003. – V.5. – P. 539.
91. Sedoi, V.S. Particles and crystallites under electrical explosion of wires / V.S. Sedoi, Y.F. Ivanov // *Nanotechnology*, 2008. – V.19. – 145710.

92. Суркаев, А.Л. Силовая установка электрического взрыва металлических проводников в жидкой среде / А.Л. Суркаев, М.М. Кумыш, В.И. Усачев, Э.А. Лысов // *Материалы IV Международной науч-прак. Конференции «Взаимодействие ВУЗов и пром. предприятий для эффективного развития инновационной деятельности»*, Волжский, Россия, 2008. – С. 95–98.
93. Лернер, М.И. Зависимость дисперсных характеристик нанопорошков металлов от условий электрического взрыва проводников / М.И. Лернер, В.И. Давыдович, Н.В. Сваровская, В.В. Домашенко // *Нанотехника*, 2009. – Т. 17. – № 1.
94. Булгаков, А.В. Синтез наноразмерных материалов при воздействии мощных потоков энергии на вещество / А.В. Булгаков, Н.М. Булгакова, И.М. Бураков, Н.Ю. Быков, А.Н. Волков, Б. Дж. Гаррисон, К. Гурье, Л.В. Жигилей, Д.С. Иванов, Т.Е. Итина, Н.И. Кускова, М. Кьеллберг, Е.Е.Б. Кэмпбелл, П.Р. Левашов, Э. Левегль, Ж. Лин, Г.А. Лукьянов, В. Марин, И. Озеров, А.Е. Перекос, М.Е. Поварницын, А.Д. Рудь, В.С. Седой, К. Хансен, М. Хеден, К.В. Хищенко // *Новосибирск: Институт теплофизики СО РАН*, 2009. – 462 с.
95. Волков, Н.Б. Механизмы генерации наноразмерных металлических частиц при электрическом взрыве проводников / Н.Б. Волков, А.Е. Майер, В.С. Седой, Е.Л. Фенько, А.П. Яловец // *ЖТФ*, 2010. – Т.80. – С. 77-80.
96. Азаркевич, Е.И. Характеристики электровзрывных нанопорошков ZrO / Е.И. Азаркевич, А.В. Багазеев, Т.М. Дёмина, Ю.А. Котов, А.И. Медведев, А.М. Мурзакаев, О.Р. Тимошенкова // *Российские нанотехнологии*, 2010. – Т.5. – вып.9-10. – С.101–108.
97. Котов, Ю.А. Импульсные технологии и наноматериалы / Котов Ю.А. // *Избранные труды*. Екатеринбург: РИО УрО РАН, 2013. – 458 с.
98. Бурцев, В.А. Электрический взрыв проводников / В.А. Бурцев, Н.В. Калинин, В.Н. Литуновский // *Обзор ОК-17/НИИЭФА им. Д.В. Ефремова.* – Л.: НИИЭФА, 1977. – 120 с.
99. Chase, W.G. *Exploding wires V.1* / W.G. Chase. – Plenum Press, NY, 1959 – 373 p.
100. Chase, W.G. *Exploding wires V.2* / W.G. Chase. – Plenum Press, NY, 1962 – 321 p.
101. Bennett, F.D. *High temperature exploding wires* / F.D. Bennett // *Progress in high temperature physics and chemistry*. – Pergamon Press, Oxford, 1968. – V.2. – P. 1–63.
102. Столович, Н.Н. *Электровзрывные преобразователи энергии* / Н.Н. Столович. – Минск: Наука и техника, 1983. – 151 с.
103. Федоров, А.И. Установка для исследования генерации на парах металлов с импульсным созданием паров / А.И. Федоров, В.П. Сергеенко, В.Ф. Тарасенко // *Квантовая электроника*, 1977. – Т.4. – №9. – С.2036–2038.

104. Исаков, И.М. Лазер на парах меди, получаемых при электрическом взрыве проводников / И.М. Исаков, А.Г. Леонов // ЖТФ, 1980. – Т.50. – №1. – С.126–132.
105. Джексен, Р. Лазеры на основе окисления атомов металлов // Химические лазеры: Пер. с англ.М.: Мир, 1980. – С.796-827.
106. Бармашенко, В.Д. О механизме образования активной среды химических лазеров при электрическом взрыве проводников / В.Д. Бармашенко, В.А. Кочелап, Е.А. Шварчук // Укр.физ.журн, 1985. – Т.30. – №7. – С.980–982.
107. Бойко, В.А. О возможности использования использование взрывающейся проволоки для рентгенографии / В.А. Бойко, С.М. Захаров, А.А. Коломенский // ПЖТФ,1982. – Т. 8. – С. 129–133.
108. Economou, N. Prospects for high-brightness x-ray sources for lithography / N. Economou, D. Flanders // J. Vac. Sci. Technol, 1981. – V. 19. – P. 868.
109. Котов, Ю.А. Формирование высоковольтных импульсов с помощью взрыва проводников / Ю.А. Котов, Н.Г. Колганов, В.С. Седой // Мощные наносекундные импульсные источники ускоренных электронов. Новосибирск: Наука, 1974. – С.83–96.
110. Ratakhin, N.A. High power electron generator based on charging of a pulse-forming line by means of electrically exploded wires / N.A. Ratakhin, B.A. Kablambaev, A.V. Luchinsky, V.I. Mahrin, V.S. Sedoy // Proc.X Int. Conf. on High Power Particle Beams, San Diego,USA, 1994. – P.323–326.
111. Махрин, В.И. Мощный генератор с высоковольтной зарядкой формирующей линии путем использования электрического взрыва проводников / В.И. Махрин, А.В. Лучинский, Н.А. Ратахин, А.А. Чертов // Изв.ВУЗов. Физика,1995. – Т.38. – вып.12. – С.52–57.
112. DeSilva, A.M. Electrical conductivity of dense copper and aluminum plasmas / A.M. DeSilva, J.D. Katsouros // Phys. Rev, 1998. – E 57. – P.5945–5957
113. Oreshkin, V. I. Study of metal conductivity near critical point using microwire electrical explosion in water / V. I. Oreshkin, R. B. Baksht, A. Yu. Labetsky, A. G. Rousskikh, A. V. Shishlov, P. R. Levashov, K. V. Khishchenko, I. V. Glazyrin // Technical Physics, 2004 – V.49. – N.7. – P.843–848.
114. Савватимский, А.И. Высокотемпературные свойства металлов атомной энергетики. Цирконий, гафний и железо при плавлении и в жидком состоянии /А.И. Савватимский, В.Н. Коробейников // Москва: Издательский дом МЭИ, 2012. – 216 с.
115. Месяц, Г.А. Взрывная эмиссия электронов из металлических острий / Г.А. Месяц, Д.И. Проскуровский // Письма в ЖЭТФ, 1971. – Т.13. – С.7–10.

116. Месяц, Г.А. Эктоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга / Г.А. Месяц. – М.: Наука, 2000. – 424 с.
117. Krasik, Ya. E. Generation of sub-Mbar pressure by converging shock waves produced by the underwater electrical explosion of a wire array / Ya. E. Krasik, A. Grinenko, A. Sayapin, V. Tz. Gurovich, I. Schnitzer // *Phys. Rev. E*, 2006. – V.73. – 057301.
118. Rousskikh, A. G. Wire explosion in water under high pressure / A. G. Rousskikh, V. I. Oreshkin, A. Y. Labetsky, A. V. Shishlov, S. A. Chaikovsky // *Изв. вузов. Физика*, 2006. – №11. – С.202–205.
119. Русских, А.Г. Исследование электрического взрыва проводников в зоне высокого давления сходящейся ударной волны / А.Г.Русских, В.И.Орешкин, А.Ю.Лабецкий, С.А.Чайковский, А.В.Шишлов // *ЖТФ*, 2007. – Т.77. – С. 35-40.
120. Fedotov-Gefen, A. Generation of a 400 GPa pressure in water using converging strong shock waves / A. Fedotov-Gefen, S. Efimov, L. Gilburd, G. Bazalitski, V. Tz. Gurovich, Ya. E. Krasik // *Phys.Plasmas*, 2011. – V.18. – 062701.
121. Antonov, O. Generation of converging strong shock wave formed by microsecond timescale underwater electrical explosion of spherical wire array / O. Antonov, S. Efimov, D. Yanuka, M. Kozlov, V. Tz. Gurovich, Ya. E. Krasik // *Appl.Phys.Lett*, 2013. – V.102. – 124104.
122. Grinenko A. Implosion in water medium and its possible application for the inertial confinement fusion target ignition / A. Grinenko, V. Tz. Gurovich, Ya. E. Krasik // *Phys.Plasmas*, 2007. – V.14. – 012701.
123. Spielman, R. B. Tungsten wire-array Z-pinch experiments at 200 TW and 2 MJ / R. B. Spielman, C. Deeney, G. A. Chandler, M. R. Douglas, D. L. Fehl, M. K. Matzen, D. H. McDaniel, T. J. Nash, J. L. Porter, T. W. L. Sanford, J. F. Seamen, W. A. Stygar, K. W. Struve, a) S. P. Breeze, J. S. McGurn, J. A. Torres, D. M. Zagar, T. L. Gilliland, D. O. Jobe, J. L. McKenney, R. C. Mock, M. Vargas, T. Wagoner, D. L. Peterson // *Phys.Plasmas*, 1998. – V.5. – P.2105–2111.
124. Sanford, T.W. L. Z-pinch-generated X rays demonstrate potential for indirect-drive ICF experiments / T.W. L. Sanford, R. E. Olson, R. L. Bowers, G. A. Chandler, M. S. Derzon, D. E. Hebron, R. J. Leeper, R. C. Mock, T. J. Nash, D. L. Peterson, L. E. Ruggles, W.W. Simpson, K.W. Struve, R. A. Vesey // *Phys.Rev.Lett*, 1999. – V.83. – P.5511–5514.
125. Spielman, R. B. Wire-array z pinches as intense x-ray sources for inertial confinement fusion / R. B. Spielman, C. Deeney, M. R. Douglas, G. A. Chandler, M. E. Cuneo, T. J. Nash, J. L. Porter, L. E. Ruggles, T. W. L. Sanford, W. A. Stygar, K. W. Struve, M. K.

- Matzen, D. H. McDaniel, D. L. Peterson, J. H. Hammer // *Plasma Phys. Control. Fusion*, 2000. – V.42. – P. B157–B164.
126. Stygar, W. A. X-ray emission from z pinches at 10^7 A: Current scaling, gap closure, and shot-to-shot fluctuations / W. A. Stygar, H. C. Ives, D. L. Fehl, M. E. Cuneo, M. G. Mazarakis, J. E. Bailey, G. R. Bennett, D. E. Bliss, G. A. Chandler, R. J. Leeper, M. K. Matzen, D. H. McDaniel, J. S. McGurn, J. L. McKenney, L. P. Mix, D. J. Muron, J. L. Porter, J. J. Ramirez, L. E. Ruggles, J. F. Seamen, W. W. Simpson, C. S. Speas, R. B. Spielman, K. W. Struve, J. A. Torres, and R. A. Vesey, T. C. Wagoner, T. L. Gilliland, M. L. Horry, D. O. Jobe, S. E. Lazier, J. A. Mills, T. D. Mulville, J. H. Pyle, T. M. Romero, J. J. Seamen, R. M. Smelser // *Phys. Rev. E*, 2004. – V. 69. – 046403.
127. Alexandrov, V. V. . Characteristics of high-power radiating imploding discharge with cold start / V. V. Alexandrov, E. V. Grabovsky, M. V. Zurin, , I. V. Krasovsky, K. N. Mitrofanov, S. L. Nedoseev, G. M. Oleinik, I. Yu. Porofeev, A. A. Samokhin, P. V. Sasorov, V. P. Smirnov, M. V. Fedulov, I. N. Frolov // *JETP*, 2004. – V. 99. – P.1150–1172.
128. Lebedev, S. V. Azimuthal Structure and Global Instability in the Implosion Phase of Wire Array Z-Pinch Experiments / S. V. Lebedev, I. H. Mitchell, R. Aliaga-Rossel, S. N. Bland, J. P. Chittenden, A. E. Dangor, M. G. Haines // *Phys. Rev. Lett*, 1998. – V.81. – N.19. – P.4152– 4155.
129. Chittenden, J. P. Equilibrium flow structures and scaling of implosion trajectories in wire array Z pinches / J. P. Chittenden, S. V. Lebedev, B. V. Oliver, E. P. Yu, M. E. Cuneo // *Phys. Plasmas*, 2004. –V.11. – P.1118–1127.
130. Chittenden, J.P. Structural Evolution and Formation of High-Pressure Plasmas in X Pinches / J.P.Chittenden, A.Ciardi, C.A.Jennigs, S.V.Lebedev, D.A.Hammer, S.A.Pikuz, T.A.Shelkovenko // *Phys.Rev.Let*, 2007. – V. 98. – 025003.
131. Shelkovenko, T.A. Evolution of the structure of the dense plasma near the cross point in exploding wire X pinches // T.A. Shelkovenko, S.A. Pikuz, D.A. Hammer, Y.S. Dimant, A.R. Mingaleev // *Phys. Plasmas*. 1999. – V. 6. – № 7. – P. 2840–2846.
132. Иваненков, Г.В. Образование, каскадное развитие и разрыв перетяжки X-пинча / Г.В.Иваненков, С.А.Пикуз, Т.А.Шелковенко, Дж.Гринли, Д.Б.Синарс, Д.А. Хаммер // *ЖЭТФ*, 2000. – Т.118. – С.539–549.
133. Бархвостов, С. В. Механизмы разрушения микронных проводников электромагнитным импульсом с субнаносекундным фронтом / С. В. Бархвостов, М. Б. Бочкарев, Н. Б. Волков, К. А. Нагаев, В. П. Тараканов, С. И. Ткаченко, О. Р. Тимошенкова, Е. А. Чингина // *Письма в ЖЭТФ*, 2011. – Т.94. – С. 590–596.

134. Rousskikh, A. G. Effect of electrode polarity on wire explosion in vacuum / A. G. Rousskikh, D. Pil'tikhina, R. B. Baksht, I. I. Beilis, S. A. Chaikovskiy // *Journ. Appl. Phys.*, 2008. – V. 104. – 013306.
135. Rousskikh, A. G. Electric explosion of fine tungsten wires in vacuum / A. G. Rousskikh, R. B. Baksht, A. Yu. Labetsky, V. I. Oreshkin, A. V. Shishlov, S. A. Chaikovskii // *Plasma Phys. Rep.*, 2004. – V. 30. – P. 944–952.
136. Pikuz, S. A. Maximum energy deposition during resistive stage and overvoltage at current driven nanosecond wire explosion / S. A. Pikuz, S. I. Tkachenko, V. M. Romanova, T. A. Shelkovenko, A. E. Ter-Oganesyan, A. R. Mingaleev // *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 2006. – V. 34. P. 2330–2335.
137. Beilis, I. I. Discharge phenomena associated with a preheated wire explosion in vacuum: Theory and comparison with experiment / I. I. Beilis, R. B. Baksht, V. I. Oreshkin, A. G. Rousskikh, S. A. Chaikovskii, A. Yu. Labetskii, N. A. Ratakhin, A. V. Shishlov // *Phys. Plasmas*, 2008. – V.15. – 013501.
138. Ivanov, V. V. Investigation of plasma evolution in a coaxial small-gap magnetically insulated transmission line / V. V. Ivanov, P. J. Laca, B. S. Bauer, R. Presura, V. I. Sotnikov, A. L. Astanovitskiy, B. Le Galloudec, J. Glassman, R. A. Wirtz // *IEEE Trans. On Plasma Sci.*, 2004. – V. 32. – N. 5. – P. 1843–1848.
139. Александров, В.В. Экспериментальное исследование и численное моделирование процесса образования плазмы на начальной фазе токовой имплозии цилиндрической проволочной сборки / А.Г.Алексеев, В.Н.Амосов, М. М. Баско, Г. С. Волков, Е. В. Грабовский, А. В. Красильников, Г. М. Олейник, И. Н. Растягаев, П. В.Сасоров, А. А. Самохин, В. П. Смирнов; И. Н. Фролов // *Физика плазмы*, 2003. – Т. 29. – № 12. – С. 1114–1121.
140. Grabovsky, E.V. Heterogeneous Plasma-Producing Structures at Current Implosion of a Wire Array / E.V.Grabovsky, K.N.Mitrofanov, S.L.Nedoseev, G.M.Oleinik, I.Yu.Porofeev, A.A.Samokhin, I.N.Frolov // *Contrib. Plasma Phys.*, 2005. – V. 45. – No.8. –P. 553 – 567.
141. Fuelling, S. A Zebra experiment to study plasma formation by megagauss fields / S.Fuelling, T.J. Awe, B.S. Bauer, T. Goodrich, A. Haboub, V.V. Ivanov, V.Makhin, A. Oxner, R. Presura, R. E. Siemon // *IEEE Trans. Plasma. Sci.*, 2008. – V.36. – N 1. – P.62–69.
142. Awe, T. J. Threshold for Thermal Ionization of an Aluminum Surface by Pulsed Megagauss Magnetic Field / T. J. Awe, B. S. Bauer, S. Fuelling, R. E. Siemon // *PRL*, 2010. – V.104. – 035001.

143. Awe, T. J. Experimental investigation of thermal plasma formation from thick aluminum surfaces by pulsed multimegagauss magnetic field / T. J. Awe, B. S. Bauer, S. Fuelling, I. R. Lindemuth, R. E. Siemon // *Phys. Plasmas*, 2010. – V.17. – 102507.
144. Awe, T. J. Mitigation of nonthermal plasma production to measure the pulsed magnetic field threshold for the thermal formation of plasma from thick aluminum surfaces / T. J. Awe, B. S. Bauer, S. Fuelling, R. E. Siemon // *Phys. Plasmas*, 2011. – V.18. – 056304.
145. Snare E. C. Magnetic flux compression by magnetically imploded metallic foils // *Jour. Appl. Phys*, 1966. – Т. 37. – №. 10. – С. 3812-3816.
146. Anderson, G. W. Use of the Action Integral in Exploding Wire Studies / G. W. Anderson, F. W. Neilson // *Exploding Wires*, W.G. Chase and H.K. Moore, Eds.(Plenum Press, New York, 1959), 1959. – Т. 1. – С. 97–103.
147. Tucker, T. J. The electrical behavior of fine wires exploded by a coaxial cable discharge system. /T. J. Tucker, F. W. Neilson // *Exploding Wires*, W.G. Chase and H.K. Moore, Eds.(Plenum Press, New York, 1959), 1959. – Т. 1. – С. 73-82.
148. Таблицы физических величин. Справочник. Подред. И.К. Кикоина. – М.: Атомиздат, 1976. – 1009 с.
149. Фортов, В.Е. Физика неидеальной плазмы / В.Е. Фортов, А.Г. Храпак, И.Т. Якубов // *Учебное пособие*. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004. – 528 с.
150. Oreshkin, V. I. Stability of a nonlinear magnetic field diffusion wave / V. I. Oreshkin, S. A. Chaikovsky // *Phys. Plasmas*, 2012. –V.19. – 022706.
151. Chaikovsky, S. A. Electrical explosion of metals in fast-rising megagauss magnetic fields / S. A. Chaikovsky, V. I. Oreshkin, G. A. Mesyats, N. A. Ratakhin, I. M. Datsko, B. A. Kablambaev // *Phys. Plasmas*, 2009. – V.16. – 042701.
152. Artyomov, A.P. Wire explosion stage during X-pinch soft x-ray source formation / A.P. Artyomov, S.A. Chaikovsky, A.V. Fedunin, V.I. Oreshkin, S.V. Shljakhtun, I.V. Lavrinovich // *Известия вузов. Физика*, 2012. – № 10/3. – С.23-25.
153. Chaikovsky, S. A. Skin explosion of double-layer conductors in fast-rising high magnetic fields / S. A. Chaikovsky, V. I. Oreshkin, I. M. Datsko, N. A. Labetskaya, N. A. Ratakhin // *Phys. Plasmas*, 2014. – V.21. – 042706.
154. Шнеерсон, Г.А. К теории электрического взрыва скин-слоя в сверхсильном магнитном поле / Г.А. Шнеерсон // *ЖТФ*, 1973. – Т. XLIII. – №2. – С.419–428.
155. Биченков, Е.И. Автомодельный скиновый электрический взрыв проводника / Е.И. Биченков, А.Е. Войтенко // *ПМТФ*, 1969. – №3. – С.21–26.
156. Семченко, В.В. О диффузии импульсных сверхсильных полей / В.В. Семченко, А.В. Степанов // *ПМТФ*, 1969. – №1. – С.124–129.

157. Garanin, S. F. The MAGO system: current status / S. F. Garanin, V. I. Mamyshev, V. B. Yakubov // *IEEE Trans. Plasma Sci*, 2006. – V.34. – P.2273–2278.
158. Slutz S. A. Pulsed-power-driven cylindrical liner implosions of laser preheated fuel magnetized with an axial field / S. A. Slutz, M. C. Herrmann, R. A. Vesey, A. B. Sefkow, D. B. Sinars, D. C. Rovang, K. J. Peterson, M. E. Cuneo // *Phys. Plasmas*, 2010. – V.17. – 056303.
159. Garanin, S. F. Diffusion of a megagauss field into a metal / S. F. Garanin, G. G. Ivanova, D. V. Karmishin, V. N. Sofronov // *JAMTP*, 2005. – V.46. – N.2. – P.153–159.
160. Struve, K. W. ZX pulsed-power design / K. W. Struve, J. P. Corley, D. L. Johnson, D. H. McDaniel, R. B. Spielman, W. A. Stygar // *Digest of Technical Papers of the 12th IEEE International Pulsed Power Conference, Monterey, CA, 1999.* – V.1. – P. 493.
161. Stinnett, R. W. Small gap experiments in magnetically insulated transmission lines / R. W. Stinnett, M. A. Palmer, R. B. Spielman, R. Bengtson // *IEEE Trans. Plasma Sci*, 1983. – V. PS-11. – P. 216–226.
162. Stinnett, R. W. Cathode plasma formation in magnetically insulated transmission lines / R. W. Stinnett, G. R. Allen, P. H. Davis, T. W. Hussey, G. J. Lockwood, M. A. Palmer, L. E. Ruggles, A. Widman, H. N. Woodall, R. D. Bengtson // *Proc. XIth Int. Symp. Discharges Electrical Insulation Vacuum*, 1992. – P.397–400.
163. Stinnett, R. W. Negative ion formation in magnetically insulated transmission lines / R. W. Stinnett, T. Stanley // *J. Appl. Phys*, 1982. – V.53. – N.5. – P. 3819–3823.
164. Kovalev, V. G. Microsecond-pulse operation of a magnetically insulated vacuum line / V. G. Kovalev, O. P. Pecherskii, Y. M. Savel'ev, K. I. Tkachenko, V. I. Engel'ko, M. Chlupek // *Sov. Phys. Tech. Phys.* 1992. – V.37. – P. 813–818.
165. Ivanov, V. V. Investigation of plasma evolution in a coaxial small-gap magnetically insulated transmission line / V. V. Ivanov, P. J. Laca, B. S. Bauer, R. Presura, V. I. Sotnikov, A. L. Astanovitskiy, B. Le Galloudec, J. Glassman, R. A. Wirtz // *Plasma Science, IEEE Transactions on*, 2004. – T. 32. – №. 5. – C.1843–1848.
166. Bakshaev, Yu. L. Study of the Dynamics of the Electrode Plasma in a High-Current Magnetically Insulated Transmission Line / Yu. L. Bakshaev, A. V. Bartov, P. I. Blinov, A. S. Chernenko, S. A. Dan'ko, Yu. G. Kalinin, A. S. Kingsep, V. D. Korolev, V. I. Mizhiritski, V. P. Smirnov, A. Yu. Shashkov, P. V. Sasorov, S. I. Tkachenko // *Plasma Physics Reports*, 2007. – V.33. – N.4. – P.259–270.
167. Grabovskii, E. V. Formation and dynamics of plasma layers formed on the foil surface under the action of a high-current pulse / E. V. Grabovskii, P. R. Levashov, G. M. Olenik, C.

- L. Olson, P. V. Sasorov, V. P. Smirnov, S. I. Tkachenko, K. V. Khishchenko // *Plasma Physics Reports*, 2006. – Т. 32. – №. 9. – С. 718-728.
168. Шнеерсон, Г.А. Сильные магнитные поля / Г.А. Шнеерсон. – Л.: Изд. ЛПИ, 1985. – 121 с.
169. Knoepfel, H. The electrical conductivity of metals at very high temperatures/ H. Knoepfel, R.Luppi // *Exploding Wires* (Springer, US), 1968. – С. 233-252.
170. Mangeant, Ch. Compact pulsed-current generator with single switch for material EOS and magnetic diffusion study / Ch. Mangeant, F. Lassalle, J.Petit, M.Bavay, P.L'Eplattenier // *Proc. IX International Conference on Megagauss magnetic fields and related topics.* – Moscow-St. Petersburg, 2002. P. 445–449.
171. Шнеерсон, Г.А. Поверхностный эффект в сильном магнитном поле / Г.А. Шнеерсон // *ЖТФ*, 1967. – Т.37. – №3. – С.513–522.
172. Stallings, C. Multiple-wire array load for high-power pulsed generators // C. Stallings, K. Nielsen, R. Schneider // *Appl. Phys. Lett*, 1976. – V.29. – №7. – P.404–406.
173. Bakshaev, Yu. L. Study of the Plasma in a Preformed Z-pinch Constriction / Yu. L. Bakshaev, P. I. Blinov, V. V. Vikhrev, E. M. Gordeev, S. A. Dan'ko, V. D. Korolev, S. F. Medovshchikov, S. L. Nedoseev, E. A. Smirnova, V. I. Tumanov, A. S. Chernenko, A. Yu. Shashkov // *Plasma Physics Reports*, 2001. – V. 27. – N.12. – P. 1039–1047.
174. Пикуз, С.А. X-пинч, экспериментальные исследования / С.А. Пикуз. – Дисс. на соиск. уч. ст. доктора физ.-мат. наук. – Москва, 2007, 238 с.
175. Шелковенко, Т.А. Создание, исследование и применение источников рентгеновского излучения на основе X-пинчей для проекционной рентгенографии и абсорбционной спектроскопии плазменных объектов / Т.А. Шелковенко. – Дисс. на соиск. уч. ст. доктора физ.-мат. наук. – Москва, 2012, 311 с.
176. Pikuz, S. A. Phase-contrast x-ray radiography using the X pinch radiation / S. A. Pikuz, T.A. Shelkovenko, D. B. Sinars, K. M. Chandler, D. A. Hammer // *Proceedings of SPIE*, 2001. – 4504. – P. 234.
177. Beg, F.N. Table-top X-pinch for x-ray radiography / F.N. Beg, K. Krushelnick, P. Lichtsteiner, A. Meakins, A. Kennedy, N. Kajumba, G. Burt, A.E. Dangor // *Applied Physics Letters*, 2003. – V. 82. – № 25. – P. 4602–4604.
178. Pikuz, S.A. X pinch source size measurements / S.A.Pikuz, B.M.Song, T.A.Shelkovenko, K.M.Chandler, M.D.Mitchell, D.A.Hammer//*Proceedings of SPIE*, 2005.–5196. – P. 25 – 35.
179. Liu, R. Phase-contrast imaging of a soft biological object using X-pinch as X-ray source / R. Liu, X. X. Wang, X. B. Zou, N. G. Zeng, L. Y. He // *EPL*, 2008. – V.83. – 25002.

180. Zou, X. X-pinch and its applications in X-ray radiograph / X. Zou, X.Wang, R.Liu, T. Zhao, N.Zeng, Y.Zhao, Y. Du. // AIP Conf. Proc, 2009. – V.1150. – P.168.
181. Грабовский, Е.В. Рентгеновское просвечивание периферийной области сжимаемой током многопроволочной сборки на установке АНГАРА-5-1 / Е.В. Грабовский, К.Н. Митрофанов, Г.М. Олейник, И.Ю. Порофеев // Физика плазмы, 2004. – Т. 30. – № 2. – С. 139–146.
182. Pikuz, S. A. Multiphase foamlike structure of exploding wire cores / S. A. Pikuz, T. A. Shelkovenko, D. B. Sinars, J. B. Greenly, Y. S. Dimant, D. A. Hammer // Phys.Rev.Lett, 1999. – V.83. – N.21. – P.4313–4316.
183. Sinars, D. B. The effect of insulating coatings on exploding wire plasma formation / D. B. Sinars, T. A. Shelkovenko, S. A. Pikuz, M. Hu, V. M. Romanova, K. M. Chandler, J. B. Greenly, D. A. Hammer, B. R. Kusse // Phys. Plasmas, 2000. – V.7. – N.2. – P.429–432.
184. Тер-Оганесян, А.Е. Наносекундный электрический взрыв вольфрамовых проволочек в различных средах / А.Е. Тер-Оганесян, С.И. Ткаченко, В.М. Романова, А.Р. Мингалеев, Т.А. Шелковенко, С.А. Пикуз // Физика плазмы, 2005. – Т.31. – № 11. – С. 988–996.
185. Pikuz, S. A. Radiative properties of hot dense X-pinch / S. A. Pikuz, B. A. Bryunetkin, G. V. Ivanenkov, A. R. Mingaleev, V. M. Romanova, I. Yu. Skobelev, A. Ya. Faenov, S. Ya. Khakhalm, T. A. Shelkovenko // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf, 1994. – V.51. – N.1/2. – P.291–302.
186. Pikuz, S. A. The X-pinch as an X-ray source for point-projection radiography / S. A. Pikuz, T. A. Shelkovenko, A. R. Mingaleev, V.M. Romanova, B.M. Song, K.M. Chandler, M.D. Mitchell, D.A. Hammer // Proceedings of SPIE, 2005. – 5974. – P. 59740L-1–59740L-9.
187. Pikuz, S. A. High energy density Z-pinch plasma conditions with picosecond time resolution // S. A. Pikuz, D. B. Sinars, T. A. Shelkovenko, K. M. Chandler, D. A. Hammer, I. Y. Skobelev, G. V. Ivanenkov, W. Stepniewski // Phys. Rev. Lett. 2002. – V.89. – N.3. – P. 035003.
188. Christou C. Characterization of wire X-pinches driven by a microsecond-long capacitive discharge / C. Christou, A. E. Dangor, D. A. Hammer // J. Appl. Phys, 2000. – V.87. – N.12. – P.8295–8303.
189. Mitchell, I. H. X ray emission from X-pinch experiments on the Lampudken generator / I. H. Mitchell, R. Aliaga-Rossel, J. Gomez, H.Chuaqui, M.Favre, E.S.Wyndham // Proc. 5th Int. Conf. Dense Z-Pinches, Albuquerque, NM, 2002. – P.145–152.

190. Aranchuk, L. E Compact submicrosecond, high current generator for wire explosion experiments / L. E. Aranchuk, A. S. Chuvatin, L. Larour // *Rev. Sci. Instrum*, 2004. – V.75. – N.1. – P.69–74.
191. Kharlov, A. V. Compact high current generator for x-ray radiography / A. V. Kharlov, B. M. Kovalchuk, V. B. Zorin // *Review of Scientific Instruments*, 2006. – V.77. – P.123501.
192. Beg, F. N. A compact X-pinch X-ray source for characterization of inertial confinement capsules / F. N. Beg, R. Stephens, Z. Karim, S. Eddinger, H. Huang // *Proc. 6th Int. Conf. Dense Z-Pinches*, Oxford, UK, 2006. – P.125–128.
193. Жарова, Н.В Быстрый вывод энергии из сильноточного импульсного конденсатора НСЕIсар 50–0,1 с помощью псевдоискрового разрядника TDI1–50K/50 / Жарова Н.В., Ратахин Н.А., Саушкин А.В., Федущак В.Ф., Эрфорт А.А.//*ПТЭ*, 2006. – №3. – С. 141-148.
194. Саушкин, А. В. Малогабаритный низкоиндуктивный конденсатор с импульсной зарядкой на 200 кВ // А. В. Саушкин, Н. В. Жарова, А. А. Ким, Н. А. Ратахин, В. Ф. Федущак // *ПТЭ*, 2006. – №4. – С.238–246.
195. Жарова, Н.В. Компактные импульсные генераторы тока: разработка и примеры применения / Н.В. Жарова, В.И. Орешкин, В.С.Седой, Н.А.Ратахин, В.Ф.Федущак, А.А.Эрфорт // В сборнике: «Радиационная стойкость электронных систем», 2007. – вып. 10. – С.228–231.
196. Месяц, Г. А. Источник субнаносекундных импульсов мягкого рентгеновского излучения на основе х-пинча и малогабаритного низкоиндуктивного генератора тока // Г.А. Месяц, Т. А. Шелковенко, Г. В. Иваненков, А. В. Агафонов, С. Ю. Савинов, С. А. Пикуз, И. Н.Тиликин, С. И. Ткаченко, С. А. Чайковский, Н.А. Ратахин, В.Ф. Федущак, В.И.Орешкин, А.В. Федюнин, А.Г. Русских, Н.А. Лабецкая, А.П. Артемов, Д. Хаммер, Д.Б. Синарс// *ЖЭТФ*, 2010. – Т.138. – вып. 3. – С. 411– 420.
197. Cochran, F. L. Evolution of an X pinch plasma / F. L. Cochran, J. Davis // *Phys. Fluids B*, 1990. – V.2. – P.1238–1246.
198. Ivanenkov, G. V. Physical aspects of high intensity X-ray emission from X-pinch / G. V. Ivanenkov, W. Stepniewski, S. A. Pikuz, S. Yu. Gus'kov // *Proc. 6th Int. Conf. Dense Z-Pinches*, Oxford, UK, 2006. – P.133–136.
199. Ivanenkov, G. V. Microexplosion of a Hot Point in an X-Pinch Constriction / G. V. Ivanenkov, S. A. Pikuz, D. B. Sinars, V. Stepniewski, D. A. Hammer, T. A. Shelkovenko // *Plasma Physics Reports*, 2000. – V.26. – N.10. – P.868–874.

200. Артёмов, А.П. Определение термодинамических параметров плазмы алюминиевого X-пинча / А.П. Артёмов, А.В.Федюнин, С.А.Чайковский, В.И.Орешкин, И.В.Лавринович, Н.А. Ратахин // Письма в ЖТФ, 2012. – Т.38. – В. 24. – С.2-9.
201. Pereira, N.R. X-rays from z-pinches on relativistic electron-beam generators / N.R. Pereira, J. Davis // J. Appl. Phys, 1988. – V.64. – № 3. –P.R1–R27.
202. Shiloh, J. Z Pinch of a Gas Jet / J. Shiloh, A. Fisher, N. Rostoker // Phys.Rev. Lett, 1978. – V.40. – №8. – P.515–518.
203. Gazaix, M. A new method to produce an annular cylindrical plasma for imploding plasma experiments / M. Gazaix, H. J. Doucet, B. Etlicher, J. P. Furtlehner, H. Lamain, C. Rouillé //J. Appl. Phys, 1984. –V.56. – № 11. – P.3209–3214.
204. Young, F.C. Implosion of sodium-bearing capillary-discharge plasmas for x-ray laser experiments / F.C. Young, S. J. Stephanakis, V. E. Scherrer, B. L. Welch, G. Mehlman, P. G. Burkhalter, J. P. Apruzese // Appl.Phys. Lett, 1987. –V.50. – №16. – P.1053–1055.
205. Welch, B.L. Sodium-fluoride discharge for fast Z-pinch experiments / B.L. Welch, F. C. Young, R. J. Commisso, D. D. Hinshelwood, D. Mosher, B. V. Weber // J. Appl. Phys, 1989. –V.65. – № 7. – P. 2664–2672.
206. Русских, А.Г. Малогабаритный рентгеновский радиограф на основе плазменной пушки / А.Г. Русских, А.В. Шишлов, А.С. Жигалин, В.И.Орешкин, С.А. Чайковский, Р.Б. Бакшт // ЖТФ, 2010. – Т.80. – вып. 11. – С.73–81.
207. Rousskikh, A. G. Use of vacuum arc plasma guns for a metal puff Z-pinch system A. G. Rousskikh, A. S. Zhigalin, V. I. Oreshkin, S. A. Chaikovsky, N. A. Labetskaya, R. B. Baksht // Phys. Plasmas, 2011. – V.18.– 092707.
208. Krishnan, M. Review of z-pinch research at Physics International company / M. Krishnan, C. Deeney, T. Nash, P.D. LePell, K. Childers // Proc. 2th Intern. Conf. on dense Z-pinches, Laguna Beach, CA, 1989. – P.17–26.
209. Gersten, M. Scaling of plasma temperature, density, size, and x-ray emission above 1 keV with array diameter and mass for aluminum-wire plasmas / M. Gersten, W. Clark, J.E. Rauch, G.M. Wilkinson, J. Katzenstein, R.D. Richardson, J. Davis, D. Duston, J.P. Apruzese, R.Clark // Phys. Rev. A,1986. –V33. – №1. – P.477–484.
210. Mosher, D. A two-level model for K-shell radiation scaling of the imploding z-pinch plasma radiation source / D. Mosher, N. Qi, M. Krishnan // IEEE Trans. Plasma. Sci, 1999. – V.26. –N3. – P. 1052–1061.
211. Сорокин, С.А. О повышении выхода K-излучения из плазменного лайнера / С.А. Сорокин, С.А. Чайковский //Физика плазмы, 1996. – Т.22. – вып.11. – С.992– 997.

212. Роуз, Д. Дж. Физика плазмы и управляемые термоядерные реакции / Д. Дж. Роуз, М. Кларк. – М: Госатомиздат, 1963. – 488 с.
213. Wessel, F.J. Generation of high magnetic fields using a gas-puff Z-pinch / F.J. Wessel, F. S. Felber, N. C. Wild, H. U. Rahman, A. Fisher, E. Ruden // *Appl. Phys. Lett*, 1986. – V.48. – №17. – P.1119–1121.
214. Felber, F.S. Ultrahigh magnetic fields produced in a gas-puff Z-pinch / F.S. Felber, F. J. Wessel, N. C. Wild, H. U. Rahman, A. Fisher, C. M. Fowler, M. A. Liberman, A. L. Velikovich // *J. Appl. Phys*, 1988. – V.64. – № 8. – P. 3831–3844.
215. Sorokin, S.A. Implosion of gas-puff liners with an initial axial magnetic field / S.A. Sorokin, S.A. Chaikovskiy // *Proc. 2nd Intern. Conf. on dense Z-pinches, Laguna Beach, CA*, 1989. – P.438–444.
216. Будько, А.Б. Рост Рэлей-Тейлоровских и объемных конвективных неустойчивостей в динамике плазменных лайнеров и пинчей / А.Б.Будько, А.Л.Великович, М.А.Либерман, Ф.С.Фелбер // *ЖЭТФ*, 1989. – Т.96. – вып.1. – С.140–162.
217. Sincerny, P. Pulsed compression with an imploding gas puff / P. Sincerny, S. Wong, V. Buck, C. Gilman, T. Sheridan // *Proc. 5th Pulsed Power Conf, Arlington, VA*, 1985. – P. 701–703.
218. Chang, T-F. X-ray results from a modified nozzle and double gas puff z-pinch / T-F. Chang, A. Fisher, A. Van Drie // *J. Appl. Phys*, 1991. – V.69. – № 6. – P.3447–3450.
219. Бакшт, Р.Б. Источник мягкого рентгеновского излучения на основе каскадированного лайнера / Р.Б. Бакшт, А.В. Лучинский, А.В. Федюнин // Препринт № 30. Томский научный центр СО РАН, 1990. – 12 с.
220. Бакшт, Р.Б. Источник мягкого рентгеновского излучения на основе каскадированного лайнера / Р.Б. Бакшт, А.В. Лучинский, А.В. Федюнин. // *ЖТФ*, 1992. – Т.62. – № 11. – С.145–150.
221. Сорокин, С.А. Сжатие двухкаскадных плазменных лайнеров на сильноточном генераторе СНОП-3 / С.А. Сорокин, С.А.Чайковский // Препринт № 12. Томский научный центр СО РАН, 1992. – 25 с.
222. Сорокин, С.А. Получение высоких степеней устойчивости радиального сжатия лайнеров / С.А. Сорокин, С.А.Чайковский // *Физика плазмы*, 1993. – Т.19. – вып.7. – С. 856–865.
223. Gol'berg, S.M. Suppression of Rayleigh-Taylor instability by the snowplow mechanism / S.M.Gol'berg, A.L.Velikovich // *Phys. Fluids B*, 1993. – V.5. – N.4. – P.1164–1172.

224. Gol'berg S.M. Snowplow mechanism and stability of imploding multicascade liner systems / S.M. Gol'berg, A.L.Velikovich // Proc. 3rd Intern. Conf. on dense Z-pinchs, London, UK. – 1993. – P.42–50.
225. Velikovich, A.L. Suppression of Rayleigh-Taylor instability in Z-pinch loads with tailored density profiles / A.L.Velikovich, F.L.Cochran, J.Davis // Phys. Rev. Lett, 1996. – V.77. – N.5. – P.853–856.
226. Velikovich, A.L. Stabilized Z-pinch loads with tailored density profiles / A.L.Velikovich, F.L.Cochran, J.Davis // Proc. 4th Intern. Conf. on dense Z-pinchs, Vancouver, Canada, 1997. – P.549–553.
227. Velikovich, A.L. Stabilized radiative Z-pinch loads with tailored density profiles / A.L.Velikovich, F.L.Cochran, J.Davis, Y.K.Chong // Phys. Plasmas, 1998. – V.5. – N.9. – P.3377–3388.
228. Spielman, R. B. PBFA II-Z: A 20-MA driver for Z-pinch experiments / R. B. Spielman , F. Long , T. H. Martin , J. W. Poukey , D. B. Seidel , W. Shoup , W. A. Stygar , D. H. McDaniel , M. A. Mostrom , K. W. Struve , P. Corcoran , I. Smith. P. Spence // Proc. 10th IEEE Int. Pulsed Power Conf, Albuquerque, NM, USA, 1995. – P.396.
229. Gourdain, P-A. High energy density plasmas generated by radial foil explosions / P-A. Gourdain, I. C. Blesener, J. B. Greenly, D. A. Hammer, P. F. Knapp, B. R. Kusse, S. A. Pikuz, T. A. Shelkovenko // Plasma Phys. Control. Fusion, 2010. – V.52. – 055015.
230. Грабовский, Е.В. Теоретическое и экспериментальное исследование плазмы z-пинча как источника мощного импульса мягкого рентгеновского излучения для генерации ударных волн в конденсированных мишенях / Е.В. Грабовский, О.Ю. Воробьев, К.С. Дябилин, М.Е. Лебедев, В.П. Смирнов, С.В. Захаров, В.Е. Форттов, А.А. Фролов // ЖЭТФ. – 1996. – Т. 109. – в.3 – С. 827.
231. Chaikovsky, S.A. The K-shell radiation of a double gas puff z-pinch with an axial magnetic field / S. A. Chaikovsky, A. Yu. Labetsky, V. I. Oreshkin, A. V. Shishlov, R. B. Baksht, A. V. Fedunin, A. G. Rousskikh // Laser Particle Beams, 2003. – V.21. – P. 255-264.
232. Chuvatin, A.S. On-axis plasma heating for keV X-ray production with Z-pinchs / A.S.Chuvatin, L.I.Rudakov, A.L.Velikovich, J.Davis, V.I.Oreshkin // IEEE Transactions on Plasma Science, 2005. – V.33. – N.2. – P.739–751.
233. Oreshkin, V.I. Recombination X-ray radiation from plasma liners / V.I.Oreshkin, R.B.Baksht, A.Yu.Labetsky, N.A.Ratakhin, A.G.Rousskikh, S.A.Chaikovsky, A.V.Fedyunin, A.V.Shishlov // Tech. Phys. Lett, 2005. – V.31. – N.7. – P.567–569
234. Jons, B. K-shell radiation physics in low- to moderate-atomic-number z-pinch plasmas on Z-accelerator / B. Jons, C. Deeney, C. A. Coverdale, P. D. LePell, J. L. McKeeney, J. P.

- Apruzese, J. W. Thornhill, K. G. Whitney, R. W. Clark, A. L. Velikovich, J. Davis, Y. Maron, V. Kantsyrev, A. Safonova, V. I. Oreshkin // *J. Quant. Spectrosc. Radiative Transfer*, 2006. – V. 99. – P.341–348.
235. Вихрев, В.В. Генерация нейтронов в Z-пинчах / В.В.Вихрев, В.Д.Королев // *Физика плазмы*. 2007. – Т.33. – №5. – С.397–423.
236. Kokshenev, V.A. MA load current multiplier / V.A. Kokshenev, A.A. Kim, B.M. Kovalchuk, A.V. Fedunin, F.I. Fursov, N.E. Kurmaev, A.Yu. Labetsky, A.V. Shishlov, A.S. Chuvatin // *Изв. ВУЗов. Физика*, 2006. – №11. Приложение. – С.248–251.
237. Chuvatin, A. S. Operation of a load current multiplier on a nanosecond mega-ampere pulse forming line generator / V. L. Kantsyrev, L. I. Rudakov, M. E. Cuneo, A. L. Astanovitskiy, R. Presura, A. S. Safronova, W. Cline, K. M. Williamson, I. Shrestha, G. C. Osborne, B. LeGalloudec, V. Nalajala, T. D. Pointon, K. A. Mikkelson // *Phys. Rew. Special topics - accelerators and beams*. 2010. – V.13. – 010401.
238. Chaikovsky, S.A. Dense Metal Plasma Instabilities in Fast-Rising Megagauss Magnetic Fields / S.A. Chaikovsky, V.I. Oreshkin, N.A. Labetskaya, I.M. Datsko // *Proc 16th International Symposium on High Current Electronics*. – Tomsk, Russia, 2010. P. 205-207.
239. Chaikovsky, S. A. A Load Current Multiplier of the МИГ Terawatt Generator / S. A. Chaikovsky, A. S. Chuvatin, V. I. Oreshkin // *Instruments and experimental techniques*, 2012. – V.55. – N.2 – P.209–217.
240. Shelkovenko, T.A. X Pinch plasma development as a function of wire material and current pulse parameters / T.A.Shelkovenko, S. A. Pikuz, D. B. Sinars, K. M. Chandler, D. A. Hammer // *IEEE Trans.on Plasma Sci*, 2002. – V.30. – P. 567–576.
241. Шелковенко, Т.А. Точечный источник мягкого рентгеновского излучения для рентгенографии с микронным пространственным и субнаносекундным временным разрешением / Т.А. Шелковенко, С.А. Пикуз, И.Н. Тиликин, В.М. Романова, А.Р. Мингалеев, С.А. Чайковский, А.Е. Тер-Оганесян, С.И. Ткаченко, Н.А. Ратахин, В.Ф. Федущак, А.В. Федюнин // *Материалы Международной научной конференции "Физика импульсных разрядов в конденсированных средах"*, Николаев, Украина, 2009. – С.41–42.
242. Артемов, А. П. Влияние параметров X-пинча на размер источника мягкого рентгеновского излучения / А. П. Артемов, Н.А. Лабецкая, А.В. Федюнин, С.А. Чайковский // *Материалы 4-ой всероссийской конференции молодых ученых «Материаловедение, технологии и экология в 3-м тысячелетии»*, Томск, Россия, 2009. – С.3.

243. Жигалин, А.С. Использование вакуумного дугового разряда в качестве нагрузки для сильноточного генератора XPG-1 / А.С. Жигалин, А.Г. Русских, В.И. Орешкин, А.В. Шишлов, С.А. Чайковский // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2010. – №1. – С. 49–52.
244. Артемов, А.П. Определение размера источника рентгеновского излучения на основе х-пинча / А.П. Артемов, Н.А. Лабецкая, А.В. Федюнин, С.А. Чайковский // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2010. – №6. – С. 31-34.
245. Artyomov, A.P. Measurements of x-pinch soft x-ray source parameters / A.P. Artyomov, S.A. Chaikovsky, A.V. Fedunin, V.I. Oreshkin // Proc. 16th International Symposium on High Current Electronics, Tomsk, Russia, 2010. – P. 242-245.
246. Артёмов, А.П. Параметры источника мягкого рентгеновского излучения на основе X-пинча и малогабаритного импульсного генератора / А.П. Артёмов, С.А. Чайковский, А.В. Федюнин, В.И. Орешкин, М.Б. Бочкарев. // Материалы семнадцатой Всероссийской научной конференции студентов-физиков и молодых ученых, Екатеринбург, 2011. – Т.1. – С. 251.
247. Artyomov, A.P. Two frame nanosecond soft X-ray and EUV backlighting system / A.P. Artyomov, A.V. Fedunin, A.G. Roussikh, A.S. Zhigalin, S.A. Chaikovsky // Proc. 10th International Conference "Atomic and Molecular Pulsed Lasers", Tomsk, Russia, 2011. – P.146.
248. Жигалин, А.С. Экспериментальное исследование взрыва тонких фольг / А.С. Жигалин, А.Г. Русских, В.И. Орешкин, С.А. Чайковский // Материалы Международной научной конференции "Физика импульсных разрядов в конденсированных средах", Николаев, Украина, 2009. – С.33-34.
249. Zhigalin, A.S. Experimental research of fine foils explosion / A.S. Zhigalin, A.G. Roussikh, V.I. Oreshkin, S.A. Chaikovsky // Proc. 16th International Symposium on High Current Electronics, Tomsk, Russia, 2010. – P. 201-204.
250. Kuznetsov, V.V. Metastable states and their disintegration at pulse liquid heating and electrical explosion of conductors / V.V. Kuznetsov, V. I. Oreshkin, A. S. Zhigalin, I. A. Kozulin, S. A. Chaikovsky, A. G. Roussikh // Journal of Engineering Thermophysics, 2011. – V.20(3). – P.240–248.
251. Артёмов, А. П. Двухкадровая система импульсного зондирования в мягком рентгеновском диапазоне спектра на основе X-пинчей // А. П. Артёмов, А. В. Федюнин, С. А. Чайковский, А. С. Жигалин, В. И. Орешкин, Н. А. Ратахин, А. Г. Русских // Приборы и техника эксперимента, 2013. – № 1. – С. 75–80.

252. Tilikin, I.N. Hybrid X-pinch on a small scale generator KING / I.N. Tilikin, T.A. Shelkovenko, S.A. Chaikovsky, V.B. Zorin, V.M. Romanova, A.R. Mingaleev, S.N. Mishin, S.A. Pikuz // Abstracts International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE-2014) Tomsk, Russia, 2014. – p.78.
253. Волков, Г.С. Методика рентгеновского зондирования излучением х-пинча плазмы многопроволочных сжимающихся лайнеров на установке Анграра-5-1 / Г.С. Волков, Е.В. Грабовский, М.В. Зурин, К.Н. Митрофанов, Г.М. Олейник, И.Ю. Порофеев // ПТЭ, 2004. – № 3. – С. 110–124.
254. Douglass, J.D. COBRA-STAR, a five frame point-projection x-ray imaging system for 1MA scale wire-array Z pinches / J.D. Douglass, D.A. Hammer // Review Scientific Instruments, 2008. – V. 79. – 033503.
255. Artyomov, A. P. A synchronized X-pinch driver / A. P. Artyomov, A. S. Zhigalin, I. V. Lavrinovich, V. I. Oreshkin, N. A. Ratakhin, A. G. Rousskikh, A. V. Fedyunin, S. A. Chaikovsky, A. A. Erfort, K. N. Mitrofanov, E. V. Grabovski, V. V. Alexandrov, V. P. Smirnov // Instruments and Experimental Techniques, 2014. – V. 57. – N.4. – P. 461–474.
256. Ратахин, Н.А. Компактный импульсный генератор для питания рентгенографического источника / Н.А. Ратахин, В.Ф. Федущак, А.А.Эрфорт, Н.В. Жарова, Н.А. Жидкова, С.А. Чайковский, В.И. Орешкин // Известия ВУЗов, Физика. – 2007. – Т.50. – № 2. – С. 87–92.
257. Artyomov, A.P. A small-scale X-pinch-based nanosecond soft X-ray pulse radiograph / A.P. Artyomov, M.G. Bykova, S.A. Chaikovsky, A.A. Erfort, V.F. Feduschak, A.V. Fedunin, I.V. Lavrinovich, V.I. Oreshkin, N.A. Ratakhin, A.G. Rousskikh, A.S. Zhigalin, N.V. Zharova // Известия ВУЗов, Физика. – 2012. – Т. 55. – № 10/3. – С. 26-29.
258. Haines, M. G. A review of the dense Z-pinch / M. G. Haines // Plasma Phys. Controlled Fusion, 2011. – V.53. – 093001.
259. Baksht, R.B. Rayleigh-Taylor instability and K-radiation yield in the implosion of the gas-puffs / R. B. Baksht, I. M. Datsko, A. A. Kim, A. Yu. Labetsky, S. V. Loginov, V. I. Oreshkin, A. G. Rousskikh, A. V. Fedyunin, A. V. Shishlov // Физика плазмы, 1995. – Т.21. – С. 959–965.
260. Oreshkin, V.I. Radiative collapse in Z-pinches / V.I. Oreshkin // Russian Physics Journal, 1997. – V.40. – N.12. – P. 1185-1191.
261. Qi, N. Characterization of X-pinch plasma / N. Qi, D. A. Hammer, D. H. Kalantar, G. D. Rondeau, K. C. Mittal // Review of Scientific Instruments, 1990. – V.61. – P. 2815.

262. Hansen, S.B. Analysis of L-shell line spectra with 50-ps time resolution from Mo X-pinch plasmas / S. B. Hansen, A. S. Shlyaptseva, S. A. Pikuz and T. A. Shelkovenko, D. B. Sinars, K. M. Chandler, D. A. Hammer // *Phys. Rev. E*, 2004. – V.70. – 026402.
263. Pikuz, S. A. Time-resolved X-ray spectroscopy of hot spots in an X-pinch / S. A. Pikuz, D. B. Sinars, T. A. Shelkovenko, K. M. Chandler, D. A. Hammer, I. Yu. Skobelev, G. V. Ivanenkov // *JETP Letters*, 2002. – V.76. – P. 490–494.
264. Krasik, Y. E. Underwater electrical wire explosion and its applications / Y. E. Krasik, A. Grinenko, A. Sayapin, S. Efimov, A. Fedotov, V.Z. Gurovich, V.I. Oreshkin // *Plasma Science, IEEE Transactions on*, 2008. – Т. 36. – №. 2. – С. 423-434.
265. Русских А.Г. Исследование взрыва вольфрамовых микропроводников в вакууме / А.Г.Русских, Р.Б.Бакшт, А.Ю.Лабецкий, В.И.Орешкин, А.В.Шишлов, С.А.Чайковский // *Физика плазмы*, 2004. – Т.30. – №10. – С. 1–10.
266. Орешкин, В.И. Численные исследования интеграла удельного действия тока при электрическом взрыве проводников / В.И. Орешкин, С.А. Баренгольц, С.А. Чайковский // *ЖТФ*, 2007.– Т.77. – №5. – С.108–116.
267. Velikovich, A.L. High energy photon radiation from a Z-pinch plasma / A.L.Velikovich, J.Davis, V.I.Oreshkin, J.P.Apruzese, R.W.Clark, J.W.Thornhill, L.I.Rudakov // *Phys. Plasmas*, 2001. – V.8. – P.4509–4517.
268. Oreshkin, V.I. Optimization of the parameters of plasma liners with zero-dimensional models / V.I. Oreshkin // *Phys. Plasmas*, 2013. – V.20. – 112505.
269. Day, R.H. Photoelectric quantum efficiencies and filter window absorption coefficients from 20 eV to 10 keV / R.H. Day, P. Lee, E.B.Saloman, D.J. Nagel // *J. Appl. Phys*, 1981. – V.52. – P.6965–6973.
270. Henke, B.L. X-ray interactions: photoabsorption, scattering, transmission, and reflection at E=50-30000 eV, Z=1-92 / B.L. Henke, E.M. Gullikson, J.C. Davis // *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 1993. – V. 54. – P. 181–342.
271. Apruzese, J.P. K-shell line ratios and powers for diagnosing cylindrical plasmas of neon, aluminum, argon, and titanium / J.P. Apruzese, K.G. Whitney, J. Davis, P.C. Kepple // *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 1997. – V.57. – №1. – P.41–61.
272. Chaikovsky, S.A. Density, temperature and size of a plasma produced in single and double shell liner implosions / S.A. Chaikovsky, S.A.Sorokin // *Proc. 4rd Intern. Conf. on dense Z-pinches*, Vancouver, Canada, 1997. – P.323–327.
273. Чайковский, С.А. Плотность и температура плазмы, образованной при имплозии одно- и двухкаскадных лайнеров / С.А. Чайковский, С.А. Сорокин // *Известия ВУЗов. Физика*, 1999. – Т.42. – № 12. – С.75–80.

274. Орешкин, В.И. Излучение плазменного алюминиевого столба / В.И. Орешкин // Препринт № 5. Томский научный центр СО РАН, 1991. – 29 с.
275. Сорокин, С.А. О повышении выхода К-излучения из плазменного лайнера / С.А. Сорокин, С.А. Чайковский // Физика плазмы, 1996. – Т.22, – вып.11. – С.992–997.
276. Сорокин, С.А. Экспериментальное исследование устойчивости сжатия полых плазменных лайнеров с начальным аксиальным магнитным полем / С.А. Сорокин, А.В. Хачатурян, С.А. Чайковский // Физика плазмы, 1991. – Т.17. – вып. 12. – С. 1453–1458.
277. Сасоров, П. В. К теории плазменных размыкателей / П.В. Сасоров // Письма в ЖЭТФ, 1992. – Т.56. – вып. 11. – С. 614–617.
278. Batunin, A.N. Inhomogeneous Z-pinch investigation on “ANGARA-5-1 / A.N. Batunin, A.V. Branitsky, I.N. Frolov, E.V. Grabovsky, V.A. Kornilo, D.V. Kuznetsov, A.G. Lisitsyn, S.F. Medovschikov, V.O. Mishensky, A.R. Mingaleev, S.L. Nedoseev, L.B. Nikandrov, V.M. Romanova, T.A. Shelkovenko, V.P. Smirnov, A.N. Starostin, S.V. Trofimov, G.M. Oleinik, G.S. Volkov, E.G. Utjugov, S.V. Zakharov // Proc. 3rd Intern. Conf. on dense Z-pinchs, London, UK. – 1993. – P.580–586.
279. Браницкий, А.В. Проникновение азимутального магнитного потока внутрь неустойчивого лайнера / А.В. Браницкий, С.А. Данько, А.В. Герусов, Е.В. Грабовский, В.И. Зайцев, С.В. Захаров, М.В. Зурин, Д.В. Кузнецов, С.Ф. Медовщиков, В.О. Мишенский, С.Л. Недосеев, Г.М. Олейник, В.Е. Пичугин, Т.Л. Разинкова, П.В. Сасоров, В.П. Смирнов, А.Н. Старостин, С.В. Трофимов, И.Н. Фролов, М.В. Федулов // Физика плазмы, 1996. – Т. 22. – вып.4. – С. 307–317.
280. Chuvatin, A. Formation of a composite pinch / A. Chuvatin, P. Choi, B. Etlicher // Phys.Rev. Lett, 1996. – V.76. – № 13. – P.2282–2285.
281. Hussey, T.W. Large-scale-length nonuniformities in gas puff implosions / T.W. Hussey, M.K. Matzen, N.F. Roderick // J. Appl. Phys, 1986. – V.59. – №8. – P.2677–2684.
282. Чайковский, С. А. Применение двухкаскадного лайнера для генерации К-излучения на микросекундном генераторе / С. А. Чайковский, С. А. Сорокин // Физика плазмы, 2001. – Т. 27. – N11. – С.1003–1008.
283. Henshaw, M. J. deC. Non-linear Rayleigh-Taylor instability in (spherical) laser accelerated targets / M. J. deC. Henshaw, G. J. Pertnon, D.L. Youngs. // Plasma Physics and Controlled Fusion, 1987. – V.29. – N.3. –P.405–418.
284. Youngs, D.L. Rayleigh-Taylor instability: numerical simulation and experiment / D.L. Youngs // Plasma Phys. Contr. Fusion, 1992. – V. 34. – P. 2071.

285. Baksht, R.B. Electromagnet valve for multilayer-puff nozzle / R.B. Baksht, A.V. Fedunin, A.S. Chuvatin, C. Rouaie, B. Etlicher, S. Semushin // *Instrum. and Exper.Tech.*, 1998. – V. 41. – № 4. – P.98–100.
286. Chaikovsky, S. A. Electron temperature of argon pinch produced by microsecond implosion of a multishell gas puff / S. A. Chaikovsky, A. V. Fedunin, A.Yu. Labetsky, V.A. Kokshenev, V. I. Oreshkin, A. G. Rousskikh, A.V. Shishlov, N.A. Zhidkova // *Proc. 13 Int. Symp. on High Current Electronics, Tomsk, Russia, 2004.* – P.370–373.
287. Орешкин, В.И. Моделирование выхода мягкого рентгеновского излучения плазменных лайнеров на основе 2D snow-plow модели / В.И.Орешкин, А.В.Шишлов // *Изв. ВУЗов. Физика*, 1999. – Т.42. – №12 – С.61–71.
288. Baksht, R.B. On stabilization of gas puff implosion: Experiment and simulation / R. B. Baksht, A.V. Fedunin, A.Yu. Labetsky, A. G. Russkikh, A. V. Shishlov, O.V. Diyankov, I. V. Glazyrin, S. V. Koshelev // *IEEE Transactions on plasma science*, 1998. – V. 26. – N.4. – P.1259–1266.
289. Шишлов, А.В. Генерация мягкого рентгеновского излучения с энергией квантов выше 1 кэВ в К-линиях вещества лайнера / А.В. Шишлов. – Дисс. на соиск. уч. ст. канд. физ.-мат. наук. – Томск, 2000, 107 с.
290. Справочник "Физические величины". Под ред. И.С. Григорьева, Е.С. Мейлихова. – М.: Атомиздат, 1991. – 1232 с.
291. Кривошеев, С. И. Особенности формирования ударной волны в сверхсильном магнитном поле / С. И. Кривошеев, В. С. Помазов, Г. А. Шнеерсон // *Письма в ЖТФ*, 2011. –Т.37. –вып.18. – С. 73-80.
292. Shearer, J. W. Explosive-Driven Magnetic-Field Compression Generators / J. W. Shearer, F. F. Abraham, C. M. Aplin, B. P. Benham, J. E. Faulkner, F. C. Ford, M. M. Hill, C. A. Mcdonald, W. H. Stephens, D. J. Steinberg, and J. R. Wilson // *JAP*, 1968. – V.39. – №4. – P.2102–2116.
293. Shearer, J. W. Interaction of Capacitor-Bank-Produced Megagauss Magnetic Field with Small Single-Turn Coil / J. W. Shearer // *JAP*, 1969. – V.40. – №11. – P. 4490–4497.
294. McQueen, R. G. Equation of State for Nineteen Metallic Elements from Shock-Wave Measurements to Two Megabars / R. G. McQueen, S. P. Marsh // *JAP*, 1960. – V.31. – №7. – P.1253–1269.
295. Peterson, K.J. Electrothermal instability growth in magnetically driven pulsed power liners / K.J. Peterson, D.B. Sinars, E.P. Yu, M.C. Herrmann, M.E. Cuneo, S.A. Slutz, I.C. Smith, B.W. Atherton, M.D. Knudson, C.Nakhleh // *Phys. Plasmas*, 2012. – V.19. – 092701.

296. Грабовский, Е.В. Формирование и динамика плазменных слоев на поверхности фольги при протекании мощного импульса тока / Е.В.Грабовский, П.Р.Левашов, Г.М. Олейник, Ц.Л.Олсон, П.В. Сасоров, В.П. Смирнов, С.И. Ткаченко, К.В. Хищенко // Физика плазмы, 2006. – Т. 32. – № 9. – С. 782-793.
297. Labetskaya, N.A. Diffusion of fast rising strong magnetic fields into conductors / N.A. Labetskaya, V.I. Oreshkin, S.A. Chaikovsky, I.M. Datsko, N.I. Kuskova, A.D. Rud // Journal of Physics: Conference Series, 2014. – V.552. – 012020.
298. Грабовский, Е.В. Измерение скорости проникновения индуцированного током магнитного поля внутрь трубчатого электрода при линейной плотности субмикросекундного импульса тока 1-3 МА/см / Е.В. Грабовский, В.В. Джангобегов, Г.М. Олейник, П.В. Сасоров С. И. Ткаченко // Тезисы 42-й Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, Звенигород, Россия, 2015. – С.141.
299. Parker, J.V. Instability of concave conductor surfaces at high magnetic pressure / J.V. Parker, R.L. Bowers, M.G. Sheppard, D.L. Weiss // Proc V International Conference on Megagauss magnetic field generation and related topics, Novosibirsk, USSR, 1989. P.281–288.
300. Abramova, K. B. Magnetohydrodynamic instability of liquid and solid conductors. Destruction of conductors by an electric current / K. B. Abramova, N. A. Zlatin, B. P. Peregud // ЖЭТФ, 1975. – Т.69. – С. 2007.
301. Peterson, K.J. Simulations of electrothermal instability growth in solid aluminum rods / K.J. Peterson, E.P. Yu, D.B. Sinars, M.E. Cuneo, S.A. Slutz, J.M. Koning, M.M. Marinak, C.Nakhleh, M.C. Herrmann // Phys. Plasmas, 2013. – V.20. – 056305.
302. Sinars, D. B. Measurements of Magneto-Rayleigh-Taylor instability growth during the implosion of initially solid Al tubes driven by the 20-MA, 100-ns Z facility / D. B. Sinars, S. A. Slutz, M. C. Herrmann, R. D. McBride, M. E. Cuneo, K. J. Peterson, R. A. Vesey, C. Nakhleh, B. E. Blue, K. Killebrew, D. Schroen, K. Tomlinson, A. D. Edens, M. R. Lopez, I. C. Smith, J. Shores, V. Bigman, G. R. Bennett, B.W. Atherton, M. Savage, W. A. Stygar, G. T. Leifeste, J. L. Porter // PRL, 2010. – V.105. – 185001.
303. Зельдович, Я.Б. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений / Я.Б.Зельдович, Ю.П. Райзер// Изд. 2-е, доп. – М.: Наука, 1966. – 688 с.
304. Кролл, П. Основы физики плазмы /П. Кролл, А.Трайвелпис.– М.: Мир.–1975.–526 с.
305. Эбелинг, В. Теплофизические свойства горячей плотной плазмы / В.Эбелинг, А.Ферстер, В.Фортов, В.Грязнов, А.Полищук. – М.- Ижевск, 2007. – 400 с.

306. Oreshkin, V.I. "Water bath" effect during the electrical underwater wire explosion / V.I.Oreshkin, S.A.Chaykovsky, N.I.Ratakhin, A.Grinenko, Ya.E.Krasik // *Phys. Plasmas*, 2007. – V.14. – 102703.
307. Singer, S. Energy losses in conductors carrying very high currents / S. Singer, R. O. Hunter // *Proc. 3rd International Pulsed Power Conference*, NY, 1981. – P.351-355.
308. Ткаченко, С. И. Метастабильные состояния жидкого металла при электрическом взрыве / С. И. Ткаченко, К. В. Хищенко, В. С. Воробьев, П. Р. Левашов, И. В. Ломоносов, В. Е. Фортвов // *ТВТ*, 2001. – V.39. – P. 728–742.
309. Bushman, A. V. Wide-range equation of state for matter under extreme conditions / A. V. Bushman, V. E. Fortov // *Sov. Tech. Rev. B: Therm. Phys*, 1987. – V. 1. – P. 219–336.
310. Desjarlais, M.P. Practical improvements to the Lee-More conductivity the metal-insulator transition/ M.P. Desjarlais// *Contrib. Plasma Phys.*, 2001. – V.41. – N.2-3. – P.267.
311. Lee, Y.T. An electron conductivity model for dense plasmas / Y.T. Lee, R.M. More // *Phys. Fluids*, 1984. – V.27. – P.1273.
312. Бакулин, Ю. Д. Магнитогидродинамический расчёт взрывающихся проводников / Ю. Д. Бакулин, В. Ф. Куропатенко, А. В. Лучинский// *ЖТФ*, 1976. – Т. 46. – №9. – С.1963–1969.
313. Grinenko, A. Nanosecond time scale, high power electrical wire explosion in water / A.Grinenko, Ya.E.Krasik, A.Fedotov, S.Efremov, V.Tz.Gurovich, V.I.Oreshkin // *Physics of plasmas*, 2006. – V.13. – 042701.
314. Labetskaya, N. A. Experimental research of electrical conductor explosion in the current skinning mode // N. A. Labetskaya, V. I. Oreshkin, S. A. Chaikovsky, I. M. Datsko, Y. A. Sukovatitsyn, E. N.Volkov // *Proc. Intern. Symp. on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum (ISDEIV)*, Tomsk, Russia, 2012. – С. 634-637.
315. Smirnov, V. P. Fast liners for inertial fusion / V. P. Smirnov//*Plasma Physics and Controlled Fusion*, 1991. – Т. 33. – №. 13. – С. 1697-1714.
316. Kalinin, Yu. Experimental modeling on the recyclable magnetically insulated transporting lines aimed at the IFE reactor / Yu.Kalinin, S.Anan'ev, Yu.Bakshaev, A.Bartov, P.Blinov, V.Bryzgunov, A.Chernenko, S.Danko, E.Kazakov, A.Kingsep, V.Korolev, V.Mizhiritsky, and V.Smirnov. //*Proc. 16th IEEE International Pulsed Power Conference*, Albuquerque, NM, 2007. –Т. 2. – С. 1765-1768.
317. Шнеерсон, Г.А. Поля и переходные процессы в аппаратуре сверхсильных токов / Г.А. Шнеерсон // 2-е изд./., перераб. и доп. – М.: Энергоатомиздат, 1992. – 416 с.

318. Shneerson, G. A. Minimization of Joule heating during magnetic-field diffusion into a medium with conductivity depending on coordinate /G.A. Shneerson //ИЖТФ6 1992. – Т. 18. – №. 6. – С. 18-21.
319. Farinsky, A. 52-teslas, long-life coil for plasma research/ A. Farinsky, L. Karpinsky, A. Nowak //IEEE Trans, 1981. –V.MAG-17. –N.5. – P.1935-1937.
320. Oreshkin, V. I. X-pinch dynamics: Neck formation and implosion / V. I. Oreshkin, S. A. Chaikovsky, A. P. Artyomov, N. A. Labetskaya, A. V. Fedunin, A. G. Rousskikh, A. S. Zhigalin // Phys. Plasmas, 2014. – V.21. –102711.
321. Chaikovsky, S.A. Simulation of azimuthal magnetic field diffusion in double shell z-pinches / S.A. Chaikovsky, A.V. Shishlov// Plasma Devices and Operations, 2005. – V. 13. – № 2. –P. 75–79.
322. Chaikovsky, S. A. Experimental study of the nonlinear diffusion of a magnetic field and skin explosion of cylindrical conductors / S. A. Chaikovsky, V. I. Oreshkin, I. M. Datsko, N. A. Labetskaya, D. V. Rybka, N. A. Ratakhin // Phys. Plasmas, 2015. – V.22. – 112704.
323. Ratakhin, N.A. Table-top pulse power generator for soft x-ray radiography / N.A. Ratakhin, V.F.Feduschak, A.A.Erfort, A.A. Saushkin, N.V.Zarova, S.A.Chaikovsky, V.I.Oreshkin // Proc. 14 Int. Symp. on High Current Electronics, Tomsk, Russia, 2006. – P.511–513.
324. Ratakhin, N.A. Compact Pulse Power Generator for X-pinches researches / N.A. Ratakhin, V.F. Feduschak, N.V. Zharova, S.A.Chaykovsky, V.I.Oreshkin, N.A. Zhidkova, A.V.Fedunin // Proc. XXVIII Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Prague, Czech Republic, 2007. – P.1232–1234.
325. Chaikovsky, S.A. Plasma density, temperature and size of single and double shell imploding liners/ S.A. Chaikovsky, S.A. Sorokin // Proc. Intern. Conf. on Plasma Physics, Nagoya, Japan, 1996. –V.2. – P.1118-1121.
326. Sorokin, S.A. K-shell radiation power and yield from double shell plasma liner implosions /S.A. Sorokin, S.A. Chaikovsky // Proc. Intern. Conf. on Plasma Physics, Nagoya, Japan, 1996. –V.2. – P.1114-1116.
327. Sorokin, S.A. K-shell radiation power and yield from double shell liner implosions/ S.A. Sorokin, S.A.Chaikovsky // Proc. 4th Intern. Conf. on dense Z-pinches, Vancouver, Canada, 1997. – P.593–596.
328. Chaikovsky, S.A. Effect of an axial magnetic field on the K-shell radiation of a neon double gas puff / S.A. Chaikovsky, A.Yu. Labetsky, A.V. Shishlov, A.V. Fedunin, V.I. Oreshkin, R.B. Baksht, A.G. Rousskikh// Proc. 5th Intern. Conf. on dense Z-pinches, Albuquerque, NM, 2002. – P.123–126.

329. Chaikovsky, S. A. Layering of an annular z-pinch sheath in the presence of an axial magnetic field / S.A. Chaikovsky, A.Yu. Labetsky // Proc. 5th Intern. Conf. on dense Z-pinches, Albuquerque, NM, 2002. – P. 225-228.
330. Chaikovsky, S.A. Tight Pinches Produced by a 16 cm Outer Diameter Multiple Shell Gas Puff Implosions/ S.A.Chaikovsky, R.B. Baksht, A.V. Fedunin, A.Yu. Labetsky, V.I. Oreshkin, A.G. Rousskikh, A.V. Shishlov //Proc. 13 Int. Symp. on High Current Electronics, Tomsk, Russia, 2004. – P.363–366.
331. Chaikovsky, S.A. Rayleigh-Taylor and filamentation instabilities at the initial stage of the gas puff z-pinch implosion / S.A.Chaikovsky, A.Yu.Labetsky, A.G.Rousskikh, A.V.Shishlov, N.A.Zhidkova // Proc. XXVIII Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Prague, Czech Republic, 2007. – P.382–385.
332. Labetsky, A.Yu. Investigation of the periphery of the hollow gas shell implosion / A.Yu. Labetsky, N.A. Labetskaya, A.V. Shishlov, S.A. Chaikovsky // Proc. 16th International Symposium on High Current Electronics, Tomsk, Russia, 2010. – P. 189–192.
333. Дацко, И.М. Исследование электродинамического сжатия металлических оболочек наносекундными мегаамперными токами / Дацко И.М., Кабламбаев Б.А., Ратахин Н.А., Чайковский С.А., Чертов А.А. // Материалы Международной научной конференции "Физика импульсных разрядов в конденсированных средах", Николаев, Украина, 2007. – С. 138–142.
334. Орешкин, В.И. Исследования электрического взрыва проводников в мегагаусных магнитных полях / В.И. Орешкин, С.А. Чайковский, Н.А. Ратахин, И.М. Дацко // Тезисы 12-й международной конференции по генерации мегагаусных магнитных полей и родственным экспериментам, Новосибирск, Россия, 2008. – С. 100.
335. Oreshkin, V.I. Fast electrical explosion in megagauss magnetic field / V.I.Oreshkin, S.A.Chaikovsky, N.A. Ratakhin, I.M. Datsko// Proc. 15th International Symposium on High Current Electronics, Tomsk, Russia, 2008. – P. 189–192.
336. Labetskaya, N.A. Diffusion of fast rising strong magnetic fields into conductors / N.A. Labetskaya, V.I. Oreshkin, S.A. Chaikovsky, I.M. Datsko, N.I. Kuskova // Book of Abstracts Intern. Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects, Tomsk, Russia, 2014. – P.76.
337. Oreshkin, V.I. Nonlinear diffusion wave in the high magnetic fields / V.I. Oreshkin, S.A. Chaikovsky, N.A. Labetskaya, I.M. Datsko, D.V. Rybka, N.A. Ratakhin // Book of Abstracts 30th Intern. Conf. on Interaction of Intense Energy Fluxes with Matter, Elbrus, Russia, 2015. – P.234.
338. Chaikovsky, S.A. Nonlinear magnetic diffusion and the surface explosion of metals in fast rising megagauss magnetic field //S.A Chaikovsky, V.I Oreshkin, N.A. Labetskaya, I.M.

Datsko, N.A. Ratakhin // Abstracts 2015 IEEE International Conference on Plasma Science, Antalya, Turkey, 2015. – P.1.