

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ имени П.Н. ЛЕБЕДЕВА
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи
УДК 533.9

Тиликин Иван Николаевич

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ГИБРИДНЫХ Х-ПИНЧЕЙ

Специальность 01.04.08 – физика плазмы

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва 2016 г.

План

Введение	3
1. Обзор. Исследования Z- и X-пинчей.	10
2. Используемые диагностики и экспериментальные установки	27
2.1. Используемые диагностики	27
2.2. Используемые генераторы	35
2.2.1. Генератор БИН	35
2.2.2. МИНИ-генератор	37
2.2.3. Генератор МИНИ-2	40
2.2.4. Генератор ГВП	41
2.2.5. Генератор Микро-4	43
2.2.6. Генератор КИНГ	45
2.2.7. Сильноточный генератор ХР	47
3. Численные методы обработки экспериментальных результатов	49
3.1. Определение распределения плотности плазмы с помощью анализа интерференционных картин	54
3.2. Определение размеров излучающей области с помощью расчета дифракционных картин, полученных методом ПТР	49
4. Динамика гибридных X-пинчей	64
4.1. Исследование начальной стадии взрыва ГХП	64
4.1.1. Генератор ГВП	65
4.1.2. Генератор Микро-4	74
4.2. Исследование конечной стадии формирования ГТ ГХП	79
4.2.1. Генератор МИНИ-2	79
4.2.2. Генератор БИН	94
4.2.3. Генератор КИНГ	99
4.2.4. Генератор ХР	102
4.3. Исследование излучения ГХП	106
4.3.1. Жесткое рентгеновское излучение	106
4.3.2. Влияние вакуума на работу ГХП	111
4.3.3. Генерация электронного пучка	113
5. Использование ГХП как источника зондирующего излучения	122
5.1. Источник для проекционной теневой рентгенографии	122
5.2. Источник для рентгеновской эмиссионной спектроскопии	126
5.3. Источник для рентгеновской абсорбционной спектроскопии	129
Заключение	141
Список литературы	145

ВВЕДЕНИЕ

Эксперименты на сильноточных генераторах с нагрузкой в виде Z-пинчей, представляющих собой проволочку толщиной несколько микрометров и длиной в несколько сантиметров, проводятся с 1970-х годов. При протекании тока через подобную нагрузку образуется высокотемпературная плотная плазма. Так же возможно образование нескольких горячих точек (ГТ). В ходе экспериментов было выяснено, что ГТ являются источником мягкого рентгеновского излучения (МРИ). В 1982 году в Лаборатории проблем новых ускорителей (ЛПНУ) Физического Института им. П.Н.Лебедева АН СССР была предложена конфигурация X-пинча, состоящая из двух перекрещенных тонких проволочек. Такая конфигурация нагрузки сильноточного генератора позволяет локализовать область образования ГТ, а так же увеличивает вероятность образования единичной ГТ.

С момента открытия и по настоящее время X-пинчи используются на многих сильноточных генераторах в качестве нагрузки. При этом ГТ, образующаяся при протекании тока через проволочки, используется в качестве источника МРИ, обладающего уникальными параметрами. При длительности вспышки мягкого рентгеновского излучения (МРИ) меньше 1 нс, область излучения имеет размер порядка микрометра, что позволяет использовать такой источник в схеме точечной проекционной рентгенографии. Спектр излучения ГТ представляет собой непрерывное излучение, близкое к излучению черного тела при мощности излучения от 1 до 10 ГВт. Схема получения изображений по схеме точечной проекционной рентгенографии представлена на рис.1. Она уникальна тем, что для получения изображения нет необходимости в использовании зеркал или линз, а так же тем, что изображение можно получить практически с любым увеличением, определяемым только расстоянием от источника излучения до объекта и от объекта до пленки, регистрирующей изображение.

Несмотря на множество экспериментов по исследованию динамики проволочных X-пинчей, а так же непосредственно нацеленных на исследование процессов формирования ГТ в X-пинче, этот процесс до конца не изучен. Так, например, нет ясности в том, какими параметрами должен обладать генератор, чтобы ГТ могла сформироваться в процессе взрыва X-пинча. Так, например, в 2006 году экспериментально было обнаружено и опубликовано

Т.А.Шелковенко, что время нарастания тока должно превышать значение 1 кА/нс. При этом, по настоящее время из этого правила не существует исключений.

X-пинч в первых экспериментах представлял собой две или четыре перекрещенные проволоочки, хорошо работающие на сильноточных генераторах с токами от 150 до 450 кА. Такие X-пинчи впоследствии стали называть стандартными. Однако, со временем, были построены мегаамперные генераторы, что бы получить больший выход излучения МРИ из ГТ, количество проволоочек в X-пинчах значительно увеличилось, чтобы согласовать нагрузку. Количество проволоочек в X-пинче стало достигать нескольких десятков. Это привело к появлению симметричных многослойных X-пинчей, в которых используются проволоочки разного диаметра. Таким образом, структура X-пинча значительно усложнилась с возрастанием тока нагрузки.

Как показали исследования процесса взрыва X-пинча, для формирования ГТ наиболее важную роль играет вещество проволоочки, находящееся в пределах 2 мм от области перекрестия. При этом к моменту излучения ГТ оставшиеся части проволоочек практически не изменяются и могут служить токопроводами для центральной части X-пинча.

Исходя из этого наблюдения, было предложено создать конфигурацию нагрузки, имитирующую плазменный минидиод, образующийся в стандартном X-пинче на стадии формирования первичной перетяжки. Минидиод в этом случае должен быть образован двумя металлическими электродами, а перетяжка X-пинча может быть заменена одиночной проволоочкой подходящей погонной массы и длины. Конструкция такого X-пинча была названа гибридным X-пинчем (ГХП).

Известно, что при взрыве проволоочных нагрузок генерируется интенсивное УФ излучение, под воздействием которого на высоковольтных электродах образуется расширяющаяся приэлектродная плазма. В стандартных нагрузках с длинным (> 10 мм) межэлектродным зазором эта плазма не имеет особого значения, а в ГХП может закортить короткий межэлектродный промежуток равный $\sim 1-3$ мм. Поэтому для ГХП выбирается тугоплавкий материал, а электроды конической формы для уменьшения их площади. В наших экспериментах качестве такого материала был выбран сплав из вольфрама с 5% меди. Исследования гибридных X-пинчей с W электродами показали, что они прекрасно работают на тех же генераторах, что и стандартные X-пинчи. При этом мощность излучения рентгена

сопоставима с мощностью излучения при взрыве стандартного X-пинча, но процесс создания нагрузки и подбора ее погонной массы был значительно упрощен.

Актуальность работы

Как видно из схемы гибридного X-пинча, он представляет собой Z-пинч – короткую проволочку, помещенную между двух конических электродов. При этом, в процессе взрыва в ГХП, как и в стандартном X-пинче образуются одна или две ГТ с параметрами, близкими к параметрам горячих точек, образующихся в СХП. Таким образом, стало ясно, что гибридный X-пинч является уникальным источником излучения, при этом он обладает более простой конфигурацией, что делает его использование более предпочтительным по сравнению со стандартными X-пинчами. Именно поэтому с момента первых экспериментов с ГХП на многих установках, которые ранее работали с СХП, стали использовать ГХП в качестве источника излучения. Поэтому возникла необходимость исследования процессов, происходящих при взрыве ГХП. А также того, как происходит переход от Z-пинча к ГХП при помещении короткой проволочки между коническими тугоплавкими электродами.

Цели диссертационной работы

1. Основной целью настоящей работы является исследование процесса взрыва и пинчевания проволочки ГХП, приводящей к образованию единичной горячей точки.
2. Исследование процесса образования приэлектродной плазмы, ее расширения и влияния этой плазмы на динамику ГХП.
3. Оптимизация ГХП для установок с разными параметрами тока и напряжения.
4. Исследование процесса генерации мягкого и жесткого рентгеновского излучения ГХП.
5. Использование МРИ ГХП в качестве источника для проекционной рентгенографии, а также эмиссионной и абсорбционной спектроскопии.
6. Вывод электронного пучка из гибридного X-пинча и использования его излучения для проекционной рентгенографии.

Научная новизна работы

1. Впервые проведено детальное исследование динамики гибридных X-пинчей, включающее исследование начальной стадии взрыва на генераторах с невысокими параметрами (МИНИ-2, Микро-4, ГВП), а также финальной стадии взрыва, во время которой происходит формирование горячей точки и образование минидиода, на сильноточных генераторах (КИНГ, БИН, ХР).
2. Выявлено основополагающее влияние приэлектродной плазмы на процесс формирования горячей точки при взрыве гибридного X-пинча.
3. Метод расчета дифракционных картин впервые применен для определения размера источника мягкого рентгеновского излучения при взрыве гибридного X-пинча на сильноточных генераторах с различными выходными параметрами.
4. Метод определения распределения плотности плазмы с помощью анализа интерференционных картин применен для расчета плотности плазмы взорванных проволочек на начальной стадии взрыва гибридных X-пинчей на генераторах с невысокими параметрами.
5. Исследованы параметры источника мягкого рентгеновского излучения на основе горячей точки гибридного X-пинча. Показано, что параметры такого источника практически не отличаются от параметров источника при взрыве стандартного X-пинча.
6. Жесткое рентгеновское излучение также было зарегистрировано и исследованы параметры источника такого излучения. Показано, что источник жесткого рентгеновского излучения имеет размер в пределах 30-70 мкм при длительности вспышки излучения 2-6 нс. Данный источник не вызывает фоновой засветки пленок, разрушения фильтров и электродов сильноточного диода, что выгодно отличает ГХП от стандартного X-пинча.
7. Продемонстрирована возможность использования излучения гибридного X-пинча в качестве источника для проекционной рентгенографии, для эмиссионной и абсорбционной рентгеновской спектроскопии, а так же в качестве источника электронного пучка короткой длительности.

Практическая и научная ценность работы.

1. Имея значительно более простую конфигурацию, меньший уровень фоновой подсветки и более стабильную работу на генераторах с широким диапазоном параметров по сравнению со стандартными X-пинчами гибридные X-пинчи, могут успешно применяться в качестве источника мягкого и жесткого РИ для исследования различных плазменных и биологических объектов, а также для эмиссионной и абсорбционной спектроскопии плазменных объектов с высоким спектральным, временным и пространственным разрешением.
2. В ходе исследования динамики гибридных X-пинчей были получены результаты, которые могут иметь практическую ценность для создания новых генераторов для взрыва тонких проволочек и фольг в различных условиях. Для этого была произведена модернизация генератора МИНИ-2, увеличившая стабильность его работы, создан генератор Микро-4 для исследования начальной стадии взрыва проволочек или X-пинчей.
3. Модернизированная конструкция гибридного X-пинча позволяет выводить электронный пучок из высоковольтного диода.

Основные положения, выносимые на защиту.

1. Взрыв гибридного X-пинча на ранних моментах времени представляет собой взрыв одиночной проволочки.
2. При взрыве проволочки гибридного X-пинча происходит образование приэлектродной плазмы, которая, расширяясь, сжимает межэлектродное расстояние, приводя к полному закорачиванию межэлектродного промежутка в поздние моменты времени, что приводит к уменьшению длительности жесткого рентгеновского излучения и уменьшению фоновой подсветки.
3. Расширение приэлектродной плазмы в аксиальном направлении и сжатие электродной плазмой расширяющегося ядра проволочки гибридного X-пинча

является основным фактором, приводящим к переходу от взрыва одиночной проволоочки к взрыву гибридного X-пинча.

4. В поздние моменты времени взрыв гибридного X-пинча происходит так же, как и взрыв стандартного X-пинча. Происходит формирование единичной перетяжки, приводящей к образованию горячей точки. После чего происходит обрыв перетяжки и генерация короткоживущего электронного пучка.
5. Гибридный X-пинч является простым и дешевым источником рентгеновского излучения в широком диапазоне энергии излучения с широкими возможностями использования как для проекционной рентгенографии различных объектов, так и для использования в качестве источника для эмиссионной и абсорбционной спектроскопии.
6. Модернизированная конструкция гибридного X-пинча позволяет выводить электронный пучок из высоковольтного диода для дальнейшего использования.

Публикации

По теме диссертационной работы опубликовано 8 работ [1],[2],[3],[4],[5],[6],[7],[8], напечатанных в рецензируемых журналах из списка ВАК.

Апробация работы

По основным результатам диссертационной работы был представлен 31 доклад на 12 конференциях, в том числе и международных.

Личный вклад автора

Все результаты, представленные в диссертационной работе, получены лично или в составе исследовательской группы при определяющем участии автора. Автор принимал непосредственное участие в модернизации существовавших (БИН, ГВП) и разработке новых (Мини-2, Микро-4, КИНГ) генераторов, используемых в диссертационной работе. Автор

разработал алгоритмы для численной обработки результатов экспериментов с целью измерения размеров источника мягкого рентгеновского излучения в гибридном X-пинче и для оценки электронной плотности плазмы.

Структура представленной работы

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы. Текст иллюстрируют 102 рисунка, библиография содержит 101 наименование. Общий объем работы 155 машинописных страниц.

Глава 1. Обзор. Исследования Z- и X-пинчей.

В 70-х годах прошлого столетия в рамках экспериментов по управляемому термоядерному синтезу получили широкое распространение эксперименты по исследованию быстрых Z-пинчей в нагрузке сильноточных машин. В ходе экспериментов было выяснено, что при протекании тока через тонкую проволочку удается получить плотную высокотемпературную плазму.

Экспериментальные работы по исследованию быстрых Z-пинчей начались в Лаборатории проблем новых ускорителей (ЛПНУ) Физического Института им. П.Н.Лебедева АН СССР в 1979 году. В то время эксперименты проводились на установке Дон [9],[10],[11], имевшей выходное напряжение 300 кВ, максимум тока 150 кА, и время нарастания тока 80 нс. При этом эти параметры не были уникальными, и даже более того в мире существовали гораздо более мощные установки. Например, генератор Gamble-2 с напряжением 1 МВ, максимумом тока 1 МА, временем нарастания тока 100 нс [12], на котором, к моменту начала экспериментов по Z-пинчам на установке Дон, уже были получены высокие параметры плазмы при исследовании быстрых Z-пинчей. Целью экспериментов на установке Дон было получение аналогичных результатов на менее мощной установке. Результатом экспериментов стало получение высокотемпературной плазмы, при использовании более тонких проволочек в нагрузке. В то же самое время эксперименты по исследованию Z-пинчей были начаты в Институте Сильноточной Электроники СО АН СССР [13] и в Институте Атомной Энергии им Курчатова [14].

Исследования Z-пинчей на сильноточных установках показали, что в процессе взрыва формируются области с горячей высоко плотной плазмой и эти области излучают рентген. Исследование характеристик такого излучения показали, что подобное излучение может быть использовано для различных применений, а размер источника излучения и время вспышки оказываются очень маленькими. Однако количество, качество, а так же расположение таких источников в каждом выстреле оказывалось различными, что представляло сложность с точки зрения исследования и использования излучения от такого источника.

В то время на всех установках в качестве нагрузки использовалась или одиночная проволочка, диаметр и длина которой подбирались для каждого генератора, чтобы обеспечить максимальное вложение энергии в проволочку, или несколько проволочек, которые натягивались параллельно. Как показали эксперименты, процесс взрыва таких нагрузок происходил по-разному. Во время экспериментов на установке Дон была предложена конфигурация нагрузки, состоящая из двух перекрещенных проволочек, которая позволила бы вложить максимум энергии в точке перекрестия. Такую нагрузку авторы назвали X-пинч[10]. Таким образом, была получена нагрузка, позволяющая получать высокотемпературную горячую плазму в определенной точке пространства. На рис.1.1. представлены фазы взрыва одиночной проволочки (рис.1.1.а) и X-пинча (рис.1.1.б). После первых же экспериментов стало ясно, что излучающая область с горячей высокоплотной плазмой всегда расположена в точке перекрестия. В результате в области перекрестия X-пинча образовался плазменный объект, имеющий высокую плотность и температуру, являющийся источником широкополосного рентгеновского излучения, данный объект был назван горячей точкой(ГТ).

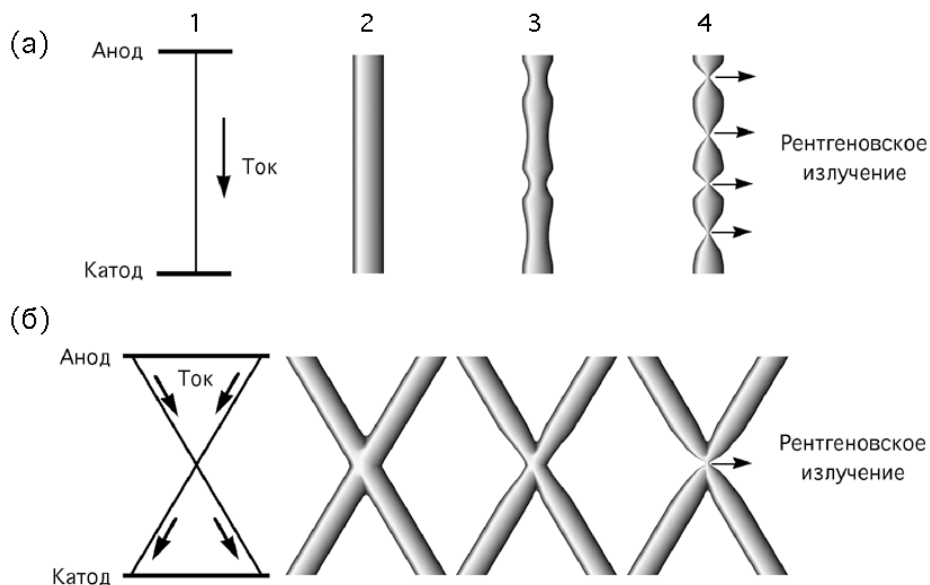


Рис.1.1. Схематичное представление фаз взрыва одиночной проволочки (а) и X-пинча (б) в нагрузке сильноточного диода.

Немного позже, независимо от работ в ЛПНУ ФИАН, X-пинч предложили использовать и в Лаборатории Плазменных Исследований в Корнельском Университете США [15],[16],[17],[18]. Так как результаты экспериментов были схожими, то сотрудники лабораторий начали работать вместе над исследованием X-пинча.

X-пинч исследуется с момента открытия и по настоящее время, при этом с каждым годом открываются все новые и новые возможности по использованию X-пинча как источника рентгеновского излучения или по улучшению характеристик этого излучения. На Рис.1.2 представлена временная диаграмма, на которой показаны основные этапы исследований X-пинча. Над временной шкалой представлены этапы исследования самого X-пинча, а под шкалой – применение X-пинча для различных целей.

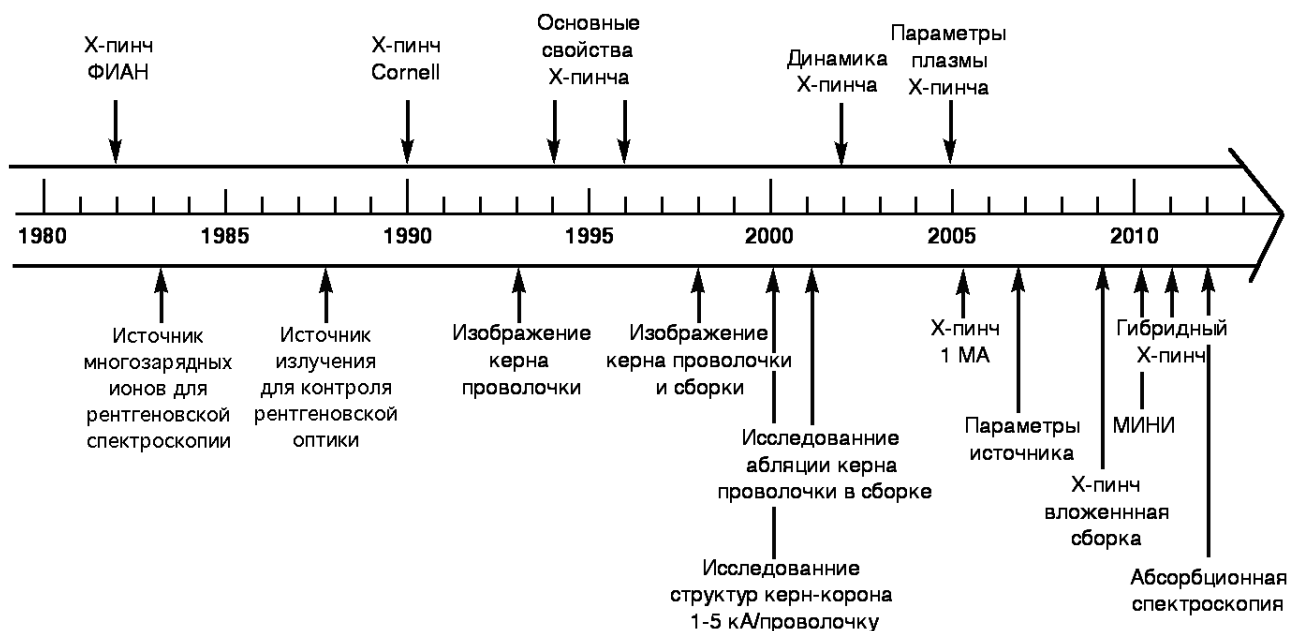


Рис.1.2. Этапы исследований X-пинча как плазменного объекта.

С конца 80-х годов эксперименты продолжились на установке БИН [11],[19]. Эта установка имеет максимум тока через X-пинч 270 кА и время нарастания тока около 100 нс. В экспериментах на установке БИН было уделено большое внимание исследованию X-пинча в качестве источника МРИ. Но, как показали эксперименты, для того, чтобы создать источник излучения с очень высокой яркостью параметров генератора БИН оказалось

недостаточно. Поэтому с 1993 года сотрудники лаборатории продолжили исследования в сотрудничестве с Корнельским университетом, США, на установке ХР[20]. Эта установка специально проектировалась и строилась для исследования Х-пинчей. Генератор ХР имеет максимум тока в 500 кА и время нарастания тока 45 нс. Оба эти генератора построены по схеме с использованием генератора Маркса, промежуточного конденсатора, а так же формирующей линии для формирования импульса[21]. Подобную схему строения генераторов можно назвать классической, так как большинство сильноточных генераторов построено именно по этой схеме. Более подробно схема работы генератора БИН будет приведена в главе 2.

Параллельно с исследованием характеристик источника МРИ на основе ГТ Х-пинчей, источники излучения так же применялись для исследования различных плазменных объектов: проволочек или многопроволочныхборок, помещаемых параллельно или последовательно с нагрузкой, а также взрывааемых отдельными генераторами. В конце 90-х для исследования взрыва многопроволочных цилиндрическихборок в качестве источника МРИ применялись Х-пинчи, помещаемые в обратный токопровод установки MAGPIE [22], [23], имеющий максимум тока 1.4 МА и время нарастания около 240 нс. Установка MAGPIE расположена в Королевском колледже в Лондоне, Великобритания. Эта установка построена так же по классической схеме, но имеет 8 генераторов Маркса. В 2005 году в Корнельском университете была построена установка COBRA, имеющая так же классическую схему, состоящую из 4 генераторов Маркса. Эта установка имеет максимум тока в 0.8-1.2 МА и временем нарастания тока изменяемым от 90 до 200 нс [22],[23]. На установке COBRA Х-пинч используется не только для исследования его характеристик [2],[23],[24],[25], но и в качестве источника излучения для исследования других плазменных объектов: взрыва проволочныхборок, других Х-пинчей [26],[27],[28],[29]. В 1984 году в Троицком институте инновационных и термоядерных исследований была построена установка Ангара-5-1, имеющая максимум тока до 6 МА и время нарастания тока 100-150 нс. Эта установка так же построена по классической схеме и состоит из 8 блоков. На этой установке Х-пинч используется для диагностики различных проволочныхборок[30],[31].

С тех пор как Х-пинч начали использовать в качестве источника МРИ, в мире было построено еще много установок с различными параметрами, на которых в настоящие время

проводятся эксперименты с X-пинчами. Все эти установки построены по классической схеме. Так, например, в Рено, США, находится установка Zebra, имеющая максимум тока 1 МА (в настоящее время произведена модернизация и максимум тока составляет 1.7 МА) и время нарастания тока 100 нс [32]. В Чили находится установка Lampudkenn с максимумом тока 400 кА и временем нарастания тока 260 нс [33]. Так же в Китае построено несколько установок, например, установка QiangGuang-1, с максимумом тока 0.9-1.3 МА и временем нарастания тока 50-60 нс [34] или установка PPG-1 с максимумом тока 400 кА и временем нарастания тока 100 нс [35],[36].

По мере роста популярности X-пинча, как источника МРИ, появилось необходимость в создании малогабаритных генераторов, которые можно было бы транспортировать к объекту исследования. Так в Сан-Диего, США, была создана компактная установка с максимумом тока 80 кА и временем нарастания тока 40 нс [37]. Эта установка занимает площадь около 1 м², но при этом построена по классической схеме. Принципиально другие компактные установки были построены в Томском институте сильноточной электроники. X-генератор состоит из 4-х модулей, каждый из которых состоит из конденсаторных блоков и тригатронов. Эта схема намного проще, чем классическая, и более компактная. X-генератор имеет максимум тока 260 кА и время нарастания тока 200 нс [38].

В 2008 году в Физический институт из МФТИ был передан настольный генератор МИНИ, имеющий максимум тока в 350-250 кА и время нарастания тока 170 нс [1], созданный в Томском Политехническом Институте как прототип малогабаритного генератора для работы с X-пинчами. в качестве точечного источника. Этот генератор построен не по классической схеме. Он состоит из быстрых конденсаторов и разрядников. Позже этот генератор был модернизирован в генератор МИНИ-2 с максимумом тока 120-140 кА и временем нарастания тока 130 нс. Последняя модификация компактных генераторов, произведенных в Томске, является установка КИНГ с максимумом тока в 180 кА и временем нарастания тока 200 нс.

Для исследования начальной стадии взрыва гибридных X-пинчей был изготовлен генератор Микро-4, имеющий максимум тока 5 кА и время нарастания тока 50нс. А также

был использован генератор ГВП, используемый обычно для взрыва проволочек и имеющий максимум тока до 10 кА и время нарастания тока не более 400 нс.

В таблице 1.1 приведены параметры установок, на которых работают с X-пинчами. Более подробно о конструкции генераторов МИНИ, МИНИ-2, КИНГ, Микро-4 и ГВП будет рассказано в главе 2.

До настоящего момента времени процесс формирования ГТ при взрыве X-пинча до конца не объяснен. Так, например, непонятно какую роль играет максимум тока и время нарастания тока, однако экспериментально обнаружен факт, что ГТ образуется если скорость нарастания тока на фронте превышает величину 1 кА/нс. Это правило было обнаружено и опубликовано [23] в 2006 году Т.А.Шелковенко и по настоящее время исключений не существует.

ГТ X-пинча является уникальным источником мягкого рентгеновского излучения (МРИ). Такой источник имеет сверхмалые размеры – не превышают несколько микрон, и длительность излучения не превышает 1 наносекунды. В данной работе предлагается использовать классификацию областей рентгеновского излучения, которую дал С.А.Пикуз в своей докторской диссертации [11]. Характерное разделение на области представлено на рис.1.3.

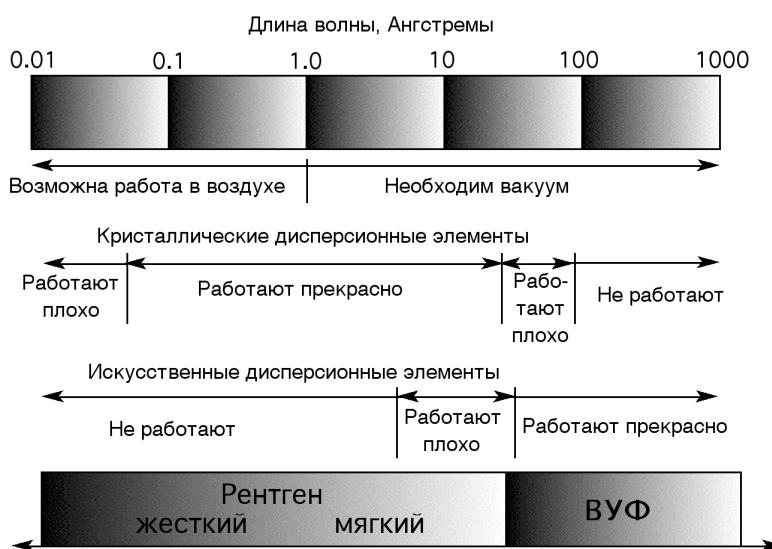


Рис.1.3. Границы рентгеновского диапазона.

Таблица 1.1. Параметры установок для работы с X-пинчами

Лаборатория, страна	Установка	Макс. ток, кА	Длит. имп., (фр*),нс	Сред. dI/dt	Тип	Год
ФИАН, СССР	Дон	150	80	5	ФЛ	1982
ФИАН, Россия	БИН	270	150	3	ФЛ	1994
ФИАН, Россия	МИНИ	250	200*	1.25	КБ	2010
Cornell University, США	LION	470	80		ФЛ	1989
Cornell University, США	XP	450	100	10	ФЛ	1994
Cornell University, США	COBRA	1000	100	10	ФЛ	2006
Naval Res.Lab., США	Gamble II	1000	100*	10	ФЛ	1991
Maxweel Lab. США	Blsockjack-5	3500	150	20	ФЛ	1990
Imperial College, Англия		320	1200	0.25	КБ	2000
Catholic University, Чили	Геропу	300	150	2	ФЛ	2000
Catholic University, Чили	Lampudken	400	250	1.3	ФЛ	2002
Univ. of Nevada, США	ZEBRA	1000	100	10	ФЛ	2003
Imperial College, Англия		40	40	1	ФЛ	2003
ИСЭ СОАН, Россия		120	250	1	КБ	2004
Ecole Polytechnique, Франция		200	200	1	КБ	2004
Univ.Calif.San Diego, США		80	40	2	ФЛ	2005
Imperial College, Англия	IMP	160	80	2	ФЛ	2006
Florida A&M Univ., США		500	1300	0.4	КБ	2008
КИАЭ. Россия	S300	2300	180*	13	ФЛ	2008
ИСЭ СОАН, Россия	XPG-1	250	200*	1.25	КБ	2008
Tsinghua Univ., Китай	PPG-1	400	100*	4	ФЛ	2008
Inst. Fluin Physics, Китай	YANG	800	150*	5	ФЛ	2010
Tsinghua Univ., Китай	QiangGuang	1400	60*	21	ФЛ	2010
Tsinghua Univ., Китай		100	100*	1	LTD	2011
Tsinghua Univ., Китай		100	60*	1.3	ФЛ	2012
Sandia Nat. Lab. США	SATURN	6000	60*	100	ФЛ	2012
Nagaoka Un. of Tech, Япония	Проект	100	100*	1	PPFN	2013
ТРИНИТИ, Россия	Gas-puff	250	1000*	0.25	КБ	2013
Inst. Atomic. Energy, Китай	Light II-B	270	50*	5.4	ФЛ	2013
ИСЭ СОАН, Россия		140	200*	0.7	КБ	2013
Imperial College, Англия	MAGPIE	250	250*	1	ОТ	2001
ТРИНИТИ, Россия	Ангара 5	300	100*	3	ОТ	2002
Cornell University, США	Cobra	250	100*	2.5	ОТ	2005
Tsinghua Univ., Китай	QiangGuang	300	60*	5	ОТ	2012
Tsinghua Univ., Китай	PPG-1	400	100*	4	ОТ	2013

ФЛ — Формирующая линия

КБ — Конденсаторная батарея

LTD — линейный трансформатор

PPFN — параллельные формирующие линии на конденсаторах

ОТ — Обратный токопровод

Согласно этой работе предлагается разделять спектр на области по методам работы с излучением. Так, например, в рентгеновском диапазоне работают плохо или же совсем не работают искусственные дисперсионные элементы. В то время как кристаллические — наоборот, работают хорошо. В свою очередь рентгеновское излучение разделяется на 2 области по необходимости работать в вакууме: на более мягкое рентгеновское излучение (МРИ), для работы с которым требуется отсутствие воздушной среды, так как излучение очень сильно поглощается, и на жесткое излучение, для него уже характерно то, что работать можно на воздухе. Таким образом, можно определить диапазон длин волн рентгеновского излучения — это излучение с длинной волны менее нескольких десятков Ангстрем. А граница между мягким и жестким излучением лежит около 1 Ангстрема.

Изображения, получаемые с помощью рентгеновского излучения (РИ), получаются за счет разницы поглощения излучения разными частями объекта. Так как стандартные источники РИ имеют размеры излучающей области более нескольких десятков миллиметров, то для того чтобы избежать сильного размытия изображения фотопленку помещают в непосредственной близости от самого объекта. Такой метод регистрации изображений называется контактным. Пространственное разрешение в данном случае определяется только характеристиками самой пленки, на которую происходит регистрация: ее зернистостью. Таким образом, если исследуемый объект имеет небольшие размеры, то качество изображения оказывается очень низким, внутренняя структура такого объекта может быть не различима. У стандартных источников [39] РИ временное разрешение так же довольно низкое, лучшие рентгеновские трубки дают импульс излучения длительность ~ 100 нс [40]. Поэтому такие источники можно использовать в медицине или в некоторых приборах, но для научных целей, например, для исследования короткоживущих плазменных объектов такие источники не подходят.

Для увеличения пространственного разрешения необходимо уменьшать размер источника излучения. Если размер источника излучения становится меньше зернистости пленки, на которую регистрируется изображение, то пленку можно отодвигать от объекта, если позволяет интенсивность излучения, получая, таким образом, увеличенное изображение [39]. Такой способ получения изображений называется метод точечной

проекционной теневой рентгенографии (ПТР), так как в идеальном случае источник должен быть точечным. Принципиальная схема хода лучей в таком случае представлена на рис.1.4.

Из схемы видно, что изображение объекта получается увеличенным, и коэффициент увеличения можно получить исходя из геометрической конфигурации системы. Так, если расстояние от источника до объекта A , а расстояние от объекта до экрана B , то увеличение находится по формуле:

$$\frac{B + A}{A}$$

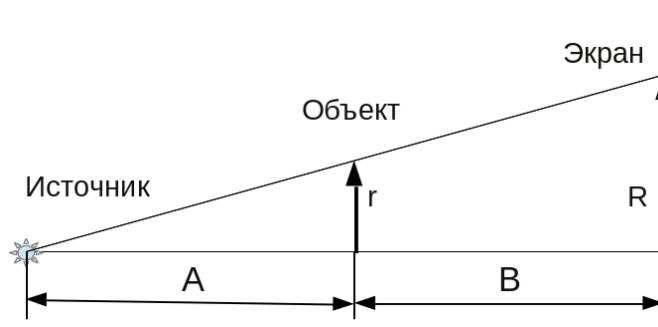


Рис.1.4. Построение изображения с помощью метода точечной проекционной теневой рентгенографии.

В результате многочисленных экспериментов с X-пинчами, в качестве источника МРИ, было показано, что вспышка излучения имеет достаточную интенсивность для получения изображений с помощью метода точечной проекционной рентгенографии, а значит X-пинч можно использовать в качестве источника излучения для исследования объектов маленького размера[41]. Вспышка имеет короткое время излучения (менее наносекунды), а, значит, ее можно использовать для изучения короткоживущих объектов, например, быстро изменяющихся плазменных структур [28],[31],[42]. X-пинч является широкополосным точечным источником интенсивного излучения, спектр излучения которого лежит в пределах от оптического до жесткого рентгеновского излучения, что позволяет использовать его для спектроскопических исследований [43],[44]. Основные направления использования источника излучения X-пинча представлены на рис.1.5.



Рис.1.5. Применение X-пинчей.

В первоначальном варианте X-пинч представляет собой две проволоочки перекрещенные в одной точке[10]. Принципиальная схема представлена на рис.1.6.а. Такой X-пинч получается скрещиванием двух параллельно натянутых проволоочек в сильноточном диоде. Так же получить перекрестие двух проволоочек можно с помощью натягивание двух петель (см.рис.1.6.б.)[32]. С ростом мощности установки необходимо увеличивать массу вещества, находящегося в области перекрестия, для этого количество проволоочек увеличивалось (см.рис.1.6.в)[45]. В ходе экспериментов по исследованию X-пинчей применялись схемы с параллельным расположением нескольких X-пинчей, что позволяло с помощью одного пинча получать изображение другого пинча(см.рис.1.6.г.)[23] или одиночной проволоочки (см.рис.1.6.д.)[46]. При этом два пинча могут помещаться как параллельно друг другу в основную нагрузку, так и один из них может помещаться в обратный токопровод (см.рис.1.6.е.)[26].

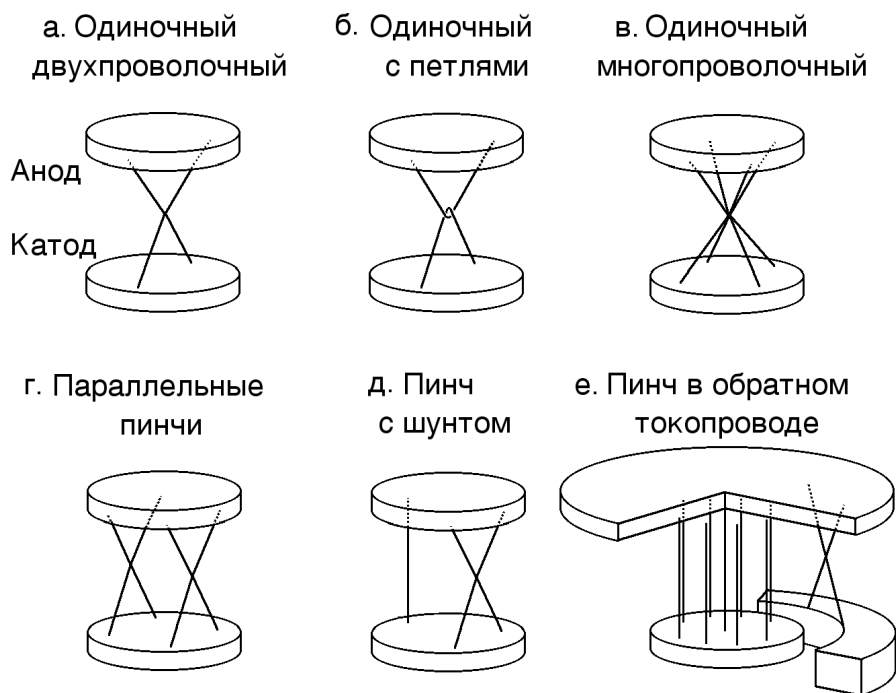


Рис.1.6. Конфигурации X-пинчей (а-в) и схемы, используемые в экспериментах (г-е) для проекционной рентгенографии.

Для увеличения мощности рентгеновского излучения X-пинча необходимо увеличивать максимальный ток генератора, но при этом так же необходимо увеличивать погонную массу нагрузки [1],[47]. Это приводит к увеличению диаметра и количества проволочек, необходимых для обеспечения требуемой массы нагрузки в стандартных X-пинчах. При этом область перекрестия проволочек перестает быть простой и точечной. На рис.1.7.а представлено изображение X-пинча из восьми вольфрамовых проволочек диаметром 50 мкм на установке COBRA [23] с максимальным током 1.2 МА. Область перекрестия в аксиальном направлении имеет размер порядка 1 мм, а в радиальном – порядка 0.5 мм. Таким образом, нарушается симметрия области перекрестия, а так же говорить о том, что проволочки пересекаются в одной точке уже нельзя. Это приводит к нестабильности процесса образования перетяжки.

Для повышения стабильности и воспроизводимости образования ГТ первым предложением стало использование многослойные симметричные конфигурации X-пинчей [24],[25]. Схема построения многослойного X-пинча представлена на рис.1.8. Такая

конфигурация X-пинчей дала очень хорошую воспроизводимость при образовании единичной ГТ и выхода мягкого РИ [25]. Но при этом численное моделирование протекания тока через такую нагрузку становится практически невозможным.

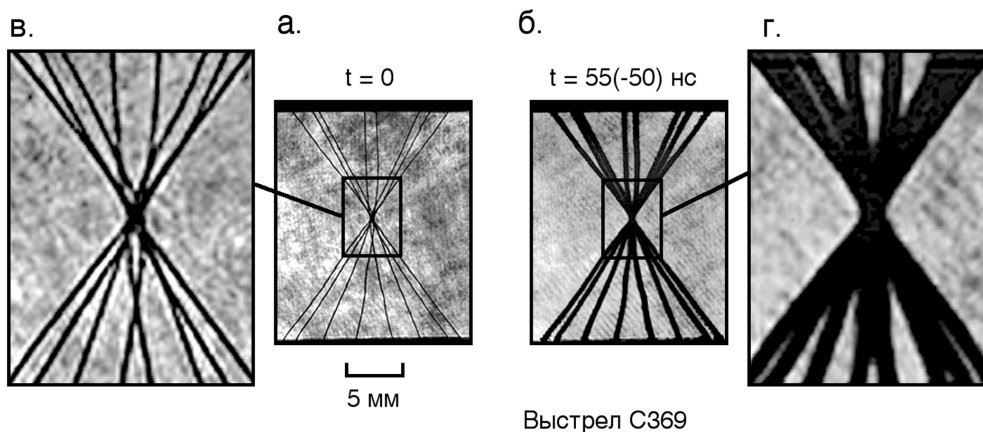


Рис.1.7. Лазерная тенеграмма X-пинча из 8-ми W проволок диаметром 50 мкм до выстрела (а); тенеграмма того же X-пинча через 55 нс после начала тока (50 нс до вспышки МРИ) установки COBRA (б); увеличенное изображение центральной части X-пинча до выстрела (в) и через 55 нс после начала тока (г).

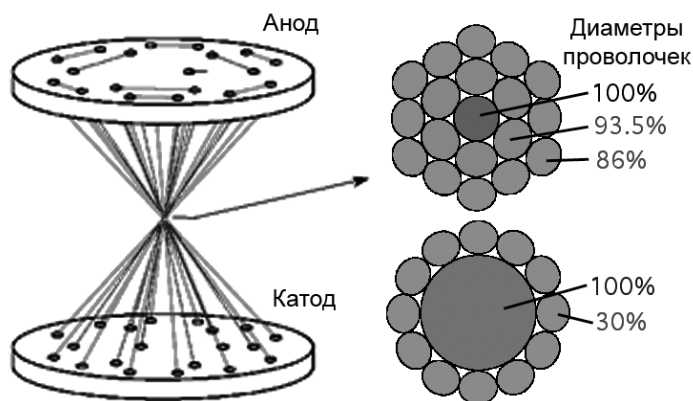


Рис.1.8. Схема многослойного симметричного X-пинча.

Как показывают многочисленные эксперименты на сильноточных генераторах [24], [25],[42],[48], процессы формирования перетяжки и образования ГТ происходят в области

перекрестия проволочек размером ~ 1 мм. На рис.1.7 и 1.9 представлены изображения X-пинчей из 8-ми проволочек на установке COBRA в момент формирования перетяжки. На рис.1.7.б, представлено изображение стадии слияния кернов, полученное при лазерном зондировании X-пинча излучением лазера с длительностью импульса 180 нс.

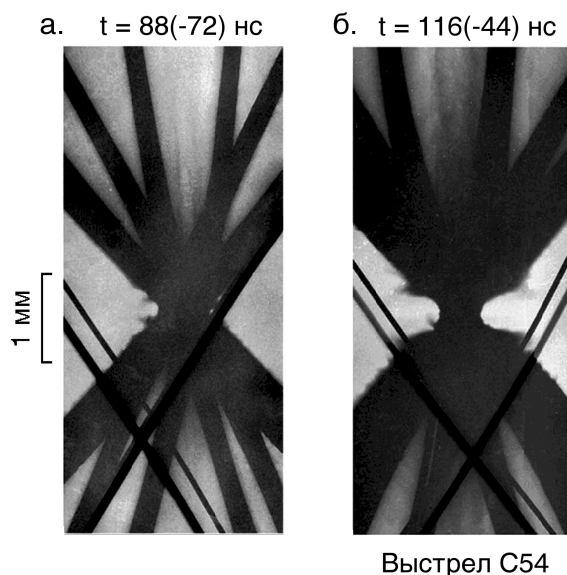


Рис.1.9. Рентгенограммы X-пинча из 8-ми W проволочек диаметром 75 мкм (а, б), полученные на установке COBRA в излучении X-пинчей из 4-х Mo проволочек (диаметрами 20 и 25 мкм для изображений а и б соответственно), расположенных в цепи обратного тока.

На рис.1.10, представлены изображения стадии формирования минидиода, зарегистрированные в излучении молибденовых X-пинчей расположенных в цепи обратного тока [49],[50]. Как видно из рисунков, в процессе образования минидиода и перетяжки участвуют только области проволочек, находящиеся вблизи области перекрестия. Этот процесс начинается задолго до момента вспышки рентгена. Затем в пределах 1 нс происходит пинчевание нагрузки минидиода и образование перетяжки микронного размера[10],[42],[51]. При этом, как видно на рис.1.10, проволочки вне области перекрестия выполняют роль токоподвода, и не участвуют в процессе образования перетяжки. Таким образом наиболее важной для процессов образования ГТ является только центральная часть

X-пинча длиной ~ 1 мм, а остальные части провололочек служат для подведения тока к перекрестию X-пинча.

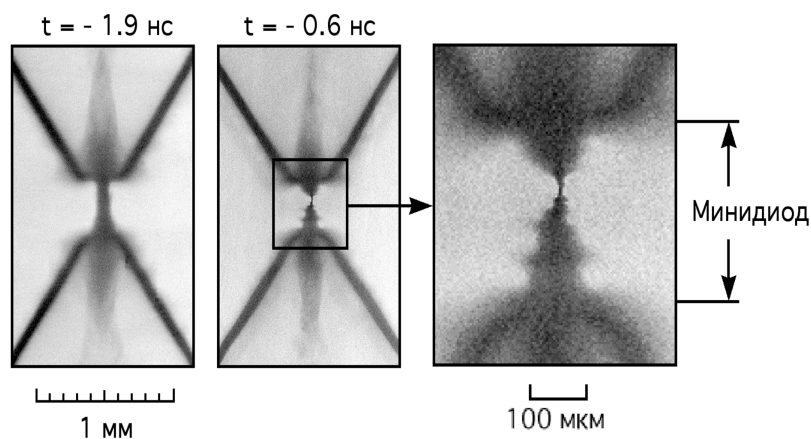


Рис.1.10. Рентгенограммы X-пинча из 2-х Мо провололочек диаметром 20 микрон, полученные на установке ХР в излучении идентичных X-пинчей, расположенных параллельно в диоде.

Таким образом, логично предположить, что можно создать конфигурацию нагрузки, похожую на конфигурацию, возникающую в стандартном X-пинче на стадии формирования первичной перетяжки. Т.е. минидиод в этом случае может быть образован двумя металлическими электродами, а центральная части перетяжки может быть заменена одиночной провололочкой подходящей погонной массы. Схема стандартного X-пинча и новая схема с двумя коническими электродами изображена на рис.1.11. Конструкция такого X-пинча была названа гибридным X-пинчем (ГХП) [3],[25],[52]. А обычный провололочный X-пинч принято называть стандартным X-пинчем (СХП).

Как показывают первые эксперименты по исследованию гибридных X-пинчей, они работают при тех же токах, что и стандартные X-пинчи. Наиболее полезной, такая нагрузка может быть при больших токах, когда требуется большая начальная погонная масса вещества в области перекрестия. При рассмотрении работы гибридного X-пинча необходимо учитывать тот факт, что электроды выполнены из вещества в твердом состоянии, в отличие от стандартного X-пинча, где плотность вещества «электродов» минидиода значительно ниже и их положение определяется условиями равновесия вещества под действием магнитного поля. В гибридном X-пинче следует учитывать, что при взрыве проволоочки

генерируется интенсивное ультрафиолетовое излучение, под действием которого на электродах образуется плотная плазма. Плазма, расширяясь, изменяет конфигурацию минидиода и даже может закоротить его до момента образования ГТ.

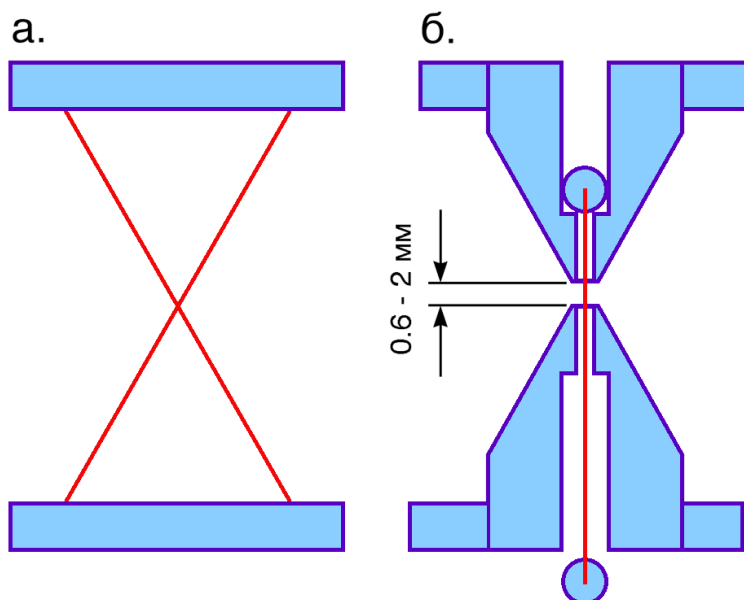


Рис.1.11. Схема X-пинча из двух проволочек (а) и конического минидиода с проволочкой – гибридного X-пинча (б).

Первые эксперименты с коническими электродами были произведены на установке СОBRA в 2007 году [47]. В эксперименте использовались электроды из алюминия и алюминиевая проволочка. В экспериментах не было зарегистрировано образования ГТ, что объясняется закорачиванием диода приэлектродной плазмой задолго до возможного момента образования ГТ. При этом в момент выстрела происходило сильное разрушение электродов, что видно при сравнении фотографий электродов до выстрела и после выстрела, представленных на рис.1.12.

Для уменьшения скорости заполнения плазмой диода были изготовлены электроды из тугоплавкого материала. Для последующих экспериментов электроды были изготовлены из сплава вольфрама с 5% меди, который, в отличие от чистого вольфрама, легко поддается механической обработке. Электроды имеют форму усеченного конуса с углом 60 градусов с

центральным отверстием диаметром 1 мм (см.рис.1.11.б-г). Гибридные X-пинчи были испытаны в качестве основной нагрузки на генераторе ХР с коротким временем нарастания импульса тока (500 кА, 45 нс) [2] и трех генераторах с относительно длинным фронтом импульса тока с очень разными параметрами: COBRA (1 МА, 100 нс), БИН (270 кА, 100 нс) и МИНИ (260 кА, 170 нс). Первые эксперименты с коническими вольфрамовыми электродами показали, что ГХП прекрасно работают [2],[53] с проволочками из Al, Ti, Ni, NiCr, Cu, Mo, Pd, Ag, Ta, W, Au при этом в зависимости от параметров установки, необходимо подбирать соответствующий диаметр и длину проволочки. В экспериментах на генераторах с коротким фронтом нарастания тока (50–100 нс) ГХП не уступают стандартным X-пинчам по мощности МРИ и зачастую превосходят их по стабильности формирования единичной ГТ. При этом интенсивность жесткого РИ сильно меньше, чем в случае стандартных X-пинчей.

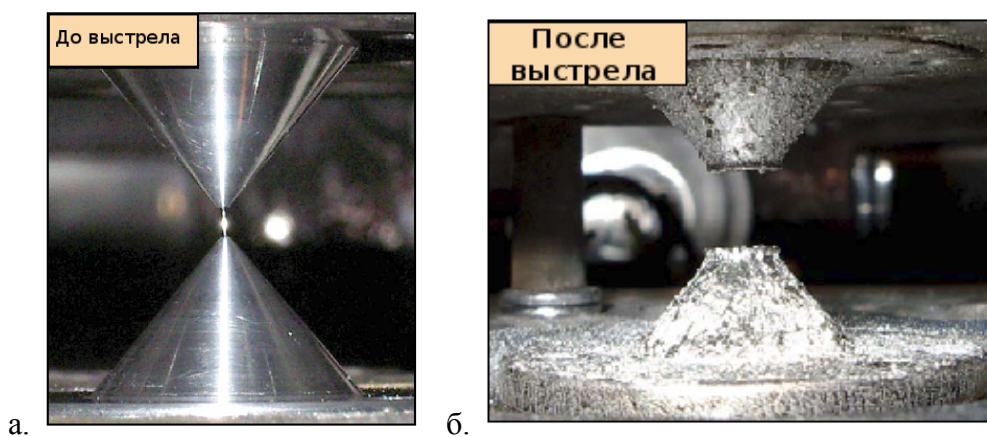


Рис.1.12. Фотография конических алюминиевых электродов до выстрела (а) и после выстрела (б) в первых экспериментах по исследованию гибридных X-пинчей на установке COBRA.

Конструкции ГХП позволяет существенно упростить процесс изготовления нагрузки, что, в свою очередь, расширяет возможности по применению X-пинчей в качестве источника МРИ [54],[55],[56],[57]. На основе излучения ГХП в настоящее время развиваются такие методы диагностики короткоживущих плазменных объектов, как рентгеновская абсорбционная спектроскопия[54],[55], о которой будет более подробно рассказано в главе 5,

а также рентгеновское томсоновское рассеяние[56]. Ранее в качестве источника зондирующего излучения в подобных экспериментах возможно было использовать только лазерную плазму.

При этом до настоящего момента процесс формирования ГХП детально не изучен. В данной работе в главе 4 представлены эксперименты по исследованию динамики гибридных X-пинчей. Так, например, еще до начала экспериментов было ясно, что в данной конфигурации нагрузки важную роль должна играть приэлектродная плазма. Приэлектродная плазма присутствует во всех экспериментах, проводимых с нагрузкой в сильноточном генераторе, но в стандартных Z- или X-пинчах межэлектродный зазор составляет от одного до нескольких десятков сантиметров. Скорость распространения плазмы в подобных экспериментах многократно измерялась [45] и составляет примерно $(1-5) \times 10^6$ см/с, таким образом влиянием приэлектродной плазмы за время взрыва пинча можно пренебречь. Однако, в случае ГХП межэлектродный зазор выбирается наименьшим из возможных и составляет от 0.5 до 3 мм для каждого из использованных сильноточных генераторов для того чтобы уменьшить вероятность многократного пинчевания и образования вторичных источников излучения. В таких условиях пренебречь приэлектродной плазмы нельзя, поэтому одной из задач исследования динамики ГХП являлось определение влияния приэлектродной плазмы на процесс взрыва.

Глава 2. Используемые диагностики и экспериментальные установки

2.1. Используемые диагностики

Вначале стоит кратко описать диагностики, используемые в экспериментах. На большинстве установок использовались одинаковые диагностические средства, однако, на некоторых, использовались уникальные, которые не было возможности использовать на других установках. О них будет также подробно описано в данном параграфе.

Для измерения основных параметров установок использовались одинаковые устройства на большинстве установок. Для измерения тока, протекающего через нагрузку, использовался шунт или пояс Роговского. В экспериментах использовались различные пояса Роговского, имеющие различные размеры и различное число витков. Поэтому для точного определения значений тока производилась калибровка поясов с помощью шунтов. Также некоторые пояса Роговского использовались по схеме измерения производной тока, в таком случае производилось численное интегрирование сигнала. Для измерения производной тока используется петля, которая устанавливается около проводника с током. ЭДС индукции возникающей в петле будет пропорционален производной тока по времени, протекающего в проводнике, при постоянном взаимном расположении петли и проводника. После численного интегрирования сигнала с петли можно получить зависимость тока от времени. Для измерения напряжения использовались делители напряжения.

Для измерения длительности вспышки излучения X-пинча и излученной энергии использовались калиброванные алмазные датчики с фотопроводимостью (ФПД или в английской транскрипции PCD) [58]. Несомненными достоинствами этих детекторов являются очень высокое временное разрешение, достигающее долей наносекунды. На рис.2.1 представлена зависимость чувствительности датчика от энергии фотонов. Как видно детекторы имеют практически плоскую кривую чувствительности от 10 эВ до 5-8 кэВ в зависимости от толщины кристалла алмаза, поскольку чувствительность диодов не зависит от длины волны падающего на кристалл излучения до тех пор, пока кристалл полностью его поглощает.

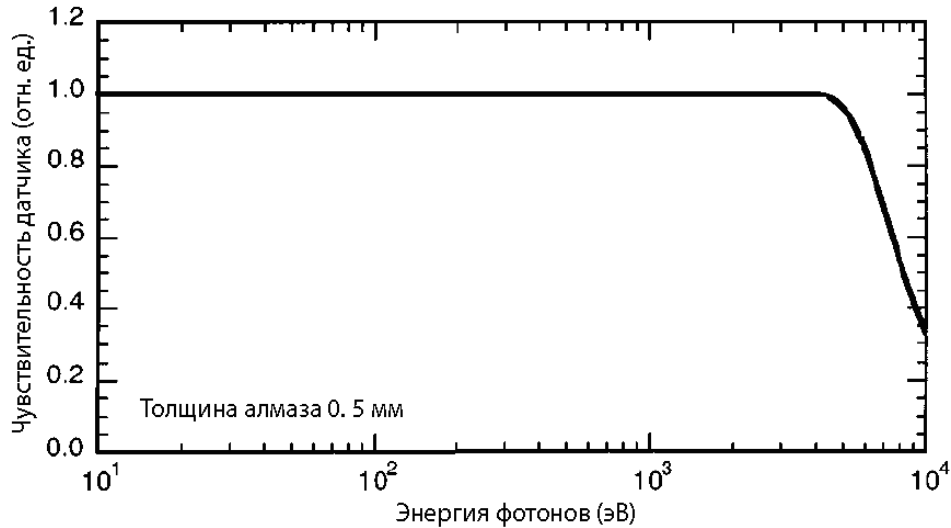


Рис.2.1. Зависимость чувствительности ФПД от энергии фотонов.

В экспериментах регистрируется зависимость напряжения на РСД от времени. Для расчета энергии излучения можно использовать следующую формулу:

$$E(\text{Дж}) = \frac{V(\text{В})}{75 \text{ Ом}} \cdot t_{\frac{1}{2}}(\text{сек}) \cdot \frac{S_R}{S_{pcd}} \cdot \frac{1}{C(\text{А/Вт})}, \quad (2.1)$$

где V — максимум сигнала в вольтах, $t_{\frac{1}{2}}$ - ширина линии излучения в секундах на

полувысоте, 75 Ом — согласованное сопротивление кабеля, $\frac{S_R}{S_{pcd}}$ - отношение площади в которую происходит излучение к площади детектора, $S_R = \pi R^2$, R — расстояние от источника до детектора, площадь поверхности нашего детектора $S_{pcd} = 3 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-2}$, $C(\text{А/Вт})$ — чувствительность ФПД. В экспериментах использовались детекторы с чувствительностью $C = 5 \cdot 10^{-4} \text{ А/Вт}$.

Для измерения интенсивности и временной структуры жесткого излучения используются кремниевые полупроводниковые диоды (ППД) типа AXUV с

чувствительностью до 50 кэВ [59],[60] Временное разрешение измерительных систем, включая осциллографы и кабели, было равно примерно 1 нс.

Для исследования пространственной структуры и энергетического спектра излучения, а также оценки размера источников излучения использовались камеры-обскуры с разными фильтрами и диаметрами отверстий, щелевые камеры со ступенчатыми фильтрами [61] и камеры со щелевыми масками [59].

Основной диагностикой, применяемой для исследования пространственной структуры источника излучения и его размеров, была проекционная рентгенография тест-объектов с последующим анализом полученных изображений [4],[62],[63],[64]. На рис.2.2. представлена схема хода лучей в случае получения изображения методом проекционной рентгенографии от источника с ненулевым размером.

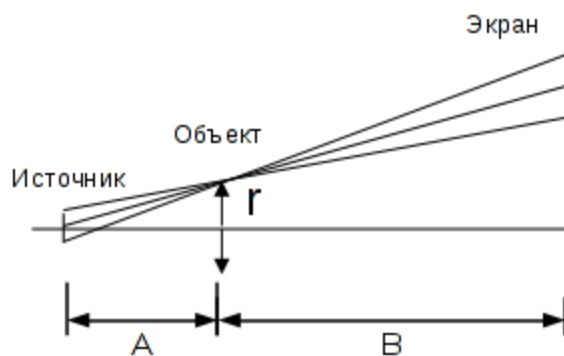


Рис.2.2. Построение изображения от источника ненулевого размера с помощью метода проекционной точечной рентгенографии.

Как видно из рисунка размытия края изображения характеризуется размером источника излучения. Таким образом, зная расстояния от источника излучения до объекта и от объекта до пленки, на которую происходит регистрация изображения, а так же, вычислив размытие края изображения (как расстояние, на котором интенсивность излучения изменяется в пределах 10-90%), можно определить размер источника. В таком случае размер источника находится как $d/(1-1/M)$, где d — размытие края изображения, а M - геометрическое увеличение в схеме точечной проекционной рентгенографии. У данного способа определения размера имеется ограничение на минимальный размер источника —

дифракционный предел, поэтому для уточнения размеров источника производились расчеты с учетом волновых факторов. Об этом методе будет более подробно рассказано в разделе 3.1.

Помимо получения изображений с помощью метода проекционной рентгенографии, широко использовался метод получения изображений с помощью камер-обскур. Данное устройство является наиболее простым способом получения изображения светящегося объекта. Схема работы камеры-обскуры представлена на рис.2.3.

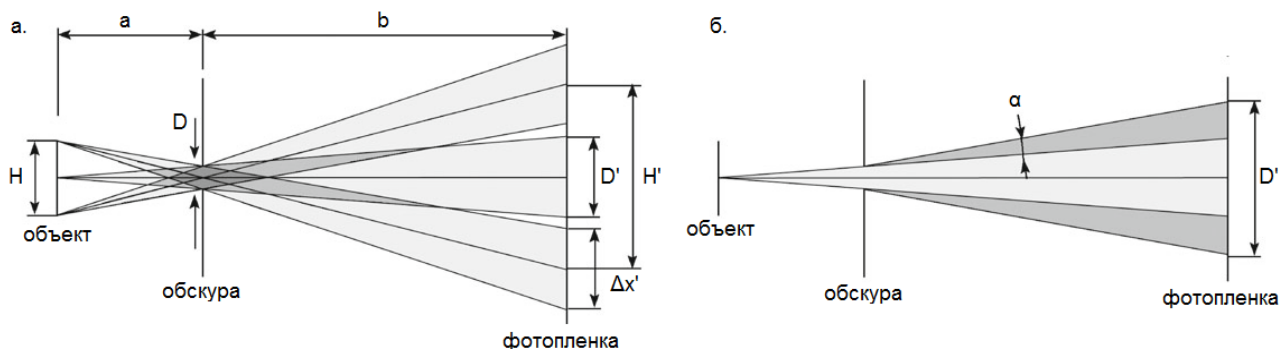


Рис.2.3. Схема работы камеры-обскуры, показывающая геометрическое (а) и дифракционное (б) пространственное разрешение.

На рис.2.3.а приведена геометрия хода лучей в случае получения изображения с помощью камеры-обскуры. Видно, что объект размера H даст на пленке изображение размера H' . При этом увеличение можно вычислить из геометрии эксперимента, как $H'/H = b/a$, где a — расстояние от объекта до обскуры, а b — от обскуры до пленки. Если пренебречь дифракцией на отверстии, то пространственное разрешение будет определяться диаметром отверстия D , а точнее любая точка объекта на пленке даст изображения размера D' . А значит,

$$\Delta x_{\text{геом}} = D' = D(a+b)/b$$

Видно, что при больших увеличениях пространственное разрешение близко к диаметру отверстия, а при увеличениях меньших единицы говорить об изображении объекта можно, только если его размер много больше диаметра обскуры.

На размытие изображения важную роль оказывает дифракционное размытие изображения. Схематическое изображение дифракции на краю камеры-обскуры

представлено на рис.2.3.б. Но для оценки дифракционного предела разрешения не важно по какой схеме получено изображение: проекционной рентгенографии или с помощью камеры-обскуры. Дифракционный предел разрешения можно оценить по формуле

$$\Delta x_{\text{дифр}} \text{ (мкм)} \sim (a\lambda)^{0.5},$$

где $\lambda(\text{\AA})$ -длина волны, a (см) - расстояние от источника до исследуемого объекта. В экспериментах, описанных в данной работе можно оценить это значение исходя из средней длины волны МРИ 3\AA , расстояние от источника до объекта зачастую составляет около 2 см , таким образом, дифракционное ограничение составляет примерно 2.5 мкм.

Из этого следует, что добиться высокого пространственного разрешения не получится с помощью уменьшения отверстия обскуры. И выбирать ее диаметр меньше дифракционного предела не имеет смысла. Однако использование обскур малого диаметра позволяет использовать ее дополнительно в качестве фильтра проходящего излучения с большими длинами волн.

В экспериментах в данной работе использовались обскуры с диаметром 100-200 мкм. Обычно, камера-обскура позволяет получать изображение объекта интегрально по времени. Однако, для того, чтобы получить изображение с более короткой выдержкой перед фотопленкой устанавливалась микроканальная пластина (МКП) [65], позволяющая регистрировать изображение в диапазоне энергии от мягкого УФ излучения (энергия фотонов > 10 эВ) до МРИ. В экспериментах использовалась МКП, поле которой разделено на 4 сектора, каждым из которых можно управлять независимо. Таким образом, на нее проецировалось изображение от 4-х камер-обскур, что позволяло получать 4 кадра в разные моменты времени. Длительность выдержки кадра составляла 5 нс.

В экспериментах использовались различные фильтры для отсеки нужного спектрального диапазона. Фильтры устанавливались как на фотодатчики, так и на кассеты с пленками. На рис.2.4 представлены графики пропускания наиболее часто используемых фильтров. В экспериментах принято считать, что излучение проходит через фильтр, если интенсивность проходящего излучения составляет более 10% от интенсивности падающего излучения.

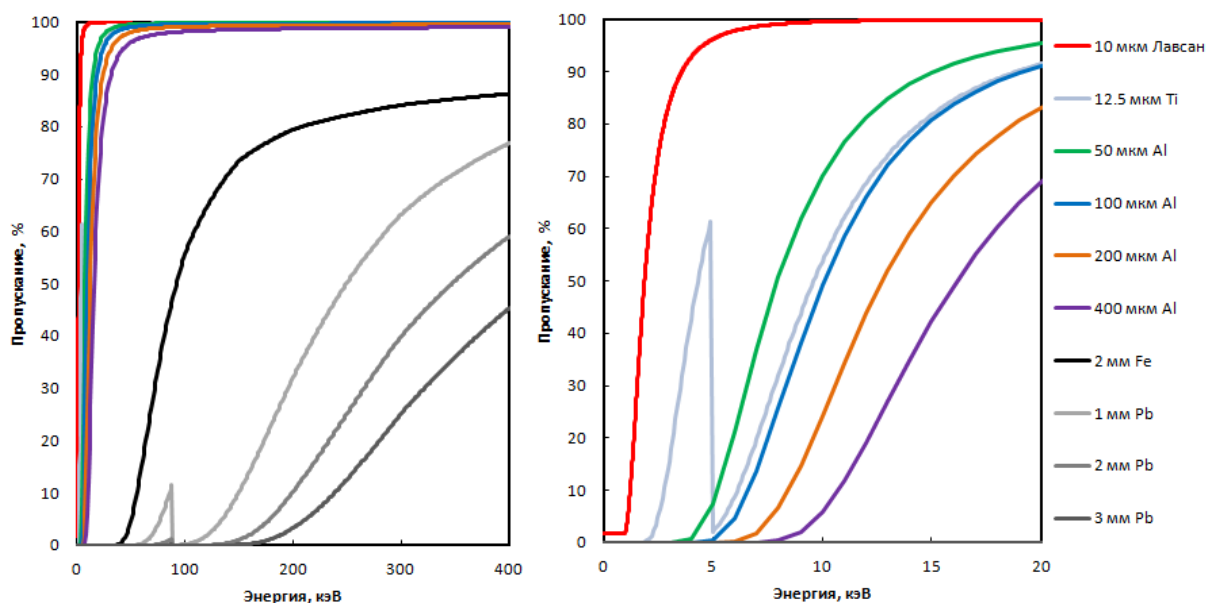


Рис.2.4. Пропускание фильтров, используемых в экспериментах.

В некоторых экспериментах использовался метод получения теневого изображения с помощью зондирующего лазерного излучения. На разных установках использовались немного разные схемы. В качестве источника зондирующего излучения в экспериментах использовалась вторая гармоника YAG:Nd³⁺ лазера с длиной волны 532 нм и длительностью вспышки 70 пс. Конструкция лазера позволяет настраивать момент вспышки излучения с точностью до 10 нс в пределах до нескольких микросекунд от момента прихода сигнала запуска. Что позволяет с легкостью настраивать время получения изображения. Это дает возможность исследования различных стадий взрыва на сильноточных генераторах. Для регистрации изображений использовались фотоаппараты Canon EOS 1100D. Момент срабатывания прихода лазерного излучения регистрировался фотодиодом, установленным в непосредственной близости от исследуемого объекта.

На генераторе МИНИ-2 была создана простая оптическая схема для получения теневого изображения процесса взрыва проволоки X-пинча. Схема представлена на рис.2.5.

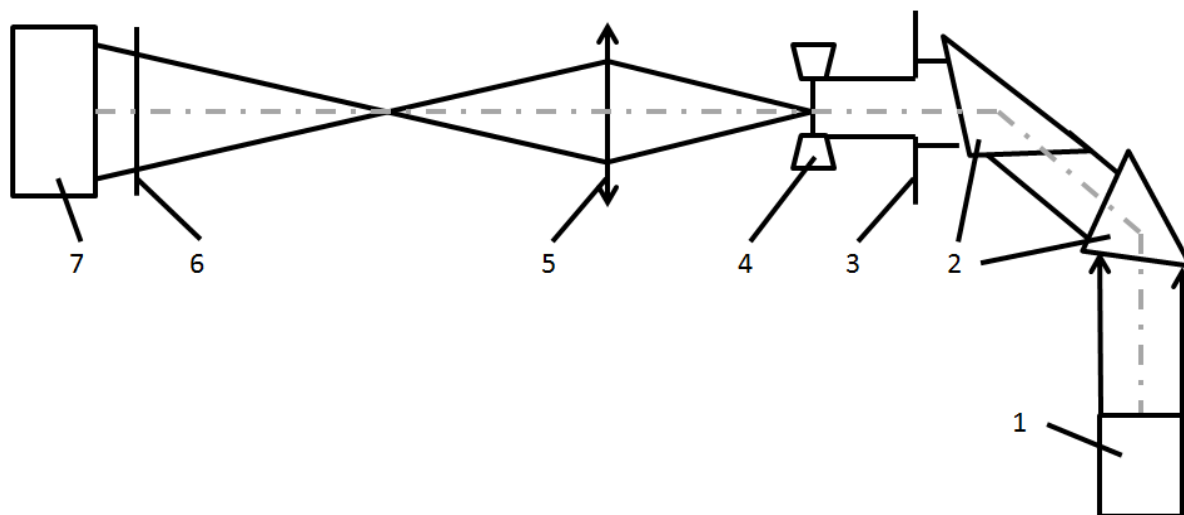


Рис.2.5. Схема оптического канала на генераторе МИНИ-2 для исследования динамики гибридных X-пинчей. 1- лазер, 2- прямоугольные призмы, 3- диафрагма, 4- X-пинч, 5- объектив, 6- интерференционный фильтр, 7- фотоаппарат.

Как видно из схемы, пучок, диаметром около 2 см, с помощью двух призм направлялся от лазера на гибридный X-пинч. Перед пинчем была установлена диафрагма, чтобы обеспечить подсветку излучением только исследуемой части ГХП. После этого на пути лазерного излучения установлен объектив, проектирующий изображение в фотоаппарат. На входном отверстии фотоаппарата установлен интерференционный фильтр, позволяющий убрать подсветку матрицы фотоаппарата от других источников излучения в момент выстрела.

Более сложная оптическая схема использовалась на генераторе ГВП и Микро-4. Эти два генератора располагались так, что нагрузка находилась в одной камере, что позволяло использовать одну оптическую схему на этих двух установках. Данная схема уже использовалась в экспериментах по взрыву проволочек на установке ГВП[66], однако для данных экспериментов был дополнительно сделан канал для получения интерференционных изображений. Оптическая схема представлена на рис.2.6.

Система устроена таким образом, что в каждом выстреле можно получать 4 изображения: 3 оптических изображения с зондирующим лазерным излучением в различные моменты времени и 1 интерферометрическое. На пути хода лучей а и б до исследуемого

объекта организована задержка лазерного излучения путем удлинения оптического пути. Задержка составляет 80 нс и 50 нс, соответственно, относительно канала в. В качестве интерферометра использованы 2 прямоугольные призмы, работающие по схеме сдвигового интерферометра на воздушном клине. Подробная схема работы интерферометра, а также обработка результатов исследования взрыва проволочек ГХП будет представлена в разделе 3.2.

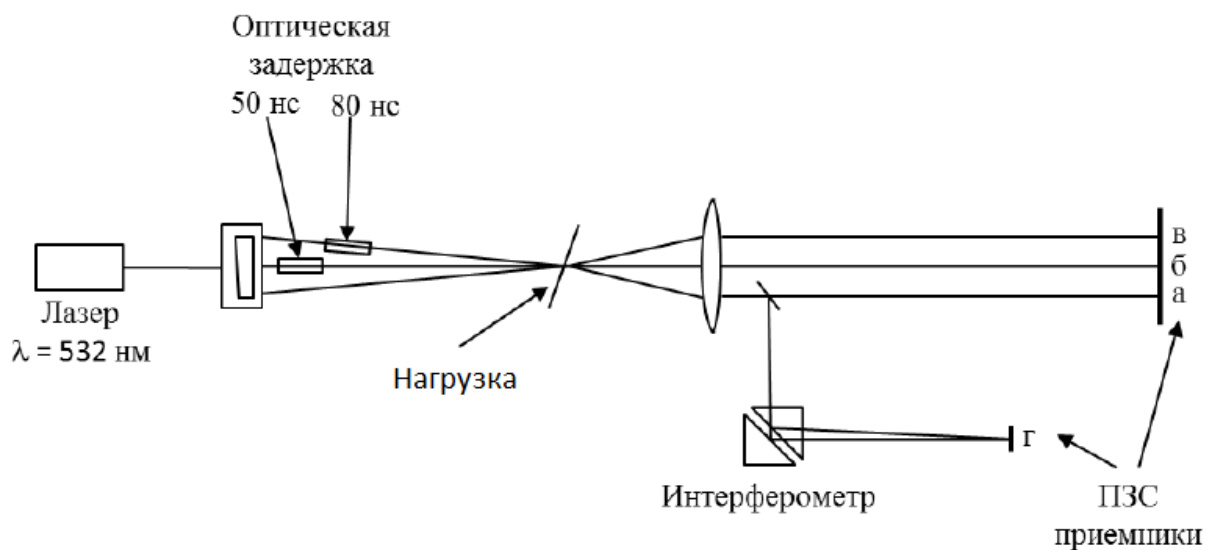
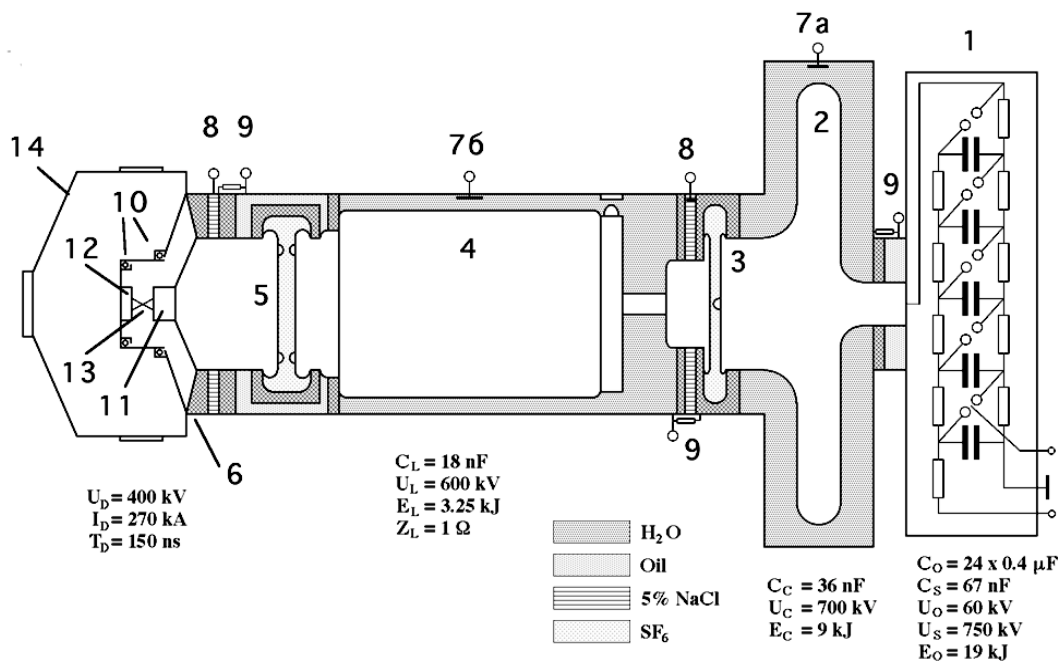


Рис.2.6. Схема оптической системы на генераторе ГВП. Лазерный пучок расщепляется на три: не задержанный (в), задержанный на 50 нс(б) и задержанный на 80 нс (а). От наиболее задержанного пучка (а) дополнительно отделяется излучения на интерферометр (г).

2.2. Используемые генераторы

2.2.1. Генератор БИН

С момента начала исследования взрыва проводников, для формирования короткого мощного импульса тока использовались генераторы, в которых формирование импульса происходит последовательно в несколько этапов. Сначала происходит накопление энергии, а затем на протяжении нескольких последующих этапов этот импульс укорачивается. Такая схема считается классической [19]. Одним из генераторов, построенных по классической схеме, является генератор БИН. Принципиальная схема установки БИН представлена на рис.2.7.



1. Генератор Маркса (ГИН), 2. Промежуточный конденсатор, 3. Коммутатор (газовый разрядник), 4. Формирующая линия, 5. Выходной газовый разрядник, 6. Выходной изолятор, 7. Ёмкостные датчики напряжений, 8. Разделительные элементы с резистивно-ёмкостными датчиками, 9. Шунты, 10. Пояса Роговского, 11. Катод, 12. Анод, 13. X-пинч, 14. Вакуумная камера.

Рис.2.7. Схема установка БИН.

Для запасания энергии используется генератор Маркса, состоящий из 24 конденсаторов по 0.4 мкФ, соединенных параллельно. Каждый конденсатор заряжается до 25 кВ. Таким образом запасенная энергия составляет около 3кДж. При срабатывании разрядников конденсаторы перестраиваются в последовательное подключение, что генерирует импульс тока. Его длительность составляет 2-3 мкс. Для создания более короткого импульса тока используется схема формирования импульса. В генераторе БИН при формировании сигнала импульс тока проходит через несколько последовательных элементов: промежуточный конденсатор, коммутатор, коаксиальная формирующая линия, выходной разрядник и достигает плоского выходного изолятора, разделяющего систему формирования импульсов и высоковольтный сильноточный диод, который расположен в вакуумной камере. Промежуточный конденсатор и формирующая линия заполнены очищенной дистиллированной водой. В вакуумной камере в качестве диагностики можно устанавливать различные диагностики: шунты и пояс Роговского для измерения тока, измерители напряжения, различные фоточувствительные детекторы для измерения излучения пинча. Так же на некоторых промежуточных этапах прохождения сигнала установлены шунты и делители напряжения, для наблюдения за процессом формирования импульса. Характерные сигналы с шунтов и делителя напряжения представлены на рис.2.8.

Из рисунка видно, что на промежуточном конденсаторе, т.е. после генератора Маркса, сигнал имеет очень большую длительность, около 1.3 мс. Далее на каждом этапе длительность импульса становится короче, и к выходу на нагрузку длительность составляет уже около 100 нс. Более подробное описание генератора БИН представлено в более ранних диссертациях [19],[67].

Генератор БИН использовался для получения изображений взрыва ГХП, установленного в обратном токопроводе, с помощью зондирующего излучения мягкого рентгеновского диапазона, источником которого выступал основной ГХП.

Классическая схема позволяет создавать мощные установки с большим выходным током и коротким временем нарастания тока, однако, из-за сложности конструкции и необходимости в использовании громоздких блоков, для укорочения импульса, все подобные установки имеют огромные размеры. Использование X-пинча в качестве источника зондирующего излучения имеет множество применений, а значит, есть

необходимость в создании малогабаритных генераторов. Именно с этой целью создавался МИНИ-генератор.

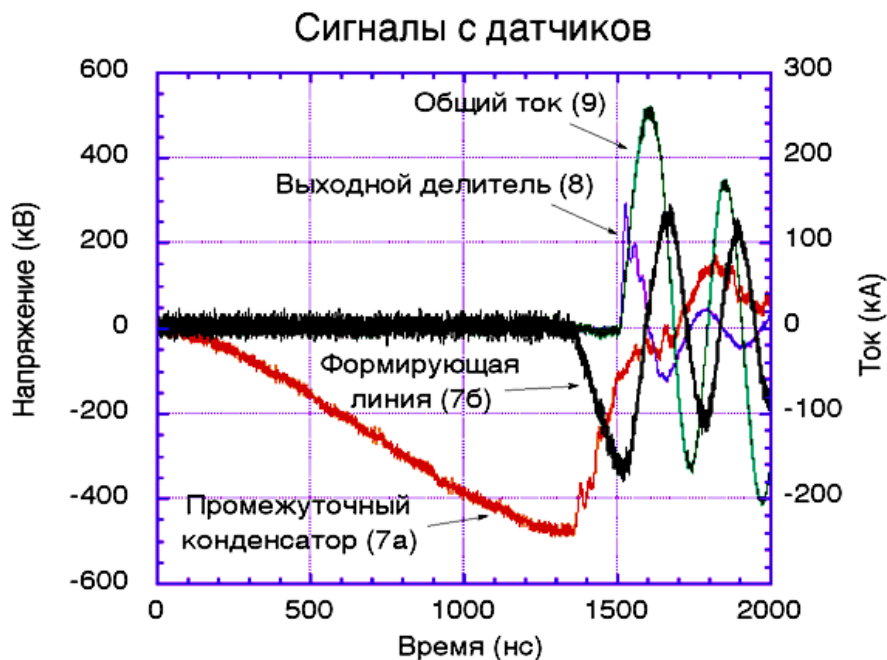


Рис.2.8. Характерные сигналы с датчиков на установке БИН.

2.2.2. МИНИ-генератор

В Томском Институте Сильноточной Электроники (СО РАН) был спроектирован и собран МИНИ-генератор, работающий по более простой схеме. Он состоит из 4-х конденсаторно-коммутаторных сборок. В силу использования быстрых разрядников и конденсаторов, а так же коротких малоиндуктивных подводов к нагрузке, удалось избавиться от формирующей линии. Таким образом, удалось существенно сократить размеры установки. Внешний корпус МИНИ-генератора представляет собой цилиндр высотой 33 см и диаметром 45 см. Внешний вид и принципиальная схема генератора представлен на рис.2.9.

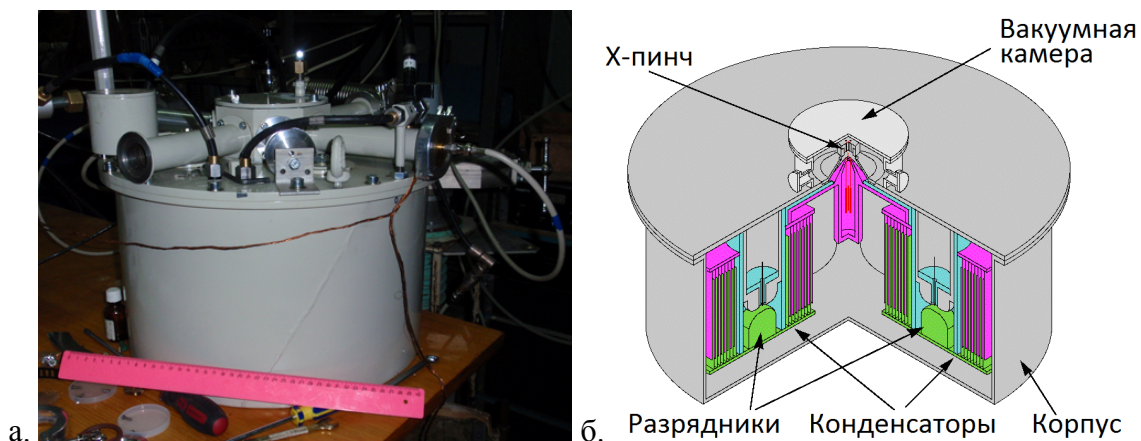


Рис.2.9. Внешний вид(а) и схема(б) МИНИ-генератора.

Внутри корпуса расположены 4 конденсаторно-коммутаторных сборки. Каждый из конденсаторов имеет зарядное напряжение 40 кВ, и емкость 0.25 мкФ. Таким образом, запасенная энергия составляет 0.8 кДж. Внутреннее строение генератора представлено на рис.2.10. Для работы генератора его внутреннее пространство заполняется трансформаторным маслом. Вес генератора без масла составляет около 56 кг, а вес с маслом увеличивается до 100 кг, что в свою очередь на несколько порядков меньше веса больших установок.

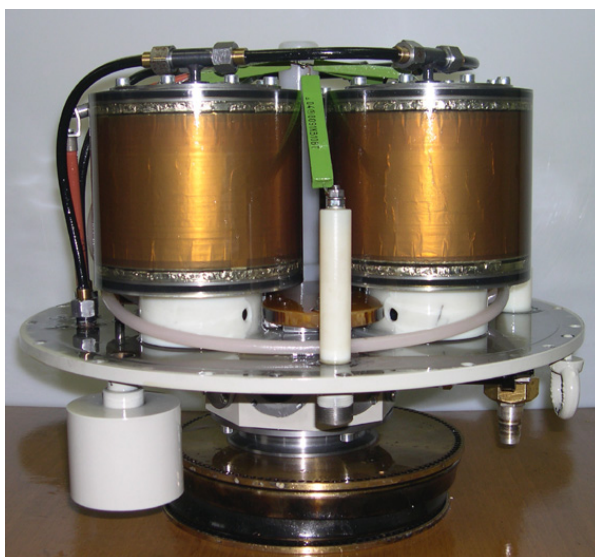


Рис.2.10. Внешний вид конденсаторно-коммутаторных сборок.

В верхней части МИНИ-генератора расположена вакуумная камера, имеющая следующие размеры: диаметр 158 мм, высота 70 мм. Во время работы в камере поддерживается давление не выше, чем 10^{-4} мм.рт.ст. Внутри камеры расположены электроды, между которыми помещается нагрузка. Фотографии высоковольтного электрода и обратного токопровода приведены на рисунке 2.11 а и б соответственно.

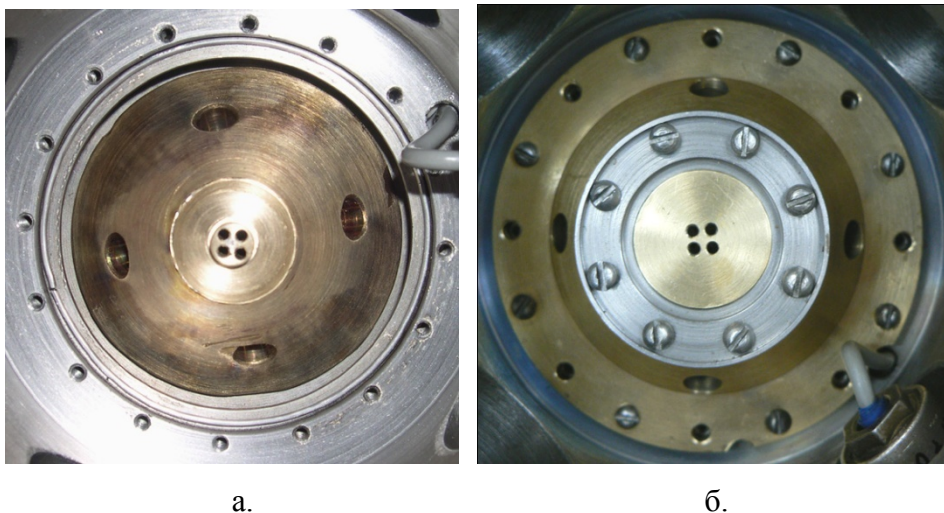


Рис.2.11.а. Внешний вид высоковольтного электрода,
б. Обратный токопровод

Об экспериментах по исследованию X-пинчей на МИНИ-генераторе было опубликовано несколько работ [1],[68],[69],[70]. Ток, протекающий через нагрузку, контролируется поясом Роговского, а производная тока измеряется петлей из проводника, расположенного вблизи токопровода. Характеристики рентгеновского излучения ГХП контролировались с помощью фотодетекторов, а также с помощью получения изображений различных тест-объектов.

Многочисленные эксперименты на МИНИ-генераторе выявили ряд недостатков конструкции генератора, которые приводили к выходу из строя одного из конденсаторов после 60 выстрелов. Поэтому с целью увеличения срока службы генератора была произведена модернизация его конструкции, что привело к увеличению индуктивности генератора, и небольшому увеличению времени нарастания и амплитуды тока. Однако, ни

внешние размеры, ни конструкция принципиально не были изменены. Зависимость тока от времени при коротком замыкании (КЗ) разрядного промежутка в новой конструкции генератора представлена на рис.2.12. Как видно из графика, время нарастания тока составляет 220 нс, и максимум тока достигает 250 кА.

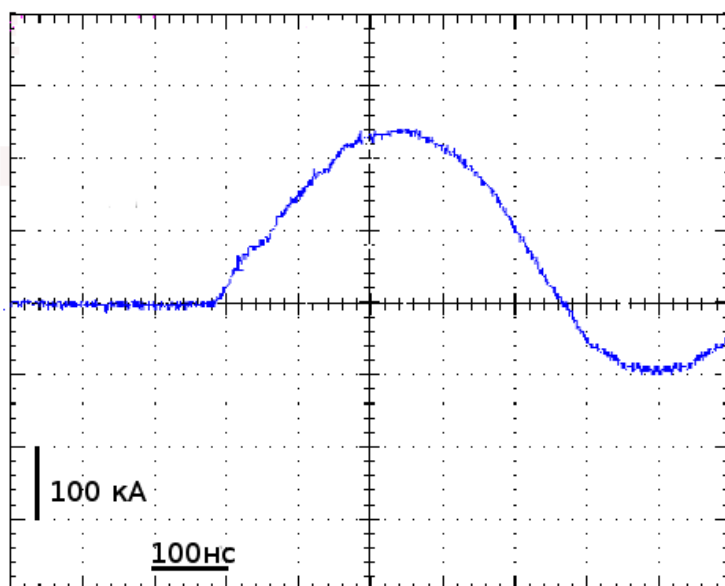


Рис.2.12. Зависимость тока генератора МИНИ от времени при закороченном диодном промежутке.

2.2.3. Генератор МИНИ-2

Конструкция модернизированного МИНИ генератора, все еще была не достаточно долговечна, и чуть более чем после 100 выстрелов один из конденсаторов вышел из строя. Для проведения экспериментов по исследованию начальной стадии гибридных X-пинчей конструкция генератора была изменена. В результате изменений в генераторе было оставлено только две конденсаторно-коммутаторных сборки, в результате чего, максимум тока снизился до значений 120-140 кА, а время нарастания тока составило 130 нс. Для обеспечения возможности точной синхронизации генератора тока с другими устройствами, в частности с диагностическим лазером, была изменена схема поджига разрядников: для

управления коммутаторами сборок был изготовлен дополнительный кабельный генератор, управляемый тригатронным разрядником. Характерные сигналы тока с пояса Роговского и производной тока с петли представлены на рис.2.13.

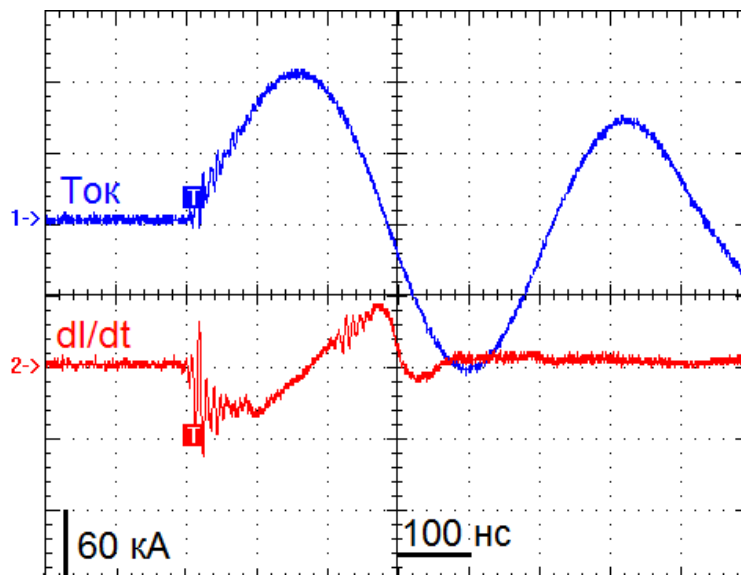


Рис.2.13. Осциллограмма взрыва 20 мкм Си гибридного X-пинча на генераторе МИНИ-2, 1-сигнал тока (120 кА с фронтом нарастания тока 140 нс), 2 – сигнал di/dt .

На генераторе МИНИ-2 был использован оптический канал для получения изображений процесса взрыва проволоочки ГХП, описанный в разделе 2.1, схема которого представлена на рис.2.5. Для получения изображений свечения проволоочки ГХП использовалась МКП с обскурами, также описанная ранее.

2.2.4. Генератор ГВП

Также в данной работе для исследования динамики гибридных X-пинчей использован генератор ГВП [66], используемый обычно для исследования взрыва проволоочек. Принципиальная схема генератора представлена на рис.2.14.а. Для измерения токовых сигналов на генераторе использовался шунт, петля и делитель напряжения,

используемые для измерения тока, производной тока и напряжения, соответственно, на исследуемом объекте.

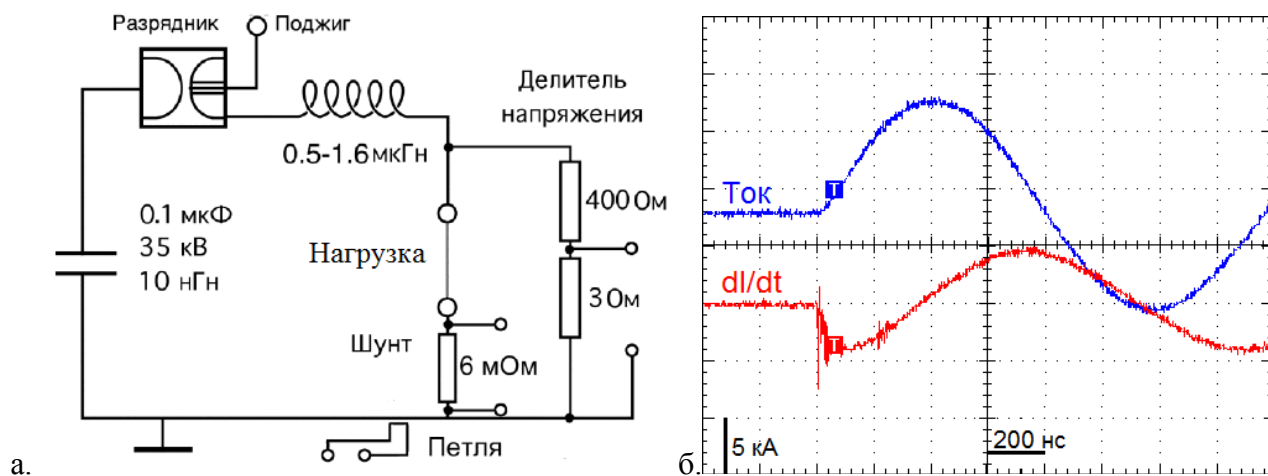


Рис.2.14. Схема генератора ГВП (а) и используемых на нем электрических измерителей, и осциллограмма тока и производной тока от времени при взрыве двух перекрещенных медных проволочек диаметром 25 мкм.

Генератор состоит из одного конденсатора емкостью 0.1 мкФ и газового разрядника с управляемым поджигом. Электроподводы между конденсатором, разрядником и нагрузкой выполнены низкоиндуктивными медными пластинами. Параметры генератора могут изменяться в зависимости от зарядного напряжения, но в большинстве выстрелов ток не превышает 10 кА, время нарастания тока не более 400 нс, а максимальное зарядное напряжение составляет 35 кВ. Характерные сигналы тока и производной тока при нагрузке генератора в виде стандартного X-пинча из двух проволочек представлены на рис.2.14.б. Конструкция генератора позволяет синхронизировать момент начала тока с генерацией лазерного излучения, что позволяет использовать лазер в качестве зондирующего излучения для получения изображений нагрузки в разные моменты времени от начала тока.

В качестве одной из основных диагностик на генераторе ГВП использованы 3 оптических канала для получения теневых изображений процесса взрыва нагрузки генератора, а также один канал для получения интерферометрических изображений.

Оптическая схема, используемая на генераторе, была описана выше и представлена на рис.2.6.

2.2.5. Генератор Микро-4

Для исследований начальной фазы гибридного X-пинча был разработан низкоиндуктивный генератор тока Микро-4 на основе высоковольтных керамических конденсаторов К15-4, принципиальная схема которого представлена на рис.2.15.

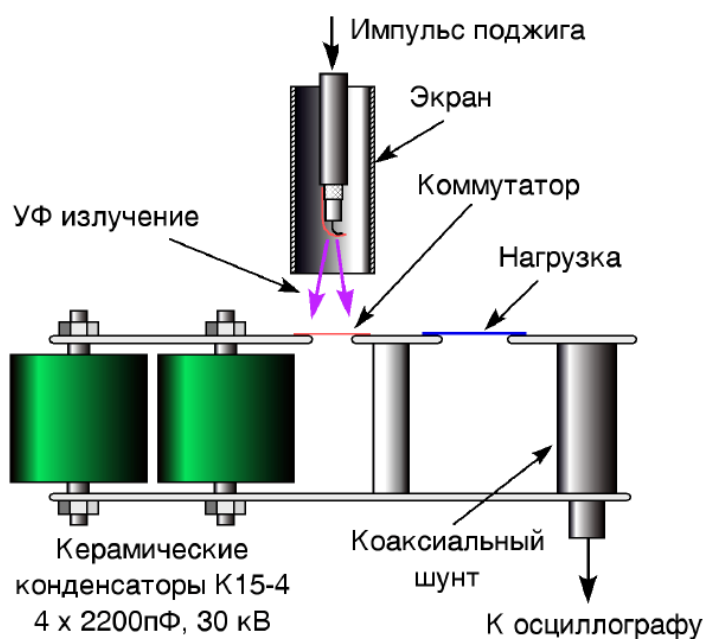


Рис.2.15. Принципиальная схема генератора Микро-4.

Известно, что коммутация тока в высоковольтных низкоиндуктивных электрических цепях представляет весьма сложную задачу [21]. Проведенные измерения показали, что разряд в газе (воздух при атмосферном давлении) вносит в цепь тока существенную индуктивность. Поэтому для коммутации тока был использован вакуумный оптический ключ с поверхностным разрядом, инициируемый ультрафиолетовым излучением. Источником УФ излучения служил разряд, возникающий при поверхностном пробое изолятора под действием высоковольтного электрического импульса от блока поджига ГОИ. Генератор

посредством проводников минимальной длины монтировался непосредственно в вакуумной камере и подключался к нагрузочному узлу с установленными в нем коническими электродами. Ток измерялся широкополосным коаксиальным шунтом, сделанным на основе фольги из нержавеющей стали. На рис.2.16.а. показаны сигналы с шунта при нагрузках из толстой 1 мм медной проволоки (режим короткого замыкания), и тонкой (25 мкм). Зарядное напряжение конденсаторов составляет 18 кВ, при этом через нагрузку течет ток 5 кА, а время нарастания тока составляет 50 нс. При взрыве проволочки форма производной тока, полученная численным дифференцированием сигнала тока, совпадает с сигналом, полученным с петли, расположенной внутри разрядного контура (см. рис.2.16.б.).

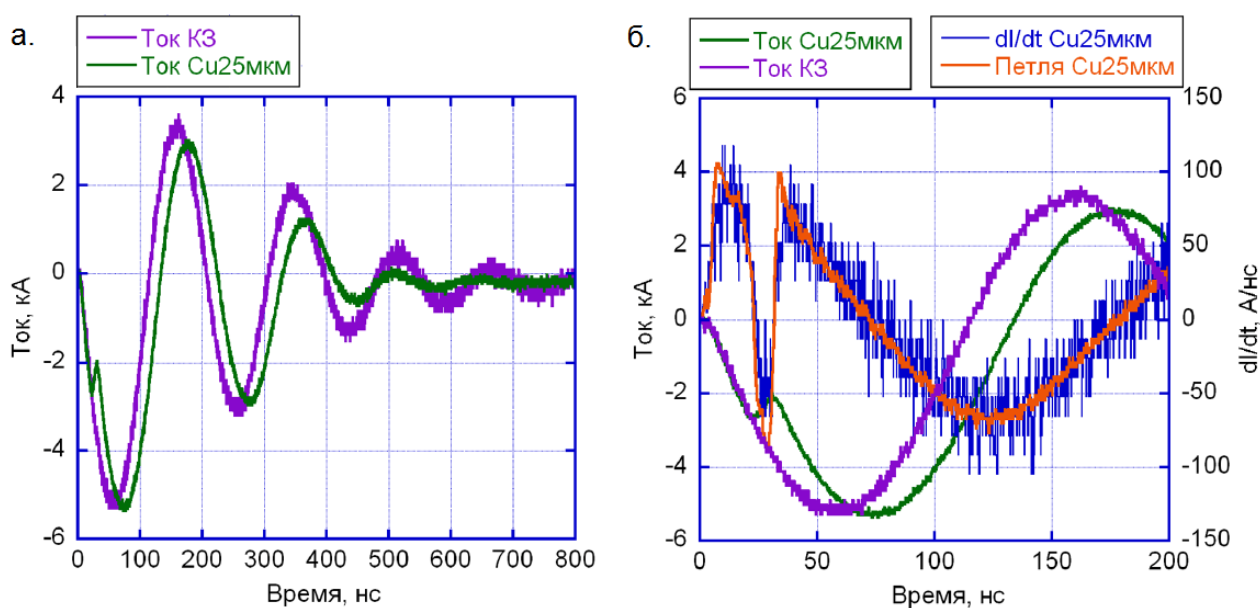


Рис.2.16. а) Осциллограммы тока генератора через гибридный X-пинч в режиме короткого замыкания и режиме взрывающейся проволочки; б) Начальные участки осциллограмм токов, осциллограмма сигнала с петли, помещенной в разрядном контуре в режиме взрывающейся проволочки и производная тока, полученная численным дифференцированием сигнала тока

Генератор Микро-4 имеет сверхмалые размеры 20x15x10 см и вес не более 1 кг. Это позволило разместить генератор так, чтобы использовать рабочую камеру генератора ГВП, что в свою очередь позволило использовать оптическую схему, изображенную на рис.2.6.

2.2.6. Генератор КИНГ

С целью создания более простого в использовании и более долговечного малогабаритного генератора, в Томском институте сильноточной электроники был разработан генератор КИНГ [71]. Внешний вид генератора представлен на рис.2.17.

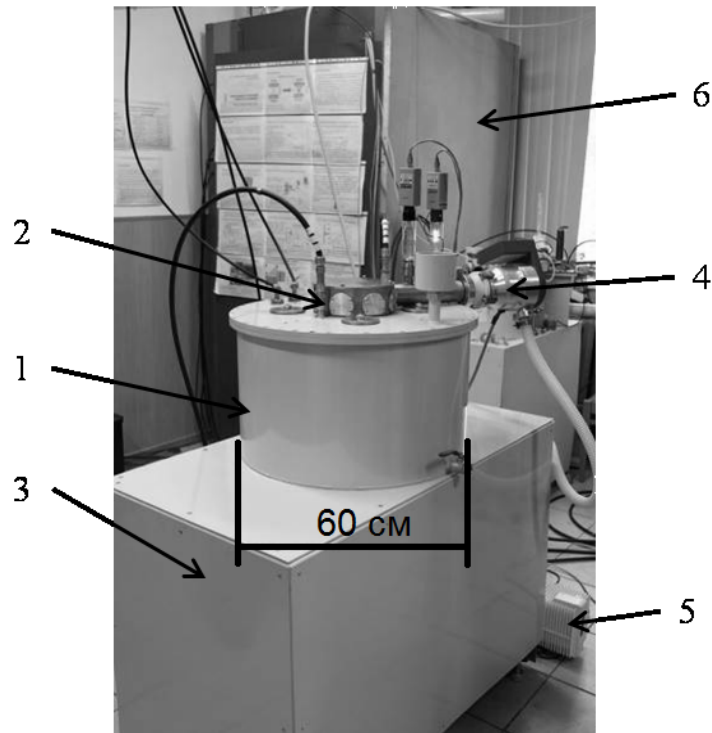


Рис.2.17. Фотография генератора КИНГ. 1-основной модуль; 2-вакуумная камера с нагрузкой; 3 – корпус с высоковольтными разрядниками; 4 – турбомолекулярный вакуумный насос; 5 – форвакуумный насос; 6 – экранированная комната, с компьютером управления и осциллографами.

Основной модуль генератора состоит из четырех конденсаторов НСЕIсар 50-0.25М, каждый из которых включает в себя разрядник. С целью уменьшения индуктивности, непосредственно над корпусом расположена вакуумная камера с нагрузкой. Внешний диаметр корпуса равен 60 см. Основным преимуществом генератора КИНГ над другими малогабаритными генераторами является использование усовершенствованных конденсаторов, с большим сроком службы. Так же значительным преимуществом генератора

является то, что управление запуском генератора производится с помощью низковольтного сигнала, подаваемого с генератора задержанных импульсов. Использование генератора задержанных импульсов для запуска позволяет синхронно с ним запускать любые другие устройства, как для диагностики, так и, например, для создания различных плазменных объектов для исследования.

Управляющая система генератора КИНГ создана с целью обеспечения стабильной работы генератора, а так же для упрощения обслуживания и работы с генератором. Система позволяет выставлять параметры работы генератора (зарядное напряжение, давление воздуха в разрядниках, а так же задержку между пусковым сигналом и сигналом синхронизации), а так же контролировать их в процессе работы. Для контроля работы генератора внутри установлен пояс Роговского для регистрации протекающего тока, петля для регистрации производной тока по времени, а так же вакуумный рентгеновский диод (ВРД) для регистрации излучения Х-пинча. Однако для более точного контроля рентгеновского излучения были также как и на других установках установлены алмазные и кремниевые фотодетекторы. Для исследования процесса взрыва на генераторе также использовалась МКП с обскурами, описанные ранее. Характерные сигналы взрыва ГХП с 25 мкм Ag проволокой представлены на рис.2.18.

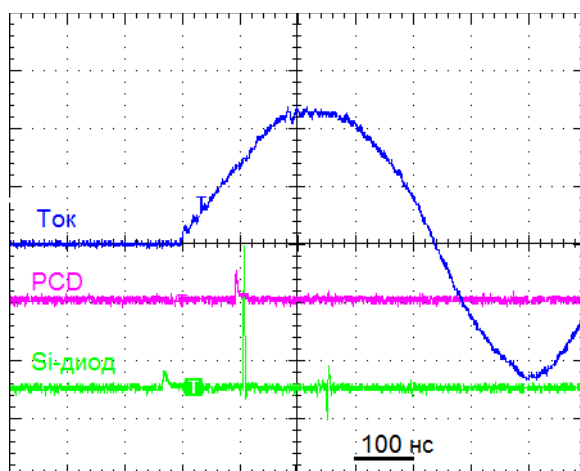


Рис.2.18. Оциллограмма тока и сигнал ФПД с 10 мкм фильтром из лавсана ($E > 1.1$ кэВ) и кремниевого диода с 40 мкм Al фильтром ($E > 5$ кэВ) при взрыве 25 мкм Ag ГХП на генераторе КИНГ.

Как видно максимум тока составляет 180 кА, а время нарастания тока около 200 нс. Однако форма тока имеет достаточно необычную форму. Об этом будет более подробно рассказано в параграфе 4.2.в.

2.2.7. Сильноточный генератор ХР

Данные экспериментов по исследованию динамики ГХП, полученные на генераторе ХР из Корнельского университета (США), также используются в данной работе. Данный генератор имеет наиболее высокие выходные параметры по сравнению с генераторами, на которых в основном производились данные эксперименты: ток 450 кА при фронте 45-50 нс. Характерный сигнал импульса тока при взрыве стандартного Х-пинча представлен на рис.2.19.

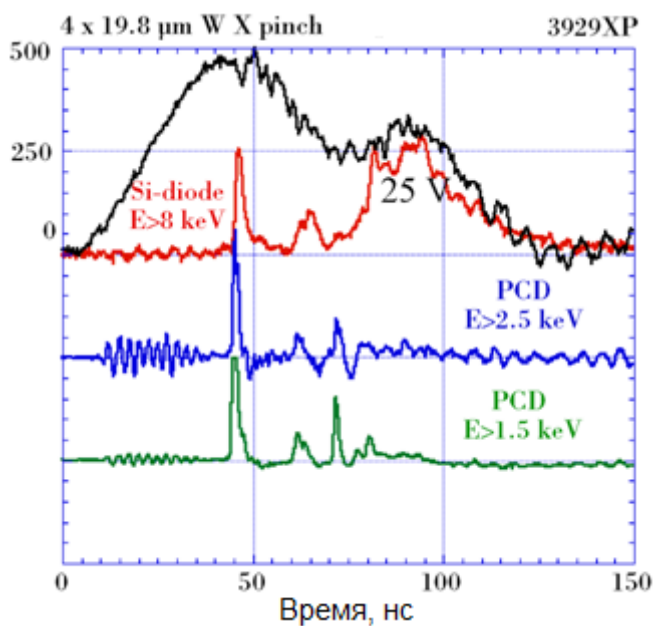


Рис.2.19. Осциллограмма тока и сигналы фотодетекторов при взрыве СХП из 4-х 19.8 мкм W проволочек на генераторе ХР.

Генератор выдает наибольший ток при коротком времени нарастания по сравнению с ранее описанными генераторами и имеет производную тока порядка 10 кА/нс, поэтому

сравнение результатов, полученных на сильноточном генераторе БИН и ХР в некоторых случаях является полезным и необходимым. Данный генератор построен по классической схеме, как и генератор БИН, но имеет водяной выходной разрядник для обострения импульса и запасенная энергия ГИНа 12 кДж, тогда как БИН только 3 кДж, а МИНИ - 1 кДж. Подробное описание генератора ХР можно найти в работах [20],[72]. Следует отметить, генератор ХР имеет хорошую трех кадровую оптическую систему с длительностью кадра 70 пс [72] и пространственным разрешением ~ 25 микрон, которая активно использовалась в исследовании динамики ГХП наряду с проекционной рентгенографией .

Глава 3. Численная обработка экспериментальных результатов

3.1. Определение распределения плотности плазмы с помощью анализа интерференционных картин.

Для исследования распределения плотности в разрядном канале гибридного и стандартного X-пинчей в один из трех каналов оптического лазерного зондирования был дополнительно установлен сдвиговый интерферометр с воздушным клином и призмным светоделителем [73]. Схема интерферометра показана на Рис.3.1.

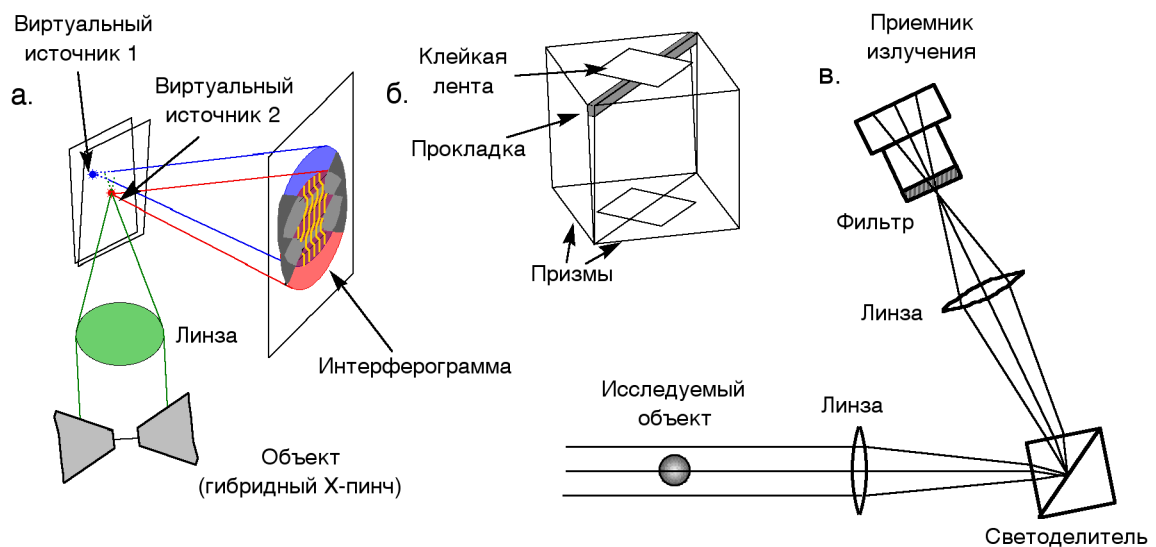


Рис.3.1. Принцип работы интерферометра (а); конструкция светоделителя (б); схема интерферометра (в).

Преимуществом этой схемы является возможность независимой настройки сдвига изображений, ориентации и частоты интерференционных полос, а так же то, что для получения интерференционного изображения не требуется пропускать дополнительный пучок мимо исследуемого объекта. Данный интерферометр был установлен в качестве дополнительного диагностического канала в экспериментах на установках ГВП и Микро-4.

Среди оптических методов исследования фазовых неоднородностей наиболее точными являются интерференционные. Интерферометры работают по принципу амплитудного деления пучка на два когерентных пучка, распространяющихся в двух разделённых в пространстве плечах. Затем эти пучки совмещаются и образуют интерферометрическую картину, с пространственной частотой полос ν_{np} , которая определяется углом α между интерферирующими пучками и длиной волны λ :

$$\nu_{np} = \frac{1}{d} = \frac{2\sin(\alpha/2)}{\lambda}, \quad (3.1)$$

где d — расстояние между максимумами почернения двух соседних полос. Распределение полос в двухлучевом интерферометре имеет вид:

$$I = I_{cp} (1 + p \cos \delta), \quad (3.2)$$

где I_1 и I_2 — интенсивности интерферирующих волн, $I_{cp} = I_1 + I_2$, δ — разность фаз, p — контраст интерферирующих полос:

$$p = \frac{2\sqrt{m}}{m+1} \gamma_{1,2}, \quad (3.3)$$

где $m = I_1/I_2$ и $\gamma_{1,2}$ — функция взаимной когерентности.

Введение плазмы в одно из плеч приводит к появлению дополнительного фазового сдвига:

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \int_{z_1}^{z_2} |n(x, y, z) - n_0| dz, \quad (3.4)$$

где z_1 и z_2 — границы плазмы, а n — показатель преломления в определенной точке.

Таким образом, смещение интерференционных полос, выраженное в числе полос, равно

$$k(x, y) = \frac{\Delta\phi}{2\pi} = \frac{1}{\lambda} \int_{z_1}^{z_2} |n(x, y, z) - n_0| dz. \quad (3.5)$$

Измеряя сдвиги интерференционных полос относительно их положения в отсутствии плазмы, можно получить двумерную картину распределения оптической длины пути:

$$D(x, y) = \int_{z_1}^{z_2} n^*(x, y, z) dz = k(x, y)\lambda + n_0 l, \quad (3.6)$$

где $l = z_2 - z_1$.

В простейшем случае, если слой плазмы однороден вдоль оси z, среднее значение показателя преломления по линии наблюдения можно найти по формуле:

$$n(x, y) = \frac{D}{l} = n_0 + \frac{\lambda k(x, y)}{l} \quad (3.7)$$

Таким образом,

$$\Delta n(x, y) = \frac{\lambda k(x, y)}{l} \quad (3.8)$$

Концентрацию электронов можно найти из условия[74]:

$$\Delta n(x, y) = \frac{e^2 \lambda^2}{2\pi m c^2} N_e = 4.49 \cdot 10^{-14} \lambda^2 N_e, \quad (3.9)$$

если считать концентрацию нейтральных атомов пренебрежимо малой, что выполняется для менее плотных продуктов взрыва, получаемых на периферии взрывающей проволоочки. Определение концентрации атомов или электронов в керне проволоочки не представляется возможным, так как керн не прозрачен для зондирующего излучения.

Таким образом, концентрацию электронов можно найти по следующей формуле:

$$N_e = \frac{2\pi m c^2}{e^2} \frac{k(x, y)}{\lambda} = 2.2 \cdot 10^{13} \frac{k(x, y)}{\lambda} \quad (3.10)$$

Приведенная выше формула позволяет найти усредненное значение концентрации электронов вдоль линии длины l. Так как в наших экспериментах мы имеем дело со взрывающимися проволочками – то можно считать, что мы имеем дело с цилиндрическим объектом, поэтому нас интересует распределение плотности электронов от радиуса. Для того чтобы перейти от усреднения вдоль линии к распределению от радиуса необходимо произвести процедуру абелизации [74].

На рис 3.2 представлены интерферограммы взрыва медных проволочек диаметром 25 мкм и длиной 2 мм в различные моменты времени, полученные в экспериментах на установке ГВП. Проволочки располагались в диоде между двумя конусами из сплава вольфрама с медью. Такая нагрузка генератора ГВП использовалась для исследования влияния предимпульса генераторов с большим током на проволочку в ГХП. Расчет производился по двум параллельным линиям, отмеченным на рисунке. При обработке результатов, представленных на рис.3.2, процедура абелизации выполнялась с двух разных сторон, начиная с периферии и двигаясь к центру проволочки.

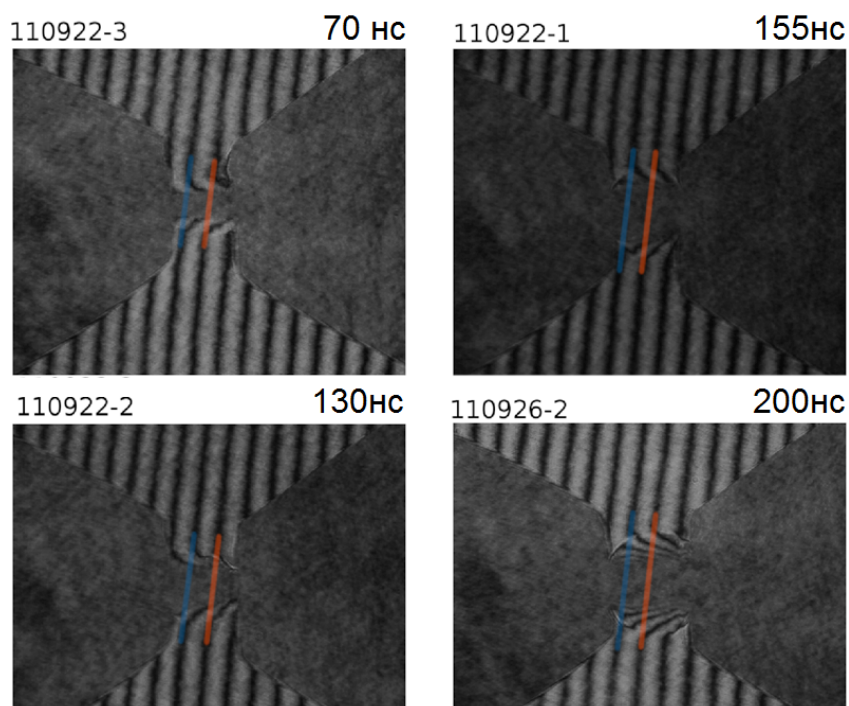


Рис.3.2. Интерферограммы взрыва медных проволочек, являющихся диаметром 25 мкм и длиной 2 мм в различные моменты времени, полученные в экспериментах на установке ГВП.

Как видно на рисунках, в керне проволочки не удается проследить ход интерференционных линий, что говорит о том, что плотность керна не позволяет его исследовать с помощью интерферометрических методов. Расчет производится по нескольким направлениям, для усреднения, так как в данном случае имеется однородность расширения проволочки в продольном направлении. При этом если учесть цилиндрическую симметрию – то можно производить усреднение по расчету в положительную и отрицательную сторону от центра проволочки, но в данных расчетах это не производилось. На рис.3.3 представлено усредненное распределение, посчитанное как среднее от расчета по 2 линиям для каждого выстрела.

Из приведённых на Рис.3.3 зависимостей можно сделать вывод, что kern взорванной проволочки на установке типа ГВП в массе своей не прозрачен для лазерного зондирования, несмотря на то, что он расширен по сравнению с исходным размером в 10-30 раз в зависимости от времени. Видно, что уже к 70 нс от начала тока kern окружён плотной короной с электронной плотностью до $0.6 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$. Далее с течением времени kern

расширяется. При этом корона так же расширяется, не смотря на то, что пик плотности по значению остается в пределах 10^{21} см^{-3} . Это обусловлено чувствительностью метода, то есть для зондирующего излучения плотность выше 10^{21} см^{-3} оказывается не прозрачной. Что согласуется с оценками [74] максимальной плотности, к которой чувствительны интерферометрические методы получения изображений.

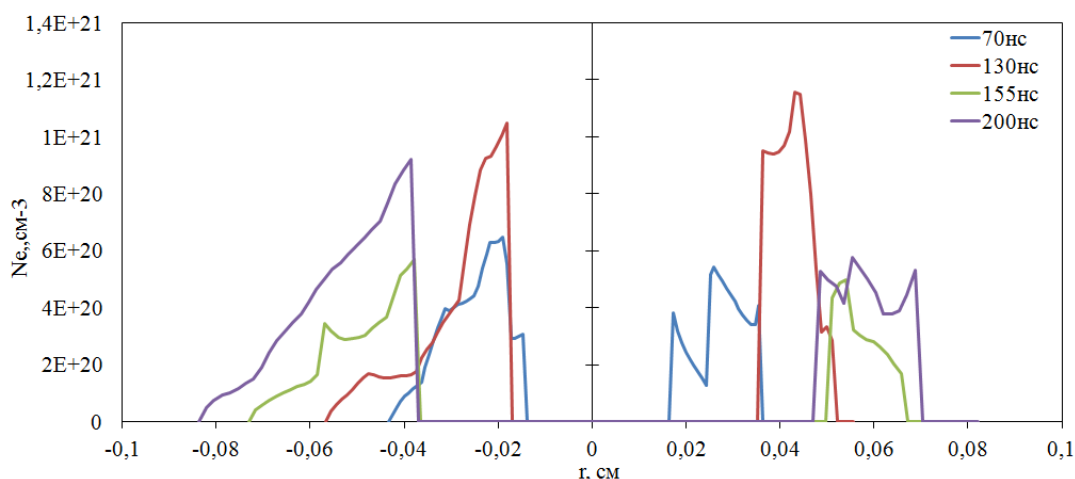


Рис.3.3. Зависимость усредненного распределения электронной плотности взорванной медной проволоки диаметром 25 мкм от времени

При этом оценку снизу на чувствительность можно сделать исходя из формулы (3.10) для определения концентрации. Если принять, что минимальное смещение полосы, которое можно определить равно 0.1. Тогда для нашей длины волны минимальная линейная концентрация $N_e l = 4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Чтобы оценить объемную концентрацию, необходимо оценить минимально возможный l . Минимальное значение длины пути, которое можно зарегистрировать, находится на 10% от максимального радиуса проволочки, а значит, $l \approx 2R$, где R – радиус проволочки. Для наших экспериментов характерно расширение на несколько сотен микрометров. Тогда если $l \approx 1 \text{ мм}$, то $N_e = 4 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Однако, на рис.3.3 минимальные значения плотности составляют единицы на 10^{20} см^{-3} , что говорит о том, что в данных выстрелах если вокруг проволочки и была менее плотная плазма, то ее плотность должна была быть менее $4 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

В целом, можно сделать вывод, что интерферометрические способы исследования плазмы дают возможность наблюдать плазму с электронной плотностью, лежащей в пределах от 4×10^{17} до 10^{21} см^{-3} . Использование подобной методики позволяет дополнить информацию о распределении плазмы, относительно теневых методов исследования плазмы.

3.2. Определение размеров излучающей области с помощью расчета дифракционных картин рентгенограмм, полученных методом проекционной теневой рентгенографии (ПТР)

Во время экспериментов по исследованию X-пинчей в качестве источников МРИ важной задачей является задача точного определения размера излучающей области. В области МРИ хорошо работают различные кристаллических приборы, камеры-обскуры с разными фильтрами и диаметрами отверстий, щелевые камеры, а так же некоторые искусственные диспергирующие и преломляющие приборы, дающие высокое пространственное разрешение. Но все эти приборы дают пространственное разрешение не превышающее 1 микрона [2],[23],[24],[42],[49],[75].

Схема проекционной теневой рентгенографии при помощи «точечного» источника излучения, представленная на рис.3.4.а в общем случае является самой простой, в ней не применяются никакие промежуточные приборы для построения изображения. К тому же, из-за малой длины волны рентгеновского излучения, в большинстве случаев при расчете влияния размера источника на пространственное разрешение можно применять формулы геометрической оптики, не учитывая волновые факторы излучения. Из рис.3.4.а видно, что в случае точечного источника излучения на приемнике излучения удастся зарегистрировать четкую границу тени. На рис.3.4.б представлена схема получения изображения в случае протяженного источника размера d . Видно, что при этом граница тени размывается и по этому размытию можно в простейшем случае определить размер источника. Если учесть влияние волновых факторов — то на распределении интенсивности с внешней стороны появятся колебания (см.рис.3.4.в), а если объект окажется полупрозрачным для излучения — то появятся колебания интенсивности и на внутренней части изображения (см.рис.3.4.г).

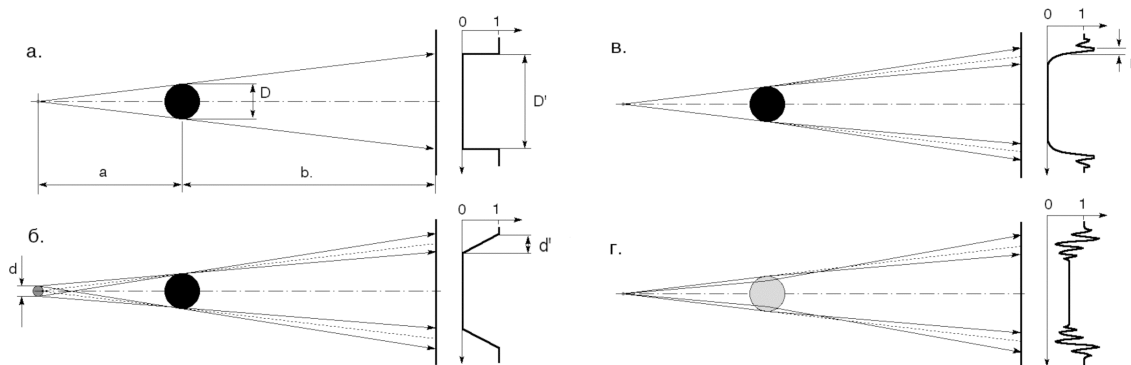


Рис.3.4. Схема проекционной рентгенографии от точечного источника (а); от источника диаметром d (б) (в приближении лучевой оптики); схема проекционной рентгенографии от точечного источника с учетом дифракции на непрозрачном объекте (в) и полупрозрачном объекте (г).

Как показали многочисленные эксперименты [49],[50],[64],[75],[76], к волновым факторам оказывающим влияние на разрешение относятся: дифракция, преломление излучения на исследуемом объекте и отражение от него. Чем выше энергия используемого излучения, тем меньшую роль будут играть перечисленные выше волновые факторы. На рис.3.5 показано влияние всех волновых факторов на пространственное разрешение при получении изображения методом проекционной рентгенографии.

Наибольшее влияние кроме размера на разрешение оказывает дифракция. Для точечного источника излучения пространственное разрешение определяется дифракцией излучения на зондируемом объекте. Дифракция обычно описывается на основе принципа Гюйгенса-Френеля. Размер минимального разрешаемого элемента изображаемого объекта может быть оценен из величины радиуса первой зоны Френеля для заданной геометрии эксперимента. Пусть расстояние от источника излучения до изображаемого объекта равняется a , а расстояние от объекта до приемника излучения – b (Рис.3.6.а).

Радиус первой зоны Френеля определяется формулой:

$$r_1 = \sqrt{\frac{ab}{a+b}} \lambda \quad (3.11)$$

При $b \gg a$ формула дает хорошо известную оценку $r \sim (a\lambda)^{0.5}$.

Строгий расчет интенсивности излучения при дифракции на прямолинейном крае экрана дает зависимость, показанную на Рис.3.6.б. При этом расстояние от геометрического положения края экрана (0 по оси абсцисс) до первого максимума равно $x_1 \sim 0.85\lambda^{0.5}W$, где W - геометрическая часть формулы (3.11).

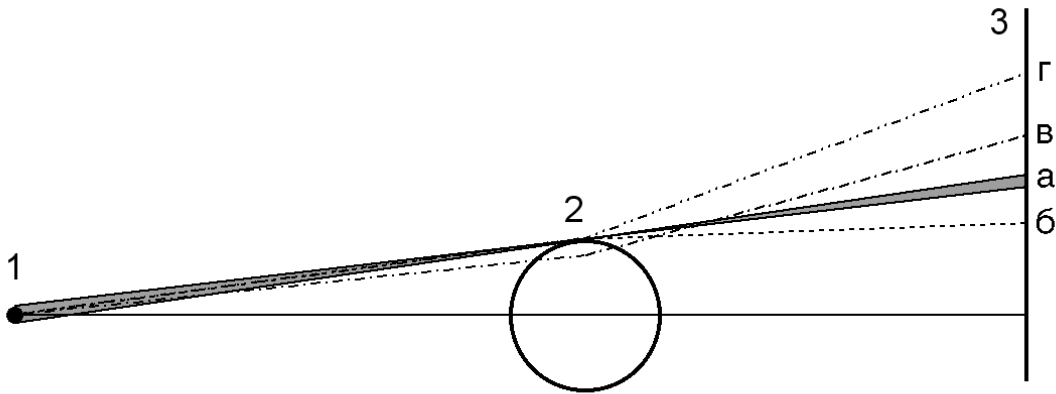


Рис.3.5. Факторы, влияющие на структуру рентгенограммы и пространственное разрешение метода точечной проекционной рентгенографии: размер источника (а), дифракция (б), преломление (в), отражение (г).

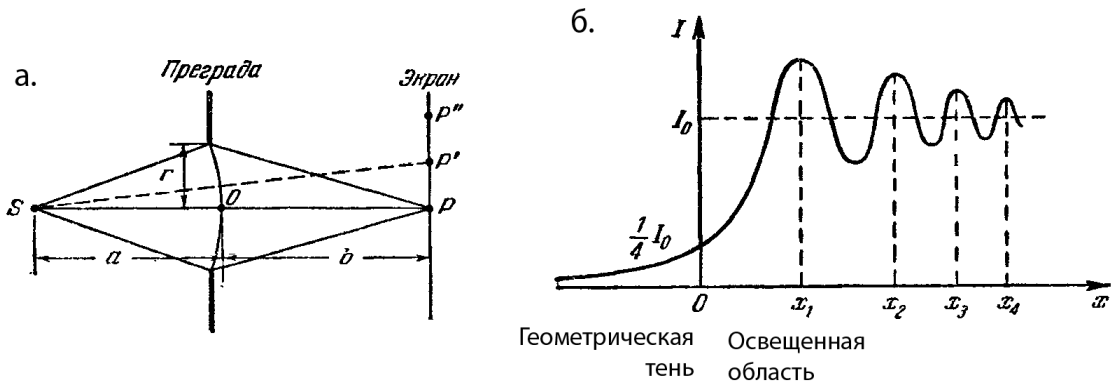


Рис.3.6. Схема, иллюстрирующая расчет первой зоны Френеля при дифракции излучения на краю экрана (а); интенсивность излучения при дифракции на краю щели (б)

В экспериментах наиболее важными параметрами являются увеличение системы и расстояние от источника излучения до регистратора изображений. Последняя величина подбирается таким образом, чтобы интенсивности излучения хватало, для нормально регистрации изображения, так как интенсивность излучения падает квадратично от расстояния. Увеличение системы при точечном проецировании равно $M = (a + b)/a$, а расстояние от источника до регистратора $l = a + b$. Формулу (3.11) можно переписать следующим образом

$$R = (\lambda l)^{0.5} K, \quad (3.12)$$

где $K = ((M - 1)/M^2)^{0.5}$. Зависимость коэффициента K от увеличения приведена на Рис.3.7.а.

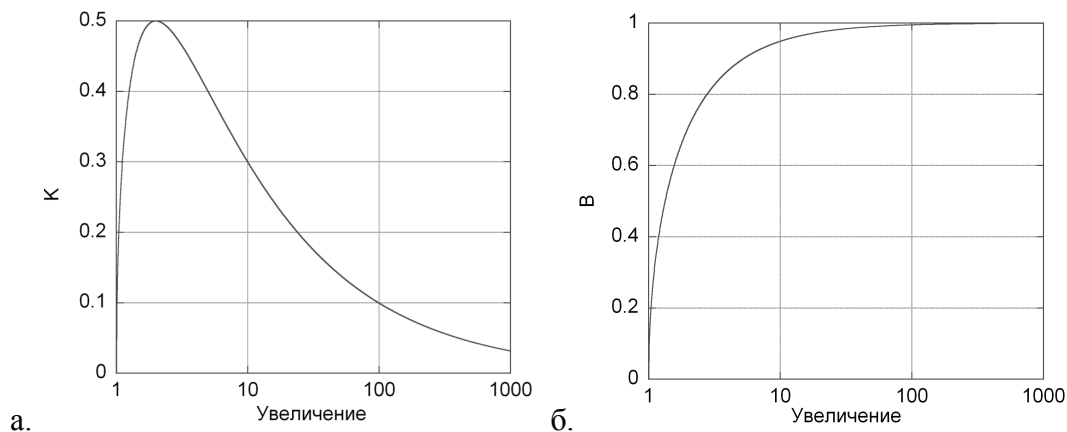


Рис.3.7. Зависимость коэффициентов K (а) и B (б) от увеличения.

Значение увеличения, равное единице соответствует положению объекта непосредственно на регистраторе, т.е. ситуации контактной радиографии, для которой пространственное разрешение определяется разрешением регистратора. Наихудшей является ситуация, при которой увеличение равно 2, т.е. $a = b$. С повышением увеличения дифракционное разрешение улучшается. Здесь, однако, надо учитывать, что достигается это за счет уменьшения расстояния от источника излучения до изображаемого объекта, что имеет свои пределы. Формула (3.1) может быть переписана также как :

$$R = (\lambda a)^{0.5} B, \quad (3.13)$$

где $B = ((M-1)/M)^{0.5}$. График зависимости коэффициента B от увеличения показан на рис.3.7.б.

Этот случай физически соответствует фиксированному расстоянию от источника до исследуемого объекта и увеличению расстояния до приемника. Видно, что при увеличениях меньше 10 разрешение лучше, чем оценка по формуле для дифракционного предела. При увеличении, равном 2 фактор улучшения равен $(2)^{0.5}/2=0.7$.

При получении изображения методом проекционной рентгенографии, пространственное разрешение определяется в первую очередь размером источника. Остальные процессы будут, так или иначе, искажать картину, оставаясь при этом связанными с взаимодействием излучения источника с объектом, и неся, следовательно, информацию о нем. Однако, обработка такой информации может оказаться чрезвычайно сложным делом, дающим иногда неоднозначные результаты. Поэтому, в первом приближении, процессы преломления, отражения и дифракции можно считать факторами ухудшения пространственного разрешения. При уменьшении размера источника до некоторого предела эти факторы могут стать очень важными. Наибольший вклад вносит дифракционное размытие. МРИ имеет характерную энергию квантов излучения 5 кэВ , что соответствует длине волны $\lambda = 2.5 \text{ \AA}$. Расстояние от источника излучения до исследуемого объекта a обычно составляет несколько сантиметров, например, 5 см, в таком случае согласно приближению формулы (3.11) в случае $b \gg a$ дифракционное ограничение будет составлять 3.5 мкм . Во многих выстрелах, в которых образуется ГТ источник имеет размеры менее дифракционного разрешения и на изображении тест-объекта можно наблюдать интерференционно-дифракционную картину [64]. Это говорит о том, что при малых размерах источника основным фактором, влияющим на пространственное разрешение, является дифракция, но, в общем случае, и другими факторами не стоит пренебрегать. На четкость наблюдения дифракционной картины влияет пространственная когерентность излучения. Еще в 1998 году в статье [77] описано, что для получения фазового контраста при полихромном жестком рентгеновском излучении предлагалось использование источника излучения маленького размера, обеспечивающего пространственную когерентность, без использования оптических элементов для энергетического фильтрования излучения, то есть без хроматической когерентности. В геометрической оптике фазовые изменения вызывают

поперечные смещения в локальном пучке (рефракция) при прохождении в среде с изменяющимся индексом рефракции или индексом преломления. Эти смещения могут вызвать увеличение интенсивности в плоскости изображения, что может привести к значительному усилению различий в интенсивности РИ на границах сред с различным индексом преломления. Такой способ изображения, называется методом фазового контраста [64],[78]. В целом, зависимость результирующей дифракционной картины от размера источника и когерентности излучения представлена на рис.3.4.в-г.

В экспериментах энергетический интервал излучения ограничивается различными фильтрами. Это позволяет получать дифракционные картины, на которых видны несколько больших пиков интенсивности излучения. Таким образом, предлагается использовать метод расчета дифракционных картин, для определения размера источника излучения. Основная идея состоит в том, чтобы рассчитать дифракционную картину в параметрах эксперимента в зависимости от размера источника, и далее нужно подобрать размер источника, чтобы теоретическая картина совпала с экспериментальной картиной с учетом некоторого критерия. В качестве этого критерия можно взять количество дифракционных пиков и отношение их интенсивностей. Более подробно метод определения размера источника по дифракционным картинам описан в статье [4].

Для оценки погрешности метода были построены профили для различных размеров источников с излучением, усредненным по спектру в диапазоне 2.5 - 5.0 кэВ, что соответствует регистрации излучения за 12.5 мкм Ti фильтром. Профили для тест-объекта в виде непрозрачной проволоочки представлены на рис.3.8.а, а для щели на рис.3.8.б. Из рисунков видно, что при изменении размера источника на 20% интенсивность максимумов заметно отличается, отсюда сделано предположение, что погрешность метода можно оценить в 20% в случае, когда размер источника излучения не превышает 1.5 мкм.

Следует отметить, что данные расчеты следует производить, только если размер источника мал, т.е. когда волновые факторы излучения являются сопоставимыми по своему влиянию на пространственное разрешение с размером источника излучения. В этом случае будет наблюдаться дифракционная картина излучения при изображении щелей и интерференционная картина при теневом проекционном изображении частично прозрачного

объекта для используемого излучения. На рис.3.9.а представлено увеличенное изображение пластиковой сетки, полученное на МИНИ-генераторе при взрыве 4x25 мкм Мо X-пинча.

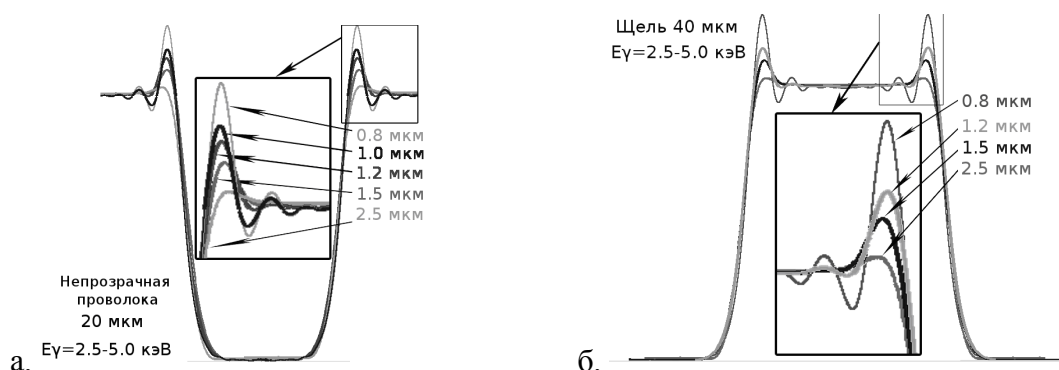


Рис.3.8. Профили дифракционной картины, рассчитанные для источников различного размера, после прохождения через непрозрачную проволочку (а) и щель(б) усредненные по спектру в диапазоне от 2.5 до 5.0 кэВ.

На рис.3.9.б приведена денситограмма фрагмента изображения, выделенного прямоугольником на рис.3.9.а. Определение размера источника по размытия края изображения дает значение 1.0 мкм, что находится ниже дифракционного разрешения в данном случае. Также на денситограмме видны колебания, вызванные дифракцией, на границе тест-объекта, таким образом, можно попытаться определить размер источника излучения с помощью расчета профиля интенсивности. Так, наилучшее соответствие расчетного профиля экспериментальному достигается при размере источника 0.4 мкм. Данный расчетный профиль также представлен на рис.3.9.б.

Стоит привести несколько изображений, для которых так же рассчитан профиль распределения интенсивности, по которому можно определить размер источника излучения. Так, на рис.3.10 представлен расчет размера источника для выстрела на установке БИН, в котором в качестве тест-объекта использовалась полупрозрачная для МРИ углеродная нить. Видно, что в таком случае профили совпадают достаточно точно, а значит размер источника был близок к расчетному – 1.5 мкм.

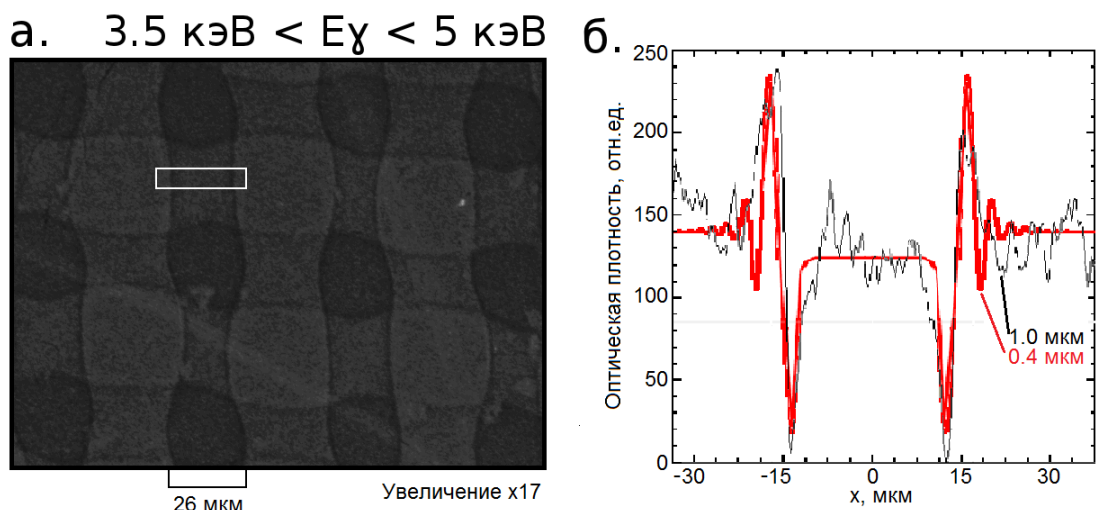


Рис.3.9. Изображение пластиковой сетки, полученное на установке МИНИ, в излучении $4 \times 25 \text{ мкм}$ Mo X-пинча(а) полученное с увеличением в 17 раз; денситограмма(б) изображения: реальная (черная линия) и расчетная (серая линия) для размера источника излучения 0.4 мкм .

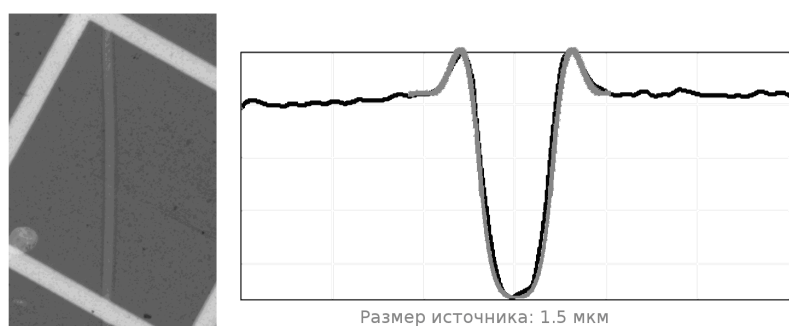


Рис.3.10. Изображение углеродной нити, полученное на установке БИН в излучении $4 \times 25 \text{ мкм}$ Mo X-пинча(а); реальная (черная линия) и расчетная (серая линия) денситограммы изображения нити для размера источника излучения 1.5 мкм (б).

На рис.3.11 представлен расчет размера источника на генераторе XP с нагрузкой в виде гибридного X-пинча в двух направлениях: продольном и поперечном. На рис.3.11.а. представлено изображения тест-объекта Ni сетки, при этом катод-анодный промежуток расположен вертикально. Что в данном случае важно, так как в продольном и поперечном направлении наблюдаются различные распределения интенсивности излучения. При этом

расчетные профили довольно точно совпадают с экспериментальными. Таким образом, можно сделать вывод, что источник в продольном направлении имел размер 2.6 мкм, а в поперечном – 0.7 мкм, при этом этот размер лежит ниже дифракционного предела, что говорит о том, что в данном случае источник мог иметь еще более меньший размер.

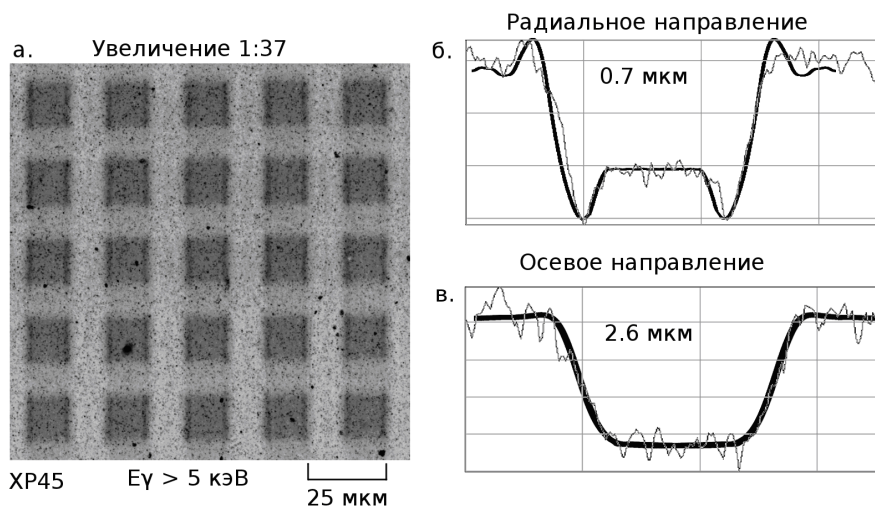


Рис.3.11. Рентгенограмма Ni сетки с периодом 25 мкм, полученная на установке XR в излучении Mo гибридного X-пинча (а); реальные (тонкая линия) и расчетные денситограммы для размера источника излучения 0.7 мкм (жирная линия) в радиальном направлении (б) и продольном направлении для размера источника излучения 2.6 мкм (в)

На рис.3.12 представлен пример расчета размера источника для одной из лучших конфигураций X-пинчей, применяемых на установке COBRA - трехбололочечного симметричного X-пинча [24]. Изображение щелевой маски [59] было получено с увеличением 8.5 в излучении с энергией квантов более 5 кэВ. Расчет был выполнен для размера источника равного 1.4 мкм. Видно, что в случае щели, получается очень хорошее соответствие расчетного профиля и экспериментального.

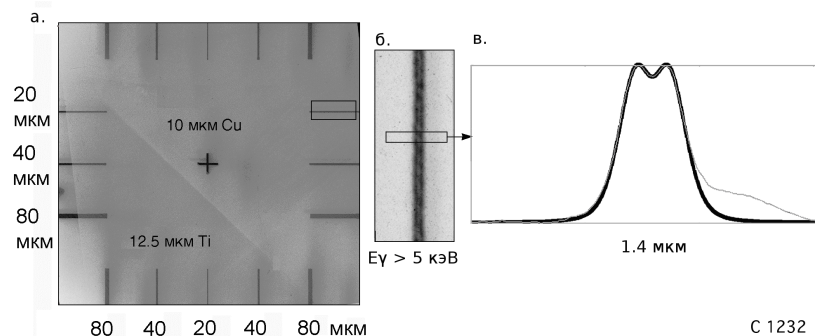


Рис.3.12. Изображение щелевой маски, полученное на установке COBRA в излучении трехоболочечного симметричного X-пинча из проволочек диаметром 25 мкм в конфигурации одна проволочка из NiCr в центре, 6 Мо проволочек во второй оболочке и 12 проволочек из W в третьей (а); увеличенное изображение щели шириной 20 мкм(б), реальная (тонкая линия), расчетная (толстая линия; для размера источника излучения 1.4 мкм) денситограммы изображения щели (в).

В ходе многочисленных экспериментах с X-пинчами на различных установках для определения размеров источника использовался метод расчета дифракционных картин. При этом во всех расчетах размер или совпадал с размером, определенным по размытию края изображения, или оказывался меньше его, если размер источника оказывался меньше дифракционного предела разрешения в данном эксперименте. По результатам данной работы была опубликована работа [4], основным выводом которой стало то, что расчет дифракционных картин рентгенограмм, полученных методом проекционной теневой рентгенографии, позволяет определить размер излучающей области с точностью, превышающей дифракционный предел разрешения. На основании этого вывода и анализа размеров источников излучения, образующихся на различных установках при взрыве различных конфигураций X-пинчей, сделан вывод о независимости размера источника от параметров генератора.

Глава 4. Динамика гибридных X-пинчей.

Гибридный X-пинч продемонстрировал свою работоспособность на множестве установок с различными параметрами, начиная от относительно слаботочных (ток от 240 кА) с большим временем нарастания тока (от 180 нс) заканчивая сильноточными (ток до 1 МА) с коротким фронтом (45-100 нс). При этом на слаботочных установках набор проволок, которые можно использовать, ограничен. В то время, как на сильноточных с коротким фронтом тока, можно использовать не только огромное число различных металлических проволок, но и различные структуры, создаваемые вручную, например, пластиковая трубочка с расплавленной серой или раствор порошковых солей в клее, нанесенных на поверхность проволоки [57]. Это приводит к возможности использования в ГХП практически всей периодической таблицы, включая газы, входящие в состав солей, что, несомненно, расширяет возможности использования ГХП в качестве источника рентгеновского излучения для различных применений. В связи с широким распространением и огромными возможностями по использованию гибридных X-пинчей встал вопрос по исследованию динамики гибридных X-пинчей. Подобные эксперименты были проведены в ФИАН на установках БИН, ГВП, Микро-4, МИНИ-2. Аналогичные исследования так же проводились Корнельском университете (США) на установках XP и COBRA.

4.1. Исследование начальной стадии взрыва гибридных X-пинчей

Для исследования начальной стадии гибридных X-пинчей подходят установки с небольшим током и довольно длинным временем нарастания тока, фактически имитирующие предимпульс, который предшествует основному импульсу многих сильноточных генераторов. При более медленном вложении энергии в проволоку она проходит те же стадии взрыва, что и при быстром вложении, но при этом время протекания процесса увеличивается, что позволяет гораздо легче проводить диагностику на требуемом этапе процесса. Для подобных экспериментов прекрасно подходят установки ГВП и Микро-4, на которых и были проведены исследования.

4.1.1. Генератор ГВП

Для исследования начальной стадии формирования ГТ в гибридных X-пинчах требовалось получение изображений проволоочки ГХП в различные моменты времени. Для этих целей прекрасно подходит генератор ГВП, используемый для исследования взрыва одиночных проволоочек. Как было уже описано в разделе 2.6, генератор ГВП имеет 3 оптических канала, позволяющие в каждом выстреле получать изображения в 3 момента времени с временным сдвигом в 50 нс и 80 нс относительно первого.

На рис.4.1 представлена зависимость тока и производной тока при взрыве медной проволоочки диаметром 25 мкм в гибридном X-пинче на генераторе ГВП. Как видно из осциллограмм максимум тока составляет около 6 кА, а время нарастания тока 400 нс. Максимум производной тока колеблется в пределах 22-25 А/нс в разных выстрелах. На генераторе ГВП было произведено несколько серий экспериментов по исследованию зависимости расширения проволоочек в зависимости от материала проволоочек и межэлектродного зазора.

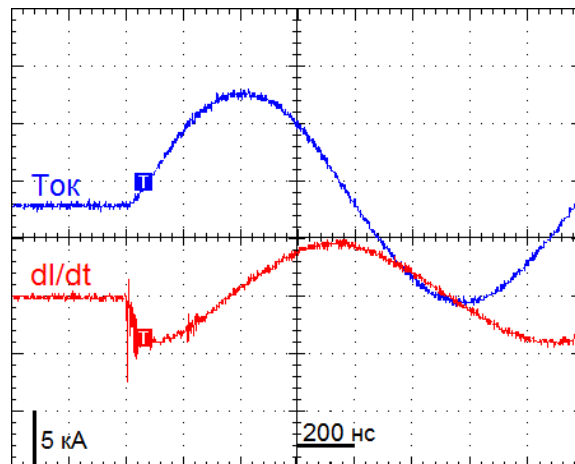


Рис.4.1. Осциллограммы тока и производной тока при взрыве 25 мкм Cu ГХП на генераторе ГВП.

Первая серия экспериментов заключалась в исследовании зависимости расширения проволоочки от межэлектродного расстояния. Как показали эксперименты по исследованию

быстрого электровзрыва тонких проволочек, все они делятся на три класса по проводимости, тепловым коэффициентам и скорости расширения при электровзрыве [79]. Проволочки с высокой проводимостью и низкими температурами плавления и испарения материала имеют очень высокую скорость расширения при электровзрыве на любых генераторах (Al, Cu, Ag, Au), а при малой проводимости и больших температурах скорость расширения проволочек значительно меньше (Ti, Mo, W) [80]. Эксперименты проводились как с быстро, так и медленно расширяющимися материалами проволочек. Наиболее наглядно результаты экспериментов видны в случае быстро расширяющихся материалов, например, меди. На рис.4.2.а-г представлены фотографии в зондирующем лазерном излучении при взрыве ГХП с медной проволочкой диаметром 25 мкм.

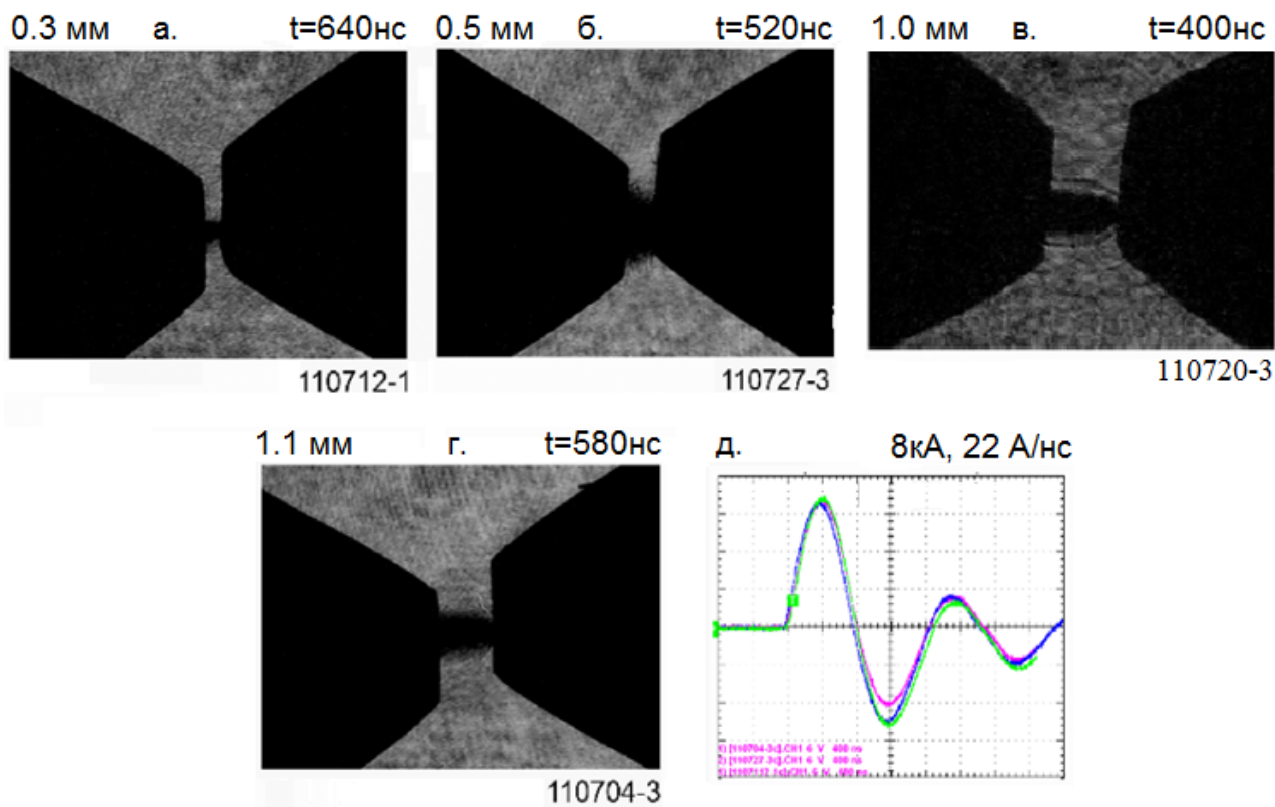


Рис.4.2. Тенеграммы взорванной медной проволочки диаметром 25 микрон в ГХП на генераторе ГВП, демонстрирующие зависимость расширения проволочки от межэлектродного расстояния (а-в); осциллограммы тока во всех трех выстрелах, в которых были получены приведенные тенеграммы (г).

На рис.4.2.д представлены токовые осциллограммы, из которых следует, что генератор работает очень стабильно и параметры импульсов повторялись с хорошей точностью, поэтому можно было сравнивать скорости расширения кернов проволочек из разных выстрелов. Из осциллограмм видно, что в этих выстрелах ток был одинаковый. А значит, несмотря на то, что изображения получены в разных выстрелах, их можно сравнивать между собой. Максимум тока в этих выстрелах составлял 8 кА, а скорость нарастания тока 22 А/нс.

Для более точного сравнения расширения проволочек от времени желательно определить среднюю скорость расширения, как отношение расширения проволочки ко времени. На рис.4.2.а-в прекрасно видна граница расширенной проволочки, но на рис.4.2.г. граница размыта, но если изменить контраст фотографии и сделать денситограмму поперек расширенной проволочки, то можно достаточно точно определить диаметр проволочки. Для примера, на рис.4.3.а приведено изображение с рис.4.2.г, на котором отмечен участок, по которому происходит определение размера диаметр расширившейся проволочки.

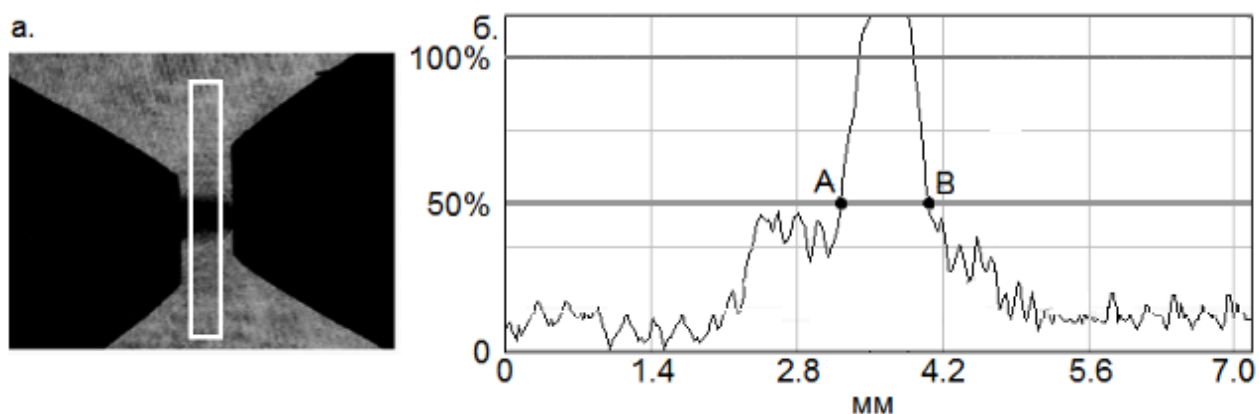


Рис.4.3. Тенеграмма (а) взорванной медной проволочки диаметром 25 микрон в ГХП на генераторе ГВП (см.рис.4.2.г.) с отмеченным участком, по которому построена денситограмма (б), на которой отмечен уровень почернений центра проволочки 100%, фона -0% и спада почернения до 50%, по котором определяется диаметр керна взорванной проволочки АВ=0.9 мм.

Этот участок всегда выбирается вдали от электродов, чтобы исключить влияние приэлектродной плазмы на скорость расширения проволоочки. Ширина участка выбирается таким образом, чтобы проволоочка имела одинаковый диаметр на всем этом участке. Чем шире получается выбрать такой участок — тем меньше влияет неоднородность фоновой засветки. Однако, не всегда удается выбрать достаточно широкий участок, так как проволоочка имеет дугообразную границу, в таком случае диаметр определяется как максимальный из возможных.

На рис.4.3.б представлена денситограмма выделенного фрагмента, на которой ось абсцисс переведена в миллиметры в соответствии с геометрией эксперимента. На оси ординат отмечено процентное отношение почернений пленки. За 100% принято среднее значение почернений центральной части проволоочки, а за 0 — среднее значение почернений фона, вдали от проволоочки. Дополнительно на денситограмме отмечен уровень 50%, соответствующий расширению керна проволоочки. На данной денситограмме эти точки отмечены буквами А и В. Видно, что искомый диаметр керна равен $AB=0,9$ мм. Результаты измерений занесены в таблицу 4.1. В последний столбец добавлена посчитанная средняя скорость расширения проволоочек.

Таблица 4.1. Зависимость средней скорости расширения керна $S_{и}$ проволоочки диаметром 25 мкм от зазора ГХП на генераторе ГВП.

Зазор, мм	Диаметр, мкм	Момент времени, нс	Средняя скорость расширения, мкм/нс
0.3	390	640	0.3
0.5	830	520	0.8
1.0	860	400	1.0
1.1	900	580	0.8

На рис.4.4 представлен график, на который нанесены значения средней скорости расширения керна проволоочек от межэлектродного зазора. Видно, что скорость расширения увеличивается при увеличении межэлектродного зазора, но достигая максимального значения около 1 мкм/нс, начинает снова снижаться при дальнейшем увеличении зазора. Это говорит о большем вложении энергии в проволоочку при большей ее длине. Однако это значение начинает спадать, в связи с тем, что, при протекании тока образуется

приэлектродная плазма и плазма короны проволоочки, которые перекрывают межэлектродное пространство [7], препятствуя дальнейшему вложению энергии в проволоочку. Но плотность этой плазмы значительно ниже плотности ядра [81], поэтому она не видна при получении теневых лазерных изображений. Так, например, при получении интерференционных изображений, видно наличие менее плотной плазмы вокруг проволоочки (см. раздел 3.2., Рис. 3.10). Наличие менее плотной плазмы вокруг проволоочки способствует тому, что часть тока начинает течь по этой плазме, а не по самой проволоочке, таким образом, по проволоочке течет меньший ток, а значит, и в нее вкладывается меньше энергии, что приводит к более низкой скорости расширения. При этом, чем больше межэлектродное расстояние, тем больше нужно времени на его перекрывание, а значит больший ток протечет через проволоочку. Поэтому необходимо искать оптимальное значение зазора, при котором будет происходить максимальное вложение энергии в проволоочку.

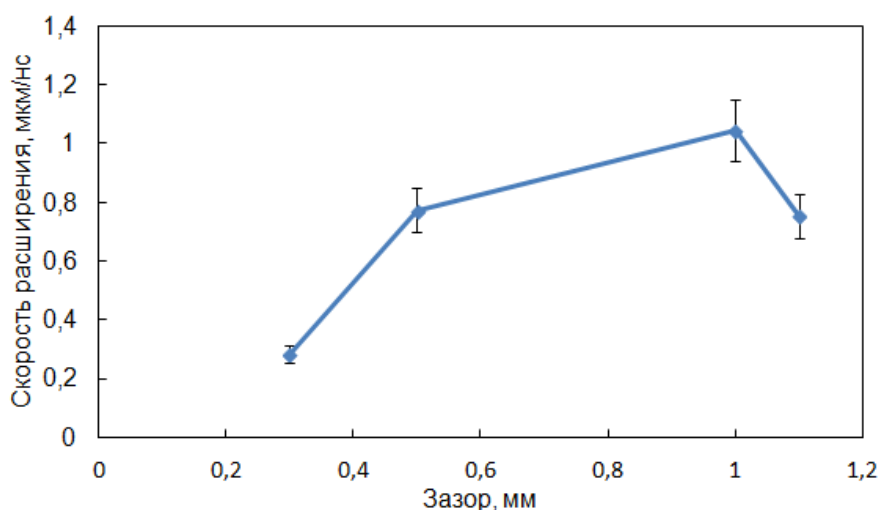


Рис.4.4. График зависимости средней скорости расширения ядра 25 мкм Си проволоочки в ГХП на генераторе ГВП от межэлектродного расстояния.

Из многочисленных экспериментов по взрыву проволоочек на больших генераторах [45] известно, что увеличение длины проволоочки приводит к многократному пинчеванию по длине проволоочки с последующим образованием нескольких горячих областей, что является нежелательным для гибридного X-пинча. Поэтому необходимо находить оптимальную

длину проволоочки для каждого генератора. Таким образом, при выборе межэлектродного зазора необходимо его делать максимально большим, но чтобы при этом в выстреле образовывалась единственная горячая точка, дающая источник МРИ. В данных экспериментах был найден оптимальным зазор равный 0.9-1.0 мм.

Следующим этапом исследований было определение зависимости расширения керна проволоочки от времени, при постоянном межэлектродном зазоре. В этой серии экспериментов зазор использовался оптимальный зазор 0.9-1.0 мм. На рисунках 4.5 и 4.6 представлены результаты экспериментов по взрыву Al и Cu проволоочек в ГХП с диаметрами 35 мкм и 25 мкм, соответственно. На этих рисунках приведены также осциллограммы выстрелов, из которых видно, что во всех приведенных выстрелах максимум тока составлял 8 кА, при этом скорость нарастания тока составляла 22 – 25 А/нс. Важным параметром, характеризующим процесс взрыва проволоочки в ГХП, является расширение проволоочки. Поэтому измерения диаметра кернов проволоочек представлены в таблице 4.2 и 4.3. Дополнительно в таблицу добавлена строка с посчитанной скоростью расширения керна.

По результатам измерений скорости расширения кернов проволоочек, представленным в таблицах 4.2 и 4.3, можно построить график средней скорости расширения кернов проволоочек от времени, который представлен на рис.4.7.

Таблица 4.2. Зависимость расширения керна 35 мкм Al проволоочки в ГХП от времени на генераторе ГВП.

Время, нс	20	100	170	200	250	280	350	430	680	900
Диаметр, мкм	70	160	200	210	510	640	900	1080	1700	>2800
Скорость, мкм/нс	0.88	0.63	0.5	0.44	0.95	1.08	1.24	1.22	1.22	-

Таблица 4.3. Зависимость средней скорости расширения керна Cu проволоочки диаметром 25 мкм от времени при взрыве в ГХП на генераторе ГВП.

Время, нс	55	135	200	280	400	700
Диаметр, мкм	80	380	510	820	980	1440
Скорость, мкм/нс	0.5	1.31	1.2	1.4	1.2	1.0

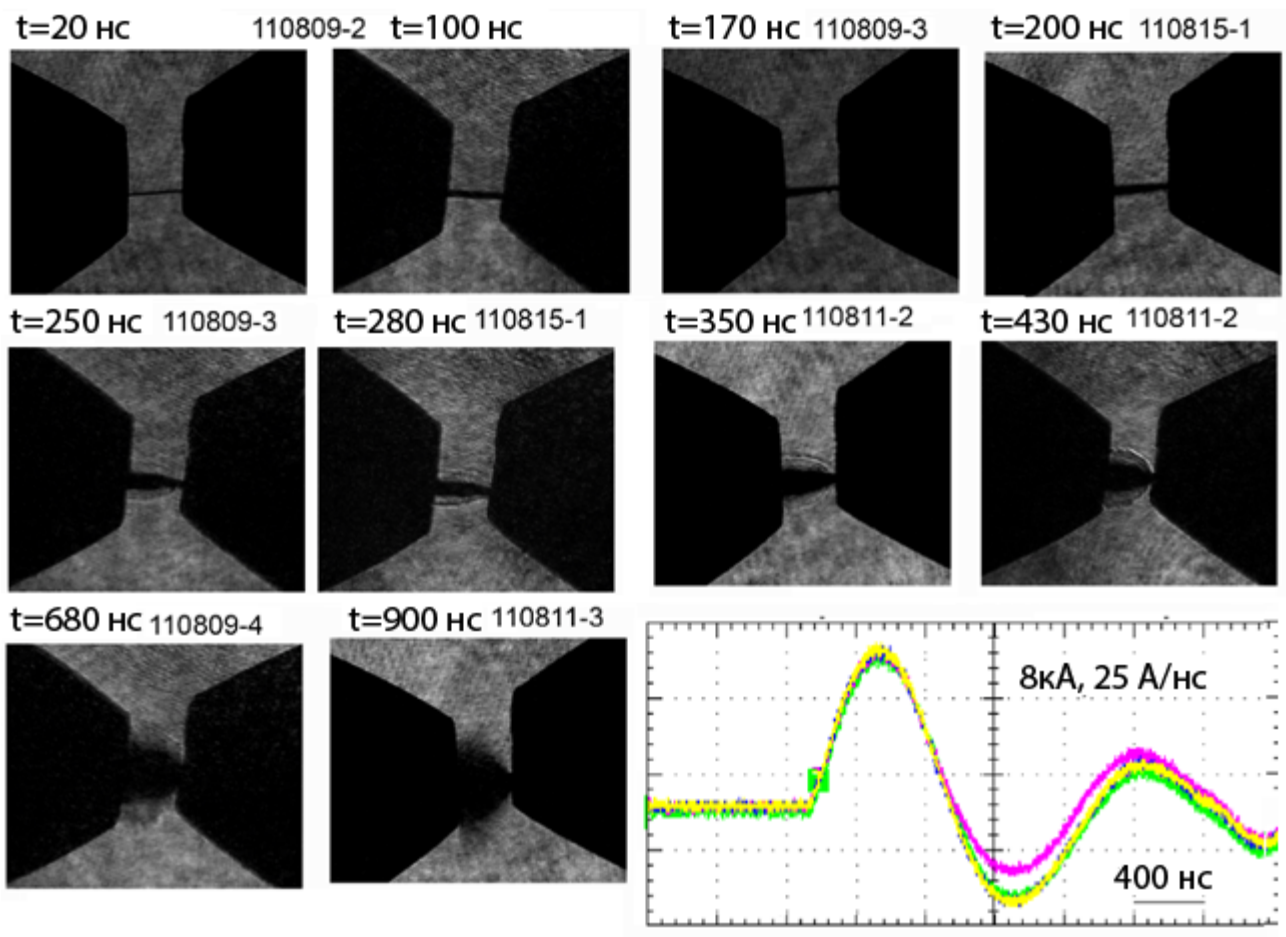


Рис.4.5. Тенеграммы взорванной алюминиевой проволочки диаметром 35 микрон в ГХП на генераторе ГВП, демонстрирующие зависимость расширения керна проволочки от времени при межэлектродном зазоре 0.9-1.0 мм и осциллограммы тока в каждом выстреле, в котором получены данные осциллограммы.

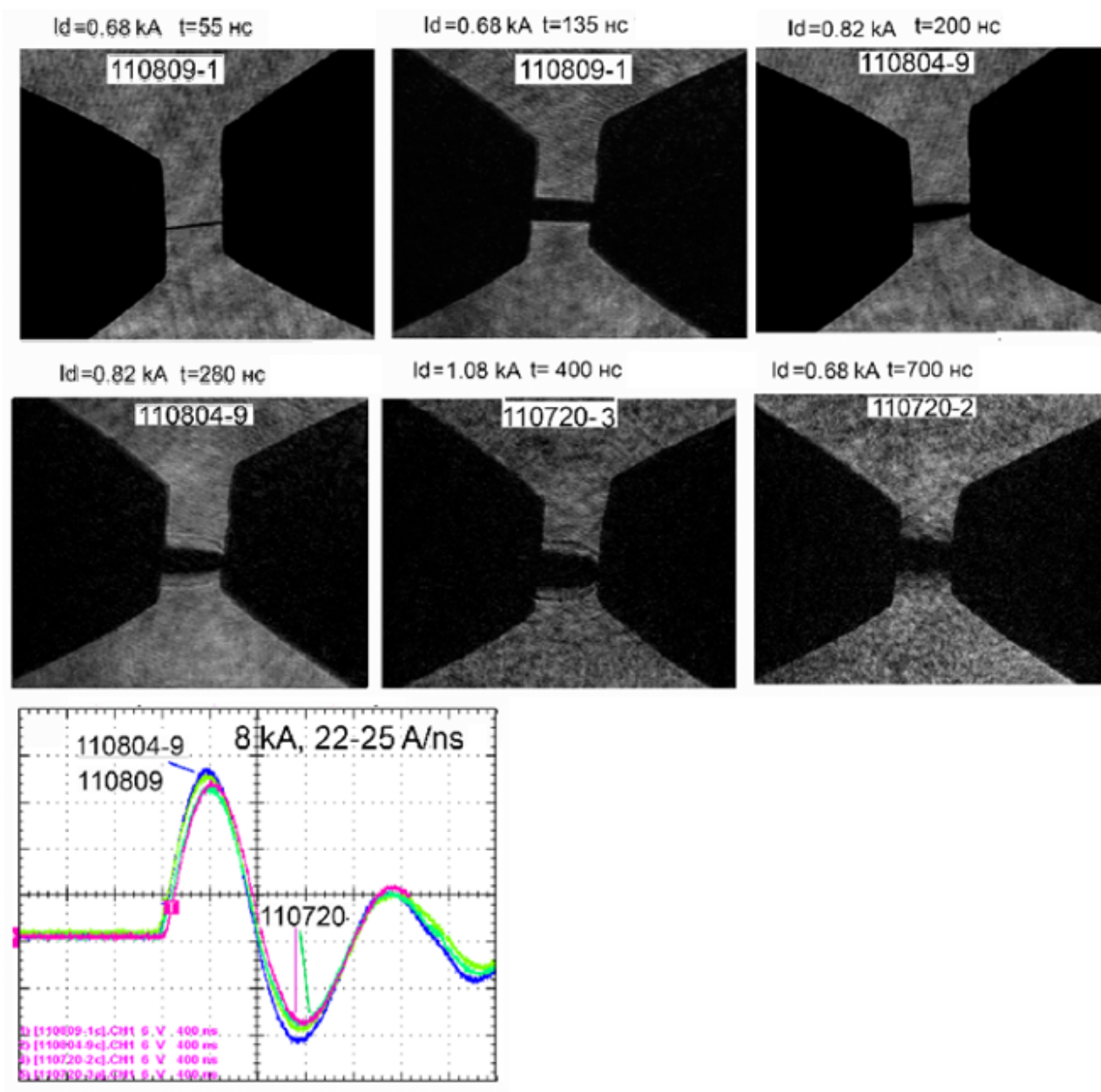


Рис.4.6. Тенеграммы взорванной медной проволочки диаметром 25 микрон в ГХП на генераторе ГВП, демонстрирующие зависимость расширения керна проволочки от времени при межэлектродном зазоре 0.9-1.0 мм и осциллограммы тока в каждом выстреле, к котором получены данные осциллограммы.

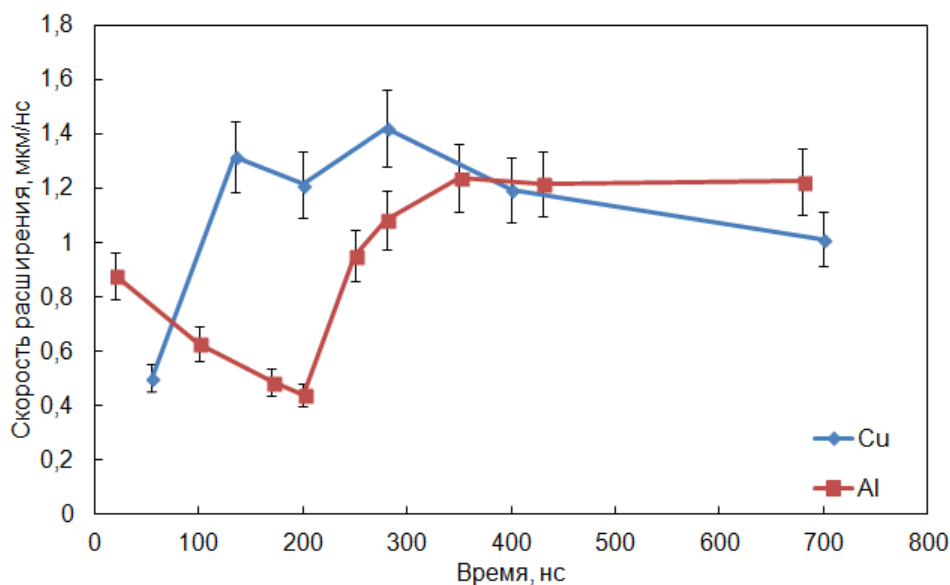


Рис.4.7. Зависимость средней скорости расширения ядра 35 мкм Al и 25 мкм Cu проволочки от времени при взрыве ГХП на генераторе ГВП.

На рис.4.7 видно, что в начальные моменты времени скорость расширения ядра проволочки увеличивается, при этом рост скорости медной проволочки больше, чем у алюминиевой. К 400 нс, соответствующей максимуму тока генератора, скорость становится практически постоянной. При этом значение скорости расширения ядра алюминиевой проволочки становится немного больше скорости расширения ядра медной проволочки. Таким образом, видно, что активное вложение энергии в проволочку происходит на фронте нарастания тока, поэтому необходимо подбирать параметры нагрузки к параметрам генератора таким образом, чтобы образование ГТ происходило до максимума тока.

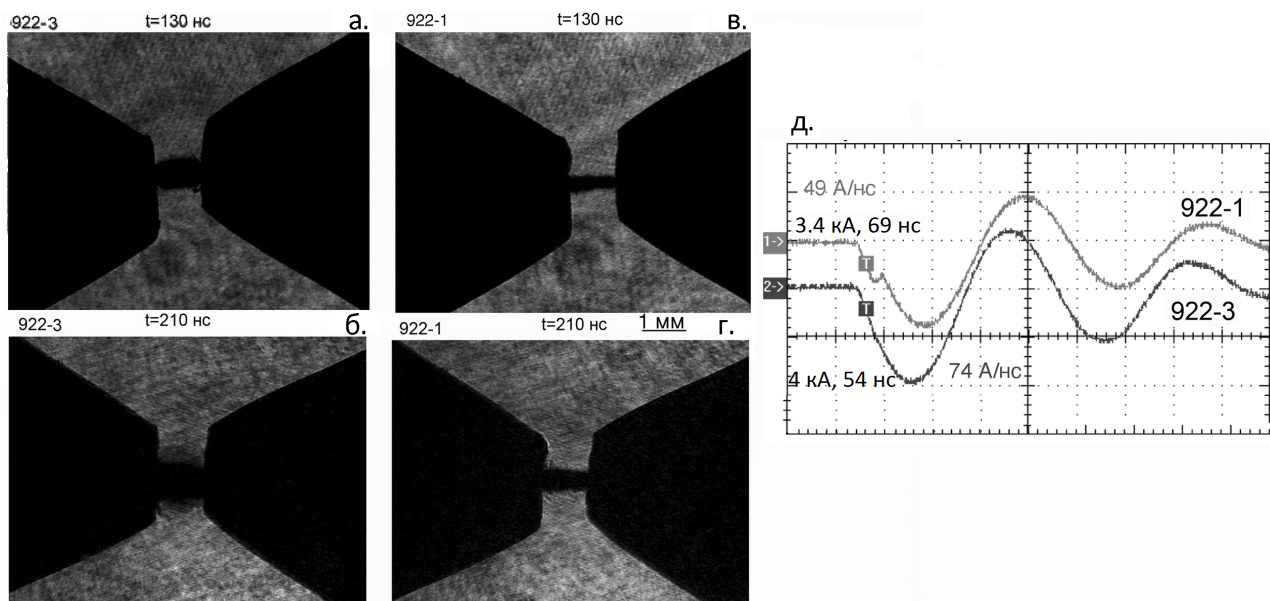
Как показали первоначальные эксперименты с ГХП на генераторе БИН, особенно важным для ГХП оказывается процесс образования приэлектродной плазмы, которая с течением времени начинает двигаться навстречу друг другу с противоположных электродов, закорачивая межэлектродный промежуток. Поэтому необходимо, чтобы в проволочку успело вложиться как можно больше энергии до того момента, как межэлектродное пространство заполнится электродной плазмой. При этом также закорачиванию межэлектродного пространства плазмой может препятствовать быстрое расширение материала проволочки. Этот процесс будет исследован и описан далее. Таким образом, скорость расширения

приэлектродной плазмы и проволоочки может оказаться наиважнейшим параметром при взрыве ГХП, так как горячая точка должна успеть образоваться до полного закорачивания диода.

4.1.2. Генератор Микро-4

Следующие эксперименты было решено провести для исследования зависимости вложения энергии в гибридный X-пинч от скорости нарастания тока. Для этих целей был изготовлен генератор Микро-4. Как уже было сказано в разделе 2.4, генератор имеет простую конструкцию и состоит всего из 4 конденсаторов с оптическим ключом в качестве разрядника. В большинстве выстрелов максимум тока генератора составляет 5 кА, а время нарастания тока около 50 нс. Однако, как показали эксперименты на этом генераторе, параметры могут изменяться в зависимости от качества срабатывания оптического ключа и от параметров нагрузки, при этом изменяется время нарастания тока и его амплитуда. Так как нагрузка генератора располагалась в той же самой камере, что и нагрузка генератора ГВП, то в экспериментах использовалась та же оптическая система. Таким образом, на генераторе Микро-4 в каждом выстреле также удавалось получать по 3 оптических изображения. Это позволило исследовать зависимость расширения проволоочки в ГХП от скорости нарастания тока.

На рис.4.7.а-г представлены изображения взрыва 25 мкм Си проволоочки в ГХП на генераторе Микро-4 в 2 различных выстрелах: а, б из одного выстрела, в, г из другого. На рис.4.7.д представлены осциллограммы соответствующих выстрелов. Из сигналов тока видно, что в выстрелах представленных на рисунках 47а и б ток составлял 4 кА, время нарастания тока 54 нс, таким образом скорость нарастания тока составила 74 А/нс, а в выстрелах на рисунках 47в и г — максимум тока 3.4 кА, время нарастания тока 69 нс, скорость нарастания тока 49 А/нс. Две тенеграммы в этих выстрелах получены при одинаковом межэлектродном зазоре в 1.1 мм и в одно и то же время: 130 нс и 210 нс от начала тока. Результаты измерения тока представлены в таблице 4.4.



74 A/нс (4 кА, 54 нс) 49 A/нс (3.4 кА, 69 нс)

Рис.4.7. Изображения (а-г) взрывающейся Си проволочки диаметром 25 мкм в ГХП и токовые осциллограммы (д) на генераторе Микро-4.

Таблица 4.4. Зависимость расширения керна взрывающейся Си проволочки диаметром 25 мкм в ГХП от времени и скорости нарастания тока на генераторе Микро-4.

Максимум тока, кА	Время нарастания тока, нс	Скорость нарастания тока, А/нс	Момент времени, нс	Диаметр, мкм
4	54	74	130	740
			210	1330
3.4	69	49	130	380
			210	660

Так же в таблицу внесены измерения диаметра расширенной проволочки в зависимости от времени. При этом если оценить среднюю скорость расширения проволочек от времени, получится, что при скорости нарастания тока 74 А/нс kern проволочки расширяется со средней скоростью примерно 3 мкм/нс, а при скорости 49 А/нс примерно 1.5 мкм/нс.

Из этих результатов следует, что для увеличения скорости расширения проволоочки, а значит и наибольшего вложения энергии в проволоочку требуется использовать генераторы с высокой скоростью нарастания тока. Однако, в данных экспериментах наибольшая скорость нарастания тока наблюдалась при большем токе. Для того, чтобы показать важность именно скорости нарастания, а не максимума тока было сделано несколько выстрелов, чтобы получить изображения взрыва 25 мкм Си проволоочки в те же времена и с тем же межэлектродным зазором, что и на установке ГВП, имеющей максимум тока больше, но при этом скорость нарастания тока – меньше. Результаты этих экспериментов приведены на рис.4.8.

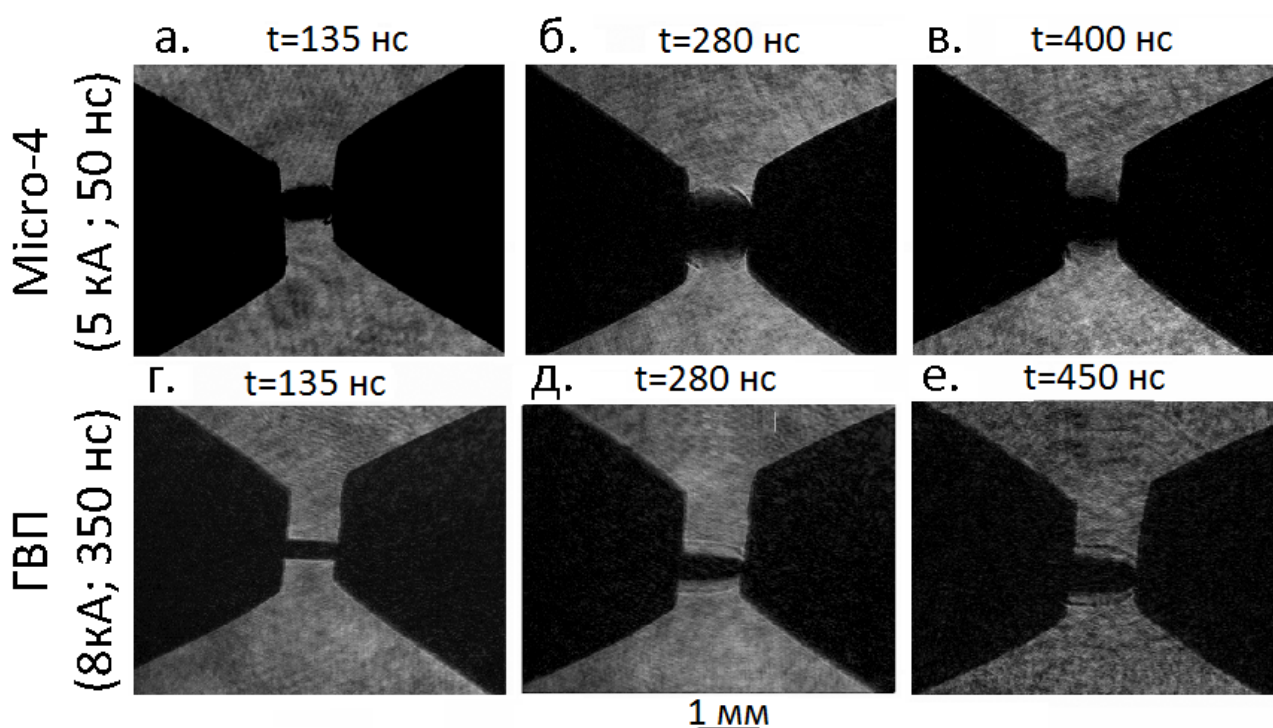


Рис.4.8. Сравнение расширения кернов 25 мкм Си проволоочки в ГХП на установках Микро-4 (а,б,в) и ГВП (г,д,е).

В выстрелах на установке Микро-4, результаты которых представлены на рис.4.8.а-в максимум тока составил 5 кА, а время нарастания тока 50 нс, таким образом скорость нарастания тока составляет 100 А/нс, а на установке ГВП, результаты которой изображены

на рис.4.8.г-е, максимум тока 8 кА, время нарастания тока 350 нс и скорость нарастания тока 23 А/нс. Эти результаты, для удобства, записаны в таблице 4.5. Так же в таблицу внесены результаты измерения диаметра зерна расширенной проволоочки от времени. Во всех выстрелах межэлектродное расстояние выставлялось примерно одинаковое и составляло 1.1 мм.

Таблица 4.5. Зависимость расширения зерна 25 мкм Си проволоочки от времени при взрыве ГХП на генераторе ГВП и Микро-4.

Максимум тока, кА	Время нарастания тока, нс	Скорость нарастания тока, А/нс	Момент времени, нс	Диаметр, мкм	Скорость расширения, мкм/нс
5 (Микро-4)	50	100	135	680	2.4
			280	1440	2.5
			400	1480	1.8
8 (ГВП)	350	23	130	410	1.5
			210	850	2.0
			450	1030	1.1

Из данных о диаметре расширенного зерна проволоочки в таблице 4.5 можно вычислить среднюю скорость расширения при взрыве ГХП. Она равна 2.5 мкм/нс в начальные моменты времени и снижается до 1.8 мкм/нс в более поздние моменты для генератора Микро-4, имеющего максимум тока 5 кА и скорость нарастания тока 100 А/нс. А для генератора ГВП со скоростью нарастания тока 23 А/нс и максимумом тока 8 кА – скорость расширения зерна снижается от 2 мкм/нс в начальные моменты времени до 1.1 мкм/нс в более поздние. Видно, что скорость расширения зерна проволоочки на генераторе Микро-4 примерно в 1.5 раза выше, чем на генераторе ГВП.

Таким образом, этот результат подтверждает предположение о том, что для энерговыделения в проволочку, а значит и скорости расширения, наиболее важным является скорость нарастания тока, а не его амплитуда. Поэтому на начальной стадии взрыва ГХП наблюдаются весьма существенные различия в динамике разлета проволочек, определяемые разницей в производной тока.

Из полученных результатов, следует вывод, что, во-первых, даже небольшие токи ($\sim 5 - 10$ кА) и напряжения, соответствующие предымпульсу некоторых сильноточных генераторов, приводят к взрыву и расширению проволочки в ГХП. Динамика ГХП на подобных генераторах не исследовалась, поскольку в нашем распоряжении нет генераторов с поддающимся измерению предымпульсом. Эксперименты, проводимые с ГХП на подобных установках, не привели к образованию горячей точки. Поэтому на установках, на которых имеется предымпульс, лучше не использовать для питания ГХП.

Во вторых, эксперименты по исследованию стадии формирования ГТ в ГХП необходимо производить на сильноточных установках с большим максимумом тока, имеющим максимальную скорость нарастания тока. При этом межэлектродный зазор необходимо подбирать таким образом, чтобы образовывалась одна горячая точка, дающая вспышку МРИ.

4.2. Исследование конечной стадии формирования горячей точки гибридного X-пинча

Для исследования процесса формирования ГТ при взрыве X-пинча требуется вложение большей энергии в проволочку, а также большой ток, протекающий через взорванную проволочку для создания магнитного поля, без которого не будет пинчевания. Для этих целей подходят сильноточные установки, такие как: МИНИ-2, БИН, КИНГ, ХР. Как показали эксперименты, описанные ранее, на начальной стадии взрыва ГХП представляет из себя взрыв одиночной проволочки. Аналогичные же результаты наблюдаются и на сильноточных установках, но этот процесс протекает за более короткое время, а значит его анализ усложняется. Поэтому большой интерес для исследования на сильноточных генераторах представляет процесс перехода от взрыва проволочки к процессу формирования единичной ГТ.

Для начала были проведены эксперименты по исследованию структуры и динамики взрыва проволочки от ее длины на установке МИНИ-2.

4.2.1. Генератор МИНИ-2

Измененная конструкция МИНИ генератора, состоящая из 2 конденсаторов, названная МИНИ-2, была использована для исследования динамики гибридных X-пинчей. После изменения конструкции максимум тока генератора изменялся от выстрела к выстрелу в диапазоне 120-140 кА, при постоянном времени нарастания тока в 130 нс, таким образом, скорость нарастания тока была чуть меньше или равна 1 кА/нс. Эксперименты по исследованию динамики ГХП проводились с проволочками, имеющими различные термоэлектрические параметры материала [79].

На рис.4.9 представлены осциллограммы взрыва 25 мкм Al ГХП на генераторе МИНИ-2. В каждом выстреле регистрировался ток и производная тока. В эксперименте, результаты которого представлены на рис.4.9 максимум тока составил 120 кА, время нарастания тока 130 нс. В экспериментах также использовалось зондирующее лазерное излучение. Время прохождения излучением нагрузки генератора контролировалось

фотодетектором, сигнал с которого так же представлен на рис.4.9. Видно, что этот сигнал имеет большую длительность, чем длительность лазерного излучения (равную 70 пс). Это является недостатком используемого фотодетектора, однако он дает достаточно острый фронт, по которому как раз довольно точно можно судить о времени появления лазерного излучения. Так же на осциллографе регистрировался сигнал с PCD, находящемся за 1 мкм фильтром из лавсана, который пропускает фотоны с энергией квантов от 160 до 300 эВ, что соответствует углеродному окну пропускания лавсана. Так же фильтр из лавсана пропускает излучение с энергией квантов более 0.8 кэВ. Таким образом, такой PCD позволяет регистрировать наличие УФ излучения и мягкого рентгеновского. Видно, что в данном случае излучения в данном спектральном диапазоне не зарегистрировано.

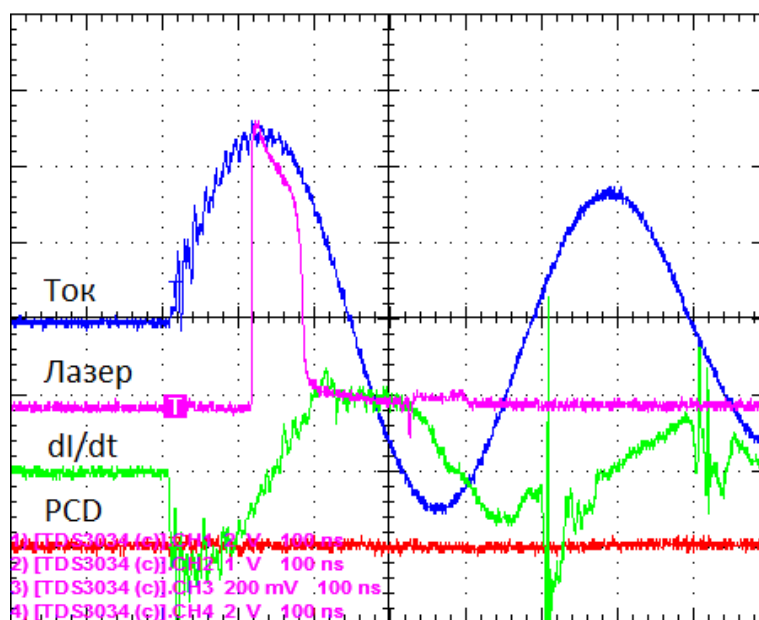


Рис.4.9. Осциллограммы, зарегистрированные при взрыве 25 мкм Al проволоочки в ГХП на генераторе МИНИ-2. Представлены сигналы тока, производной тока, сигнал фотодатчика, регистрирующего момент появления лазерного излучения, и сигнал с ФПД за лавсановым фильтром толщиной 1 мкм.

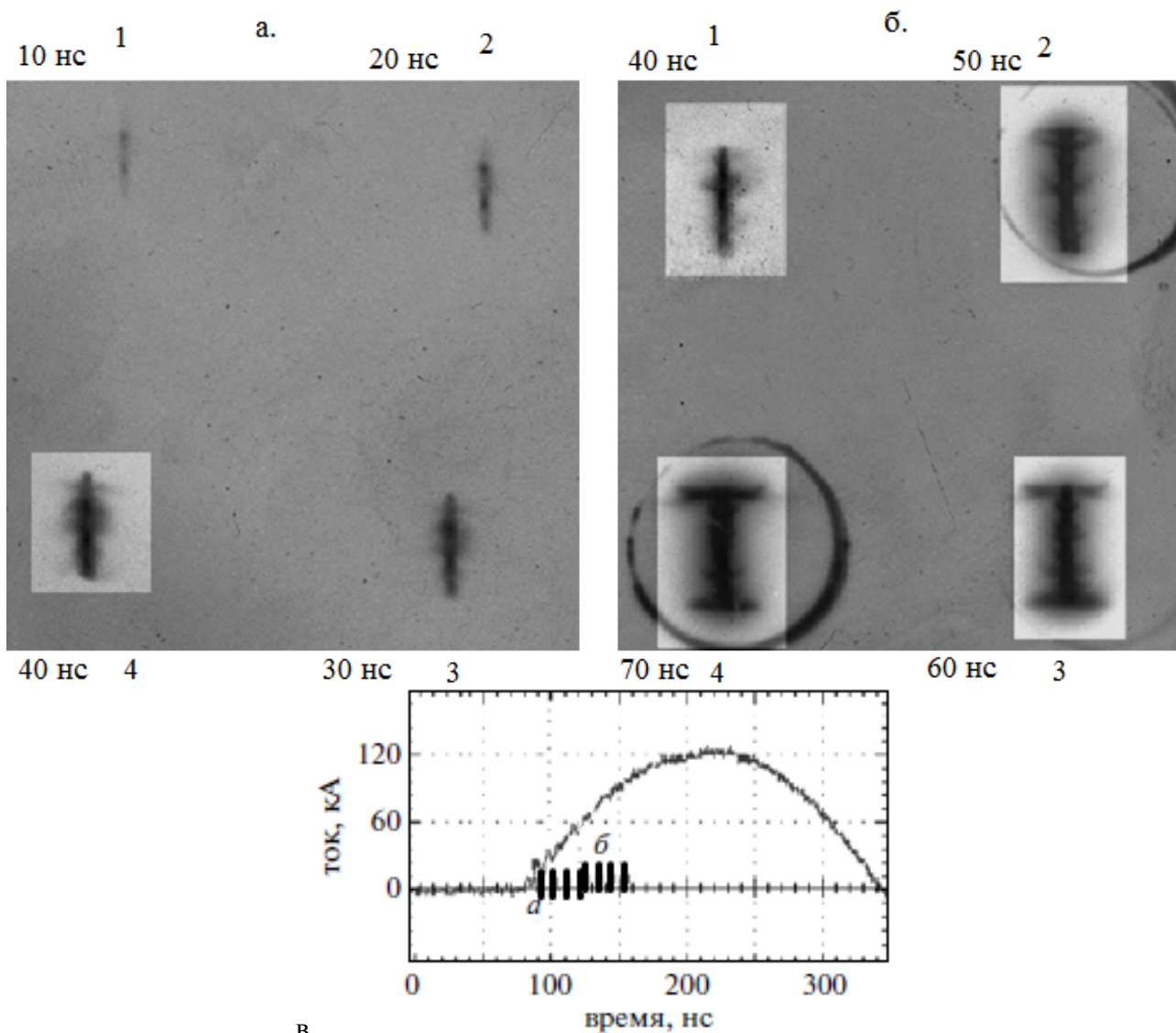
В качестве результатов можно рассмотреть две серии экспериментов с проволочками, относящимися к группам материалов, имеющих различные параметры

электрические и температурные параметры: T_i и Cu [79]. Как известно, Cu имеет в 20 раз меньшее удельное сопротивление, чем Ti . Так же из экспериментов по взрыву проволочек известно, что скорость расширения медных проволочек значительно выше, чем титановых [79],[80].

В первых экспериментах по исследованию динамики ГХП на генераторе МИНИ-2 использовалась камера обскура с диаметром отверстия около 100 мкм, а полученное изображение регистрировалось при помощи микроканальной пластины, описанной в разделе 2.1. Напомним, что МКП позволяет регистрировать изображение в диапазоне энергии, от мягкого УФ излучения, до мягкого РИ. МКП позволяет получать четыре изображения в определенный момент времени с длительностью кадра 5 нс [65].

Рентгенограммы взрыва 10 мкм Cu проволочки в ГХП зарегистрированные с помощью МКП представлены на рис.4.10. Видно, что свечение проволочки в мягком УФ спектре видно уже на 10 нс. Так же видно, что на первых двух кадрах (10 нс и 20 нс) есть более темные области на изображениях проволочек, говорящие о том, что взрыв протекает неоднородно по длине проволочки, с образованием более интенсивно излучающих областей. Для улучшения контрастности изображения на 4 кадре рис.4.10.а и 1-4 кадрах рис.4.10.б изменена интенсивность изображения с помощью уровней в программе Adobe Photoshop. На 3 и 4 кадрах рис.4.10.а видно, что с течением времени интенсивность излучения растет, но остается неравномерной по длине проволочки. На втором кадре рис.4.10.б, соответствующему времени 50 нс от начала тока, видно, что начинает появляться свечение вблизи электродов, а значит, идет процесс образования приэлектродной плазмы.

Как уже было показано ранее, важным параметром при работе с ГХП является выбор длины межэлектродного зазора. Поэтому были проведены эксперименты по исследованию зависимости динамики взрыва ГХП от длины зазора на установке МИНИ-2. В экспериментах применялась Mo проволочка диаметром 12.7 мкм и длиной от 8 до 2 мм. На рис.4.11 представлены осциллограммы тока, а так же сигналы с ФПД за фильтром из лавсана толщиной 1 микрон для выстрелов с различным межэлектродным расстоянием. Фильтр пропускает фотоны с энергией выше 1.1 кэВ (см.рис.2.4).



в.

Рис. 4.10. Изображения взрыва (а- выстрел 131017-2, б- выстрел 131017-3) 10 мкм Си проволоочки в ГХП на генераторе МИНИ-2 в УФ диапазоне самосвечения, полученные с помощью МКП (экспозиция 5 нс) через обскуру диаметром 100 мкм; осциллограмма тока (ток в двух выстрелах, указанных выше, совпадает) с нанесенными моментами времени, соответствующими цифрам около изображений на рисунках а и б. На изображениях а.4, б.1-4 дополнительно изменен контраст для выявления внутренней структуры.

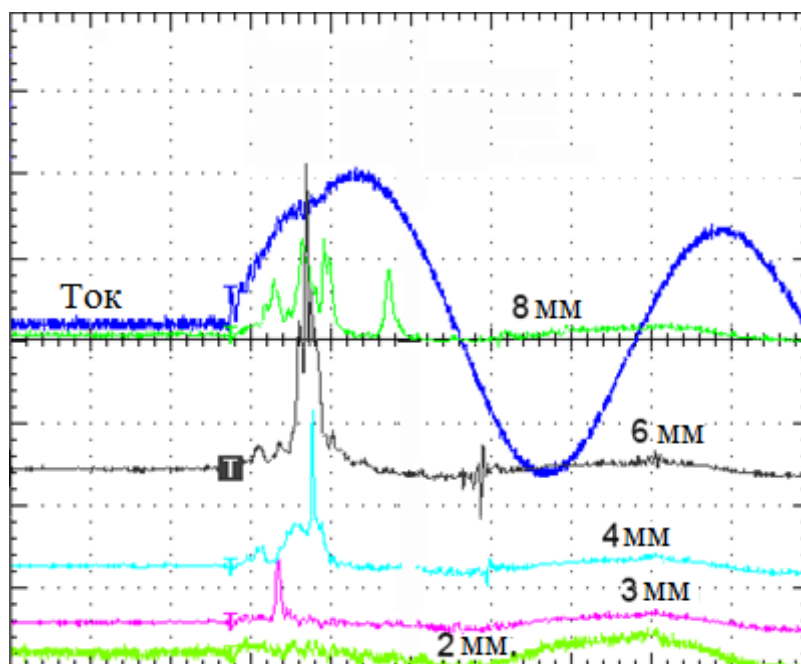


Рис. 4.11. Осциллограммы тока и сигналов с фотодетектора (ФПД) за 1 мкм лавсановым фильтром при взрыве 12.7 мкм Мо гибридного X-пинча в зависимости от длины межэлектродного зазора на генераторе МИНИ-2. Длина зазора указана на рисунке.

Видно, что при зазоре 2 мм сигнал полностью отсутствует, далее при увеличении зазора от 3 до 4 мм сигнал увеличивается, при этом он остается достаточно коротким (менее 2 нс), что свидетельствует об образовании ГТ. А при дальнейшем увеличении межэлектродного зазора видно, что сигнал становится более длинным (при 6 мм). Скорее всего регистрируются несколько вспышек излучения, не разрешенных во времени. При дальнейшем увеличении зазора уже четко видно несколько вспышек излучения, а значит, происходит многократное пинчевание, с образованием нескольких излучающих областей. Из осциллограмм можно сделать вывод, что наилучший результат, с точки зрения формирования ГТ виден при зазоре от 3 до 4 мм, при котором обычный Z-пинч превращается в X-пинч.

Также как и в других экспериментах на генераторе МИНИ-2 в этих экспериментах были получены и оптические теневые изображения в зондирующем лазерном излучении. Эти изображения представлены на рис.4.12. Из рисунка, видно, что при межэлектродном зазоре от 8 до 4 мм наблюдается обычная картина взрыва проволок с многократным

образованием перетяжек. В местах этих перетяжек на более позднем этапе времени будет находиться источник излучения, регистрируемый РСД.

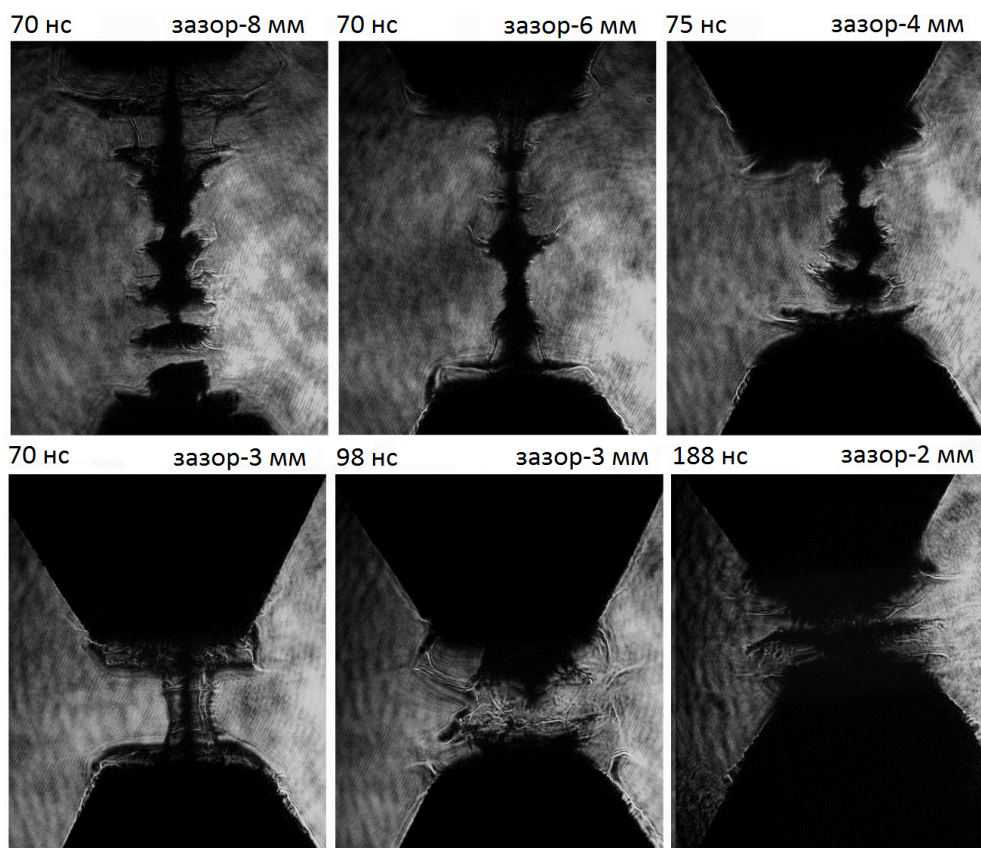


Рис.4.12. Оптические тенеграммы 12.7 мкм Мо ГХП с разным значением межэлектродного расстояния, зарегистрированные на установке МИНИ-2.

При меньшем зазоре равным 3 мм видна картина взрыва, похожая на процесс взрыва стандартного X-пинча. На раннем этапе (70 нс) видно, что проволочка расширяется, при этом на электродах образуется плазма, которая начинает закорачивать межэлектродный промежуток. В более поздний момент времени, видно, что ГТ уже образовалась, проволочка оборвалась, и процесс закорачивания зазора приэлектродной плазмой продолжается. При еще меньшем зазоре (2 мм) видно, что межэлектродное пространство заполняется плазмой, до образования ГТ, при этом излучения МРИ не происходит, что и видно на сигналах ФПД. Поскольку фронт нарастания тока на генераторе МИНИ менялся от 120 до 140 нс, то

межэлектродный зазор равный 2 мм в случае более короткого фронта тока также приводил к образованию излучающей области, поэтому иногда удавалось зарегистрировать излучение на ФПД. Следует отметить, что на генераторе Мини-2 зарегистрировано только очень мягкое излучение. При этом настоящая горячая точка (см. выше определение горячей точки и ссылку [1]) на данном генераторе не образуется, так как производная тока не достигает значения 1 кА/нс. Но она достаточно близка к нему, так как в большинстве выстрелов ток составляет 120 кА при фронте нарастания тока 140 нс, а значит, средняя скорость нарастания тока составляет 0.86 кА/нс.

Следующей задачей является определение влияния приэлектродной плазмы на процесс взрыва ГХП. Для этих целей были проведены серии экспериментов по получению лазерных тенеграмм взорванных проволочек, в различные моменты времени при постоянном межэлектродном зазоре, равным 2 мм.

На рис.4.13 представлены изображения ГХП с титановой проволочкой диаметром 25 мкм (25 мкм Ti ГХП), полученного на установке МИНИ-2, в различные моменты времени от начала тока. В экспериментах межэлектродный зазор выставлялся одинаковым и равным ~ 2 мм. На всех изображениях от 0 нс до 76 нс, мы видим картину взрыва проволочки, не отличающуюся от взрыва более длинной проволочки в конфигурации с обычными электродами. Однако, известно, что при взрыве проволочки наблюдается интенсивное излучение в УФ диапазоне, под действием которого происходит образование приэлектродной плазмы, появление которой можно наблюдать уже на 28 нс. С течением времени количество плазмы увеличивается и плазма расширяется к центру диода. При этом, как видно, эффективное межэлектродное расстояние начинает сокращаться со временем, но скорость движения приэлектродной плазмы не велика, поскольку ее распространение сдерживается магнитным полем тока, текущего через проволочку. Уже на ранних моментах времени видно, что также под действием магнитного поля происходит пинчевание проволочки, что в конечном итоге должно приводить к образованию ГТ. Однако спустя значительное время, на 160 нс видно, что межэлектродное пространство заполнено уже более чем на 50% приэлектродной плазмой, при этом проволочка значительно расширилась, не успев образовать ГТ.

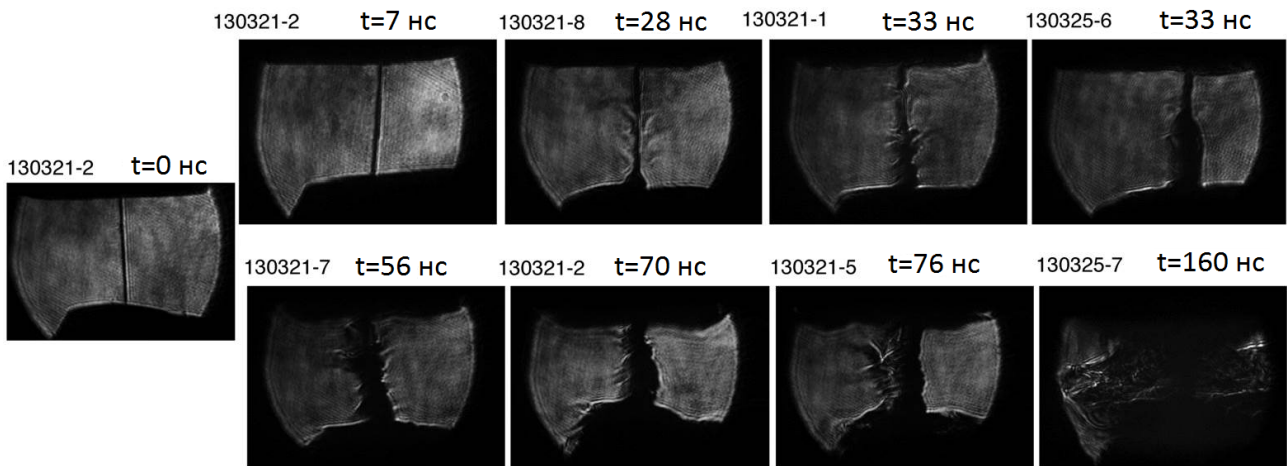


Рис.4.13. Оптические тенеграммы 25 мкм Ti ГХП с межэлектродным расстоянием 2 мм, зарегистрированные на установке МИНИ-2 в разные моменты времени от начала тока.

Из этих наблюдений следует, что важным параметром при взрыве ГХП на установках с большим током и скоростью нарастания тока является образование и расширение приэлектродной плазмы, приводящей к уменьшению межэлектродного расстояния. Результаты измерения этого расстояния при взрыве 25 мкм Ti ГХП представлены в таблице 4.6. Так же в таблицу занесены диаметры зерна проволочки, измеренные по тенеграммам проволочки, а так же вычислена скорость расширения проволочек и скорость движения приэлектродной плазмы. Видно, что движение плазмы начинается после 7 нс, и с течением времени скорость расширения зерна резко возрастает, однако, начиная с 56 нс скорость перестает расти, и далее плазма расширяется с примерно постоянной скоростью. Аналогичные результаты видны и для скорости расширения проволочки, сначала она растет, а потом, примерно в то же самое время, она становится постоянной. Вероятно как раз расширенная проволочка и препятствует слишком быстрому движению приэлектродной плазмы. Задерживает расширение приэлектродной плазмы также ток, текущий по проволочке и электродной плазме. По анодной и катодной плазме ток течет в противоположных направлениях и его магнитное поле замедляет и даже останавливает расширение электродной плазмы. Поэтому, чем больше ток, тем быстрее замедляется плазма. График зависимости скорости расширения зерна проволочки и приэлектродной плазмы от времени, построенный по данным из таблицы 4.6, представлен на рис.4.14.

Таблица 4.6. Зависимость межэлектродного расстояния от времени при взрыве 25 мкм Ti ГХП на генераторе МИНИ-2.

Время, нс	0	7	28	33	33	56	70	76	160
Зазор, мм	2	2	1.93	1.84	1.81	1.57	1.48	1.42	0.8
Диаметр, мкм	25	29	50	135	150	190	210	235	--
Скорость расширения керна проволоочки, мкм/нс	0	0.3	0.5	1.6	1.9	1.5	1.3	1.4	--
Скорость расширения приэлектродной плазмы, мкм/нс	0	0	1.3	2.4	2.9	3.8	3.7	3.8	3.8

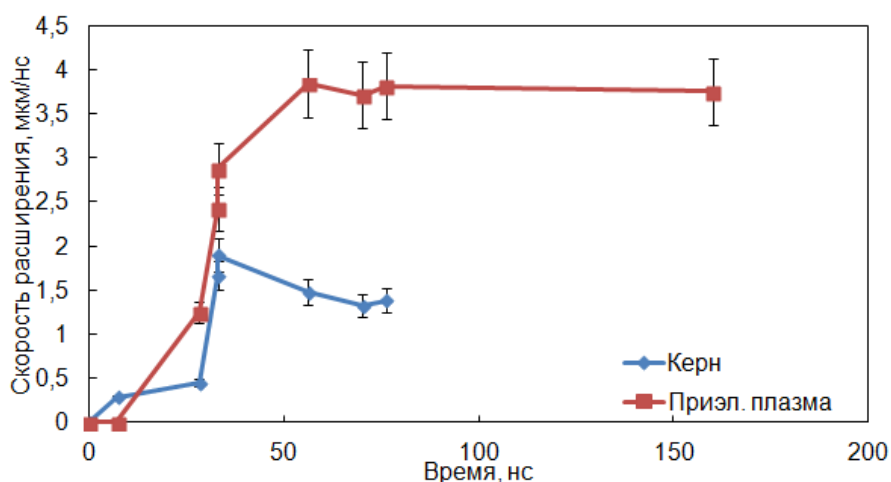


Рис.4.14. Зависимость средней скорости расширения керна 25 мкм Ti проволоочки и приэлектродной плазмы от времени при взрыве ГХП на генераторе МИНИ-2.

Из рисунка видно, что скорость расширения керна проволоочки вначале растет медленно, а после 25 нс резко возрастает, достигая максимума к 33 нс, или возможно чуть позже, так как следующая точка получена только на 56 нс. Затем спадает до скорости 1.5 мкм/нс, и остается практически постоянной в последующие моменты времени. Вероятно это можно объяснить тем, что начиная с 33-35 нс большая часть массы проволоочки испаряется с поверхности, переходя в корону, плотность которой меньше чувствительности метода получения изображений. Скорость расширения приэлектродной плазмы в начальные моменты времени также медленно увеличивается до 33 нс, когда происходит резкий скачок

скорости, после которого плазма движется с постоянной скоростью. При этом скачок скорости происходит в тот же самый момент, что и скачок скорости расширения керна.

Следующая серия экспериментов была проведена с 20 мкм Си проволокой в ГХП, результаты которых представлены на рис.4.15. Видно, что медная проволока расширяется значительно быстрее, чем титановая. Более точные измерения межэлектродного зазора и расширения проволоки, а также их скорости, приведены в таблице 4.7. Начало процесса пинчевания заметно уже на 10 нс, при этом к 52 нс, под действием сжимающегося межэлектродного зазора, идет формирование единичной перетяжки. Однако на более позднем снимке (111 нс), видно, что проволока уже значительно расширилась. А, значит, ГТ не успела образоваться. При этом также видно, что на более позднем снимке сжатие межэлектродного расстояние приэлектродной плазмой прекратилось. Это говорит о том, что быстро расширяющаяся проволока препятствует распространению приэлектродной плазмы. Именно поэтому на установках с недостаточно большим током, должны лучше работать ГХП с быстро расширяющимися проволоками, а материал электродов необходимо выбирать достаточно тугоплавким, чтобы уменьшить скорость образования и расширения приэлектродной плазмы.

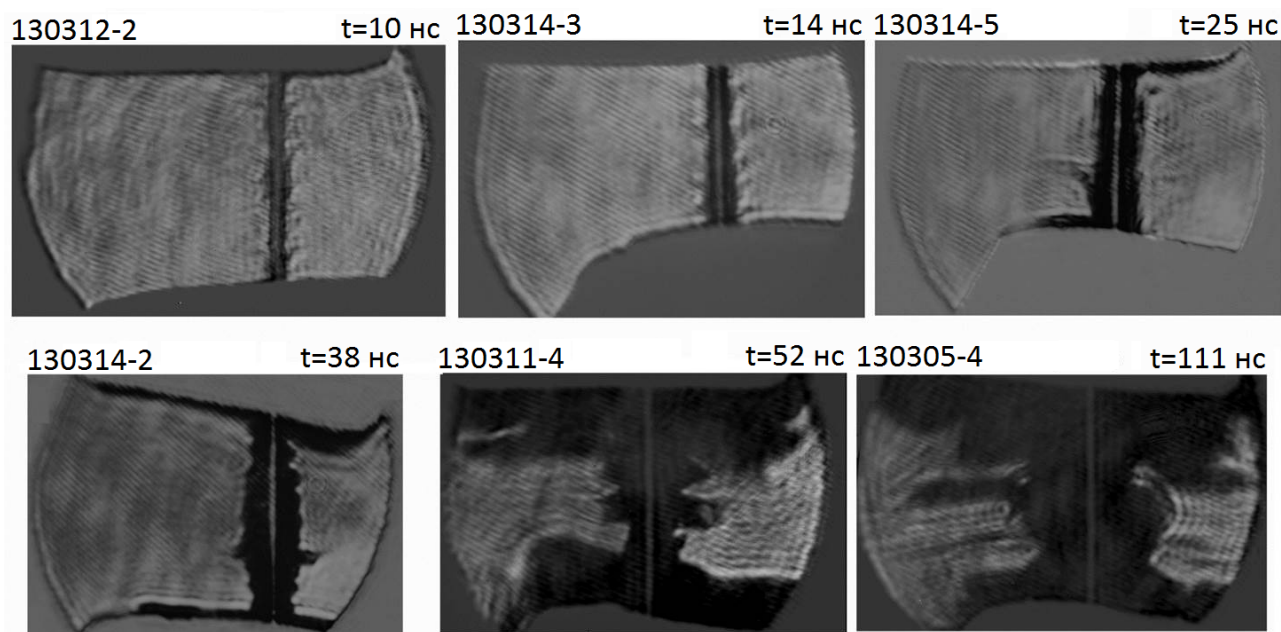


Рис.4.15. Оптические тенеграммы 20 мкм Си ГХП с межэлектродным расстоянием 2 мм, зарегистрированные на установке МИНИ-2 в разные моменты времени от начала тока

Таблица 4.7. Зависимость межэлектродного расстояния от времени при взрыве 20 мкм Cu ГХП на генераторе МИНИ-2.

Время, нс	0	10	14	25	38	52	111
Зазор, мм	2	1.91	1.79	1.70	1.45	0.9	0.81
Диаметр, мкм	20	160	350	630	820	1100	1550
Скорость расширения керна проволочек, мкм/нс	0	7	11.8	11.2	10.5	10.4	6.9
Скорость расширения приэлектродной плазмы, мкм/нс	0	4.5	7.5	6.0	7.2	10.6	5.3

На рис.4.16 приведен график зависимости скорости расширения керна проволочки и приэлектродной плазмы от времени. Из графика видно, что скорость расширения керна проволочки и приэлектродной плазмы резко возрастает достигая максимума в диапазоне 14-25 нс. Далее скорость расширения керна начинает снижаться, в то время, как скорость расширения приэлектродной плазмы после небольшого снижения, снова начинает расти, достигая максимума к 52 нс. При этом после 52 нс скорость расширения керна проволочки и приэлектродной плазмы начинает резко снижаться. В данном случае скорость снижается также около 50 нс. Вероятно, в данном случае также происходит образование менее плотной плазмы короны, препятствующей быстрому расширению керна и приэлектродной плазмы.

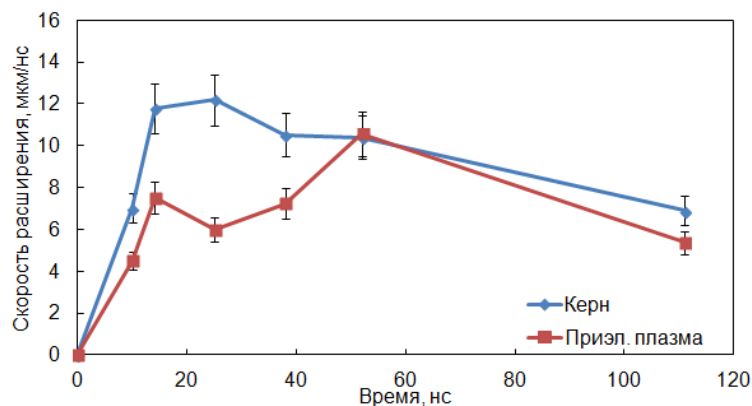


Рис.4.16. Зависимость средней скорости расширения керна 20 мкм Cu проволочки и приэлектродной плазмы от времени при взрыве ГХП на генераторе МИНИ-2.

Если рассмотреть характерные сигналы с фотодетекторов в этой серии экспериментов, представленные на рис.4.17, то можно видеть небольшой сигнал на ФПД за 1 мкм лавсановым фильтром.

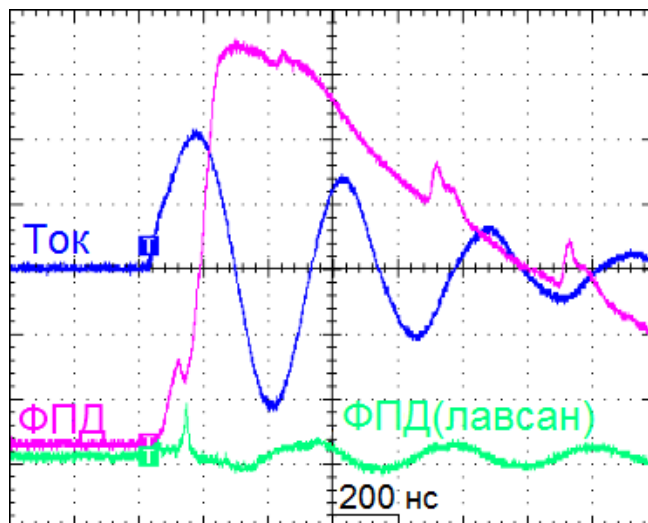


Рис.4.17. Осциллограммы тока и фотодетекторов (ФПД) без фильтра и за 1 мкм лавсановым фильтром ($E > 1.1$ кэВ), полученные при взрыве 20 мкм Си ГХП на генераторе МИНИ-2.

Это говорит о том, что в излучении присутствует УФ излучение в диапазоне энергий квантов 160-300 эВ, за более жесткими фильтрами в подобных выстрелах сигналов не было. Однако наличие такого излучения говорит о процессе формирования ГТ. При этом видно довольно длительное и интенсивное излучение, зарегистрированное ФПД без фильтра, начинающееся практически одновременно с током. Именно это излучение и способствует образованию плазмы на электродах.

Такие же эксперименты проводились и с Al проволочками. На рис.4.18 представлены результаты экспериментов по взрыву ГХП с 35 мкм Al проволочкой. А в таблицу 4.8 внесены значения расширения проволочки и сокращения межэлектродного зазора. График зависимости скорости расширения ядра проволочки и приэлектродной плазмы представлен на рис.4.19.

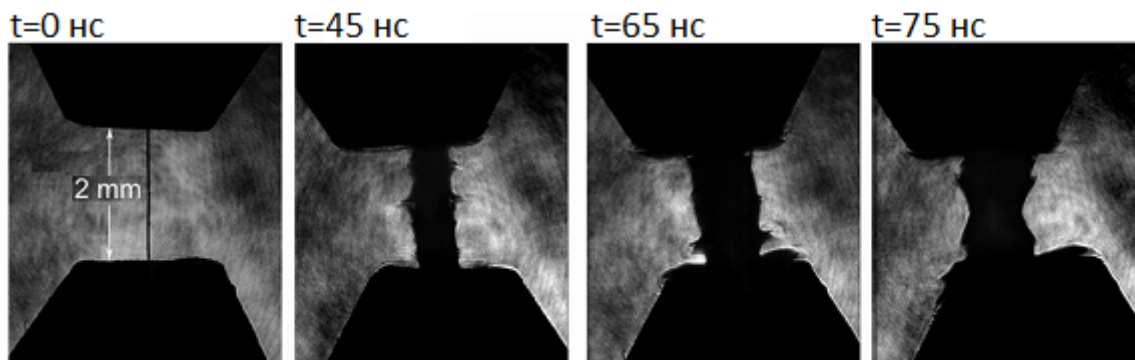


Рис.4.18. Оптические тенеграммы 35 мкм Al ГХП, в зондирующем лазерном излучении в зависимости от времени от начала тока на установке МИНИ-2 с межэлектродным расстоянием 2 мм.

Таблица 4.8. Зависимость межэлектродного расстояния от времени при взрыве 35 мкм Al ГХП на генераторе МИНИ-2.

Время, нс	0	45	65	75
Зазор, мм	2	1.81	1.67	1.58
Диаметр, мкм	35	600	1010	1180
Скорость расширения проволочек, мкм/нс	0	6.3	7.5	7.6
Скорость приэлектродной плазмы, мкм/нс	0	2.1	2.5	2.8

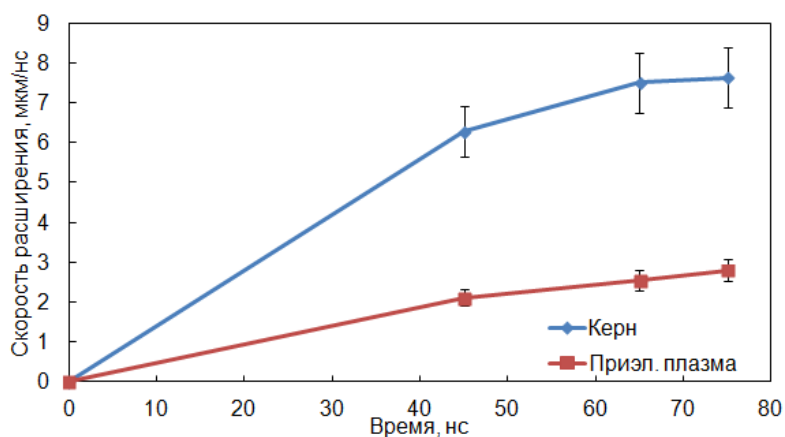


Рис.4.19. Зависимость средней скорости расширения ядра 35 мкм Al проволоки и приэлектродной плазмы от времени при взрыве ГХП на генераторе МИНИ-2.

Исходя из данных, представленных в таблицах 4.6, 4.7 и 4.8, а также на графиках на рис.4.14, рис.4.16 и рис.4.19, видно, что скорость расширения 25 мкм Ti меньше, чем у 20 мкм Cu и 35 мкм Al проволок. При этом скорости расширения Al и Cu хоть и близки, но в среднем медная проволока расширяется немного быстрее. В процессе взрыва видно формирование единичной перетяжки, но параметры генератора МИНИ-2 не достаточны для формирования ГТ.

В экспериментах по исследованию характеристик X-пинчей на генераторе МИНИ [1],[3], который являлся предшественником генератора МИНИ-2, но состоял из 4 конденсаторов, максимум тока достигал 250 кА и скорость нарастания тока 200 нс, было обнаружено, что гибридные X-пинчи образуют горячую точку только с Al, Ag, Cu проволоками, обладающими большой проводимостью и высокой скоростью расширения кернов проволок. Что подтверждает тот факт, что для работы гибридных X-пинчей на установках с длинным фронтом нарастания тока необходимо использовать быстро расширяющиеся проволоки.

Из приведенных выше данных следует, что скорость расширения проволоки и скорость сжатия межэлектродного зазора зависит в основном от материала проволок. Как уже было сказано, расширение проволок препятствуют расширению приэлектродной плазмы. Так же в процессе взрыва ГХП немаловажную роль играет расширение электродной плазмы, которое значительно сокращает размер минидиода, а, следовательно, сокращает разброс в местоположении горячих точек. Стоит заметить, что в данных экспериментах не исследовался состав и параметры приэлектродной плазмы, а также степень их влияния на процессы формирования ГХП.

Как уже было сказано выше, в ходе взрыва ГХП в ранние моменты времени проволока интенсивно излучает в УФ диапазоне спектра. Под действием этого излучения образуется приэлектродная плазма. Так как вблизи электродов давление плазмы будет выше, то она начинает двигаться вдоль оси диода к центру. При этом эта плазма будет сжимать kern проволоки, которая в это время расширяется радиально. Под действием сжатия электродной плазмой и магнитного поля тока через проволоку с течением времени на керне проволоки начинают формироваться перетяжки. Так как до определенного момента, обе скорости расширения растут, то и процесс формирования перетяжек начинает ускоряться.

Это приводит в конечном итоге к формированию, в большинстве случаев, двух перетяжек (см.рис.4.14 после 52 нс, рис.4.16 после 65 нс). Между ними формируется плазменный диск, создаваемый потоками плазмы, движущимися от поверхности электродов. В дальнейшем одна из этих перетяжек сжимается, приводя к образованию ГТ. После взрыва ГТ происходит взрыв перетяжки. После взрыва перетяжки образуется ударная волна, распространение которой приводит сначала к образованию и существованию минидиода, давление в котором резко падает. Минидиод и ударная волна хорошо видны на рис.4.20.б. При затухании ударной волны (2-6 нс) потоки приэлектродной плазмы, движущиеся к центру диода, закорачивают диод.

При взрыве 12.7 мкм Мо ГХП на генераторе МИНИ-2 и межэлектродном зазоре 3 мм удалось зарегистрировать излучение МРИ, а значит, ГТ образовалась. При этом удалось зарегистрировать оптические тенеграммы в моменты времени близкие к моменту образования ГТ. На рис.4.20.а представлено изображение за 3 нс до вспышки МРИ, а на рис.5.15.б представлено изображение через 3 нс после. На рис.4.20.а видна перетяжка минидиода, а также приэлектродная плазма. На рис. 4.20.б видно, что перетяжка уже оборвалась, при этом по плазме движутся ударные волны, образуя минидиод.

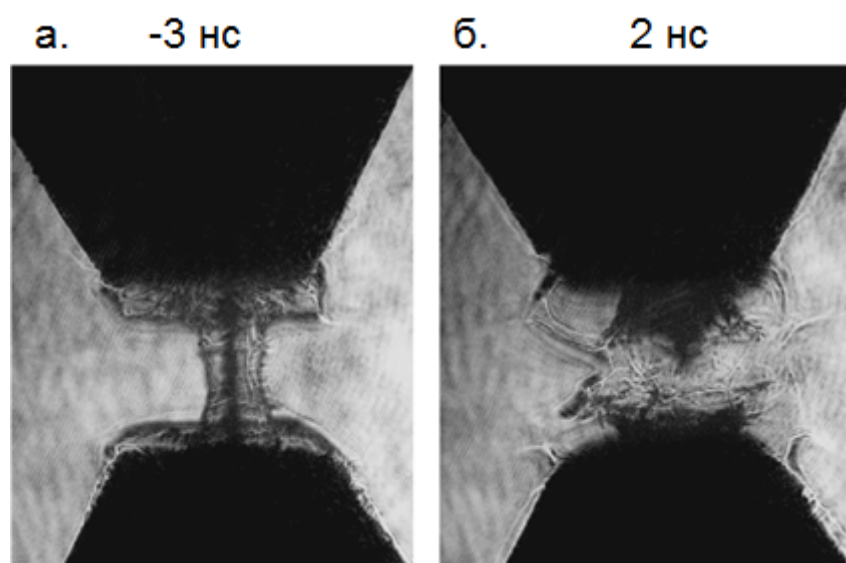


Рис.4.20. Оптические тенеграммы 12.7 мкм Мо ГХП,полученные а) за 3 нс до и б) через 2 нс после образования ГТ на установке МИНИ-2 при межэлектродном зазоре 3 мм.

Из проведенных экспериментов становится ясно, что гибридный X-пинч на ранних моментах времени ведет себя как взрывающаяся одиночная проволочка, а на более поздних моментах времени, под действием расширяющейся приэлектродной плазмы процесс взрыва становится похожим на взрыв перекрестия X-пинча. Также можно сделать вывод, что процесс взрыва ГХП зависит как от параметров установки, так и от материала проволочки. Чем выше атомный номер материала, тем быстрее происходят начальные процессы, похожие на взрыв одиночной проволочки, и начинается процесс формирования ГТ.

На генераторе МИНИ-2 при чуть большем вложении энергии в проволочку уже возможно образование ГТ с образованием источника МРИ. При этом для генераторов с длинным фронтом (>150 нс) и небольшой амплитудой тока (150-200 кА) надо подбирать быстро расширяющиеся материалы проволочек, в то время как на сильноточных установках с временем нарастания тока 100-150 нс возможна работа с любыми материалами. Стоит отметить, что межэлектродный зазор необходимо выбирать наименьшим, для того чтобы образовывалась только одна ГТ, но при этом не слишком маленьким, чтобы ГТ успевала образоваться до закорачивания межэлектродного пространства приэлектродной плазмой.

4.2.2. Генератор БИН

Уникальную возможность исследовать динамику гибридного X-пинча в МРИ дают мощные сильноточные установки. В таких генераторах возможна установка ГХП в качестве источника зондирующего излучения в основном диоде, а исследуемый ГХП в обратном токопроводе. Подобная серия экспериментов была проведен на установке БИН. БИН единственная действительно высоковольтная установка, имеющая максимум тока ~ 270 кА, напряжение в диоде ~ 300 кВ, и время нарастания тока 100-120 нс, из имеющихся в нашем распоряжении. Исходя из экспериментов по взрыву проволочек на высоковольтных установках мы можем ожидать, что при таком высоком напряжении начальный пробой проволочки ГХП происходит значительно быстрее [51].

Схема эксперимента представлена на рис.4.21.а. В этих экспериментах для измерения тока через гибридные X-пинчи использовались 2 пояса Роговского, установленные вокруг основного X-пинча и ГХП в обратном токопроводе, измеряя ток через

центральный X-пинч и ГХП в обратном токопроводе. Обработанные сигналы с поясов Роговского представлены на рис.4.21.б. Из сигналов видно, что ток через ГХП в обратном токопроводе составлял примерно 50 кА при этом ток через основной ГХП равен 255 кА при времени нарастания тока около 120 нс.

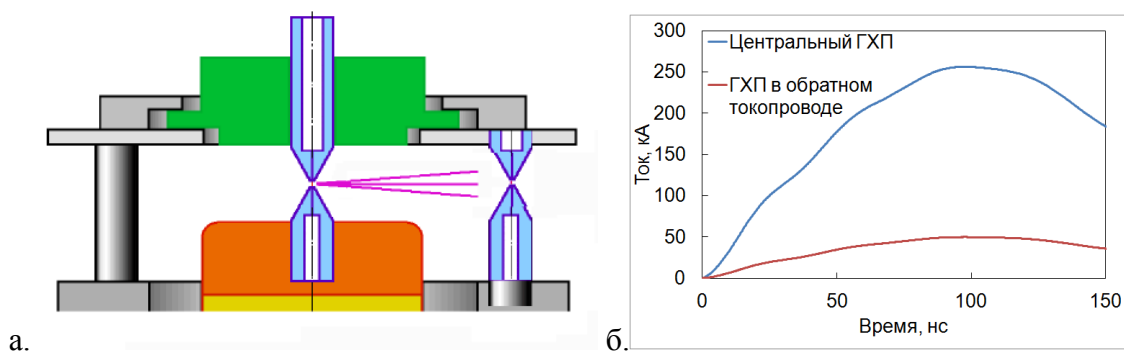


Рис.4.21. Схема нагрузки (а) и токовые осциллограммы (б) в экспериментах по исследованию ГХП в цепи обратного тока.

В каждом выстреле регистрировалось изображение проволоочки ГХП в обратном токопроводе в излучении основного X-пинча. В качестве проволоочек в исследуемый ГХП устанавливались проволоочки из W, Ag, Cu, а так же из других материалов, но статистики по таким выстрелам не очень много, поэтому здесь мы эти данные не рассматриваем. Момент вспышки МРИ в каждом выстреле контролировался с помощью ФПД. На рис.4.22 представлены изображения взрыва проволоочки ГХП в цепи обратного тока длиной 2 мм из различных материалов: 12.7 мкм W (рис.4.22.а) через 80 нс от начала тока, 25 мкм Ag (рис.4.22.б) через 75 нс и 10 мкм Cu (рис.4.22.в) через 46 нс.

Результаты определения изменения среднего диаметра ядра проволоочки во времени, а так же скорости расширения ядра представлены в таблице 4.9. Из изображений взорванных проволоочек, представленных на рис.4.22, видно, что W и Ag проволоочки взрываются достаточно равномерно по длине, поэтому определить расширение их ядер не составляет труда, в то время как Cu проволоочка взрывается неоднородно, поэтому для нее определен минимальный и максимальный диаметр ядра и, соответственно, посчитано 2

скорости расширения. Получение изображений в МРИ позволяет исследовать внутреннюю структуру керна проволоочки.

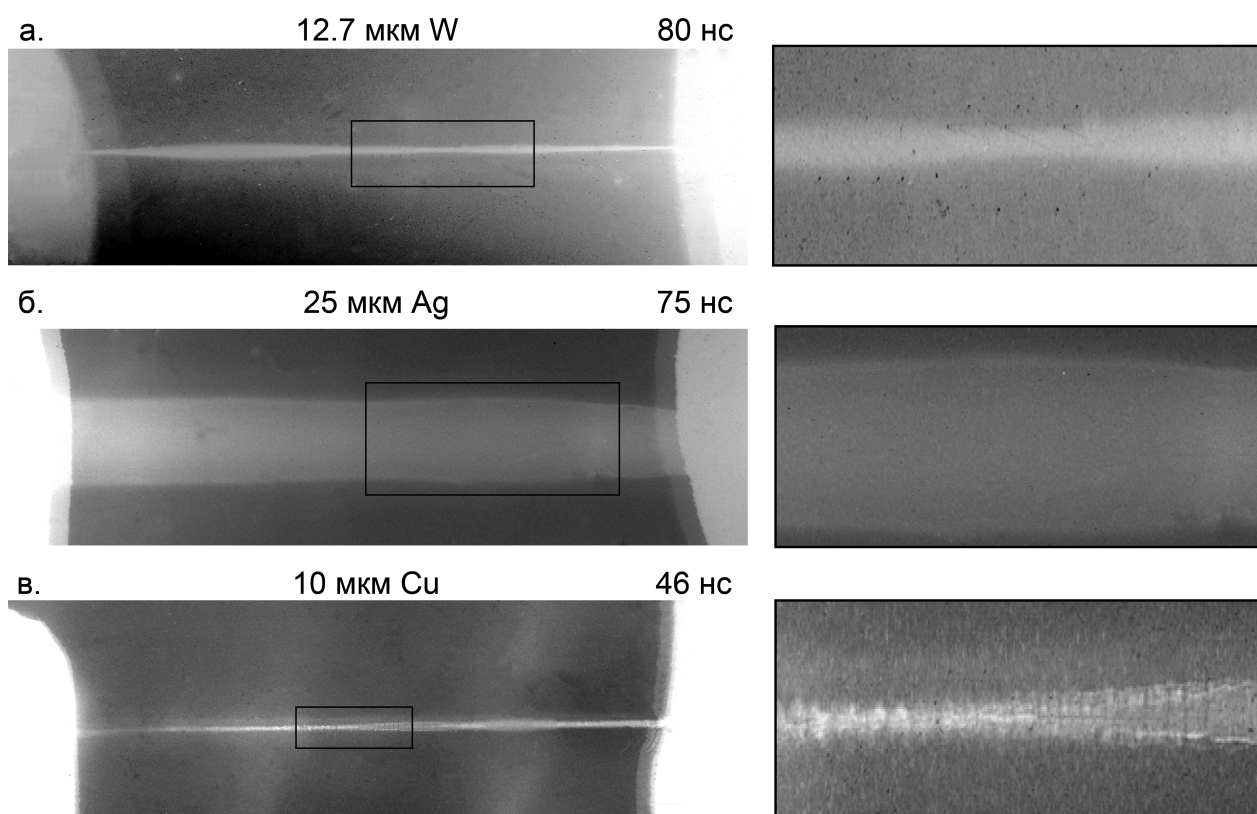


Рис.4.22. Рентгенограммы взрыва проволочек ГХП с межэлектродным расстоянием 2 мм в цепи обратного тока генератора БИН в излучении 20 мкм Мо ГХП: 12.7 мкм W (а) через 80 нс от начала тока, 25 мкм Ag (б) через 75 нс и 10 мкм Cu (в) через 46 нс и увеличенные фрагменты изображений.

Таблица 4.9. Скорости расширения кернов проволочек ГХП усредненные по длине в зависимости от материала проволочек.

Проволочка	12.7 мкм W	25 мкм Ag	10 мкм Cu
Время, нс	80	75	46
Диаметр, мкм	78	470	86-150
Скорость расширения, мкм/нс	0.4	3.0	0.8-1.5

Также, на рис.4.22 видно, что kern W плохо прозрачен, что говорит о большой плотности вещества. При взрыве Ag проволоочки можно разглядеть четкую границу на поверхности проволоочки. На Cu проволоочке хорошо видна внутренняя структура. Это говорит о том, что процесс взрыва проволоочки протекает гораздо быстрее в случае Cu проволоочки. Таким образом, Ag и Cu расширяются значительно быстрее, чем W, несмотря на то, что диаметр медной проволоочки меньше. При этом проволоочка из Cu расширена меньше чем Ag, но изображение получено в более ранний момент времени и начальный диаметр проволоочки меньше, а значит ее индуктивность выше, а ток через нее меньше. Скорость расширения кернов проволоочек зависит не только от материала проволоочек, но и от тока через ГХП. Во всех выстрелах в среднем максимум тока составлял 50 кА, но это значения могло незначительно изменяться в зависимости от материала или диаметра проволоочки, а также геометрических параметров ГХП. Из данных рентгенограмм трудно судить о процессах формирования ГТ в ГХП, так как необходимо иметь возможность получить изображение в нужный момент времени. В случае установки исследуемого объекта в обратный токопровод, где основная нагрузка создает источник излучения, момент времени излучения ГТ определяется параметрами основного ГХП. При этом время срабатывания X-пинча является практически постоянным для каждой установки и его изменять можно в небольшом диапазоне, с помощью подбора материала проволоочки и ее диаметра. Таким образом, для исследования динамики ГХП в качестве зондирующего излучения необходимо использовать независимый источник, синхронизируемый с генератором, например, лазер или еще один генератор, как это делается в экспериментах [71],[82],[83],[84],[85].

В качестве дополнительной диагностики на генераторе БИН использовалась камера-обскура без фильтра с отверстием диаметром 100 мкм, которое позволяет получать изображения в УФ диапазоне спектра. Камера обскура регистрировала интегральное изображение самосвечения плазмы при взрыве проволоочек ГХП. На рис.4.23 представлены изображения, полученные этой камерой, при взрыве медных проволоочек разных диаметров и с разными межэлектродными расстояниями.

Из изображений, представленных на рис.4.23 видно, что во всех случаях наблюдается интенсивное УФ свечение керна проволоочки. При этом видно, что излучение керна проволоочки диаметром 25 мкм и длиной 2 мм занимает все пространство между

электродами. В то время как kern проволоочки диаметром 10 мкм занимает только часть площади электродов. Так как изображение интегральное – то более слабое свечение на периферии расширенного керна проволоочек, скорее всего, вызвано излучением короны. При увеличении зазора kern проволоочки так же занимает только часть ширины электродов. Излучение короны наблюдается и на рисунках 4.23.а и 4.23.в, но его интенсивность значительно меньше.

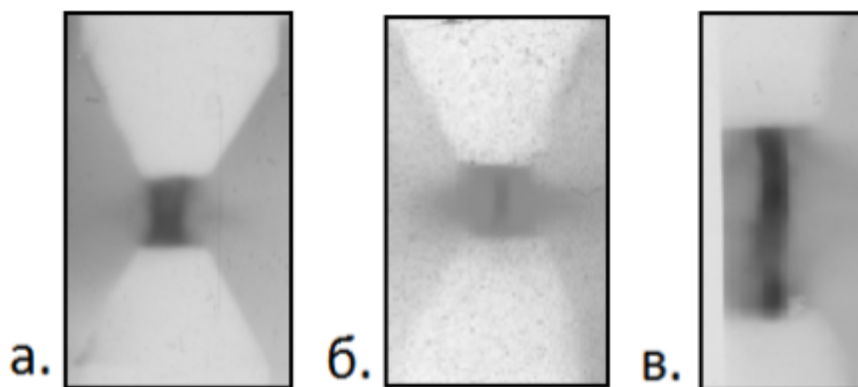


Рис.4.23. Интегральное изображение ГХП с медной проволочкой при помощи камеры обскуры с диаметром отверстия 100 мкм, полученное на генераторе БИН. Проволочка а) диаметром 25 мкм длиной 2 мм, б) диаметром 10 мкм длиной 2 мм и в) диаметром 25 мкм длиной 4 мм.

Из этих экспериментов видно, что гибридные X-пинчи прекрасно работают на установке БИН и даже позволяют устанавливать исследуемый объект (другой ГХП) в обратный токопровод для его исследования с помощью проекционной рентгенографии. Эксперименты показали также, что в начальные моменты времени (до появления электродной плазмы) проволоочки в ГХП представляют собой просто взорванные в сильноточном диоде проволоочки и даже внутренняя структура кернов проволоочек в точности соответствует структуре проволоочек из аналогичных материалов, наблюдаемых как при взрыве единичных проволоочек [86], так и в проволоочных сборках [87].

4.2.3. Генератор КИНГ

Эксперименты по исследованию ГХП также были проведены на генераторе КИНГ, который имеет максимум тока 180 кА, время нарастания тока 200 нс, а напряжение всего 40 кВ. Этот генератор имеет больший максимум тока по сравнению с генератором МИНИ-2, но при этом меньше скорость нарастания тока при сопоставимом напряжении. На рис.4.24 приведена осциллограмма взрыва 25 мкм Ag ГХП на генераторе КИНГ. На рисунке представлен сигнал тока, максимум которого составляет 180 кА, а время нарастания 200 нс, а так же сигналы с ФПД за фильтром из лавсана толщиной 10 мкм (энергия квантов больше 1.1 кэВ) и сигнал с кремниевым диодом (ППД) за Al фильтром толщиной 50 мкм (энергия квантов больше 5 кэВ). Длительность сигнала ФПД составляет около 3 нс на полувысоте, а излученная энергия составляет 7,5 мДж с энергией квантов свыше 1.1 кэВ. Все это говорит о том, что гибридный X-пинч образовал единичную ГТ, но интенсивность такого излучения в несколько раз меньше, чем на более мощных установках.

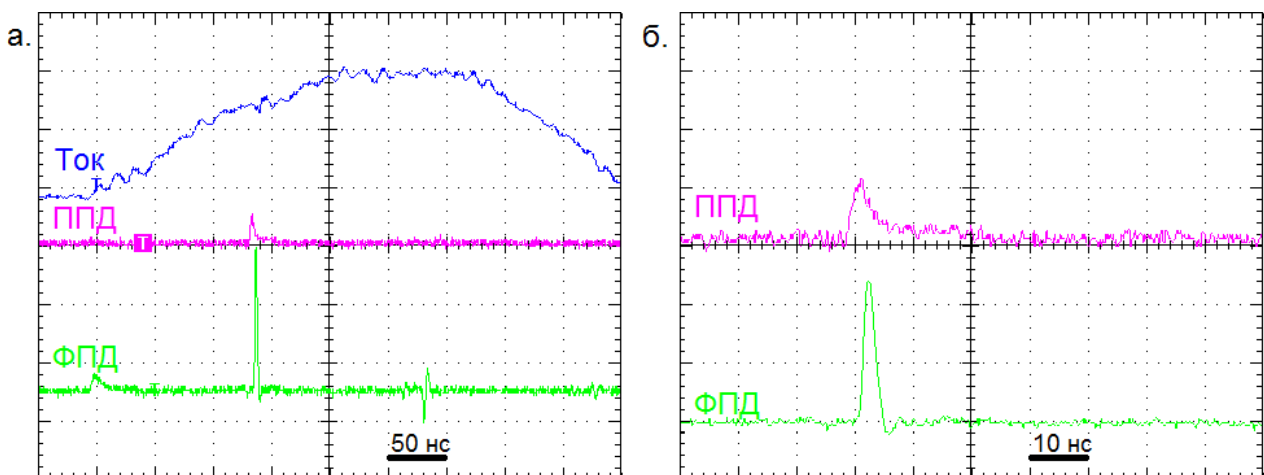


Рис.4.24 Осциллограмма тока и сигналы ФПД с 10 мкм фильтром из лавсана ($E > 1.1$ кэВ) и кремниевое диода (ППД) с 40 мкм Al фильтром ($E > 5$ кэВ) при взрыве 25 мкм Ag ГХП на генераторе КИНГ (а) и их фрагмент с увеличенной по времени шкале(б). Выстрел 836.

Метод проекционной теневой рентгенографии применялся для получения изображений тест объектов в излучении горячей точки ГХП. На рис.4.25.а представлено

изображение сетки и вольфрамовых проволочек с различным увеличением. По этому рисунку произведена денситограмма почернений пленки, представленная на рис.4.25.б, а по краю размытия этого изображения определено пространственное разрешение, равное 5 мкм, что в данной геометрии равняется дифракционному пределу разрешения (см.раздел 3.2).

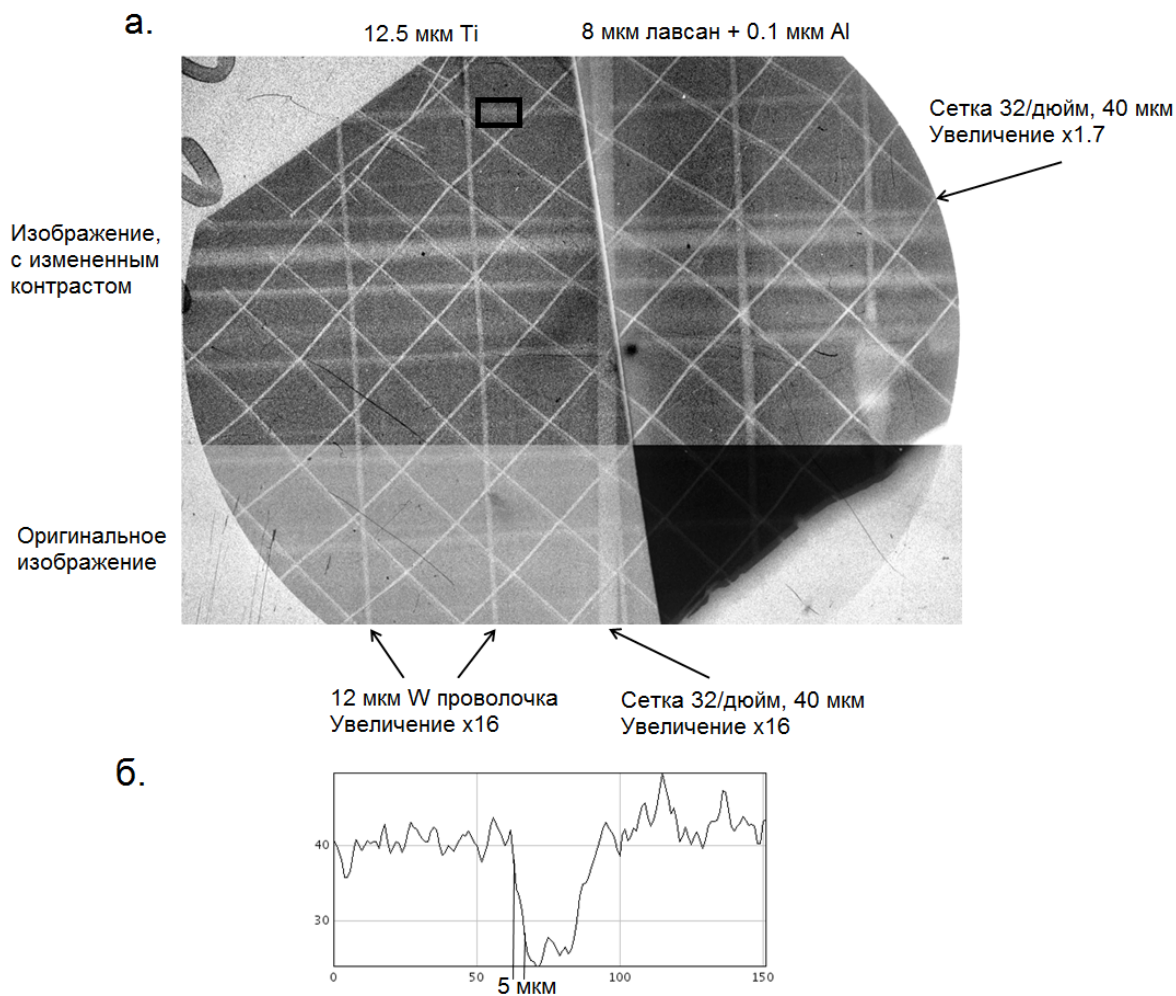


Рис.4.25. Изображение тест объектов (а) (сетки и W проволочек), полученное в излучении ГХП с Ag проволочкой диаметром 25 мкм, а так же денситограмма (б) выделенного фрагмента с пространственным разрешением равным 5 мкм, определенным по размытию края изображения. Выстрел 836.

Из рисунков 4.24 и 4.25, представляющих результаты одного выстрела, следует, что образовалась единственная ГТ, излучающая достаточно, чтобы получить изображение тест-объекта с высоким пространственным разрешением и большим увеличением. Таким образом, 7.5 мДж излученной энергии оказалось достаточно для использования такого источника излучения в диагностических целях.

Характерной особенностью работы генератора КИНГ является тот факт, что ГТ образуется не всегда, и требуется точный подбор массы проволочек и их материала. Так в экспериментах удалось добиться получения излучения от ГТ только с Cu и Ag проволочками диаметром 20-25 мкм. При этом замечено, что ГТ образуется не позднее чем 160 нс от начала тока, если при изменении погонной массы или материала проволочки, момент образования ГТ смещается в более позднюю область, например, на максимум тока – то ГТ не образуется. Единственной особенностью генератора, описывающей это поведение, является то, что фронт нарастания тока более крутой на первых 160 нс, а позже происходит его сглаживание. На рис.4.26 представлены осциллограммы двух выстрелов на генераторе КИНГ с одинаковой нагрузкой. При этом в выстреле 836 ГТ образовалась, и результаты эксперимента представлены выше, а в выстреле 875 ГТ не образовалась.

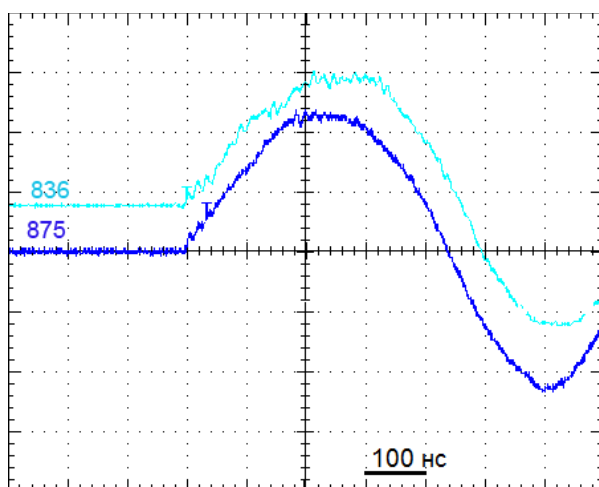


Рис.4.26 Осциллограммы тока двух выстрелов при взрыве 25 мкм Ag ГХП на генераторе КИНГ.

Хорошо видно, что на осциллограммах тока в выстреле 836 на рис.4.26 на первых 160 нс достигается ток 160 кА при этом скорость нарастания тока составляет 1 кА/нс, а к моменту максимума тока на 200 нс ток достигает 180 кА и время нарастания тока на этом участке составляет всего 0.5 кА/нс, при этом средняя скорость на всем фронте составляет 0.9 кА/нс. При этом в другом выстреле (875), осциллограмма тока в котором также приведена на рис.4.26, видно, что фронт тока имеет перегиб, вызванный вероятно не синхронным срабатыванием разрядников, что приводит к тому, что скорость нарастания тока на разных участках различная, и в подобных выстрелах ГТ образуется только в том случае, если средняя скорость нарастания тока до момента образования ГТ превышала значение 1 кА/нс, что подтверждает полученные ранее экспериментальные результаты о том, что для образования ГТ необходимо, чтобы средняя скорость нарастания тока была не меньше порогового значения 1 кА/нс [23]. Похожие результаты наблюдались и на установке МИНИ-2. В том случае, если скорость нарастания тока превышала это значение – то наблюдалось формирование ГТ. Но если скорость нарастания оказывалась недостаточной, то ничего подобного не наблюдалось.

4.2.4. Генератор ХР

Экспериментальные исследования гибридных Х-пинчей также проводились нами в Корнельском университете на более мощном, чем доступные нам генераторы в ФИАНе, сильноточном генераторе ХР (максимум тока 450-500 кА, время нарастания тока 45 -100 нс). К тому же на данном генераторе имеется лазерная система, дающая теневые изображения исследуемых объектов в оптическом диапазоне с пространственным разрешением ~ 25 микрон и временным 70 пс.

Теневые изображения взрыва 50 мкм Al ГХП представлены на рис.4.27. Видно, что, как и на других установках, в начальные моменты времени с 0 по 40 нс (см.рис.4.27.а-б) происходит взрыв проволоочки. Далее с 40 нс по 57 нс (см.рис.4.27.в-г) идет более быстрое расширение керна, с образованием неустойчивостей. При этом уже начиная с 40 нс идет заметное образование приэлектродной плазмы, которая начинает двигаться вдоль оси диода в сторону его центра. Происходит фактическое уменьшение межэлектродного зазора.

Начиная с 70 нс (см.рис.4.27.д-е), под действием движения приэлектродной плазмы, идет сжатие ядра расширяющейся электродной плазмы в осевом направлении, приводящее к образованию плазменного диска в центре диода и двух перетяжек. А далее, около 110 нс (см.рис.4.27.ж) происходит быстрое сжатие одной из перетяжек около этого диска, приводящее к образованию ГТ. В этом выстреле вспышка МРИ была зарегистрирована на 111 нс. Спустя всего 8 нс на 118 нс (см.рис.4.27.з) видно, что под действием расширения приэлектродной плазмы и проволоочки, происходит закорачивание межэлектродного зазора. Что препятствует пинчеванию второй перетяжки, а так же образованию электронного пучка.

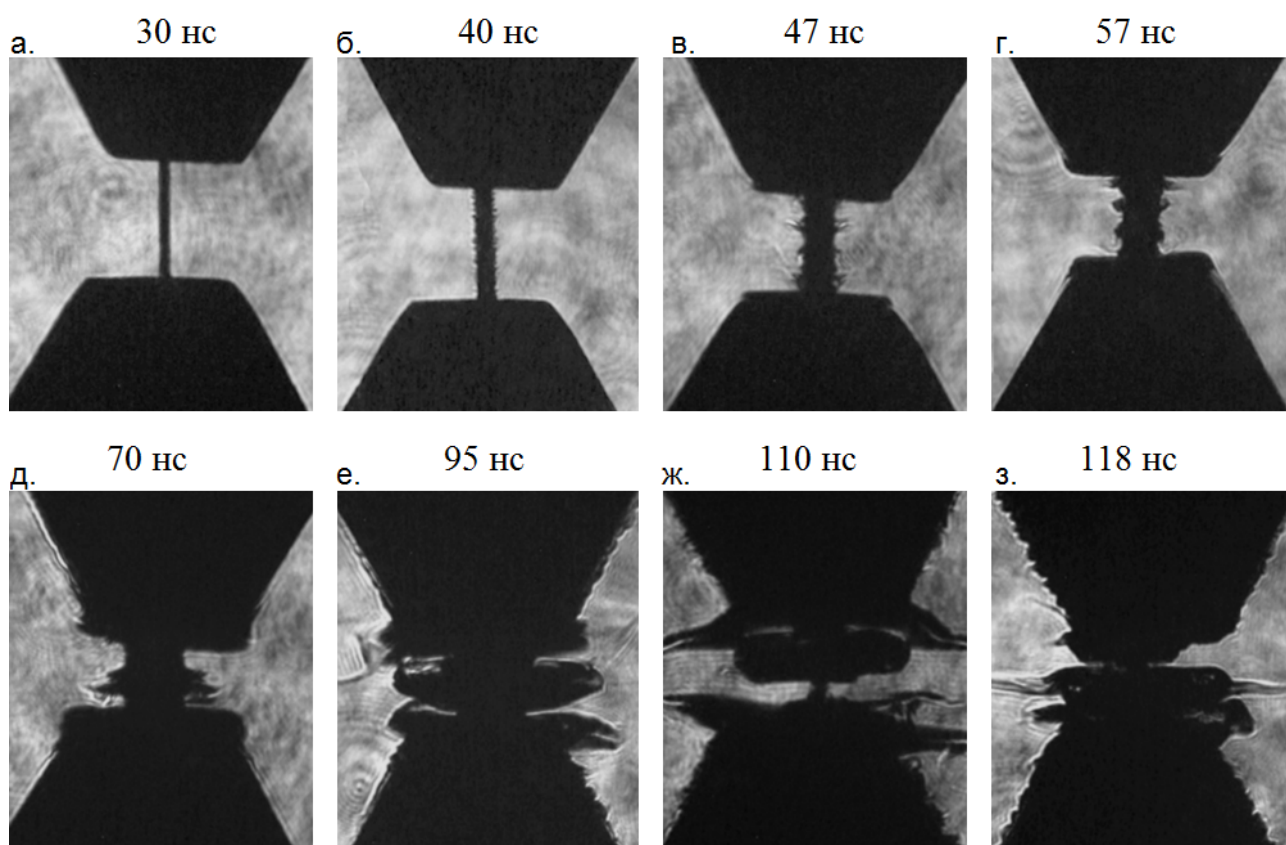


Рис.4.26. Оптические тенеграммы 50 мкм Al ГХП, зарегистрированные на установке ХР в разные моменты времени от начала тока.

Сравнение результатов измерения скорости расширения приэлектродной плазмы ГХП, полученных на установке МИНИ-2 и ХР, были опубликованы в работе [7]. На рис. 4.27 представлен график зависимости скорости расширения приэлектродной плазмы, полученные

на генераторах ХР и МИНИ-2, для ГХП с проволочками из материалов, имеющими большие скорости разлета кернов. Видно, что скорости расширения отличаются для генераторов с различными параметрами. Однако общий вид зависимости скорости расширения от времени сохраняется. В начальные моменты времени скорость расширения возрастает, после чего достигает максимума, а затем падает. Видно, что значения максимума, а также времени в который этот максимум достигается, зависит от параметров генератора, а также от параметров материала проволочки. На генераторе ХР происходило образование ГТ. Этот момент времени отмечен на рисунке большими маркерами. Видно, что за 10 нс до образования ГТ скорость падает до нуля. Вероятно, на скорость расширения приэлектродной плазмы существенно влияет нарастающий ток генератора, магнитное поле которого замедляет, а затем и останавливает расширение приэлектродной плазмы.

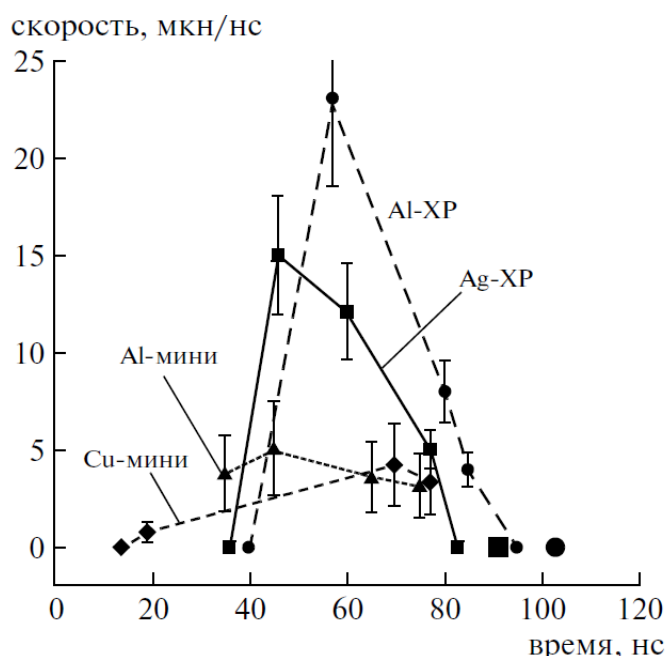


Рис. 4.27. Зависимость скорости расширения приэлектродной плазмы ГХП с 20 мкм Cu и 35 мкм Al проволочками на генераторе МИНИ-2, и 50 мкм Al и 50 мкм Ag на генераторе ХР. Большими маркерами отмечено соответствующее время образования ГТ.

Также на графиках видно, что скорость расширения приэлектродной плазмы зависит от параметров проволочек. Вероятно, это обусловлено тем, что на скорость расширения

приэлектродной плазмы влияет интенсивность УФ излучения проволоочки, под действием которой идет образование этой плазмы, а также скорость расширения керна проволоочки, которое препятствует расширению приэлектродной плазмы.

В целом, из экспериментов по исследованию динамики гибридных X-пинчей можно сделать вывод, что на ранних этапах развития ГХП, происходит процесс взрыва одиночной проволоочки. Происходит взрыв по поверхности проволоочки, образование керна и короны и их расширение. При этом возможно начинается образование нескольких перетяжек. Однако, в то же самое время, под действием УФ излучения проволоочки, которое генерируется в процессе взрыва проволоочки, на поверхности электродов образуется плазма, которая расширяется вдоль оси диода и, со временем, начинает сжимать межэлектродный промежуток. Отметим, что с ростом тока движение приэлектродной плазмы замедляется и даже останавливается, если ток достаточно велик. При этом сокращается эффективный размер межэлектродного промежутка, в котором возможно формирование перетяжек с последующим образованием ГТ, таким образом, сокращается разброс в местоположении ГТ. Через 2-5 нс после образования ГТ расширяющаяся приэлектродная плазма закорачивает межэлектродный промежуток. Что, в свою очередь, препятствует возможному вторичному пинчеванию плазмы проволоочки или образованию долгоживущего электронного пучка в межэлектродном пространстве [88]. При этом скорость процессов взрыва ГХП зависит как от параметров установки, так и от материала и диаметра проволоочки, а так же от материала электродов. Таким образом, образование и расширение приэлектродной плазмы играет существенную роль в формировании ГХП. Если первоначальный зазор оказывается достаточно большой, чтобы он не успел закоротиться до образования ГТ – тогда можно наблюдать вспышку МРИ. При этом, если первоначальный зазор слишком большой – то успевает образоваться несколько источников МРИ. Таким образом, при работе с ГХП особенно важным является момент выбора первоначального межэлектродного зазора, а так же подбора материала проволоочек и электродов. Так на менее мощных установках, таких как МИНИ и КИНГ, удавалось добиться образования ГТ за счет использования быстро расширяющихся материалов проволоочек, которые при взрыве расширялись с большой скоростью и препятствовали закорачиванию межэлектродного пространства приэлектродной плазмой.

4.3. Исследование излучения гибридного X-пинча

Как уже было показано выше, ГХП является прекрасным источником мягкого РИ. При этом практически не исследовано жесткое РИ, которое обычно присутствует при взрыве стандартных X-пинчей. Также ранее было показано, что после образования ГТ происходит замыкание межэлектродного зазора плазмой, что должно препятствовать образованию электронного пучка. Однако силиконовые диоды за алюминиевыми фильтрами регистрировали сигналы сразу после вспышки МРИ, правда интенсивность их была во много раз ниже, чем в случае стандартных X-пинчей. Наличие подобных сигналов говорит о том, что присутствовало жесткое РИ, которое может быть вызвано тормозным излучением электронов. Исследование жесткого рентгеновского излучения и электронного пучка, возникающего при взрыве ГХП было проведено на генераторе БИН.

4.3.1. Жесткое рентгеновское излучение

Для исследования жесткого РИ в выстрелах дополнительно устанавливались силиконовые диоды и пленки для регистрации тест-объектов за более жесткими фильтрами. В качестве фильтров в основном использовалась алюминиевая фольга 50 мкм толщиной. Далее фольга сворачивалась в несколько раз и получались фильтры толщиной 100 мкм ($E\gamma > 6,5$ кэВ), 200 мкм ($E\gamma > 8$ кэВ) и 400 мкм ($E\gamma > 10$ кэВ). Энергия отсечки фильтров считалась по пропусканию 10%.

На рис.4.28 представлены рентгенограммы двух объектов, зарегистрированные в мягком (Рис.4.28.г,д) и жестком (Рис.4.28.а, б) рентгеновском излучении, а так же денситограмма (Рис.4.28.в) изображения в жестком РИ, полученные при взрыве 25 мкм Мо ГХП. На рентгенограммах на рис.4.28.г,д видно, что в результате взрыва ГХП сформировались два источника мягкого излучения – горячих точек, практически равной интенсивности, расположенные в направлении от анода к катоду. В результате пространственное разрешение в радиальном направлении определяется большим по размеру источником излучения. На рис.4.28.в представлена денситограмма изображения в жестком РИ, по которой определен размер области излучения. Пространственное разрешение,

определенное по размытию края изображения, для жесткого РИ составляет 40 мкм. Тогда, размер источника жесткого РИ, в случае небольшого увеличения М, следует определять по формуле $d=dx/(1-1/M)$, где dx – пространственное разрешение, и он будет составлять 63.5 мкм, что соответствует размеру источника жесткого РИ, полученному ранее на других установках в ГХП [88].

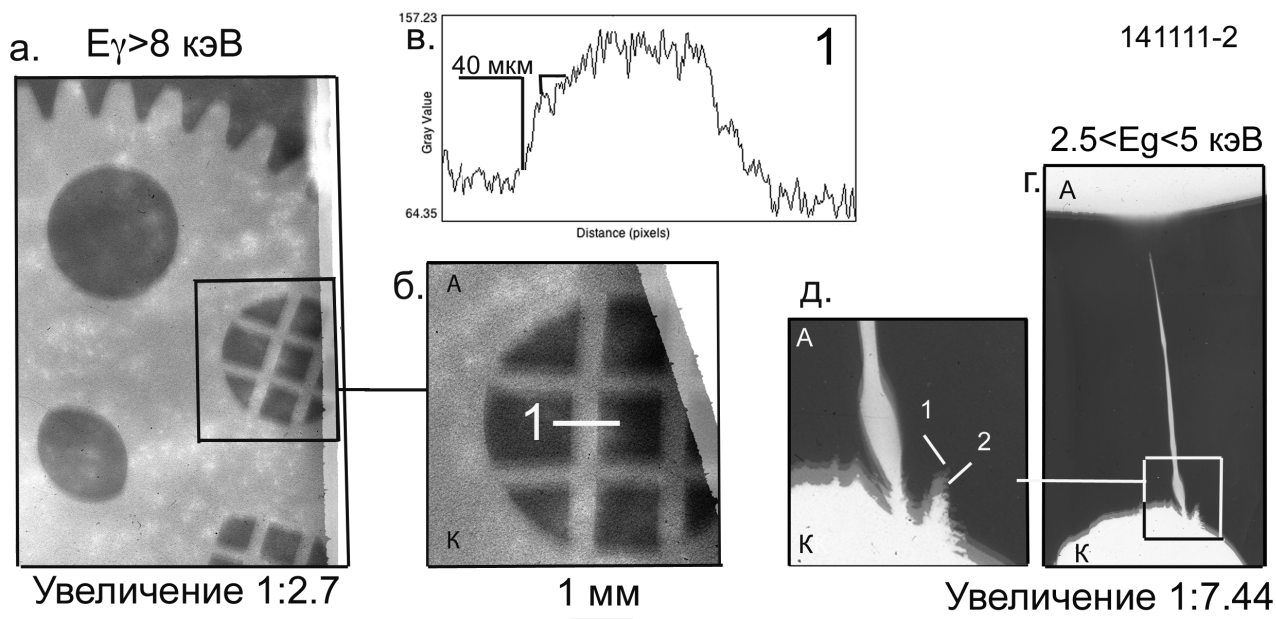


Рис.4.28. Рентгенограмма (а, б) и денситограмма (в) тест-объекта в жестком РИ и рентгенограмма взорванной проволоочки в мягком РИ, зарегистрированные в излучении ГХП с 25 мкм Мо проволочкой на установке БИН.

На рис.4.29 представлены сигналы ФПД и силиконового диода, зарегистрированные в том же выстреле, результаты которого представлены на рис.4.28. Из сигналов видно, что в выстреле образовалось два источника жесткого РИ. Сигнал с ФПД дает только один пик мягкого РИ, что свидетельствует о том, что две ГТ расположены очень близко в пространстве и времени, и наши диагностики не способны их разрешить. Если сравнить сигнал мягкого и жесткого РИ видно, что в максимуме напряжения появляется вспышка МРИ, а примерно через 2 нс зарегистрировано жёсткое излучение электронного пучка,

состоящее из двух хорошо разрешенных всплесков длительностью примерно 3 и 7 нс на полу высоте.

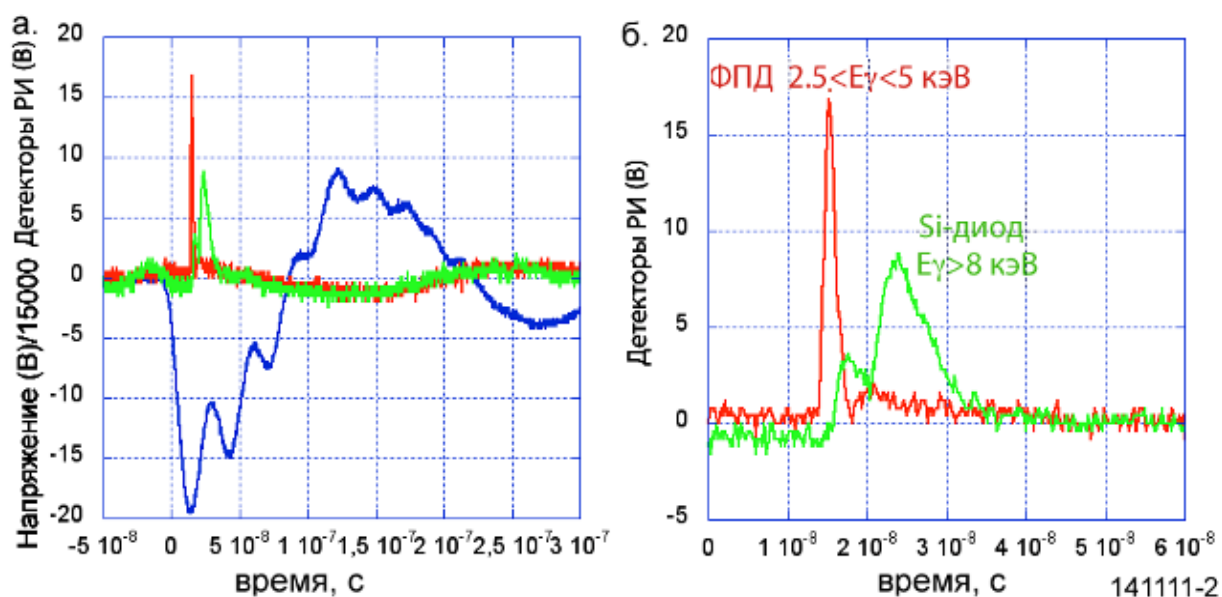


Рис.4.29. Сигналы напряжения, ФПД ($2.5 < E_{\gamma} < 5$ кэВ) и кремниевого диода ($E_{\gamma} > 8$ кэВ) (а) и сигналы детекторов в увеличенном масштабе (б), зарегистрированные в излучении ГХП с 25 мкм Мо проволокой на установке БИН.

На рис.4.30 представлена рентгенограмма тест-объекта в излучении жесткого РИ того же диапазона, что и объект на рисунке 4.28, полученные в другом выстреле при взрыве 25 мкм Мо ГХП. На рис.4.30 а и б представлены денситограммы в аксиальном и радиальном направлениях, соответственно. По размытию края изображения, аналогично, определен размер источника жесткого РИ. Размер источника излучения в обоих направлениях оказался равен 36.5мкм в излучении с энергией выше 8 кэВ. Это очень хороший результат для источника жесткого РИ, поскольку большинство из известных источников жесткого РИ имеют анизотропный характер излучения и размер источника излучения в разных направлениях отличается иногда в несколько раз. На рис.4.31 представлены сигналы детекторов, регистрирующих мягкое и жесткое РИ.

141113-2 Увеличение 1:2.7
 $E_{\gamma} > 8$ кэВ

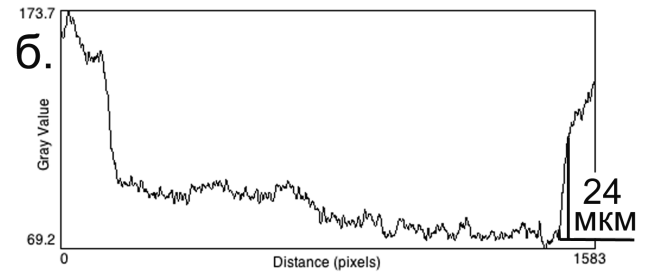
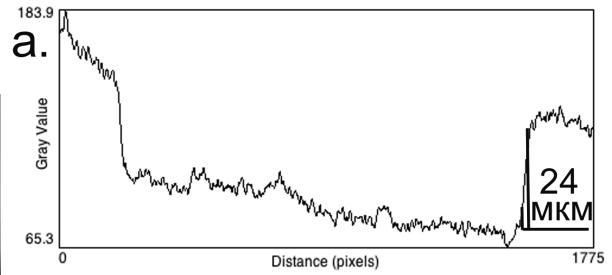
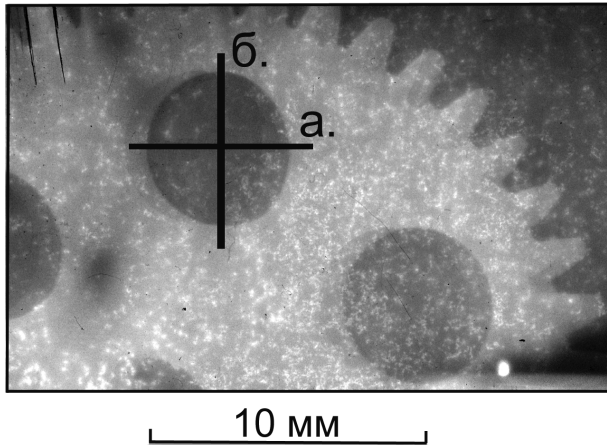


Рис.4.30. Рентгенограмма и денситограммы тест-объекта в жестком РИ в продольном (а) и поперечном (б) направлениях, зарегистрированные в излучении ГХП с 25 мкм Мо проволокой на установке БИН.

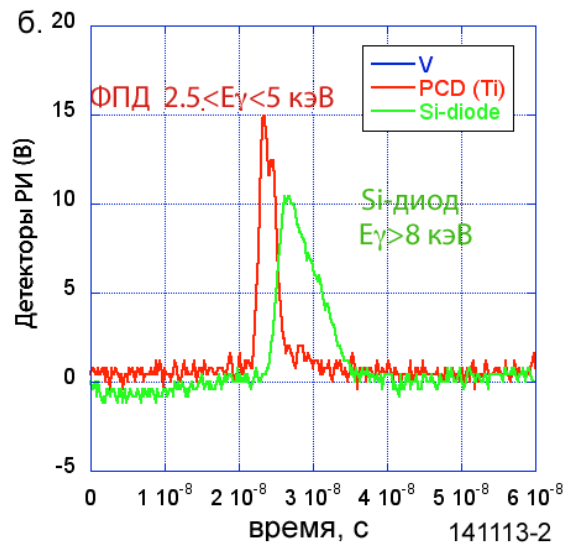
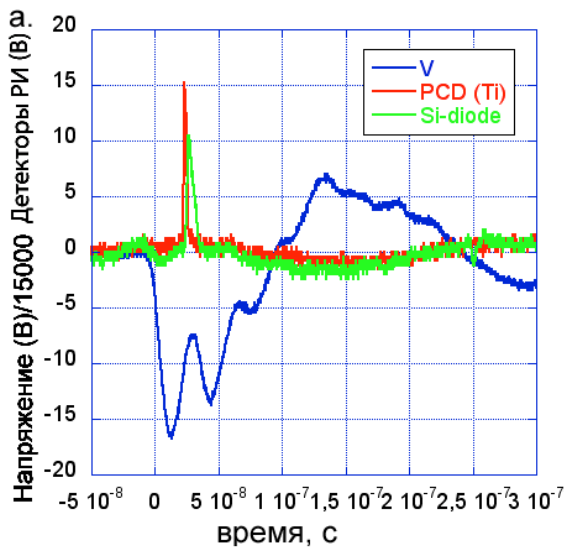


Рис.4.31. Сигналы напряжения, ФПД ($2.5 < E_{\gamma} < 5$ кэВ) и кремниевого диода ($E_{\gamma} > 8$ кэВ) (а) и сигналы детекторов в увеличенном масштабе (б), зарегистрированные в излучении ГХП с 25 мкм Мо проволокой на установке БИН.

По сигналам видно, что в выстреле образовался один яркий источник излучения, а значит, этот выстрел позволит более точно определить размер источника излучения. Также видно, что импульс излучения в энергией выше 8 кэВ появляются через 2 нс после импульса МРИ и имеет длительность 6 нс.

В целом, по результатам исследования источника жесткого РИ, можно сделать вывод, что жесткое РИ ГХП может быть использовано как самостоятельный источник излучения для проекционной рентгенографии в том случае, когда нужно просвечивать большие или плотные объекты, непрозрачные для мягкого РИ горячей точки.

Так же были проведены эксперименты по исследованию генерации жесткого излучения и с использованием других проволочек. На рис. 4.32 приведены осциллограммы, полученные при взрыве 25 мкм Мо (см.рис.4.32.а-в), 25 мкм Al (см.рис.4.32.г,д) и 25 мкм W (см.рис.4.32.е) проволочек. Также, в выстрелах изменялась толщина свинцового фильтра перед сцинтиллятором, и составляла 0 мм (см.рис.4.32.а,д), 1 мм (см.рис.4.32.г), 2 мм (см.рис.4.32.б), 3 мм (см.рис.4.32.в,е), что соответствует пропусканию фотонов с энергиями более 55 кэВ, 150 кэВ, 200 кэВ и 240 кэВ, соответственно.

Из сигналов видно, что при взрыве ГХП с Мо и W проволочками наблюдается жесткое РИ за 3 мм свинцовым фильтром плюс 2 мм стали, что соответствует фотонам с энергией выше 240 кэВ. При этом в экспериментах устанавливался более толстый фильтр из 4 мм Pb, что соответствует энергии отсечки около 300 кэВ, такого излучения зарегистрировано не было ни в одном из экспериментов. Излучение с энергией более 50 кэВ наблюдается при взрыве ГХП с любой из проволочек, образующих ГТ. На осциллограммах приведены сигналы с ФПД и ППД, регистрирующие излучение мягкого РИ ($2.5 < E_{\gamma} < 5$ кэВ) и более «мягкого» жесткого РИ ($E_{\gamma} > 8$ кэВ). Момент образования ГТ хорошо виден на сигнале с ФПД. После этого происходит излучения жесткого РИ. При этом сначала начинает излучаться более мягкая его составляющая, а потом и более жесткая. Длительность излучения и его интенсивность сильно зависит от материала проволочки. При этом при закорочивании высоковольтного диода толстой проволочкой, диаметром около 1 мм, которая не взрывается при протекании тока, никаких видов РИ не наблюдается.

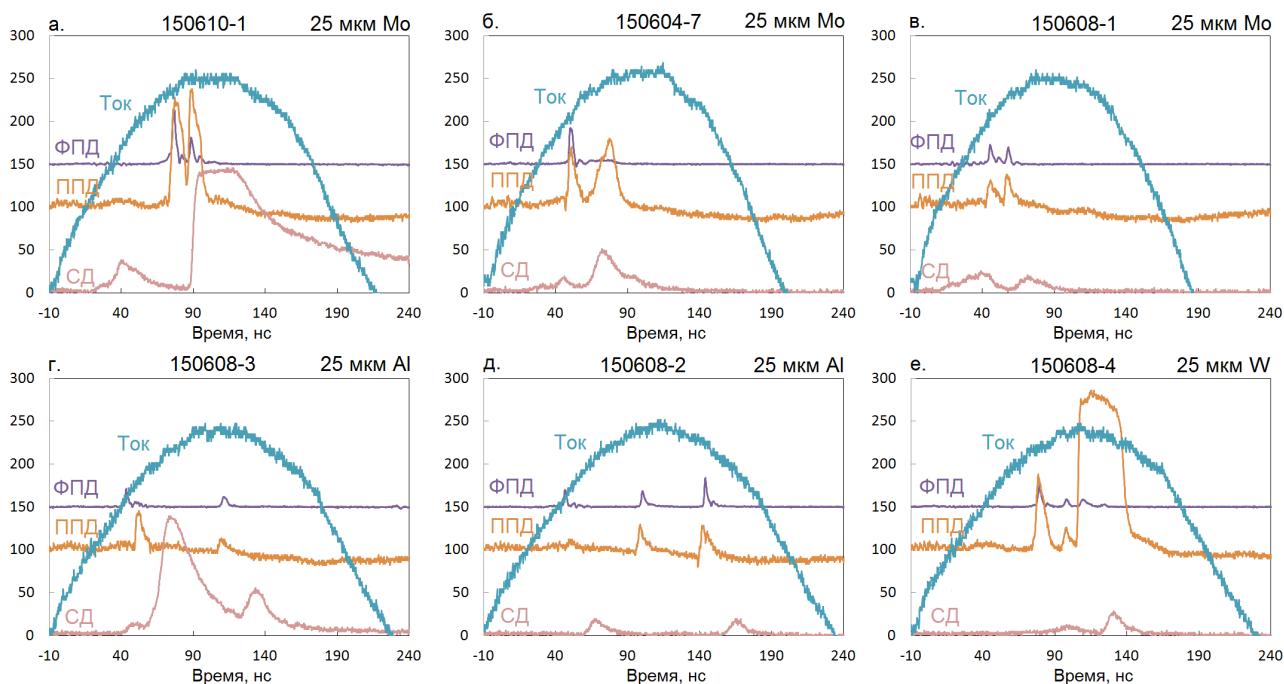


Рис.4.32. Сигналы ФПД ($2.5 < E_{\gamma} < 5$ кэВ), ППД ($E_{\gamma} > 8$ кэВ) и сцинтиллятора за 2 мм стали после которых установлены дополнительные фильтры из свинца (а,г — 0 мм, д — 1 мм, б — 2 мм, в,е — 3 мм) при взрыве ГХП с различными проволочками (а,б,в — 25 мкм Мо, г,д — 25 мкм Al, е — 25 мкм W) на установке БИН.

4.3.2. Влияние вакуума на работу ГХП

В обычных выстрелах для работы ГХП в камере обеспечивается высокий вакуум: 2×10^{-4} Торр. Наличие вакуума необходимо для более стабильной работы генератора и для регистрации МРИ, которое поглощается воздухом. Однако для исследования жесткого излучения или исследовании генерации электронного пучка возможно использовать вакуум более низкого качества.

Для выяснения влияния вакуума в камере на образованием горячей точки в гибридном X-пинче и генерацию жесткого рентгеновского излучения были проведены специальные эксперименты, в которых вакуум изменялся от 2×10^{-4} до 3×10^{-3} Торр. Исследовало влияние вакуума на результаты работы ГХП с Мо проволочкой диаметром 25

микрон на генераторе БИН. Генерация мягкого рентгеновского излучения ГТ ГХП контролировалась алмазным детектором ФПД с фильтром из титановой фольги толщиной 12.5 мкм ($2.5 < E_{\gamma} < 5$ кэВ). Излучение средней жесткости, испускаемое потоком ускоренных в минидиоде ГХП электронов, регистрировалось кремниевым диодом с фильтром из алюминиевой фольги толщиной 200 мкм ($E_{\gamma} > 8$ кэВ). Для регистрации жесткого РИ электронного пучка дополнительно был установлен сцинтилляционный детектор (СД) ВС-501А. Фильтра был установлен за внешней стенкой вакуумной камеры, таким образом минимальный фильтр был 2 мм стали. Дополнительно устанавливались фильтры из нескольких слоев 1 мм свинца. Временное разрешение детектора для рентгеновского излучения 3.2 нс.

На рис.4.33 представлены сигналы со всех используемых детекторов излучения, зарегистрированные при разном давлении в вакуумной камере. Сцинтилляционный детектор в этих выстрелах имел фильтр из 2 мм стали и 1 мм свинца, это соответствует пропусканию фотонов с энергией выше 150 кэВ. Из сигналов, представленных на рисунке, следует, что на установке БИН в ГХП существует источник излучения с энергией квантов выше 150 кэВ.

По результатам сравнения сигналов при различных значениях давления воздуха в камере видно, что излучение ГТ наблюдается только в случае достаточно высокого вакуума (см.рис.4.33.а,б), причем чем лучше вакуум, тем более интенсивное мягкое рентгеновское излучение наблюдается. В случае ухудшения вакуума мягкое РИ исчезает, в то время как интенсивность и длительность излучения средней жесткости растет. Интенсивность жесткого излучения не так жестко коррелирует с изменением вакуума. Возможно, это связано с особенностями работы сцинтилляционного детектора. Однако, можно сделать вывод, что очень жесткое излучение в ГХП существует.

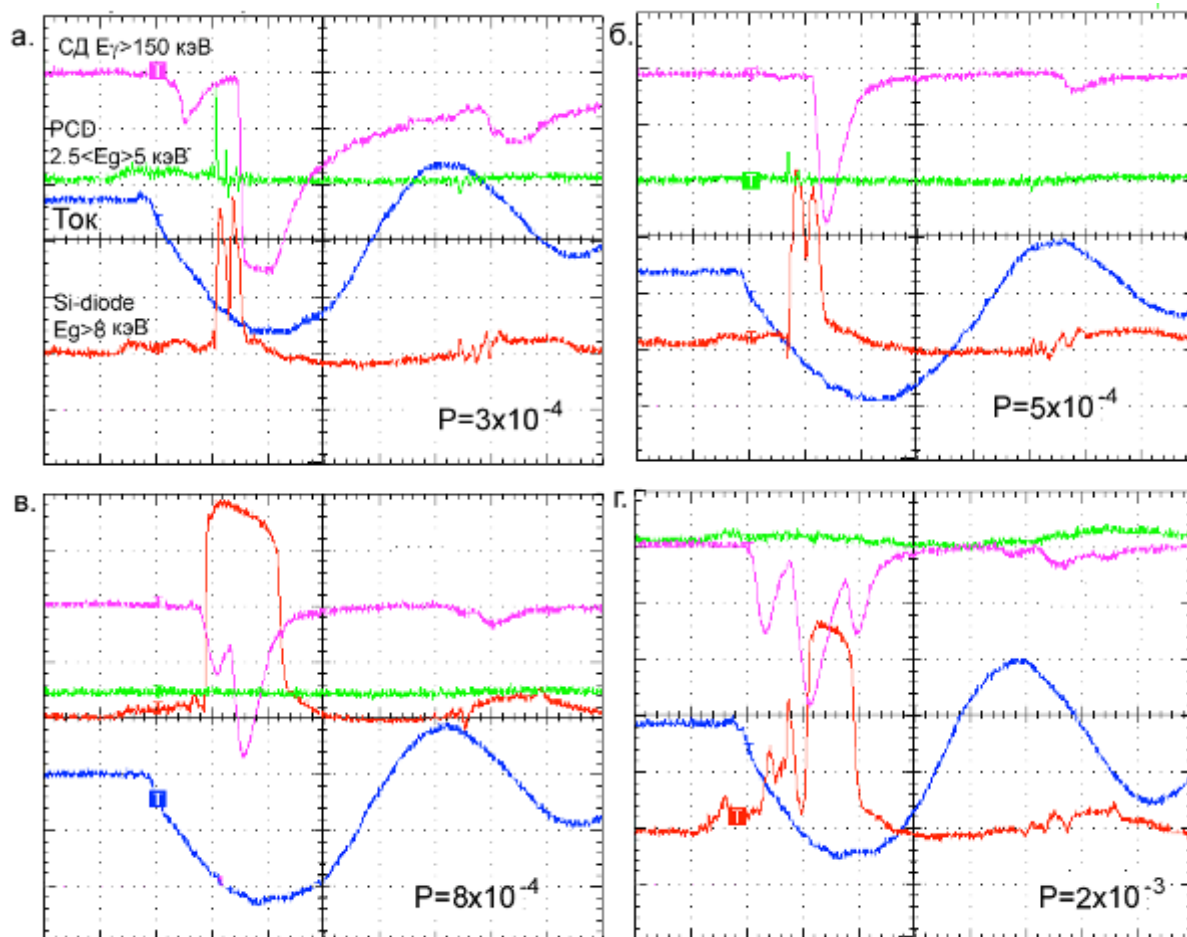


Рис.4.33. Сигналы ФПД ($2.5 < E_{\gamma} < 5$ кэВ), кремниевого диода ($E_{\gamma} > 8$ кэВ) и сцинтиллятора ($E_{\gamma} > 150$ кэВ) при разном значении вакуума в вакуумной камере, зарегистрированные на установке БИН в ГХП с Мо проволочек диаметром 25 мкм.

4.3.3. Генерация электронного пучка

На установке БИН были проведены эксперименты по исследованию генерации электронного пучка из ГТ при взрыве ГХП. Однако, в конфигурации ГХП, обычно используемой в наших экспериментах, электронный пучок генерируется в зазоре между электродами после образования ГТ до его перемыкания приэлектродной плазмой. Для регистрации электронного пучка, необходимо вывести его из межэлектродной области.

Сделать это невозможно, во-первых, потому, что на пути пучка расположен электрод, сквозь который пучок пролететь не может, а, во-вторых, после образования ГТ приэлектродная плазма перекрывает межэлектродный промежуток, и генерация пучка прекращается. Таким образом, для проведения прямых измерений электронного пучка в ГХП потребовалось изменить его геометрию. В первых экспериментах вместо анодного конуса из сплава вольфрама с медью использовалась титановая фольга толщиной 25 микрон с отверстием около 2 мм в центре. Схема эксперимента приведена на рис.4.34.

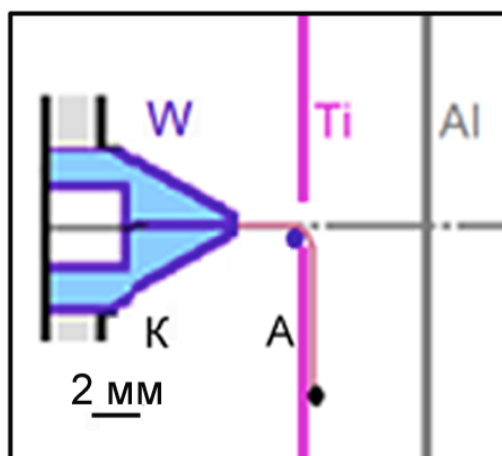


Рис.4.34. Схема модификации ГХП с анодом в виде титановой фольги для исследования электронного пучка, использованная в первых экспериментах.

Через отверстие в анодной фольге генерируемый пучок, должен был выйти за пределы диода. Титановая фольга очень прочная и довольно тугоплавкая, что давало надежду на возможность образования ГТ и генерации электронного пучка в таком модифицированном ГХП. В первых экспериментах для определения наличия электронного пучка использовалась 50 мкм Al фольга, установленная за отверстием в титановой фольге. Приблизительно положение фольги указано на рис.4.34, расстояние от алюминиевой до титановой фольги изменялось в пределах от 2 до 30 мм. Al фольга использовалась для регистрации наличия электронного пучка. Пучок при торможении о фольгу оставляет довольно заметный след или прожигает отверстие. При наличии довольно мощного электронного пучка в фольге прогорало отверстие диаметром до 1 см. На рис.4.35 приведены

фотографии фрагмента Al фольги, в случае если фольга осталась целой и на ней виден отпечаток пучка (см.рис.4.35.а) и в случае если в фольге прогорело небольшое отверстие диаметром около 2 мм (см.рис.4.35.б).

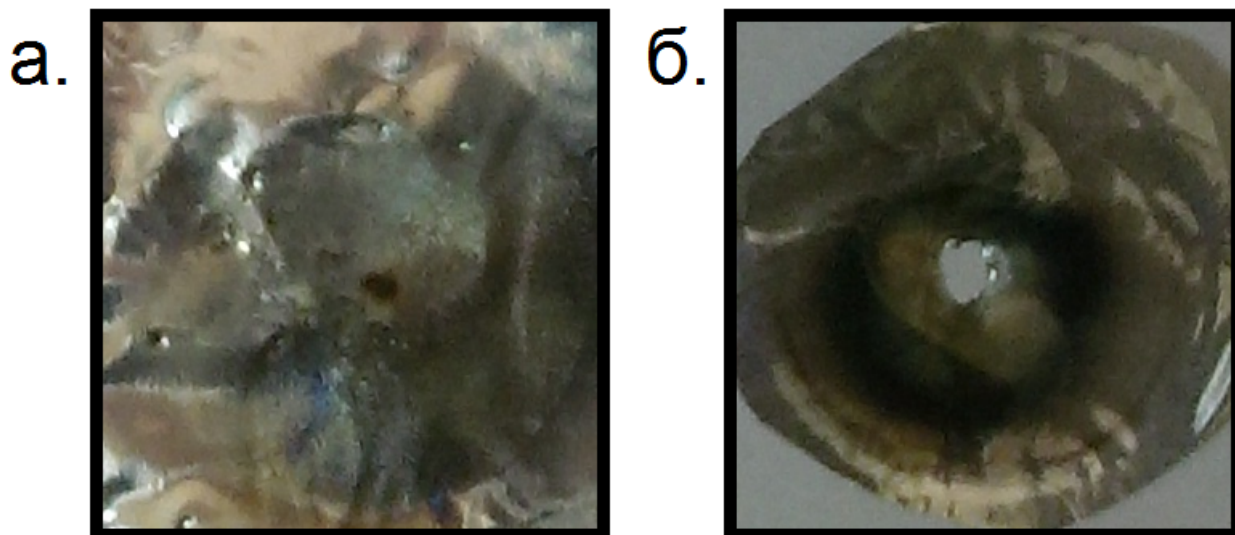


Рис.4.35. Фотографии 50 мкм Al фольги после выстрела в случае когда фольга оставалась целой (а) и в ней прогорело отверстие диаметром около 2 мм (б).

В большинстве экспериментов ГТ не образовывалась, о чем говорило отсутствие сигналов на фотодатчиках. В связи с этим был увеличен межэлектродный зазор от 4 до 10 мм, что привело к образованию нескольких вспышек излучения. Сигналы лучшего из экспериментов по взрыву ГХП с 25 мкм Мо провололочкой приведены на рис.4.36.

Из приведенных сигналов видно, что при взрыве ГХП образовалось три источника мягкого РИ и три источника жесткого РИ с энергией излучения выше 10 кэВ, зарегистрированные за фильтром из 400 мкм Al. Пик жесткого РИ появляется на 2 нс позже пика мягкого РИ. Длительность импульсов жесткого излучения составляет 3-5 нс. В большинстве выстрелов на алюминиевой фольге после выстрела видны следы от электронного пучка, а в выстреле, сигналы которого приведены выше, образовалось отверстие диаметром ~ 1 мм. В этом выстреле Al фольга была на расстоянии 2 мм от анода. Это говорит о том, что подобная схема позволяет вывести электронный пучок из диода, по крайней мере на несколько миллиметров.

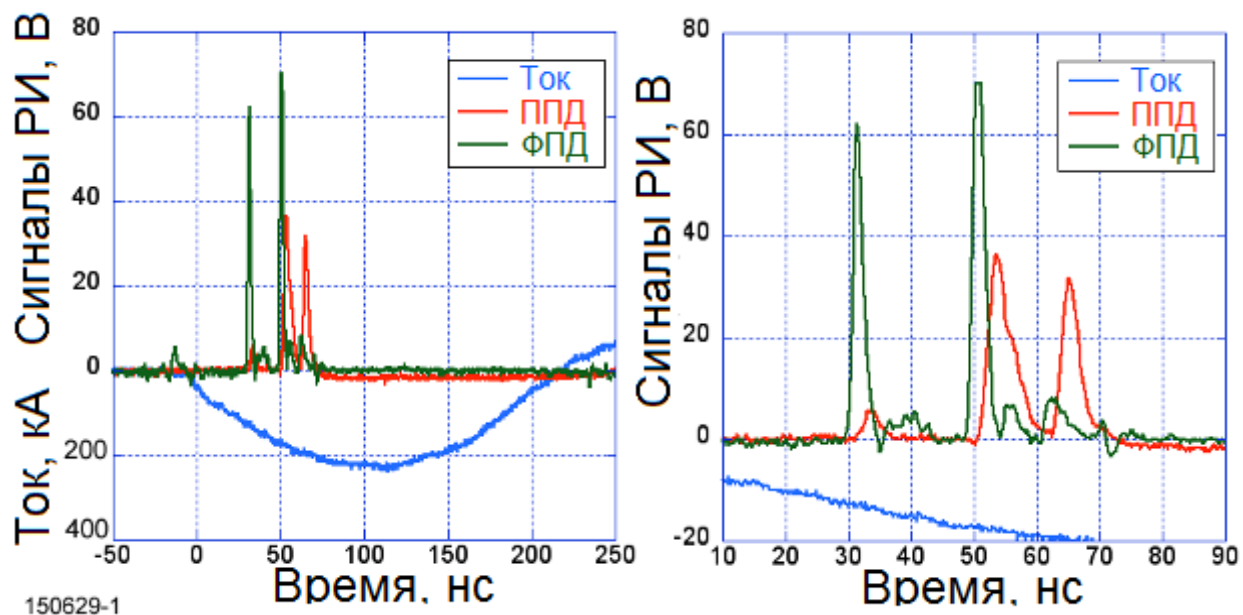


Рис.4.36. Осциллограммы мягкого(ФПД $2.5 < E_{\gamma} < 5$ кэВ) и жесткого (ППД $E_{\gamma} > 10$ кэВ) РИ, зарегистрированные в ГХП с 25 мкм Мо проволокой с титановой фольгой вместо одного из электродов.

Для измерения тока электронного пучка был использован цилиндр Фарадея(ЦФ), схема которого представлена на рис.4.37. Входное отверстие ЦФ закрыто фильтром из Al фольги толщиной 15 мкм. ЦФ устанавливался на расстоянии 0-5 мм от внешнего края анода, таким образом расстояние от внутренней грани анода составляло 25-30 мм.. Измерения тока электронного пучка при помощи ЦФ показали сигнал на уровне шума. То есть мощность электронного пучка недостаточна , чтобы его можно было зафиксировать данным ЦФ.

Чтобы увеличить вероятность образования ГТ в выстреле, а также повысить мощность электронного пучка, конструкция нагрузки была снова изменена и приближена к конструкции ГХП. Был использован плоский стальной анод с отверстием в центре. Диаметр отверстия составил 4 мм. Схема измененной конфигурации ГХП приведена на рис.4.38.

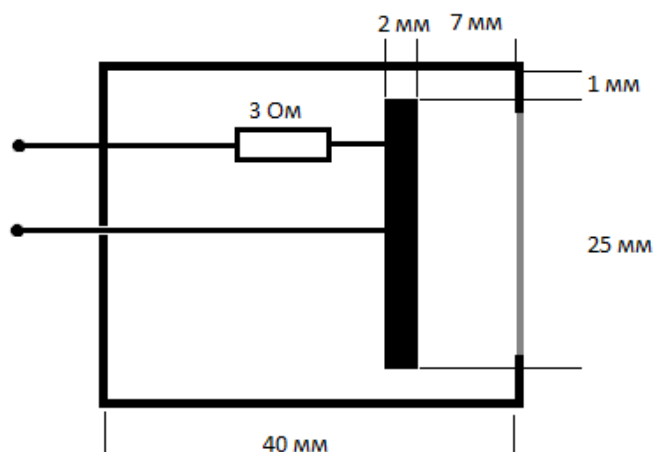


Рис.4.37. Схема цилиндра Фарадея, использованного для измерения тока электронного пучка в экспериментах на установке БИН.

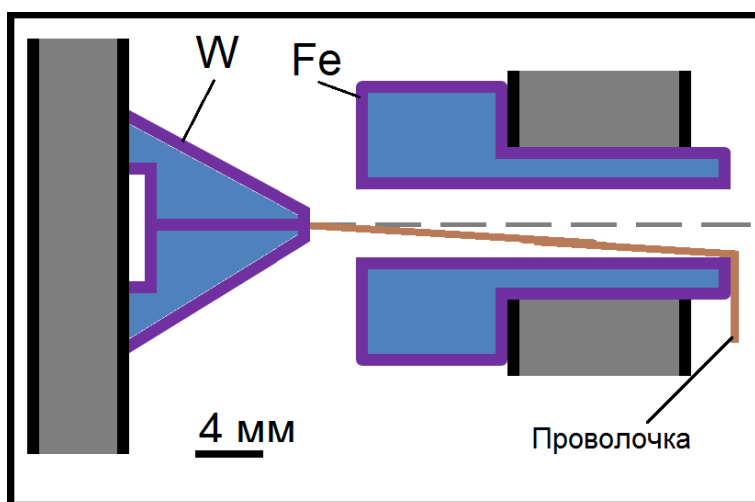


Рис.4.38. Схема модификации ГХП с анодом в виде железой плоскости для исследования электронного пучка.

Как видно из схемы, данная конфигурация больше походит на гибридный X-пинч. Что давало надежду на более стабильное образование ГТ, а наличие широкого отверстия в аноде должно было позволить вывести электронный пучок из диода. Первые же эксперименты показали что в данной конфигурации образуется ГТ. И за отверстием на фольге виден отпечаток от электронного пучка. После этого за отверстием был установлен цилиндр Фарадея, для измерения тока электронного пучка. Сопротивление используемого

цилиндра Фарадея было равно 3 Ома. В качестве внешнего электрода в цилиндре Фарадея использовалась алюминиевая фольга различной толщины. На рис.4.39 представлены графики зависимости энергии поглощения электронного пучка в фольгах, используемых в ЦФ. В большинстве экспериментов использовались следующие фильтры: 15 мкм Al ($E > 40$ кэВ), 30 мкм Al ($E > 60$ кэВ), 50 мкм Al ($E > 80$ кэВ), 100 мкм Al ($E > 120$ кэВ), 200 мкм Al ($E > 180$ кэВ).

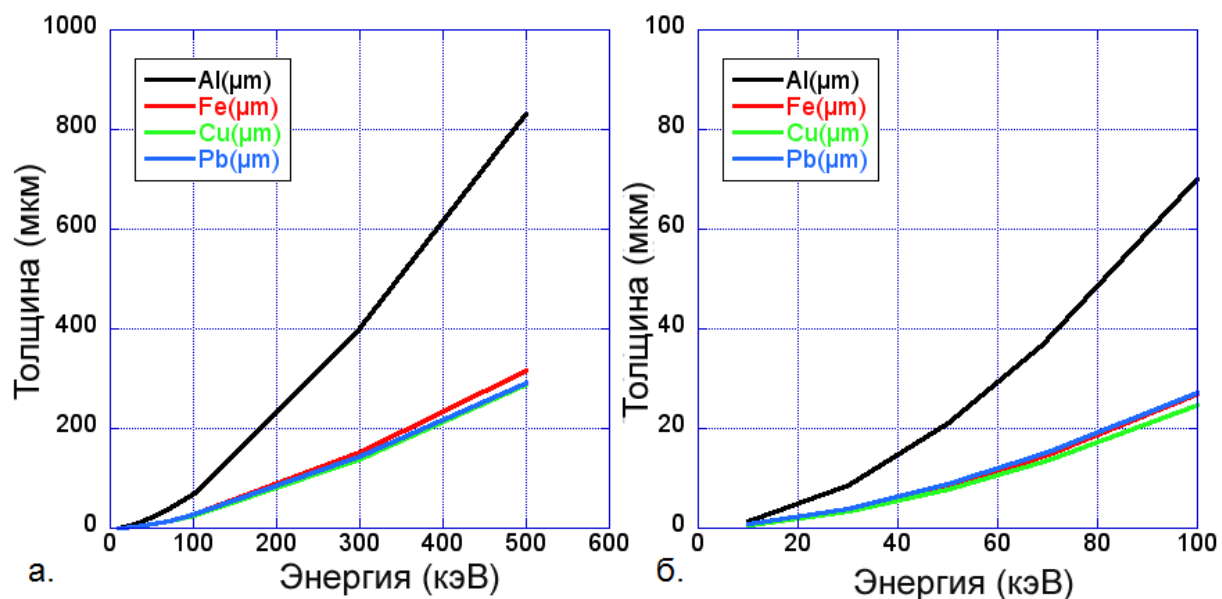


Рис.4.39. График (а) и увеличенный фрагмент (б) графика зависимости энергии поглощения электронного пучка от толщины различных фильтров.

В зависимости от толщины фильтра удастся изменять энергию регистрируемых электронов. На рис.4.40 приведены характерные сигналы и увеличенные фрагменты сигналов с фотодатчиков, регистрируемые при взрыве ГХП с последней модификацией электродов. Из осциллограмм видно, что в данной конфигурации ГХП образуется ГТ. При этом на ЦФ наблюдается сигнал. Сигнал имеет достаточно сложную форму, но за импульс электронного пучка отвечает только первый пик, в отрицательную сторону, последующие колебания — вызваны принципом работы цилиндра Фарадея. На рис.4.40.а видно, что до образования ГТ ЦФ регистрирует несколько сигналов, говорящих о том, что происходит

генерация электронного пучка. Подобный сигнал около времени начала тока наблюдается в большинстве выстрелов с ГХП. В некоторых выстрелах наблюдается дополнительный сигнал и позже, как на рис.4.40.а. Эти сигналы, скорее всего, говорят о том, что происходит пробой проволоочки, во время которого генерируется электронный пучок вдоль проволоочки.

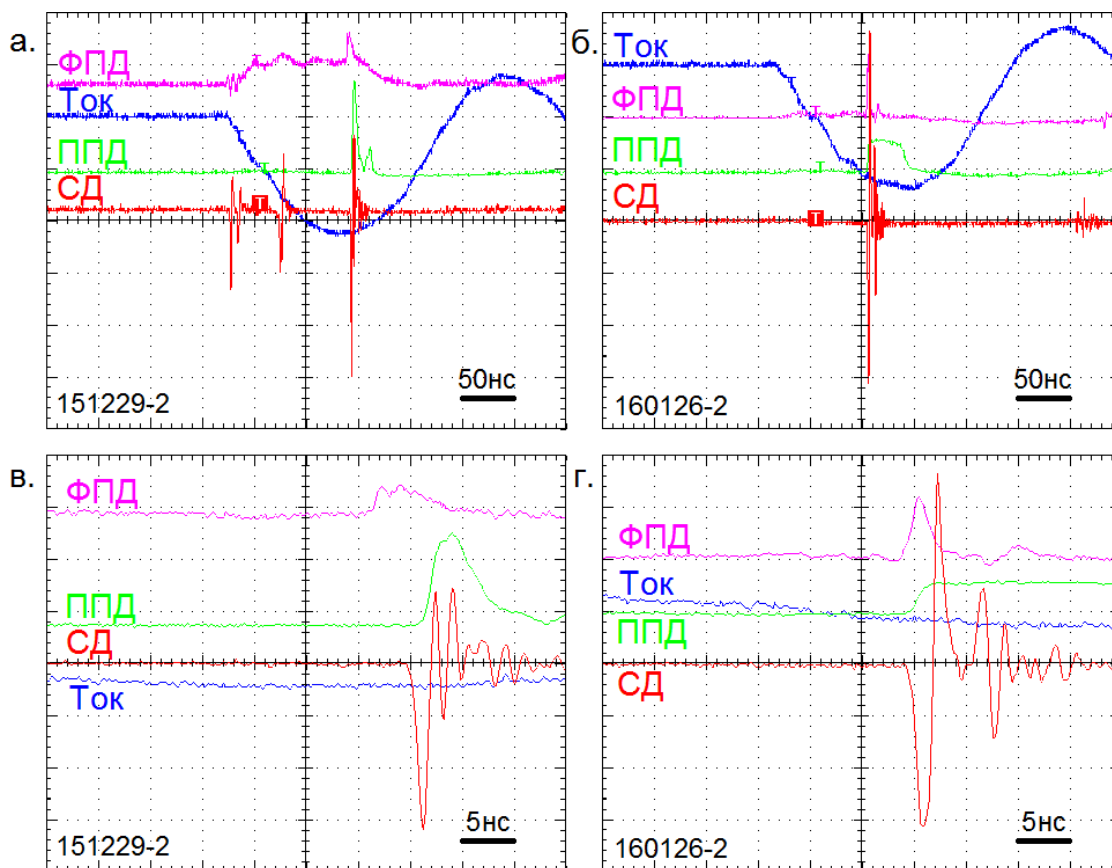


Рис.4.40. Осциллограммы тока, сигналы ФПД, ППД и ЦФ с фильтром из алюминиевой фольги толщиной 30 мкм (а) и 100 мкм (б) при взрыве ГХП с 30 мкм Мо проволочкой и их увеличенные фрагменты (в,г).

Однако, целью исследования является электронный пучок, генерируемый непосредственно после образования ГТ. Этот сигнал в большинстве случаев оказывается в несколько раз более интенсивным. При этом длительность сигнала ЦФ колеблется в пределах 1-2 нс. На рис.4.40.а сигнал имеет амплитуду 260 В, что соответствует току 87 А. На рис.4.38.б напряжение 248 В, а ток — 83 А. При этом если оценить мощность излучения

электронного пучка — то получим результаты 23 кВт и 21 кВт, соответственно. Если учесть длительность вспышки — можно оценить энергию, которую несет электронный пучок. В первом выстреле (см.рис.4.40.в) длительность излучения составляет 1 нс, а значит энергия равна 0.023 мДж, а в случае второго выстрела (см.рис.4.40.г) длительность 2 нс, а энергия — 0.16 мДж.

Была проведена серия экспериментов, в которых изменялась фольга на входном отверстии цилиндра Фарадея. При этом с каждой толщиной фольги делалось по несколько выстрелов. Данная конфигурация ГХП оказалась недостаточно стабильной, что приводило к разбросу по мощности излучения ГТ, что, в свою очередь, сказывалось на интенсивности электронного пучка. Однако, так как сделано достаточно много выстрелов для каждой толщины фольги, можно рассмотреть зависимость максимального тока, зарегистрированного с помощью ЦФ, от энергии отсечки (см.рис.4.41). Видно, что максимальный ток электронного пучка спадает с ростом энергии отсечки. При этом удалось зарегистрировать электронный пучок, с энергией электронов более 150 кэВ. Наличие электронного пучка с энергией более 180 кэВ не зарегистрировано.

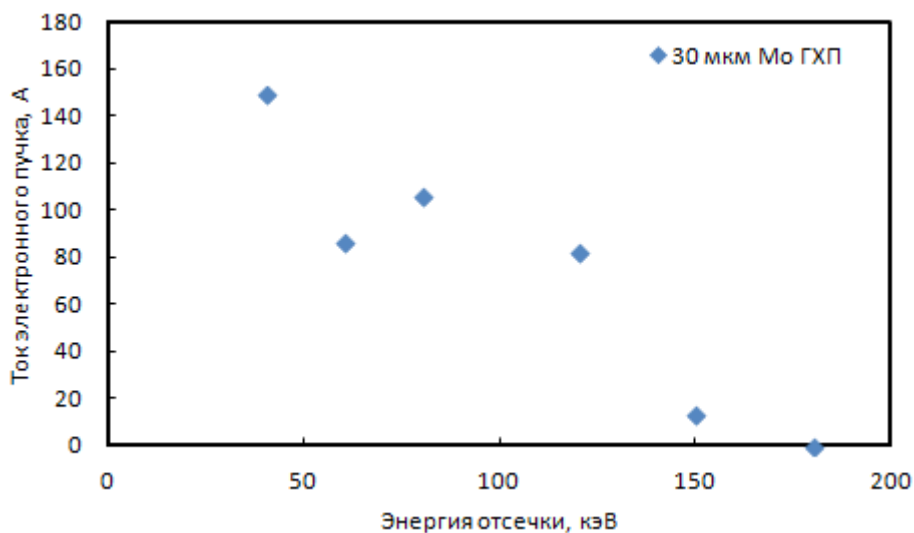


Рис.4.41. Зависимость максимального тока электронного пучка зарегистрированного с помощью цилиндра Фарадея от энергии отсечки при взрыве X-пинча на установке БИН.

Аналогичные работы по исследованию генерации электронного пучка из ГТ проводились при взрыве стандартного X-пинча[89]. Результаты тех экспериментов дают похожие значения максимального тока электронного пучка с теми же энергиями отсечки.

Эксперименты по исследованию излучения ГТ при взрыве ГХП показали, что ГТ является широкополосным источником излучения. ГТ является ярким источником мягкого РИ с длительностью излучения менее 1 нс, при этом размер излучающей области равен 1-5 мкм. Так же наблюдается жесткое РИ. Излучение с энергией квантов выше 8 кэВ, но ниже 50 кэВ, зарегистрированное на генераторе БИН, имеет длительность несколько наносекунд (3-7нс). При этом размер излучающей области оказывается равен нескольким десяткам микрометров (30-70 мкм) . В излучении присутствуют кванты с энергией выше 150 кэВ.

Исследования генерации электронного пучка показывают, что конструкцию ГХП можно видоизменить таким образом, чтобы иметь возможность выводить пучок из диода, для дальнейшего использования. При этом пучок состоит из электронов с энергиями выше 40 кэВ, но ниже 180 кэВ. Время генерации пучка составляет от 1 нс до 5 нс.

Глава 5. Использование гибридного X-пинча как источника зондирующего излучения

С момента первых успешных экспериментов с ГХП они активно используются как точечные источники МРИ для проекционной рентгенографии и других применений при наличии генератора без предымпульса и с достаточно коротким (менее 150 нс) фронтом тока. При этом источник МРИ, получаемый в результате взрыва X-пинча, имеет уникальные параметры по интенсивности, размеру и длительности вспышки излучения.

5.1. Источник для проекционной теневой рентгенографии

Многочисленные эксперименты по взрыву ГХП показывают, что в результате взрыва образуется ГТ с размерами излучающей области не превышающей 1-3 микрометров, в зависимости от материала проволоочки и параметров установки [54],[55],[56],[57]. При этом длительность вспышки МРИ составляет менее 1 наносекунды. Подобный источник прекрасно подходит для использования в схеме проекционной теневой рентгенографии, а использование ГХП для создания подобного источника значительно упрощает работу. Поэтому в настоящее время ГХП в качестве источника МРИ используются во множестве экспериментов в совершенно различных конфигурациях. Так, например, в данной работе ГХП активно использовался в качестве источника МРИ для исследования динамики ГХП установленного в обратном токопроводе. Это демонстрирует возможность использования излучения ГХП в качестве зондирующего излучения для исследования быстро изменяющихся плазменных объектов.

Однако, ГХП в качестве источника излучения может быть использован и для исследования различных объектов, в том числе и биологических [90]. В качестве примера на рис.5.2 приведено изображение жука, полученное на генераторе БИН при взрыве ГХП с 25 мкм Мо проволочкой. Увеличение в данном выстреле составляло 3 раза. Изображение получено за 12.5 мкм Ti фильтром, что соответствует энергии фотонов от 2.5 до 5 кэВ. При этом излученная энергия, определенная по сигналу ФПД, в данном диапазоне составила 30

мДж, а пространственное разрешение, определенное по размытию границы тени, составил 4 мкм.

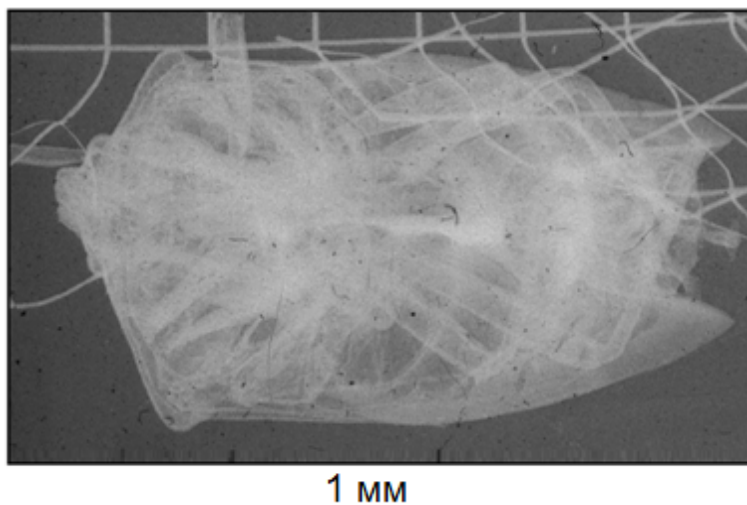


Рис.5.1. Изображение жука, полученное при взрыве ГХП с 25 мкм Мо провололочкой на установке БИН, зарегистрированное в излучении с энергией фотонов от 2.5 до 5 кэВ с 3-х кратным увеличением. Размер источника 4 мкм.

Гибридный X-пинч широко применяется для исследования процессов взрыва различных проводников. Так, например, в нашей лаборатории проводились эксперименты по исследованию процесса взрыва фольг. Во время этих экспериментов в качестве основной нагрузки использовался гибридный X-пинч с 25 мкм Мо провололочкой, а в обратном токопроводе устанавливалась тонкая Al фольга, через которую протекала часть тока генератора. В итоге удавалось регистрировать мелкую структуру, образующуюся при взрыве фольги. Изображение взрыва фольги приведено на рис.5.2.

Также ГХП был использован и для исследования процесса взрыва острийных катодов[8]. В обратный токопровод генератора помещались катоды, с одиночной тонкой провололочкой на конце. Из этой проволоочки происходит генерация электронов, которые при торможении об анод создают на нем плазму. В результате экспериментов с зондирующим мягким рентгеновским излучением удалось обнаружить наличие плазмы на аноде, а так же исследовать процесс взрыва острийного катода в данной конфигурации эксперимента. Изображение взрыва острия из 20 мкм Мо проволоочки представлено на рис.5.3.

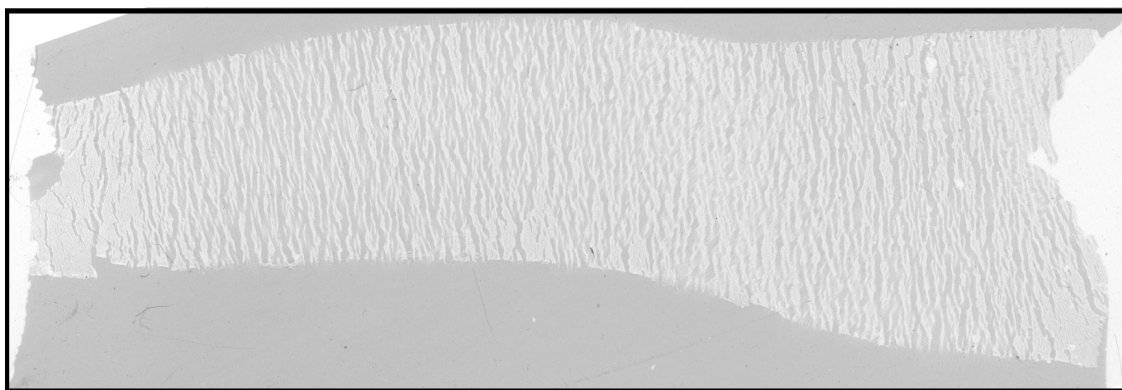


Рис.5.2. Изображение процесса взрыва 2x4 мм Al фольги толщиной 4 мкм, полученная в излучении ГХП с 25 мкм Мо проволочкой на установке БИН, зарегистрированное в излучении с энергией фотонов от 2.5 до 5 кэВ с 7 кратным увеличением.

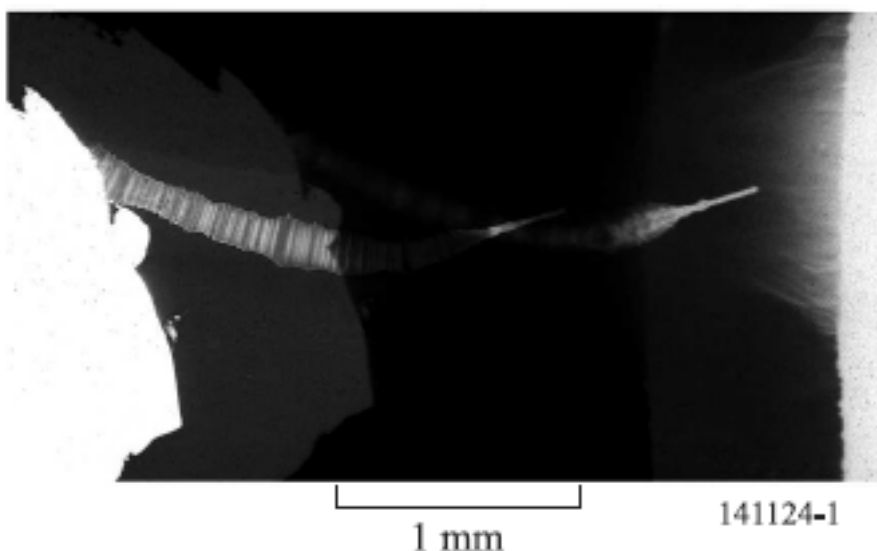


Рис.5.3. Рентгенограмма острия из 20 мкм Мо проволочки, полученное на 55 и 115 нс после начало тока, в излучении ГХП с 25 мкм Мо проволочкой с энергией фотонов от 2.5 до 5 кэВ на установке БИН.

Во время экспериментов по исследованию взрыва острийных катодов было обнаружено, что если увеличить длину проволочки в ГХП, то это приводит к образованию нескольких вспышек МРИ. В случае, если длина не слишком большая это приводит к тому, что во время выстрела возможно образование нескольких ГТ в различные моменты времени.

При этом с точки зрения излучения и размера источника эти несколько ГТ имеют довольно высокие параметры. Что позволяет получить сразу 2 изображения в различные моменты времени во время одного выстрела. На рис.5.3 видно два изображения, одно из них получено на 55 нс от начала тока, а другое на 115.

Как было показано ранее ГХП является источником не только мягкого, но и жесткого РИ. При этом размер источника жесткого РИ тоже достаточно мал, что позволяет использовать его для исследования более плотных объектов. Так, например, при взрыве ГХП были получены изображения трех биологических объектов с увеличением 2.5 раза в излучении с энергией фотонов выше 11 кэВ. На рентгеновском изображении, представленном на рис.5.4.б, прекрасно видна внутренняя структура объектов. Для сравнения на рис.5.4.а представлена фотография внешнего вида этих объектов.

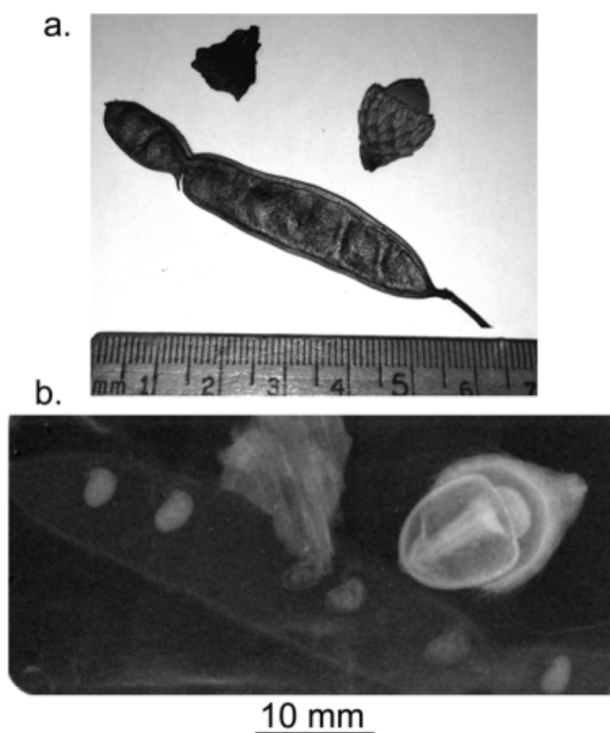


Рис.5.4. Фотография (а) и рентгенограмма(б) с увеличением 2.5 раза в излучении ГХП с энергией фотонов выше 11 кэВ, полученное на генераторе ХР, трех объектов: коры, желудя и стручка с семенами.

В целом видно, что ГХП можно использовать в качестве источника рентгеновского излучения для исследования различных объектов, как плазменных, так и биологических. Технология получения таких изображений достаточно простая, не требующая какой-либо оптики. При этом качество изображения превосходит многие аналоги.

5.2. Источник для рентгеновской эмиссионной спектроскопии

ГТ X-пинча, обладает малым размером и большой интенсивностью излучения в широком диапазоне энергии излучения, что позволяет использовать его для рентгеновской эмиссионной спектроскопии. Рентгеновские спектры излучения позволяют получать информацию о параметрах излучающей плазмы. Известно большое разнообразие способов получения спектров многозарядных ионов [91]. Возможно использование плоских, выпуклых, изогнутых по цилиндру или сфере кристаллов в схемах на отражение или прохождение излучения через кристалл. В зависимости от кривизны кристалла можно добиваться или лучшего спектрального разрешения в довольно узком спектральном диапазоне или, наоборот, увеличивать спектральный диапазон, теряя в интенсивности излучения и спектральном разрешении. X-пинч является довольно ярким источником излучения, поэтому возможно использование выпуклых кристаллов. Так, например, в экспериментах с ГХП часто использовался спектрограф с выпуклым кристаллом схема которого представлена на рис.5.5.



Рис.5.5. Схема кристаллического спектрографа с выпуклым кристаллом.

В экспериментах на установках МИНИ и БИН использовался спектрограф с выпуклым кристаллом CsAP (период кристаллической решетки $26,6\text{\AA}$) с радиусом кривизны 350 мм. Конструкция спектрографа позволяет изменять угол падения в широких пределах, позволяя выбирать исследуемый диапазон спектра. Угол отражения определяется согласно формулы Брэгга-Вульфа:

$$2d \cdot \sin\theta = m\lambda, \quad (5.1)$$

где θ - угол отражения, d – межплоскостное расстояние кристалла, λ - длина волны излучения, m - порядок отражения. На входном отверстии спектрографа установлена щель шириной 2 мм, поэтому пространственное разрешение практически отсутствует. На входной щели устанавливается фильтр для того, чтобы убрать подсветку пленки видимым светом.

В экспериментах были получены спектры различных материалов: Al, Cu, Mo, Ti, для работы с которыми, спектрограф настраивался, соответственно, на угол: 18, 26, 10 и 5 градусов. При таких углах на генераторах МИНИ и БИН были получены спектры: Ne-подобных Al и Ti, а также Ne-подобных Cu и Mo. На рис.5.6 представлен спектр Ne подобной меди, зарегистрированный в излучения ГХП с 25мкм Cu проволочкой.

Во время анализа спектров необходима точная привязка полученного спектра по длинам волн. При получении спектра мы знаем только приблизительно длину волны середины спектра — эта та длина волны, для которой рассчитывался угол падения. Так, например, в случае получения Ne подобного спектра Cu спектрограф настраивается на длину волны 12\AA . Далее исходя из табличных данных спектральных линий вблизи этой длины волны можно найти несколько наиболее интенсивных линий и произвести точную привязку каждой спектральной линии к координате. Результат такой градуировки представлен на рис.5.6.б.

Интенсивность линейчатого спектра излучения вещества, находящегося в плазменном состоянии, зависит от температуры и плотности плазмы. Исходя из этого по распределению интенсивностей линий излучения можно определить температуру и плотность плазмы [92]. Таким образом, было определено[93], что на МИНИ генераторе при взрыве ГХП средняя электронная температура, определенная при помощи спектра без временного и с плохим пространственным разрешением, оказывается выше 1кэВ, а плотность плазмы выше 10^{21} см^{-3} . Анализ спектров излучения ГХП на установке COBRA [7]

показал, что в большинстве выстрелов в спектре присутствуют характеристические линии вещества материала электродов.

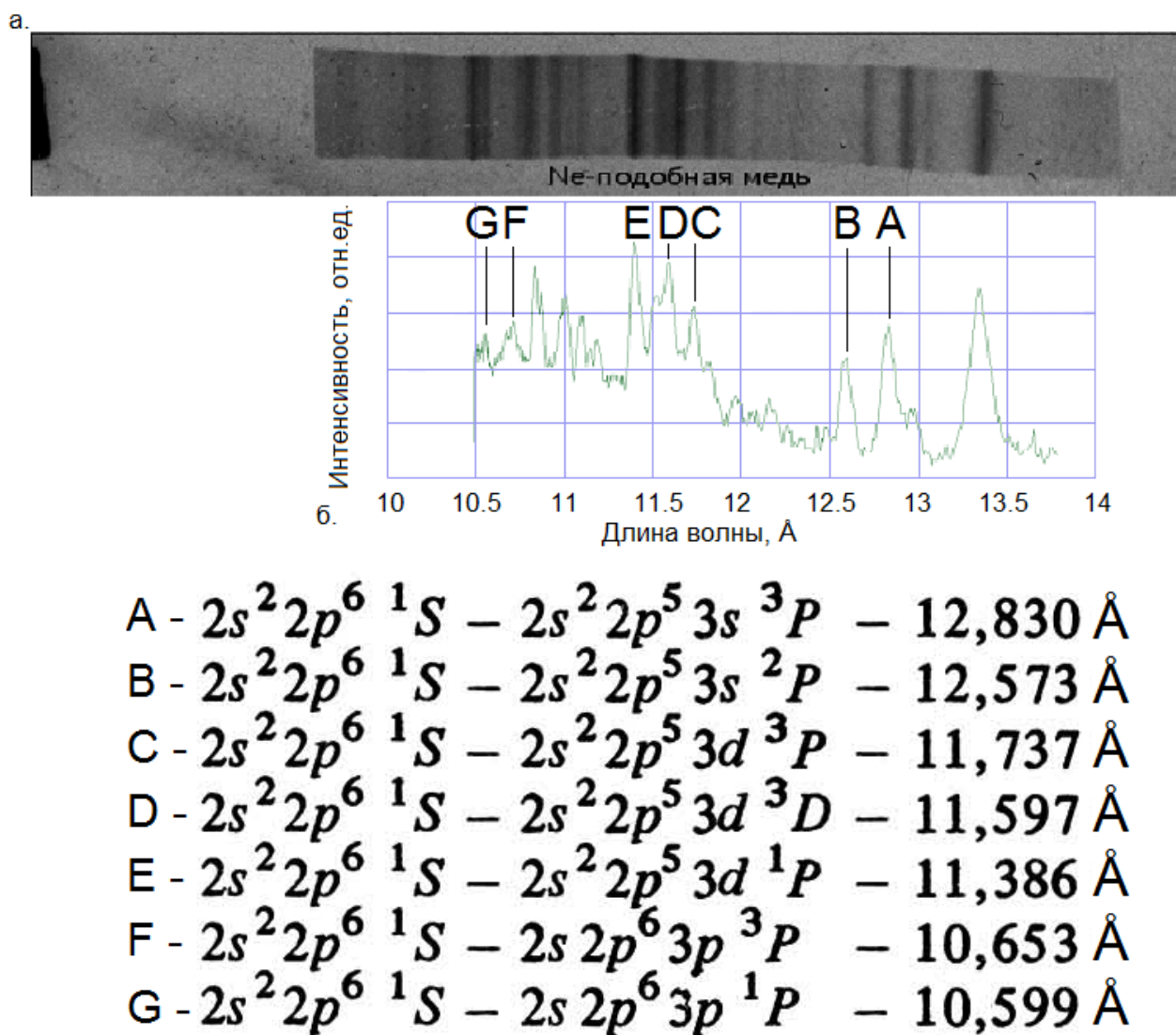


Рис.5.6. Спектр Ne подобной меди, зарегистрированный в излучения ГХП с 25мкм Cu проволокой на генераторе МИНИ(а), и денситограмма интенсивности линий излучения(б) в зависимости от длины волны излучения.

Во время экспериментов на МИНИ-генераторе был получен спектр непрерывного излучения Mo ГХП в диапазоне излучения линий K-оболочки Al. Данный спектр

представлен на рис.5.7.а. Также, на рис.5.7.б представлен спектр К-излучения Al ГХП в том же диапазоне. Видно, что на непрерывном спектре виден К-край поглощения Al. В наших экспериментах К-край поглощения всегда наблюдается на непрерывном спектре, так как на входной щели установлен фильтр из алюминизированного полипропилена и мы наблюдаем поглощение в нем. Таким образом, видно, что в экспериментах с ГХП можно регистрировать спектры поглощения РИ.

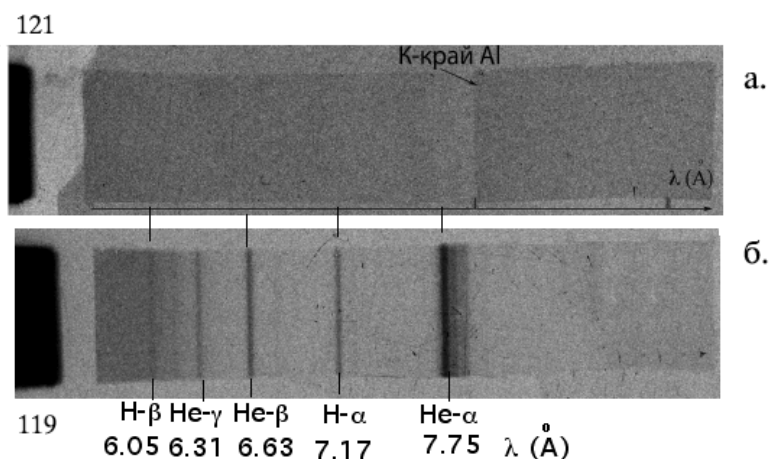


Рис.5.7. Спектр непрерывного излучения в ГХП с Мо проволочкой в диапазоне линий К-оболочки Al (а) и спектр излучения He- и H- подобного Al, зарегистрированный в том же диапазоне излучения (б).

5.3. Источник для рентгеновской абсорбционной спектроскопии

Рентгеновская абсорбционная спектроскопия (РАС) является весьма полезной диагностикой для определения зарядового состояния и температуры плазмы [94]. В настоящее время в экспериментах по РАС, в основном, используется излучение лазерной плазмы [94],[95],[96]. К лазерным источникам наиболее приближено излучение ГТ при более высоких параметрах плазмы и значительно меньшем размере источника. Как известно, Х-пинч дает непрерывный спектр излучение в диапазоне 1–10 кэВ, близкое к спектру излучения черного тела с температурой около 1 кэВ. Также, излучающая область Х-пинча

имеет малые размеры, что позволяют использовать схему точечной проекционной рентгенографии для получения изображений с высоким (порядка 1 мкм) пространственным разрешением. А также, сверхмалая длительность вспышки излучения X-пинча (0.01 – 0.1 нс) позволяет исследовать плазму, излучающую менее интенсивно, чем X-пинч, с высоким временным разрешением без использования дополнительной аппаратуры.

РАС в экспериментах с X-пинчами используется в том случае, если температура исследуемого объекта не достаточно велика для использования эмиссионной спектроскопии, например, для исследования параметров плазмы квазистационарной системы керн–корона, образованной при электрическом взрыве проволочек, проволочных сборок и начальной стадии X-пинчей [28],[29],[72]. В подобных системах существует холодный плотный керн и относительно неплотная плазма короны с более высокой температурой. Плазма системы керн-корона слишком холодная (<100 эВ), чтобы излучать рентгеновское излучение, и оптически толстая для использования оптической или УФ спектроскопии, которые дают информацию только о внешних слоях плазмы короны.

Для сравнения спектров излучения и поглощения на Рис.5.8 и Рис.5.9 представлены результаты моделирования при помощи программы PrismSPECT [97] К-спектров алюминиевой плазмы в зависимости от температуры. Расчет производился для плотности 10^{18} ионов на см^3 при толщине слоя 0.1 мм, аналогичные параметры наблюдались в экспериментах. Из Рис.5.8 видно, что с ростом температуры плазмы на порядок интенсивность линий излучения изменяется на 20 порядков. Таким образом, можно сделать вывод, что регистрация линий излучения в случае холодной плазмы весьма затруднительна, особенно в случае плотного объекта. В то же время, если плазма имеет невысокую температуру, то в случае поглощения наблюдаются интенсивные линии (см.рис.5.9), которые легко могут быть зарегистрированы, например, на фоне непрерывного излучения зондирующего источника излучения соответствующего диапазона [54],[55],[94].

Самое главное достоинство X-пинча в качестве источника зондирующего излучения заключается в интенсивном непрерывном спектре излучения, который зависит от материала проволочек. Меняя материал проволочки, можно подобрать спектр излучения таким образом, чтобы он был непрерывен в требуемом для зондирования энергетическом диапазоне.

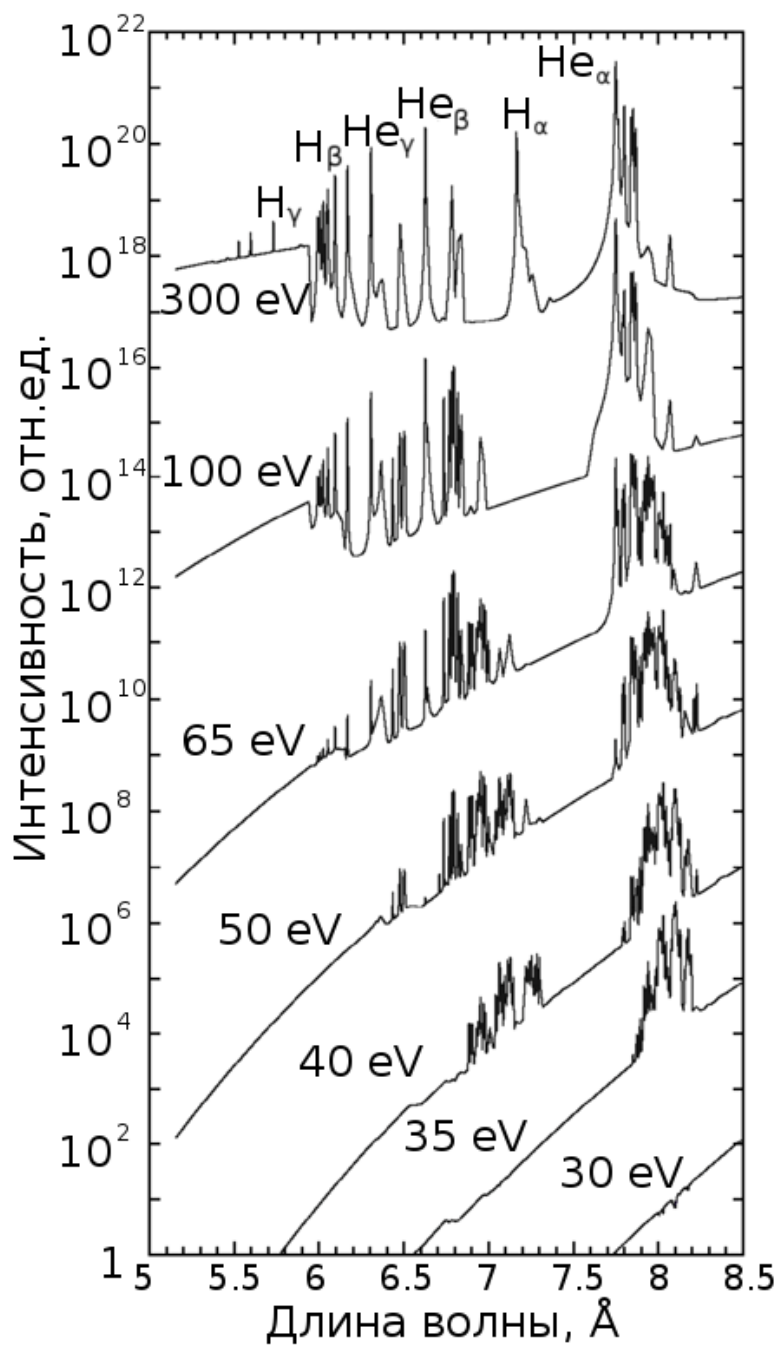


Рис.5.8. Зависимости интенсивности расчетных К-спектров излучения слоя Al плазмы толщиной 0.1 мм с плотностью ионов 10^{18} см^{-3} от длины волны при различных температурах плазмы.

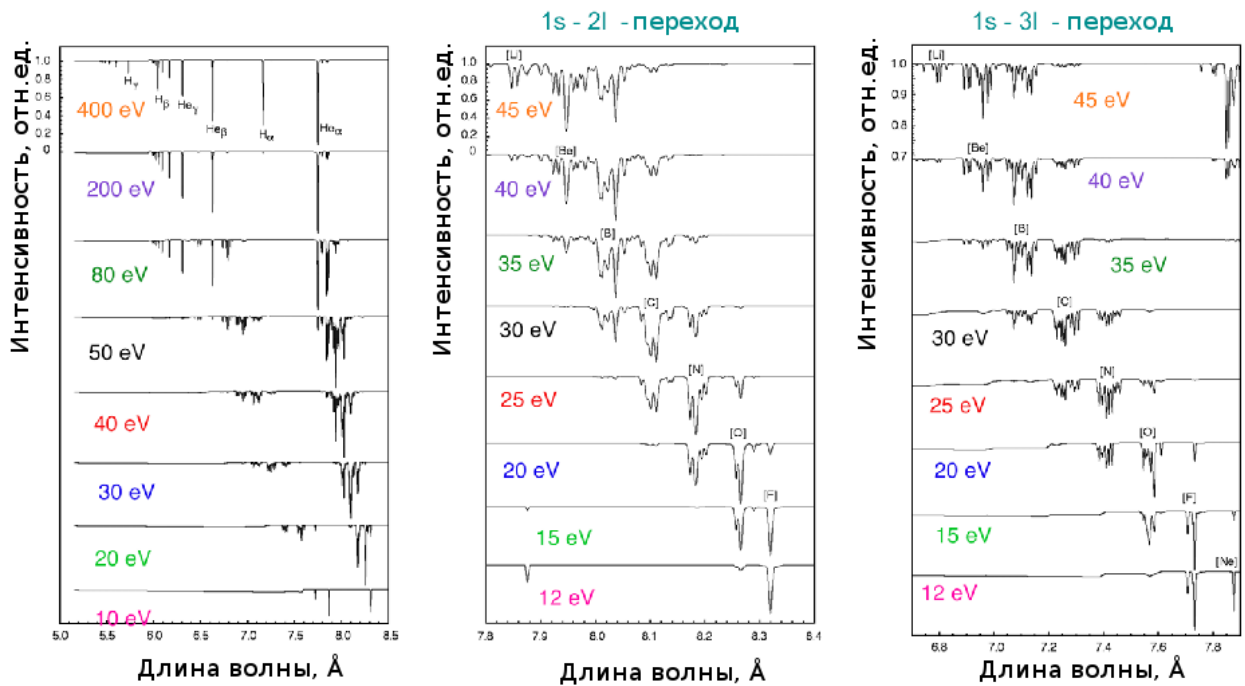


Рис.5.9. Зависимости интенсивности расчетных К-спектров поглощения слоя Al плазмы толщиной 0.1 мм с плотностью ионов 10^{18} см^{-3} от длины волны при различных температурах плазмы.

Серия экспериментов [6] была проведена на установке ХР, имеющей максимум тока 450 кА и время нарастания тока 45 нс. В качестве исследуемого объекта использовалась сборка из двух или четырех взорванных Al проволочек диаметром 17 или 35 микрон. Проволочная сборка располагалась в цепи обратного тока вместо одного из трех стержней обратного токопровода. Расстояние между проволочками было равно 1 или 2 мм для 2-х и 4-х проволочек. В первых экспериментах использовался фокусирующий спектрограф со сферическим кристаллом кварца (период кристаллической решетки 8.507 Å). Кристалл был расположен таким образом, чтобы в поле зрения попадал область между проволочками, где должны наблюдаться градиенты температуры и плотности плазмы [54]. Геометрия экспериментов была такой, что поле зрения кристалла было меньше расстояния между проволочками, поэтому иногда было трудно понять, какая часть системы из двух взорванных проволочек была зафиксирована. Для увеличения поля зрения спектрографа, а также для расширения спектрального диапазона вместо сферического кристалла кварца использовался

плоский кристалл КАР большого размера (15x70 мм). Схема эксперимента была такая же, как со сферическим кристаллом, только кристалл располагался ближе к X-пинчу, а пленка стояла близко к кристаллу. При этом пространственное увеличение было равно 5, а поле зрения 4.4x3 мм вместо 2.5x0.85 для сферического кристалла. Схема эксперимента по применению РАС на основе плоского кристалла КАР для исследования спектров поглощения плазмы взорванных проволочек при зондировании излучением ГХП показана на рис.5.10. Излучение гибридного X-пинча проходит через исследуемый объект, в данном случае через плазму двух параллельных взрывающихся проволочек из Al, и попадает на диспергирующий элемент. На фотопленке регистрируется двумерное изображение поглощающего исследуемого объекта, причем по вертикали (как показано на рисунке) формирование изображения происходит по схеме точечного проецирования (т.е. имеет место только пространственное разрешение). В ортогональном направлении, на пространственное разрешение налагается разрешение спектральное. Если взрыв проволочки однороден по длине, то изображение можно считать радиальным распределением спектра поглощения.

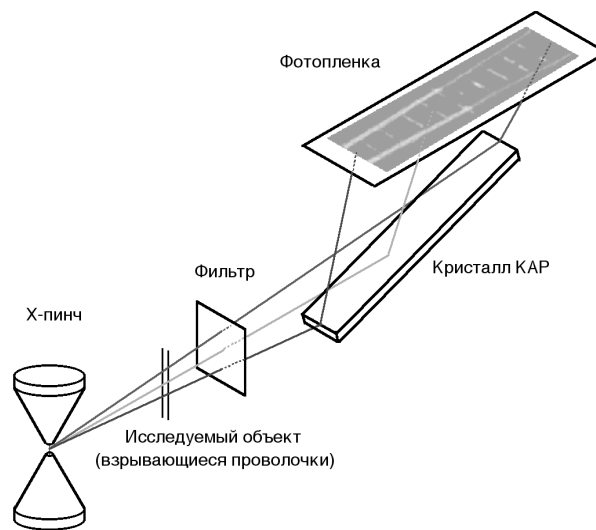


Рис.5.10. Схема применения РАС на основе плоского кристалла КАР для исследования спектров поглощения плазмы взорванных проволочек при зондировании излучением ГХП.

Для определения пространственного разрешения схемы РАС на основе спектрографа с плоским кристаллом КАР в качестве объекта использовалась Ni сетка (40 мкм проволочка с

периодом 800 мкм). На Рис.5.11.а. представлено изображение сетки, полученное в двух порядках отражения кристалла КАР. Из рисунка видно, что кристалл отражает в двух порядках отражения, но отражающая способность при этом отличается примерно на порядок. Пространственное разрешение метода, определенное по размытию увеличенного изображения края сетки, составляет 5 мкм, что не сопоставимо выше пространственного разрешения, полученного в экспериментах с лазерной плазмой [94],[98] и даже со сферическим кристаллом кварца и ГХП в качестве источника зондирующего излучения [54].

Плоский кристалл КАР не такой дорогой и хрупкий, как сферический кристалл кварца, поэтому он располагался на более близком расстоянии (28 см) от X-пинча. В этих экспериментах использовался более толстый фильтр для кассеты с пленкой, состоящий из Ве фольги толщиной 25 микрон и 8 микрон полипропилена для защиты кристалла. Сравнивая расчетные спектры с экспериментальными было получено, что данные спектры лучше всего совпадают при спектральном разрешении $\lambda/\delta\lambda \sim 1500$.

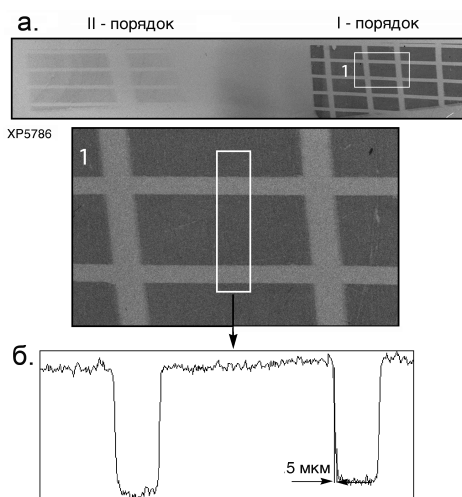


Рис.5.11. Изображения Ni-сетки, полученные с помощью спектрографа с плоским кристаллом КАР, в I-ом и II-ом дифракционном порядке при зондировании излучением Мо ГХП на установке ХР. а) теньевые изображения Ni-сетки, 1 -увеличенное изображение сетки в I-ом порядке; б) денситограмма изображения сетки в области белого прямоугольника на увеличенном изображении 1 рисунка а.

На рис.5.12 и рис.5.13 представлены изображения четырех взорванных Al проволочек и область плазменного предвестника между ними, а так же линии поглощения Al плазмы в плазме предвестника. Из рисунка видно, что ионы с большим зарядом наблюдаются только в центре между проволочками там, где образовался предвестник. А, значит, в этой области находится максимум температуры. На рис.5.12 видны N- подобные линии. На рис.5.13 видны Be-, B-, C- подобные линии. На рис.5.13 F- подобные сателлиты наблюдаются только возле ядер проволочек.

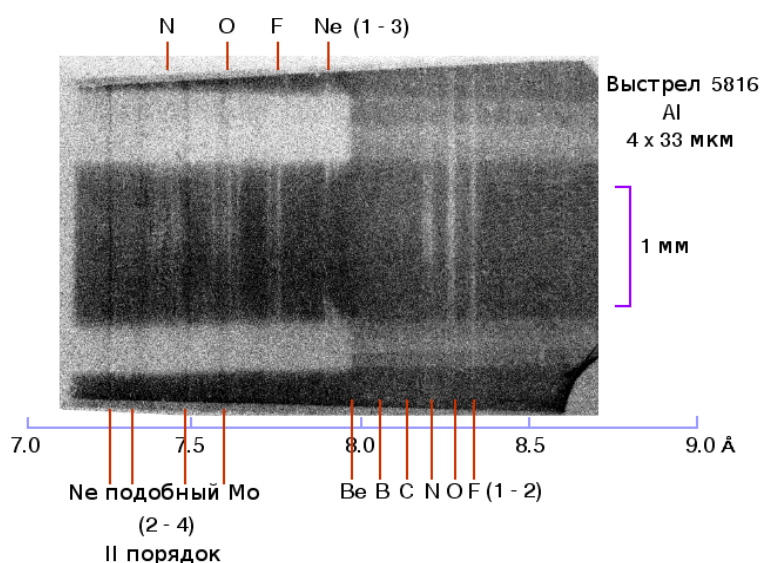


Рис.5.12. Рентгеновские абсорбционные спектры алюминиевой плазмы, зарегистрированные при взрыве четырех Al проволочек диаметрами 35 микрон на установке ХР при помощи плоского кристалла КАР и гибридного X-пинча с Mo проволочкой диаметром 40 микрон. Ток через проволочки 80 кА.

Результаты расчетов температуры предвестника, образованного между проволочками, проведенные по результатам представленным на рис. 5.12 и рис. 5.13, дают максимум температуры 20 эВ для толстых проволок (см.рис.5.12), а для более тонких проволок — 35 эВ (см.рис.5.13), несмотря на несколько меньший ток, текущий через проволочки: 70 кА в случае тонких проволок против 80 кА в случае толстых. Температура плазмы в близкой к ядрам проволок равна примерно 15 эВ для проволок диаметром 35

микрон. Использование специальных кодов [99] позволяет производить расчеты ионизации плазмы, электронной температуры и плотности с микронным пространственным разрешением для каждого спектрального изображения [55].

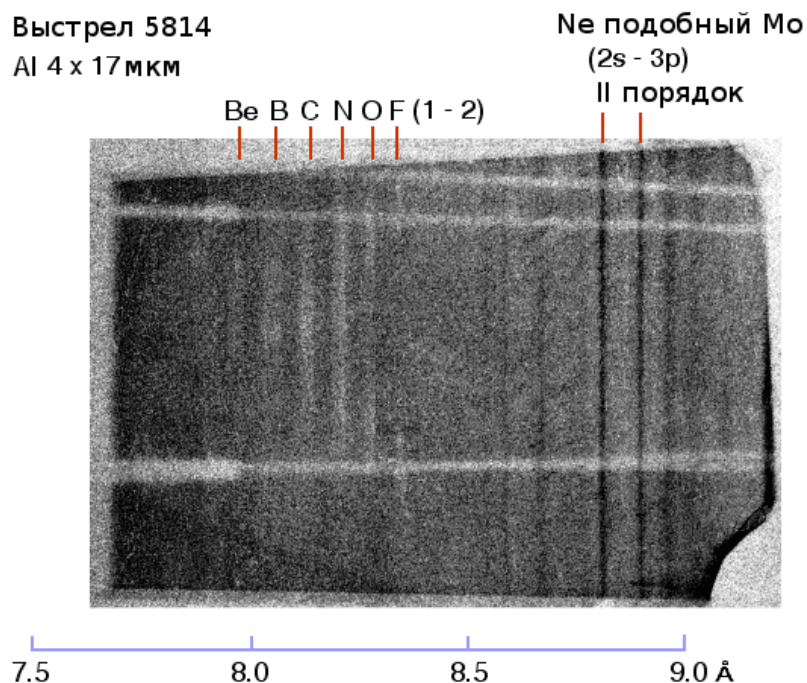


Рис.5.13. Рентгеновские абсорбционные спектры алюминиевой плазмы, зарегистрированные при взрыве четырех Al проволочек диаметрами 17 микрон на установке ХР при помощи плоского кристалла КАР и гибридного X-пинча с Mo провололкой диаметром 40 микрон. Ток через проволочки 70 кА.

Аналогичные эксперименты по РАС были проведены на установке БИН. Для регистрации спектров использовался спектрограф с выпуклым кристаллом CsAP, описанный в главе 5.2. Излучение ГХП проходит через исследуемый объект (X-пинч в обратном токопроводе), в котором происходит поглощение излучения. А далее на пути излучения установлен спектрограф, на входном отверстии которого располагаются различные фильтры. За фильтром находится экран, который частично поглощает прямое излучение X-пинча. За кристаллом расположена пленка Biomax-MS [100],[101], на которую регистрируется спектр. Схема эксперимента представлена на рис.5.14.

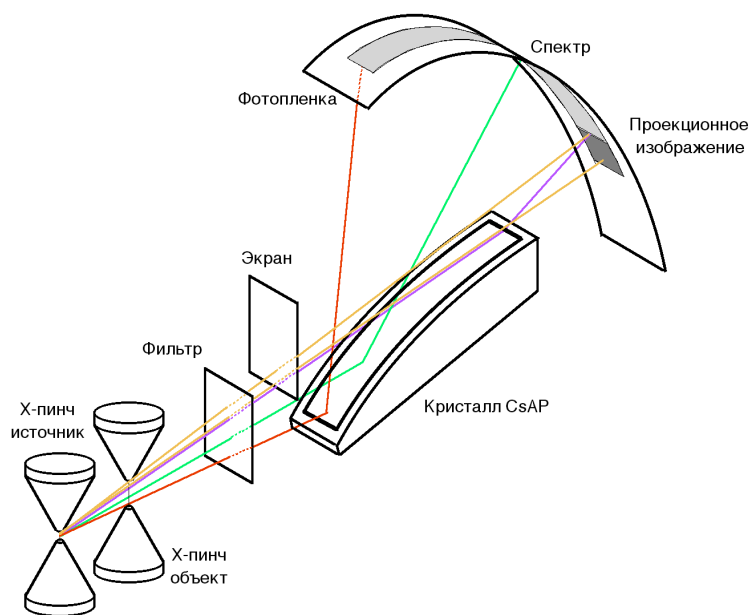


Рис.5.14. Схема регистрации излучения в экспериментах по РАС на генераторе БИН.

В качестве фильтра в экспериментах используется полипропилен толщиной 4 микрона с напыленным слоем алюминия толщиной 0.2 мкм. На рис.5.15 представлено пропускание этого фильтра в энергетическом диапазоне 4-10 Å, в этом же диапазоне лежат интересные нас К- линии Al. На регистрацию этого же спектрального диапазона был настроен кристалл спектрографа.

Спектр непрерывного излучения Mo ГХП, представлен на Рис.5.16. Следует отметить, что использование выпуклого кристалла расширило спектральный диапазон до 3 Å. Как видно, Mo X-пинч в данном спектральном диапазоне имеет непрерывный спектр излучения, и на спектре виден К-край поглощения алюминия, нанесенного на фильтр, расположенный на входном отверстии спектрографа.

На Рис.5.17 представлена рентгенограмма Ni сетки, зарегистрированная в данном эксперименте в непрерывной части спектра излучения Mo ГХП. По ширине полутени было определено пространственное разрешение в данном эксперименте, составляющее ~ 6 мкм для излучения с длиной волны около 8 Å.

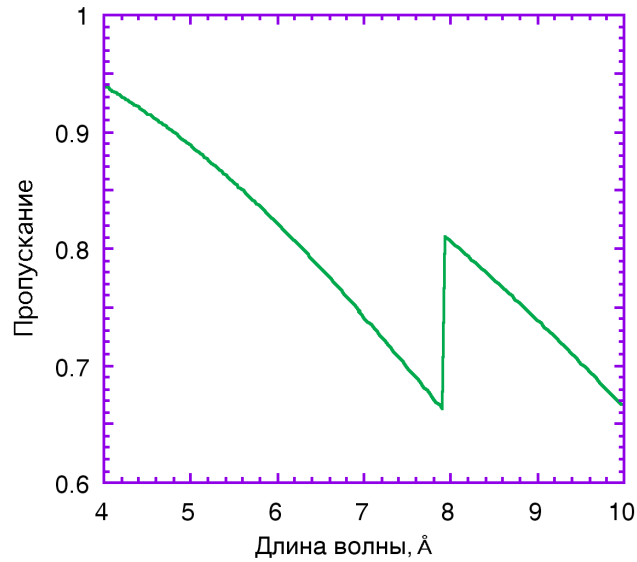


Рис.5.15. Кривая пропускания фильтра из полипропилена толщиной 4 мкм, с напыленным на него слоем алюминия толщиной 0.2 мкм.

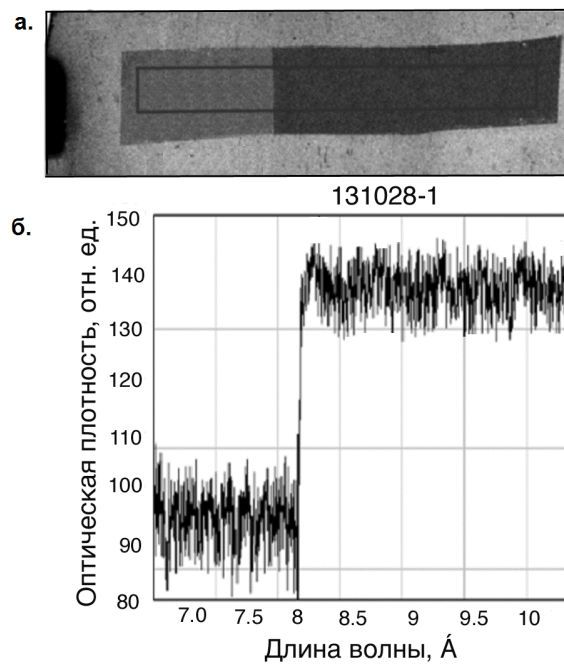


Рис.5.16. Изображение непрерывного спектра излучения Мо ГХП (а) в обратном токопроводе генератора БИН, полученное с помощью спектрографа с выпуклым кристаллом CsAp; и денситограмма(б) спектра в диапазоне 7-10 Å.

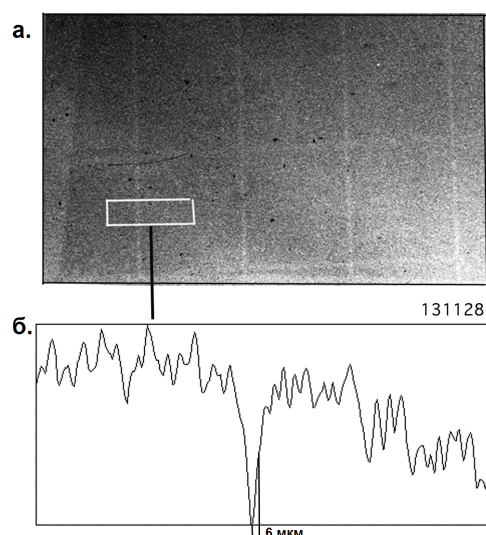


Рис.5.17. Изображение сетки в непрерывном спектре излучения 35 мкм Мо гибридного X-пинча на установке БИН (а), а так же денситограмма (б) выделенного фрагмента

На рис.5.18 представлены спектры для двух различных исследуемых объектов. На рис.5.18.а в качестве объекта использовался стандартный X-пинч из двух Al проволочек диаметром 37.5 мкм, помещенный в цепи обратного тока генератора БИН, а спектр поглощения регистрировался над перекрестием в области между двух взорванных проволочек X-пинча. На рис.5.18.б представлены результаты эксперимента по поглощения излучения в керне взорванной проволочки. В этом эксперименте в качестве исследуемого объекта использовался гибридный X-пинч с Al проволочкой диаметром 74 мкм

Как видно из рис.5.18.а вдали от ядер взрывающихся проволочек поглощение Al плазмы не достаточно для твердой регистрации линий поглощения, но отчетливо виден K-край поглощения алюминия, а так же Ne- подобные линии излучения Мо во втором порядке. На рис.5.18.б приведены спектры поглощения на оси и на поверхности керна взрывающейся проволочки в ГХП. Как видно из рисунка на оси керна линии поглощения не наблюдаются, в то время как на поверхности видны слабые линии поглощения. Это может означать, что или температура керна проволочек не достаточно для регистрации интенсивных линий поглощения, или отражающая способность кристалла не достаточно, для его использования в геометрии с выпуклым кристаллом.

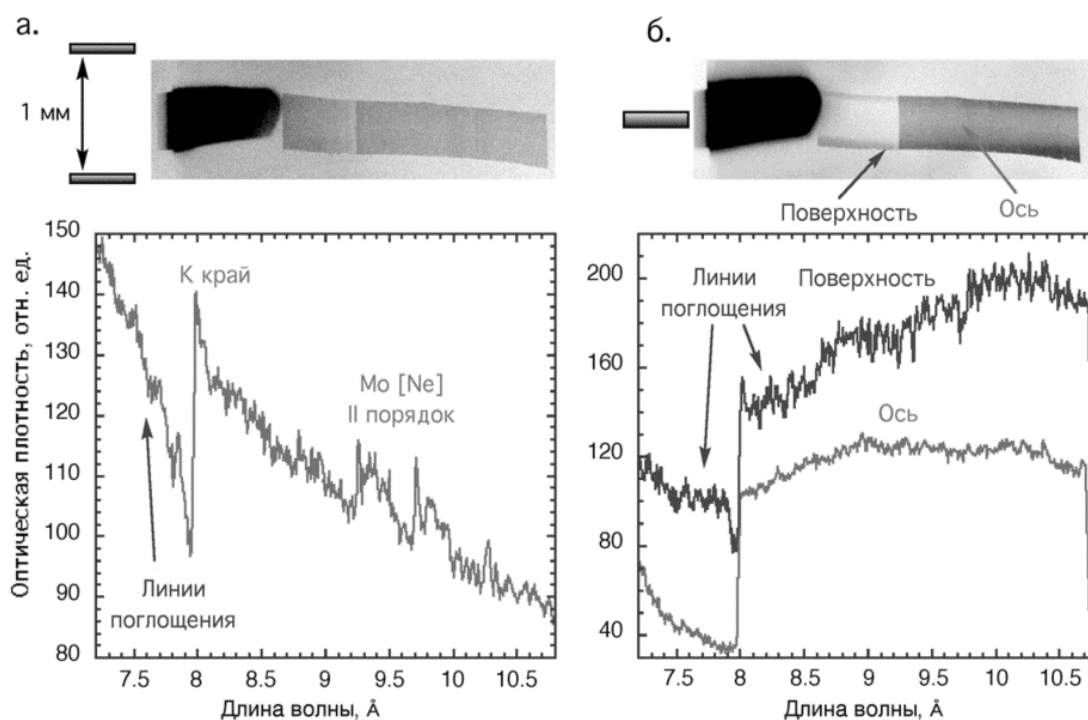


Рис.5.18. Спектры поглощения Al, зарегистрированные на фоне непрерывного спектра излучения 35 мкм Mo гибридного X-пинча. Спектр поглощения плазмы в центральной области между проволочками в X-пинче из двух Al проволочек диаметром 37.5 и денситограмма данного спектра (а). Спектр поглощения Al проволочки гибридного X-пинча диаметром 37.5 мкм, расположенного в обратном токопроводе и денситограммы данного спектра, сделанные по центру керны взорванной проволочки и по его краю (б).

Из проведенных экспериментов можно сделать вывод, что X-пинч является хорошим источником как для эмиссионной, так и для абсорбционной рентгеновской спектроскопии. Излучение ГТ X-пинча имеет большую интенсивность излучения, что позволяет использовать различные схемы спектрографов, включая схемы с дефокусирующими кристаллами. Высокое спектральное, пространственное и временное разрешение позволяет исследовать короткоживущие плазменные объекты в широком диапазоне размеров объектов и параметров плазмы. Так как X-пинч имеет малые размеры излучающей области во всех направлениях, то возможно получения на одном изображении и спектрального разрешения (в одном направлении) и пространственного(в ортогональном направлении).

Заключение

В диссертационной работе приведены результаты экспериментальных исследований, проведенных на установках с различными параметрами: напряжением, максимумом и длительностью тока. Наиболее важным результатом является тот факт, что взрыв ГХП на ранних этапах представляет собой взрыв одиночной проволоочки, а на поздних – взрыв стандартного X-пинча. При этом излучение ГХП сопоставимо по всем параметрам с излучением стандартного X-пинча. Образование приэлектродной плазмы играет важную роль в динамике X-пинча. Со временем плазма движется к центру диода, тем самым уменьшая эффективное межэлектродное расстояние. На поздних временах это приводит к закорачиванию межэлектродного зазора плазмой. Что в свою очередь препятствует вторичному пинчеванию, а также образованию интенсивного электронного пучка, являющимся источником жесткого РИ. При правильном подборе параметров генератора и нагрузки в процессе взрыва гибридного X-пинча происходит образование единичной ГТ, являющейся ярким широкополосным источником излучения. Из проведенных экспериментальных результатов можно сделать следующие выводы.

1. Эксперименты, проведенные на установках с небольшим током ($\sim 5 - 10$ кА) и напряжением, соответствующие предымпульсу некоторых сильноточных генераторов, показали, что протекание тока приводит к взрыву и расширению проволоочки в ГХП, однако ГТ не образуется. В экспериментах показано, что динамика взрыва проволоочки ГХП на ранних этапах происходит так же, как взрыв одиночной проволоочки. Происходит взрыв по поверхности проволоочки, образование ядра и короны и их дальнейшее расширение. При этом начинается образование нескольких перетяжек.

2. В то же самое время, под действием УФ излучения проволоочки, которое генерируется в процессе взрыва проволоочки, на поверхности электродов образуется плазма, которая расширяется вдоль оси диода и, со временем, начинает сокращаться эффективное межэлектродное расстояние. А, значит, сокращается промежуток, в котором возможно формирование перетяжек с последующим образованием ГТ, что приводит к сокращению разброса в местоположении ГТ. Так же замечено, что с ростом тока движение приэлектродной плазмы замедляется и даже останавливается, если ток достаточно велик.

Через 2-5 нс после образования ГТ расширяющаяся приэлектродная плазма закорачивает межэлектродный промежуток. Это препятствует возможному вторичному пинчеванию плазмы проволоочки и образованию долгоживущего электронного пучка в межэлектродном пространстве.

3. Скорость процессов взрыва ГХП зависит как от параметров установки, так и от материала и диаметра проволоочки, а так же от материала электродов. Таким образом, образование и расширение приэлектродной плазмы играет существенную роль в формировании ГХП. Если первоначальный зазор оказывается достаточно большой, чтобы он не успел закоротиться до образования ГТ – тогда можно наблюдать вспышку МРИ, говорящую об образовании ГТ. При этом если первоначальный зазор оказывается достаточно большим – то успевают образоваться несколько источников излучения. Эти результаты говорят о том, что при работе с ГХП особенно важным является момент выбора первоначального межэлектродного зазора, а так же подбора материала проволоочек и электродов.

4. На менее мощных установках, таких как МИНИ и КИНГ, удавалось добиться образования ГТ за счет использования быстро расширяющихся материалов проволоочек, которые при взрыве расширялись с большой скоростью и препятствовали закорачиванию межэлектродного пространства приэлектродной плазмой.

5. Исследование излучения ГТ при взрыве ГХП показали, что ГТ является широкополосным источником излучения. При этом измерены параметры излучения в различных диапазонах энергий. Источник мягкого РИ имеет длительность излучения менее 1 нс, при этом размер излучающей области равен 1-5 мкм. Наблюдается жесткое РИ с энергией квантов выше 8 кэВ, но ниже 50 кэВ, зарегистрированное на генераторе БИН, имеет длительность несколько наносекунд (3-7нс), при этом размер излучающей области оказывается равен 30-70 мкм. В излучении зарегистрированы кванты с энергией выше 150 кэВ. Исследования генерации электронного пучка показывают, что при взрыве ГХП образует электронный пучок. Однако, для его регистрации, необходимо изменить конфигурации гибридного X-пинча. При этом удается зарегистрировать электронный пучок с электронами с энергиями выше 40 кэВ, но ниже 180 кэВ. Время генерации пучка составляет от 1 нс до 5 нс.

6. Показано, что ГХП можно использовать в качестве источника рентгеновского излучения для исследования различных объектов, как плазменных, так и биологических. Технология получения таких изображений достаточно простая и не требующая какой-либо оптики. При этом качество изображения превосходит многие аналоги.

7. Исследование излучения ГХП показало, что ГХП можно использовать в качестве источника для эмиссионной и абсорбционной рентгеновской спектроскопии. Излучение ГТ X-пинча имеет большую интенсивность излучения, что позволяет использовать различные схемы спектрографов, включая схемы с дефокусирующими кристаллами. Высокое спектральное, пространственное и временное разрешение позволяет исследовать короткоживущие плазменные объекты в широком диапазоне размеров объектов и параметров плазмы. Так как X-пинч имеет малые размеры излучающей области во всех направлениях, то возможно получения на одном изображении и спектрального разрешения и пространственного.

В заключение хочу поблагодарить своего научного руководителя д.ф.-м.н. Шелковенко Татьяну Александровну и д.ф.-м.н. Пикуза Сергея Александровича за неоценимую помощь, оказанную при изучении методов экспериментальной физики, а так же за помощь и поддержку при подготовке диссертационной работы. Так же хочу поблагодарить сотрудников лаборатории проблем новых ускорителей ФИАН Мингалеева А.Р., Романову В.М., Мишина С.Н, Паркевича Е.В., а так же заведующего лабораторией Агафонова А.В. за оказанную помощь при подготовке диссертационной работы. Также хочется выразить благодарность заместителю заведующего кафедрой электрофизики МФТИ Савинову С.Ю. за наставничество во время обучения, а также помощь в выборе научной области для работы.

Список литературы

- [1] 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. Русских, Н. А. Любецкая, А. П. Артемов, Д. А. Хаммер, Д. В. Синарс, Источник субнаносекундных импульсов мягкого рентгеновского излучения на основе X-пинча и малогабаритного низкоиндуктивного генератора тока, ЖЭТФ, 138, 411-420, 2010.
- [2] T. A. Shelkovenko, S. A. Pikuz, A. D. Cahill, P. F. Knapp, D. A. Hammer, D. V. Sinars, I. N. Tilikin, S.N.Mishin, Hybrid X-pinch with conical electrodes, Phys. Of Plasmas, 17, 112707, 2010
- [3] Т.А. Шелковенко, С.А. Пикуз, С.А. Мишин, А.Р. Мингалеев, И.Н. Тиликин, П.Ф. Кнапп, А.Д. Кахилл, К.Л. Хойт, Гибридные X-пинчи, Физика Плазмы, том.38, № 5, стр. 395, 2012
- [4] И.Н. Тиликин, Т.А. Шелковенко, С.А. Пикуз, Д.А. Хаммер, Определение размеров источника излучения методом расчета дифракционных картин, Оптика и спектроскопия, том.115, № 1, стр. 147, 2013
- [5] Mingaleev A.R., Shelkovenko T.A., Pikuz S.A., Tilikin I.N., Mishin S.N., Romanova V.M., Ter-Oganessian A.E., Hoyt C.L., Cahill A.D., Hammer D.A., Study of hybrid X pinches in different conditions, Problems of atomic science and technology, V.1(83), p. 119-121, 2013
- [6] И. Н. Тиликин, Т. А. Шелковенко, С. А. Пикуз, П. Ф. Кнапп, Д. А. Хаммер, Рентгеновская абсорбционная спектроскопия на основе излучения гибридного X-пинча, физика плазмы, том 41, № 7, с. 580–587, 2015
- [7] Т. А. Шелковенко, И. Н. Тиликин, Г. В. Иваненков, В. Степниевски, А. Р. Мингалеев, В. М. Романова, А. В. Агафонов, А. Д. Кахилл, К. Л. Хойт, П. А. Гордан, Д. А. Хаммер, С. А. Пикуз, Динамика гибридных X-пинчей, Физика плазмы, том 41, № 1, с. 54–72, 2015
- [8] Е. В. Паркевич, И. Н. Тиликин, А. В. Агафонов, Т. А. Шелковенко, В. М. Романова, А. Р. Мингалеев, С. Ю. Савинов, Г. А. Месяц, С. А. Пикуз, Проекционная рентгенография высокого разрешения острейного катода в сильноточном вакуумном диоде в

излучении X-пинча, Письма в ЖЭТФ, том 103, вып. 5, с. 402 – 407, 2016

[9] С.М.Захаров, А.А.Коломенский, С.А.Пикуз, В.М.Романова, А.И.Самохин, Возбуждение рентгеновских спектров многозарядных ионов при взрыве проволочки в диоде сильноточного электронного ускорителя "Дон", Письма в ЖТФ, т.6, вып. 20, с.1223-1226, 1980

[10] С.М.Захаров, Г.В.Иваненков, А.А.Коломенский, С.А.Пикуз, А.И.Самохин, И.Улшмид, Проволочный X-пинч в сильноточном диоде, Письма в ЖТФ, 8(9), 1060-1063, 1982

[11] С.А.Пикуз, X-пинч, Экспериментальные исследования, Докторская диссертация, ФИАН, 2007

[12] P. G. Burkhalter, C. M. Dozier, C. Stallings and Robert D. Cowan, X-ray line emission and plasma conditions in exploded Fe wires, J.Appl.Phys. V.49, P.1092, 1978

[13] Р.Б.Бакшт, И.М.Дацко, А.Ф.Коростелев, В.В.Лоскутов, А.В.Лучинский, Г.А.Месяц, В.К.Петин, Мягкое рентгеновское излучение при наносекундном взрыве тонких проводников, Письма в ЖТФ, 6(18), 1109 – 1112, 1980

[14] И.К.Айвазов, Л.Е.Аранчук, С.Л.Боголюбский, Г.С.Волков, Кольцевые образования в короне проволочки, взорванной током, Письма в ЖЭТФ, 41(3), 111–114, 1985

[15] D.H.Kalantar, D.A.Hammer, K.C.Mittal et al., K-shell x-ray yield for aluminum xpinch plasmas, J. Appl. Phys., vol. 73, pp. 8134-8138, 1991

[16] N.Qi, D.A.Hammer, D.H.Kalantar, G.D.Rondeau; J.B.Workman; M.C.Richardson; Hong Chen, X-ray source characterization of aluminium X-pinch plasmas driven by the 0.5 TW Lion accelerator, AIP Conference Proceedings,195, 71-79, 1989

[17] N.Qi, D.A.Hammer, D.H.Kalantar, G.D.Rondeau; R.C.Mittal, Characterization of Xpinch plasma, Review of Scientific Instruments, 61(10), 2815 – 2819, 1990

[18] D.H.Kalantar, D.A.Hammer, A.E.Dangor, J.M.Bayley and F.N.Beg, Dynamics of an X-pinch plasma from time-resolved diagnostics, Proc. 3rd Int. Conf. on Dense Z-Pinches, pp. 604-611, 1994

[19] В. М. Романова, Экспериментальное исследование X-пинча в сильноточном диоде, Кандидатская диссертация, ФИАН, 1996

[20] D.H.Kalantar, An experimental study of the dynamics of X-pinch and z-pinch

plasmas, Ph.D. Thesis, Cornell University, 1993

[21] Г.А.Месяц, Импульсная энергетика и электроника, Издательство «Наука», Москва, 2004

[22] J. B. Greenly, J. D. Douglas, D. A. Hammer, B. R. Kusse, S. C. Glidden, H. D. Sanders, A 1 MA variable risetime pulse generator for high energy density plasma research, *Rev. Sci. Instr.*, 79, 073501, 2008

[23] Tatiana A. Shelkovenko, Sergey A. Pikuz, Jonathan D. Douglass, Ryan D. McBride, John B. Greenly, and David A. Hammer, Multiwire X-Pinches at 1-MA Current on the COBRA Pulsed-Power Generator, *IEEE, Trans. Plasma Sci.*, V. 34. P. 2336, 2006

[24] Т. А. Шелковенко, С. А. Пикуз, Р. Д. МкБрайд, П. Ф. Кнапп, Г. Вилгелм, Д. В. Синарс, Д. А. Хаммер, Н. Ю. Орлов, Симметричный многооболочечный Мегаамперный X-пинч, *Физика плазмы*, 36, 53-70, 2010

[25] T. A. Shelkovenko, S. A. Pikuz, R. D. McBride, P. F. Knapp, H. Wilhelm, D. A. Hammer, and D. B. Sinars, Nested multilayered X pinches for generators with megaampere current level, *Phys. Plasmas*, 16, 050702, 2009

[26] S. V. Lebedev, S. N. Bland, F. N. Beg, J. P. Cittenden, A. E. Dangor, M. G. Haines, S. A. Pikuz, T. A. Shelkovenko, X-ray backlighting of wire array Z-pinch implosions using X-pinch, *Rev. Sci. Instr.*, 72, 671-673, 2001

[27] Г. В. Иваненков, А. Р. Мингалеев, С. А. Пикуз, Д. А. Хаммер, Т. А. Шелковенко, Рентгеновская радиография сильноточного разряда через многопроволочный лайнер, *Физика плазмы*, 25, 851 - 861, 1999

[28] T. A. Shelkovenko, S. A. Pikuz, J. D. Douglass, I. C. Blesener, J. B. Greenly, R. D. McBride, D. A. Hammer, and B. R. Kusse, Wire core and coronal plasma expansion in wire-array Z pinches with small numbers of wires, *Phys. Plasmas*, 14, 102702, 2007

[29] J. D. Douglass, S. A. Pikuz, T. A. Shelkovenko, D. A. Hammer, S. N. Bland, S. C. Bott, and R. D. McBride, Structure of the Dense Cores and Ablation Plasmas in the Initiation phase of Tungsten Wire-Array Z-Pinches”, *Phys. Plasmas*, 14, 012704, 2007

[30] G. S. Volkov, E. V. Grabovskii, K. N. Mitrofanov, G. M. Oleinik, X-ray Backlighting of the Axial Region of a Multiwire Liner Plasma in the Angara-5-1 Facility, *Plasma Physics Reports*, V.30, N.2,p. 99–110, 2004

- [31] E. V. Grabovskii, K. N. Mitrofanov, G. M. Oleinik, I. Yu. Porofeev, X-ray Backlighting of the Periphery of an Imploding Multiwire Array in the Angara-5-1 Facility, *Plasma Physics Reports*, V.30, N.2, pp.121–127, 2004
- [32] V. Kantsyrev, A. Safronova, V. Ivanov et al., Radiative properties of asymmetric and symmetric X-pinchs with two and four wires recently produced on the UNR 1 MA ZEBRA generator, *J. Quant. Spect. Rad. Transf.*, 99, 349-362, 2006
- [33] I H Mitchell, J A Gomez, F A Suzuki, R Aliaga-Rossel, H Chuaqui, M Favre, E Wyndham, X-ray emission from 125 μm diameter aluminium wire x-pinchs at currents of 400 kA, *Plasma Sources Sci. Technol.*, 14, 501, 2005
- [34] Jian Wu, Ai'ci Qiu, Gang Wu, Min Lv, Liangping Wang, Tianshi Lei, Ning Guo, Juanjuan Han, Xinjun Zhang, Hailiang Yang, Peitian Cong, Mengtong Qiu, X-Pinch Experiments on 1-MA “QiangGuang-1” Facility, *IEEE , Trans. Plasma Sci.*, 38, 639-645, 2010
- [35] Tong Zhao, Xiaobing Zou, Xinxin Wang, Yongchao Zhao, Yanqiang Du, Ran Zhang, and Rui Liu, X-Ray Backlighting of Developments of X-pinchs and Wire-Array Z-pinchs Using an X –pinch, *IEEE , Trans. Plasma Sci.*, 38, 646-651, 2010
- [36] Zhao Tong, Zou Xiao-Bing, Zhang Ran, Wang Xin-Xin, X-ray backlighting of two-wire Z-pinch plasma using X-pinch, *Chin. Phys. B*, 19, 075205, 2010
- [37] F. N. Beg, R. Stephens, E. Shipton, D. Haas, G. Andreev, S. Eddinger, H. Haung, A Compact X-pinch X-ray Source for Characterization of Inertial Confinement Fusion Capsules, *Appl. Phys. Lett.* 82, 4602, 2003
- [38] A. V. Kharlov, B. M. Kovalchuk, V. B. Zorin, Compact high current generator for x-ray radiography, *Rev. Sci. Instrum.* 77, 123501, 2006
- [39] М. А. Блохина, Рентгеновские лучи, Издательство Иностранной Литературы, Москва, 1960
- [40] E. Satoa, Y. Hayasia, E. Tanakab et al., K-edge angiography utilizing a tungsten plasma X-ray generator in conjunction with gadolinium-based contrast media, *Radiation Physics and Chemistry*, 75, 1841–1849, 2006
- [41] A.G.Taylor, M.C.Goffinet, S.A.Pikuz, T.A.Shelkovenko, M.D.Mitchell, K.M.Chandler and D.A.Hammer, Physico-Chemical Factors Influence Beet Seed Germination, CAB International. *The Biology of Seeds: Recent Research Advances* (G. Nicolas, K. J. Bradford,

D. Come and H. W. Pritchard, Eds.) P. 433, 2003

[42] T.A.Shelkovenko, D.B.Sinars, S.A.Pikuz, and D.A.Hammer, Radiographic and spectroscopic studies of X-pinch plasma implosion dynamics and x-ray burst emission characteristics, *Physics of Plasmas*, 8 (4), 1305 – 1318, 2001

[43] А.Р.Мингалеев, Дж.Нильсен, С.А.Пикуз, В.М.Романова, А.Я.Фаенов, Т.А.Шелковенко, Ш.А.Эрматов, Спектры многозарядных ионов никеля и меди в плазме X-пинча, *Квантовая электроника*, v.20, N 5, pp. 461-470, 1993

[44] S.A.Pikuz, T.A.Shelkovenko, D.B.Sinars, D.A.Hammer, S.V.Lebedev, S.N.Bland, I.Yu.Skobelev, J.A.Abdallah, C.J.Fontes, H.L Zhang, Spatial, temporal and spectral characteristics of an X pinch, *Jour.Quant.Spectr.Radiat.Transf.*, 71, p.581-594, 2001

[45] С.М.Захаров, Г.В.Иваненков, А.А.Коломенский, С.А.Пикуз, А.И.Самохин, Исследование плазмы взрывающихся многопроволочных нагрузок в диоде сильноточного ускорителя, *Физика плазмы*, т. 13(2), 206-215, 1987

[46] Г.В.Иваненков, А.Р.Мингалеев, С.А.Пикуз, В.М.Романова, В.Степневски, Д.А.Хаммер, Т.А.Шелковенко, Динамика плазмы взрывающихся тонких проволочек с холодным плотным керном, *ЖЭТФ*, 114, вып. 4, стр. 1216-1229, 1998

[47] T. A. Shelkovenko, S. A. Pikuz, D. B. Sinars, K. M. Chandler and D. A. Hammer, X-pinch Plasma Development as a Function of Wire Material and Current Pulse Parameters, *IEEE, Trans. Plasma Sci.*, 30, 567-576, 2002

[48] T. A. Shelkovenko, S. A. Pikuz, D. B. Sinars, K. M. Chandler and D. A. Hammer, Time resolved spectroscopic measurements of ~ 1 keV, dense, subnanosecond X pinch plasma bright spots, *Phys. Plasmas*, 9, 2165-2172, 2002

[49] T. A. Shelkovenko, S. A. Pikuz, A. R. Mingaleev, D. A. Hammer, Studies of plasma formation from exploding wires and multiwire arrays using x-ray backlighting, *Rev. Sci. Instr.*, 70, 667-670, 1999

[50] A. Pikuz, T.A. Shelkovenko, A.R. Mingaleev, V.M. Romanova, B.M. Song, K.M. Chandler, M.D. Mitchell and D.A. Hammer, The X pinch as an x-ray source for point-projection radiography, *Proceed. of SPIE*, 5974, 5974L1-7, 2005

[51] T. A. Shelkovenko, D. A. Chalenski, K. M. Chandler, J. D. Douglass, J. B. Greenly, D. A. Hammer, B. R. Kusse, R. D. McBride, S. A. Pikuz, Diagnostics on the COBRA pulsed power

generator, Rev. Sci. Instr., 77, 10F521, 2006

[52] T. A. Shelkovenko, S. A. Pikuz, I. N. Tilikin, P. F. Knapp, A. D. Cahill, C. L. Hoyt and D. A. Hammer, Hybrid X Pinches In Different Conditions, Proc. of 6-th Intern. Conf. on Dense Z-pinchs, Biarritz, France June 2011, AIP New York, 2012

[53] Т.А.Шелковенко, Создание, исследование и применение источников рентгеновского излучения на основе X-пинчей для проекционной рентгенографии и абсорбционной спектроскопии плазменных объектов, Докторская диссертация, ФИАН, 2012

[54] Knapp F., Pikuz S.A., Shelkovenko T.A., Hammer D.A., Hansen S.B., High resolution absorption spectroscopy of exploding wire plasmas using an x-pinch x-ray source and spherically bent crystal, Review of Scientific Instruments, V.82. P.306, 063501, 2011

[55] P. F. Knapp, S. A. Pikuz, T. A. Shelkovenko, D. A. Hammer, and S. B. Hansen, Time and space resolved measurement of the electron temperature, mass density and ionization state in the ablation plasma between two exploding wires, Phys. Plasmas 19, 056302, 2012.

[56] Hoyt C.L., Pikuz S.A., Shelkovenko T.A., Cahill A.D. Hammer D.A., IEEE Pulsed Power&Plasma Science, San-Francisco, California, USA, June 16–21. Editors: B. V. Oliver, M. Crawford, J. Verboncoeur. 2013. 4C-2

[57] T. A. Shelkovenko, S. A. Pikuz, C. L. Hoyt, A. D. Cahill, D. A. Hammer, Study of New Configurations of Hybrid X Pinches, IEEE Trans. Plasma Sci., 42(3), 748-752, 2014

[58] Rick B. Spielman, Lawrence E. Ruggles, Richard E. Pepping, Stephen P. Breeze, John S. McGurn, and Kenneth W. Struve, Fielding and calibration issues for diamond photoconducting detectors, RSI, Vol. 68, p.762, 1997

[59] D. B. Sinars, S. A. Pikuz, J. D. Douglass, R. D. McBride, D. J. Ampleford, P. Knapp, K. Bell, D. Chalenski, M. E. Cuneo, J. B. Greenly, D. A. Hammer, B. R. Kusse, A. Mingaleev, T. A. Shelkovenko, and D. F. Wenger,. Bright spots in 1 MA X pinches as a function of wire number and material, Phys. of Plasmas, 15, 092703, 2008

[60] G. C. Idzorek, R. J. Barlett, Silicon photodiode characterization from 1 eV to 10 keV Proceed. of SPIE 3114, 349-356, 1997

[61] С. А. Пикуз, Т. А. Шелковенко, Д. Б. Синарс, Д. А. Хаммер, Временные характеристики рентгеновского излучения X-пинча, Физика Плазмы, 32, 1106-1120, 2006

[62] S. A. Pikuz, T. A. Shelkovenko, D. B. Sinars, I. Yu. Skobelev, K. M. Chandler, M.

D. Mitchell, D. A. Hammer, X-ray Spectroscopic Investigations of X-pinch Plasma Micropinches with ~ 10 ps Time Resolution, Proc. of 5-th International Conference on Dense Z-pinches, Albuquerque, USA, AIP New York, 173-176, 2002

[63] T. A. Shelkovenko, D. B. Sinars, S. A. Pikuz, K. M. Chandler, D. A. Hammer, Point-projection x-ray radiography using an X pinch as the radiation source, Rev. Sci. Instr. 72, 667-670, 2001

[64] B. M. Song, S. A. Pikuz, T. A. Shelkovenko, K. M. Chandler, M. D. Mitchel, D. A. Hammer, Determination of the size and structure of the X pinch x-ray source from the diffraction pattern produced by microfabricated slits, APPL. OPTICS, 44, 2349-2358, 2005

[65] С. И. Ткаченко, А. Р. Мингалеев, В. М. Романова, А. Е. Тер-Оганесьян, Т. А. Шелковенко, С. А. Пикуз, Распределение вещества в токопроводящей плазме и плотном керне в канале разряда при взрыве проволочек, Физика Плазмы, том 35, № 9, с. 798–818, 2009

[66] А. Е. Тер-Оганесьян, С. И. Ткаченко, В. М. Романова, А. Р. Мингалеев, Т. А. Шелковенко, С. А. Пикуз, Наносекундный электрический взрыв вольфрамовых проволочек в различных средах, Физика плазмы, 31, 989-996, 2005

[67] Пикуз С. А., Шелковенко Т. А., Хаммер Д.А., X-Пинч. Часть I, Физика Плазмы, т.41(4), стр.319-373, 2015

[68] Т.А. Шелковенко, С.А. Пикуз, И. Н. Тиликин, В.М. Романова, А.Р. Мингалеев, С. А. Чайковский, А.Е. Тер-Оганесьян, С.И. Ткаченко, Н. А. Ратахин, В. Ф. Федущак, А. В. Федунин, Точечный источник мягкого рентгеновского излучения для рентгенографии с микронным пространственным и субнаносекундным временным разрешением, Материалы Международной научной конференции «Физика импульсных разрядов в конденсированных средах», Николаев, Украина, с.41-42, 17-21 августа 2009

[69] Т.А. Шелковенко, С.А. Пикуз, И. Н. Тиликин, В.М. Романова, А.Р. Мингалеев, С. А. Чайковский, А.Е. Тер-Оганесьян, Т. А. Хаттатов С.И. Ткаченко, Исследование параметров X-пинчей на малогабаритном сильноточном генераторе МИНИ, В сб. тезисов XXXVII Международной (Звенигородская) конференции по физике плазмы и УТС, с. 121, 8 – 12 февраля 2010

[70] I.N.Tilikin, S.I.Tkachenko, T.A.Shelkovenko, S.A.Pikuz, A.R.Mingaleev,

S.A.Chaikovsky, Soft X-ray source based on table-top mini generator, Book of Abstract of XXV International Conference on Equations of State for Matter., Elbrus, Kabardino-Balkaria, Russia. P. 130, March 1-6, 2010

[71] Artyomov A. P., 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, and N. V. Zharova, A Small-Scale X-Pinch-Based Nanosecond Soft X-Ray Pulse Radiograph, *Izv.Vuzov. Phys..* № 11/3, 2012

[72] D.B.Sinars, Min Hu, K.M.Chandler, T.A.Shelkovenko, S.A.Pikuz, B.Greenly, D.A.Hammer, B.R.Kusse, Experiments measuring the initial energy deposition, expansion rates and morphology of exploding wires with about 1 kA/wire, *Phys. Plasmas*, 8 (1) , 216-230, 2001

[73] S.A. Pikuz, V.M. Romanova, N.V. Baryshnikov, Min Hu, B.R. Kusse, D.B. Sinars, T.A. Shelkovenko, D.A. Hammer, A simple air wedge shearing interferometer for studying exploding wires. *Rev. Sci. Instr.* 72, 1098–1101, 2001

[74] А.Н.Зайдель, Г.В.Островская, Лазерные методы исследования плазмы, Наука, 1977

[75] S.A.Pikuz, T.A.Shelkovenko, D.B.Sinars, K.M.Chandler, and D.A.Hammer, Phasecontrast x-ray radiography using the X pinch radiation, *Proceedings of the SPIE - The International Society for Optical Engineering*, v. 4504, 234 – 239, 2001

[76] W. Thomlinson, D. Chapman, Z. Zhong, R.E. Johnston, D. Sayers, Diffraction enhanced X-ray imaging, In: Ando M, Uyama C, editors. *Medical applications of synchrotron radiation.*,Tokyo: Springer-Verlag, 72–76, 1998

[77] C. K. Gary, S. A. Pikuz, M. D. Mitchell, K. M. Chandler, T. A. Shelkovenko, D. A. Hammer, Yu. I. Dudchik, X-ray imaging of an X-pinch plasma with a bubble compound refractive lens, *Rev. Sci. Instr.*, 75, 3950-3952, 2004

[78] R.A. Lewis, K.D. Rogers, C.J. Hall, et al., Diffraction-enhanced imaging: improved contrast and lower dose X-ray imaging, L.E. Antonuk, M.J. Yaffe, editors. *Medical imaging 2002: physics of medical imaging.* San Diego, CA: SPIE, 268–297, 2002

[79] В. М. Романова, Г. В. Иваненков, А. Р. Мингалеев, А. Е. Тер-Оганесян, Т. А. Шелковенко, С.А.Пикуз, Электрический взрыв тонких проводников: три группы материалов, *Физика Плазмы*, т.41, № 8, с. 671–692, 2015

[80] K.M.Chandler, D.A.Hammer, D.B.Sinars, S.A.Pikuz and T.A.Shelkovenko, The Relationship Between Exploding Wire Expansion Rates and Wire Material Properties at High Temperature, IEEE, Transactions on Plasma Science, 309 (2), p.577-587, 2002

[81] S.A.Pikuz, T.A.Shelkovenko, A.R.Mingaleev, D.A.Hammer, and H.P.Neves, Density measurements in exploding wire-initiated plasmas using tungsten wires, Phys. Plasmas, 6 (11), 4272-4283, 1999

[82] A. P. Artyomov, A. V. Fedyunin, S. A. Chaikovsky, A. S. Zhigalin, V. I. Oreshkin, N. A. Ratakhin, and A. G. Roussikh, A Double-Frame Nanosecond Soft X-ray Backlighting System Based on X-pinchs, Instruments and Experimental Techniques, V.56, N.1, pp. 66–71, 2013

[83] Артемов А.Р., Жигалин А.С., Лавринович И.В., Орешкин В.И., Ратахин Н.А., Русских А.Г., Федюнин А.В. Чайковский С.А., Эрфорт А.А., Митрофанов К.Н., Грабовский Е.В., Александров В.В., Смирнов В.П., A Synchronized X-Pinch Driver, ПТЭ. № 4. С. 91, 2014

[84] D. B. Sinars, G. R. Bennett, D. F. Wenger, M. E. Cuneo, D. L. Hanson, J. L. Porter, R. G. Adams, P. K. Rambo, D. C. Rovang, and I. C. Smith, Monochromatic x-ray imaging experiments on the Sandia National Laboratories Z facility (invited), Rev Sci Instrum., V.75, N.10, 3672-3677, 2004

[85] D. B. Sinars, M. E. Cuneo, E. P. Yu, S. V. Lebedev, K. R. Cochrane, B. Jones, J. J. MacFarlane, T. A. Mehlhorn, J. L. Porter, and D. F. Wenger, Measurements and simulations of the ablation stage of wire arrays with different initial wire sizes, Physics of Plasmas 13, 042704, 2006

[86] S. A. Pikuz, T. A. Shelkovenko, D. B. Sinars, J. B. Greenly, Y. S. Dimant, and D. A. Hammer, Multiphase Foam-like Structure of Exploding Wire Cores, Laboratory of Plasma Studies, Cornell University, Ithaca, New York 14853

[87] S.V.Lebedev, F.N.Beg, S.N.Bland, J.P.Chittenden, A.E.Dangor, M.G.Haines, K.H.Kwek, S.A.Pikuz, and T.A.Shelkovenko, Effect of discrete wires on the implosion dynamics of wire array Z pinchs, Physics of Plasmas, 8 (8), 3734 - 3747, 2001

[88] T. A. Shelkovenko, S. A. Pikuz, C. L. Hoyt, A. D. Cahill, D. A. Hammer, I. N. Tilikin, A. R. Mingaleev, and A. V. Agafonov, Hard X-rays from hybrid X pinchs, AIP Conference Proceedings 1639, 108, 2014

[89] Shelkovenko T.A., Pikuz S.A., Blesener I.C., McBride R.D., Bell K.S., Hammer

D.A., Agafonov A.V., Romanova V.M., Mingaleev A.R., Measurements of high-current electron beams from X pinches and wire array Z pinches, Rev Sci Instrum. V.79(10): 10E316. doi: 10.1063/1.2957920, 2008

[90] Tatiana Shelkovenko, Sergey Pikuz, David Hammer X-Pinches as Broadband Sources of X-Rays for Radiography J. Biomedical Science and Engineering, 2015, 8, 747-755, Published Online in SciRes. <http://www.scirp.org/journal/jbise>, November 2015

[91] V.A.Boiko, A.V.Vinogradov, S.A.Pikuz, I.Yu.Skobeev and A.Ya.Faenov, Journal of soviet laser research, N.6, V.85, 1985

[92] S.B.Hansen, A.S.Shlyaptseva, S.A.Pikuz, T.A.Shelkovenko, D.B.Sinars, K.M.Chandler, D.A.Hammer, Analysis of L-shell line spectra with picosecond-scale time resolution from Mo X pinch plasmas, Phys. Rev. E, 70, 026402, 2004

[93] И.Н.Тиликин, Исследование источника мягкого рентгеновского излучения на основе X-пинчей различных конфигураций, Магистерская дипломная работа, 2011

[94] Audebert P., Renaudin P., Bastiani-Ceccotti S., Geindre J.-P., Chenais-Popovics C., Tzortzakis S., Nagels-Silvert V., Shepherd R., Matsushima I., Gary S., Girard F., Peyrusse O., Gauthier J.-C., Picosecond Time-Resolved X-Ray Absorption Spectroscopy of Ultrafast Aluminum Plasmas, Phys. Rev. Lett. V.94. 025004, 2005

[95] MacFarlane J.J., Bailey J.E., Chandler G.A., Deeney C., Douglas M.R., Jobe D., Lake P., Nash T.J., Nielsen D.S., Spielman R.B., Wang P., Woodruff P., X-ray absorption spectroscopy measurements of thin foil heating by Z-pinch radiation., Phys. Rev. E. V.66., 046416, 2002

[96] Fajardo M., Audebert P., Renaudin P., Yashiro H., Shepherd R., Gauthier J.C., Chenais-Popovics C., Study of the Ion-Distribution Dynamics of an Aluminum Laser-Produced Plasma with Picosecond Resolution, Phys. Rev. Lett. V.86, P.1231-1234, 2001

[97] <http://www.prism-cs.com/software>

[98] Tzortzakis S., Audebert P., Renaudin P., Bastiani-Ceccotti S., Geindre J.P., Chenais-Popovicsa C., Nagels V., Garyb S., Shepherd R., Girard F., Matsushimad I., Peyrussee O., Gauthiere J.-C., Time- and space-resolved X-ray absorption spectroscopy of aluminum irradiated by a subpicosecond high-power laser, JQSRT. V.99. P.614–626, 2006

[99] Hansen S., Bauche J., Bauche-Arnoult C., Gu M., Hybrid atomic models for

spectroscopic plasma diagnostics, High Energy Density Phys. V.3. P.109, 2007

[100] K. M. Chandler, S. A. Pikuz, T. A. Shelkovenko, M. D. Mitchell, and D. A. Hammer, J. P. Knauer, Cross calibration of new x-ray films against direct exposure film from 1 to 8 keV using the X-pinch x-ray source Rev. Sci. Instr. 76, 113111, 2005

[101] J. P. Knauer, F. J. Marshall, B. Yaakobi, D. Anderson, and B. A. Schmitt, K. M. Chandler, S. A. Pikuz, T. A. Shelkovenko, M. D. Mitchell, D. A. Hammer Response model for Kodak Biomax-MS film to x rays, Rev. Sci. Instr., 77, 10F331, 2006