

Глава 8. РАДИОГРАФИЯ КОРОТКОЖИВУЩИХ ПЛАЗМЕННЫХ ОБЪЕКТОВ

^{1,2}Чайковский С.А., ¹Русских А.Г., ^{1,3}Орешкин В.И.

¹Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск, Россия

²Институт электрофизики УО РАН, г. Екатеринбург, Россия

³Томский политехнический университет,
г. Томск, Россия, E-mail: stas-chaikovsky@yandex.ru

Введение

Одним из перспективных способов создания источников излучения для импульсной радиографии быстропротекающих процессов является использование X-пинча. Такое название получила сборка скрещенных проволок, устанавливаемых между электродами импульсного генератора тока, в силу аналогии этой конфигурации с буквой «X». Впервые X-пинч был предложен в Физическом институте им. П.Н. Лебедева (ФИАН), г. Москва, и апробирован в экспериментах на генераторе «Дон» [1] в 1982 году. К этому времени в мире было проведено достаточно много экспериментов по генерации мощных импульсов мягкого рентгеновского излучения путем электродинамического обжатия цилиндрических многопроволочных лайнеров. Такой лайнер представляет собой натянутые по образующей цилиндра микропроводники (тонкие проволоки диаметром единицы-десятки микрон). При пропускании по лайнеру импульса тока мегаамперного уровня за счет пинч-эффекта на оси сборки удается сформировать плазменный столб с плотностью ионов $(10^{19}-10^{21}) \text{ см}^{-3}$ и температурой единицы килоэлектронвольт. Высокая эффективность конверсии энергии генератора ($\approx 30\%$) в тепловую энергию плазмы позволяет использовать такой метод для генерации мощных импульсов мягкого рентгеновского излучения (см., например, [2]).

Вместе с тем, в экспериментах с цилиндрическими многопроволочными лайнерами было обнаружено, что при сжатии наблюдаются области с существенно большей, чем средняя по объему пинча, плотностью – перетяжки. По-видимому, можно считать общепринятым, что формирование перетяжек обусловлено развитием магнитогидродинамических неустойчивостей. Исследование динамики перетяжки представляет интерес с точки зрения фундаментальных свойств высокотемпературной токнесущей плазмы, в первую очередь, изучению радиационного коллапса [3, 4]. Однако, воспроизводимость положения перетяжек в пространстве при сжатии цилиндрических лайнеров крайне низка. Это послужило основой для проведения экспериментов с лайнерами такой, конфигурации, где область формирования перетяжки заранее предопределена. Так, в [5] при уровне тока около 3 МА и времени его нарастания 100 нс изучалось сжатие пенных (агар-агар) лайнеров диаметром $3\div 5$ мм с заранее сформированной областью сужения диаметром $0.1\div 1$ мм. Было показано формирование плазменной области размером $40\div 70$ мкм с плотностью электронов $\approx 10^{22} \text{ см}^{-3}$, электронной температурой $(0.8\div 1.5) \text{ кэВ}$, ионной температурой $(3\div 12) \text{ кэВ}$. По сравнению с таким типом нагрузки X-пинч представляет собой более «открытую» конфигурацию.

Действительно [6,7], в развитии перетяжки существенную роль играет аксиальное вытекание вещества из области сжатия. Уменьшение погонной массы вещества в перетяжке способствует росту температуры плазмы, как это следует из соотношения Беннета:

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

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

В цилиндрическом пинче вытекание происходит в соседние по оси области хоть и с более низким, но все-таки достаточно большим давлением. Из перекрестия проволок X-пинча [1] истечение возможно не только вдоль оси проволок, но и по биссектрисам углов, образованных проволоками. Этот дополнительный канал особенно благоприятен, поскольку истечение идет в область нулевого магнитного

давления, и вещество там исходно отсутствует. Поэтому естественно ожидать, что в области пересечения проводников будет наблюдаться перетяжка. Ее пространственное положение с хорошей точностью совпадает с областью перекрестия проволок, что позволяет точно настраивать диагностическую аппаратуру.

Многочисленные эксперименты с Х-пинчами показали, что интегральные по времени импульсы излучения параметры плазмы Х-пинча могут достигать значений плотности электронов 10^{22} см^{-3} , электронных температур (1-2) кэВ, размера источника 1 мкм при длительности импульса излучения 1 нс [7, 8].

Детальные исследования структуры импульса и спектров излучения Х-пинча с пикосекундным временным разрешением [9] показали, что интегральные по времени измерения параметров плазмы Х-пинча вряд ли точно отражают реально достигаемые. В течение $1 \div 1.5$ нс плазма Х-пинча излучает несколько рентгеновских вспышек, каждая из которых соответствует существенно различным параметрам плазмы. Характерно, что первая вспышка характеризуется излучением в основном с непрерывным спектром, в то время как в последующих вспышках доля линейчатого излучения значительно возрастает. С помощью спектральной диагностики с высоким временным разрешением на генераторе ХР показано, что может быть получен яркий источник мягкого рентгеновского излучения размером примерно 1 мкм с электронной температурой плазмы около 1 кэВ и плотностью, близкой к твердотельной. Например, для титана показано, что электронная температура достигает $1.5 \div 1.8$ кэВ при плотности электронов 10^{22} см^{-3} и времени жизни плазмы 90 пс.

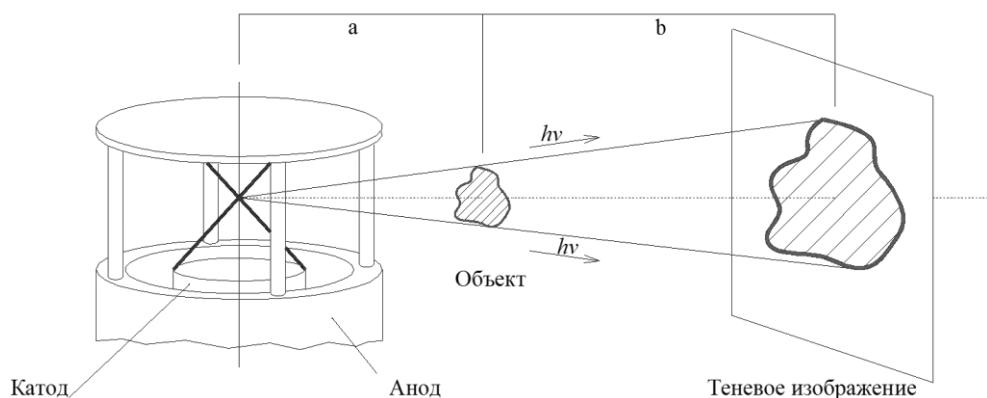


Рисунок 1 – Схема Х-пинча, поясняющая методику точечного теневого проецирования

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

В настоящее время источник излучения на основе Х-пинча находит применение для радиографии мелкомасштабных статических, а также короткоживущих плазменных объектов, как в мягком рентгеновском диапазоне ($1 \div 5$ кэВ), так и в более жестком ($10 \div 20$ кэВ). Для этого используется простейшая схема «точечного» проецирования, в которой пространственная разрешающая способность определяется размером источника излучения (см. рис.1). Высокотемпературная плазма, служащая источником зондирующего излучения с точностью до нескольких сот микрон образуется в месте перекрещивания проволок. Это позволяет точно юстировать диагностическую схему. В работах [11-16] получены четкие теневые изображения биологических объектов (муха, паук и пр.) с пространственным разрешением до 3.5 мкм. В работе [17] с помощью Х-пинча изучалась структура пластиковых мишеней, предназначенных для проведения экспериментов в области лазерного управляемого термоядерного синтеза.

Для имитации мишени с замороженной DT смесью применялась пластиковая сфера с внешним диаметром 1 мм и составной стенкой. Внешняя часть стенки из СН пластика имела твердотельную плотность и толщину 20 мкм. Внутренняя часть стенки была выполнена из пенного материала с плотностью около 100 мг/см^3 (около 10% плотности твердого пластика) и толщину 80 мкм. Получены теневые изображения удовлетворительного качества. Основным преимуществом данной методики является короткая длительность зондирующего импульса, которая позволяет исключить размытие изображения за счет вибрации, существенное при использовании менее мощных источников излучения.

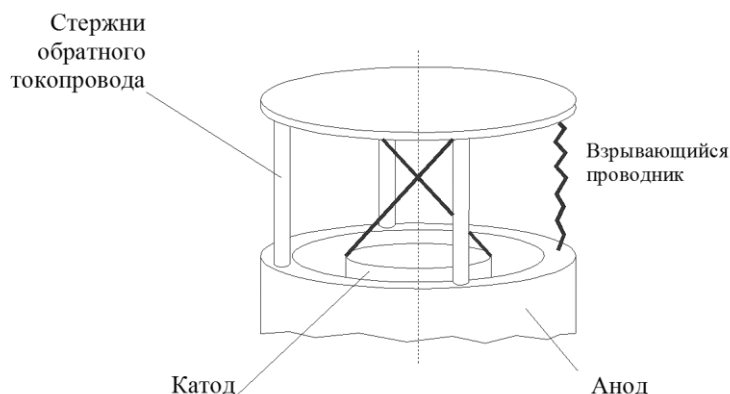


Рисунок 2 – Схема теневого рентгеновского зондирования взрывающегося проводника с помощью X-пинча

Для исследования с помощью X-пинча быстропротекающих процессов в электрически взрывающихся проводниках и плазменных лайнерах на сильноточных генераторах с уровнем тока от сотен килоампер до единиц мегампер наибольшее распространение получила схема с запиткой X-пинча током этого же генератора. X-пинч может устанавливаться в основной зазор генератора, а исследуемый объект вместо одного из стержней обратного токопровода (см. рис.2). Такая схема использовалась, например, в [18] для изучения динамики формирования и разлета плазмы взрывающихся проводников. Вместо взрывающегося проводника на рисунке 2 может устанавливаться и другой X-пинч для исследования его эволюции [19].

Расположение зондирующего X-пинча вместо одного из стержней обратного токопровода оказалось весьма результативным для изучения динамики сжатия многопроволочных плазменных лайнеров. Схема зондирования показана на Рис.3.

Рентгеновское зондирование плазменных лайнеров излучением X-пинча позволило проникнуть в понимание таких явлений, как образование страт при электрическом взрыве проводников; «холодный старт» и «плазменный ливень» при сжатии многопроволочных сборок на генераторах Ангара, Россия и MAGPIE, Великобритания [20-24].

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

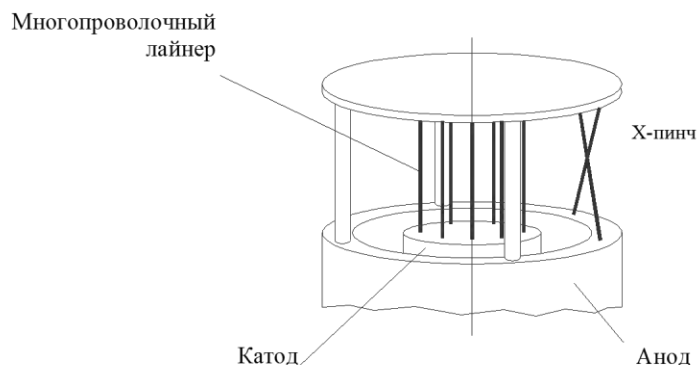


Рисунок 3 – Схема теневого рентгеновского зондирования многопроволочного лайнера с помощью X-пинча

Понятно, что более предпочтительным подходом является использование отдельного генератора тока, питающего X-пинч. При обеспечении четкой синхронизации с исследуемым процессом путем варьирования задержки можно изучить любую временную стадию процесса. Такой подход был реализован в экспериментах по изучению электровзрыва проводников в работах [25-27]. Характерной чертой этих экспериментов является то, что генераторы для питания X-пинча гораздо больше по размерам, чем импульсный генератор, ток которого производился взрыв проводников. Они являются стационарными, непереключаемыми, достаточно громоздкими и дорогими комплексами, что ограничивает диапазон исследуемых объектов такими, которые могут быть размещены в помещении генератора, питающего X-пинч.

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

Требования к генератору тока и общая характеристика процессов в X-пинче

Сформулируем общие требования к источнику излучения на основе X-пинча и импульсному генератору тока, которые удовлетворяют потребностям теневого зондирования с микронным пространственным и наносекундным временным разрешениями в мягком рентгеновском диапазоне спектра. Источник излучения в спектральном диапазоне (1÷5) кэВ должен иметь размер – единицы микрон, длительность импульса излучения - единицы наносекунд. Импульс излучения должен быть единичным, то есть должны отсутствовать повторные импульсы излучения. Такие импульсы могут возникать либо за счет второго сжатия плазмы, либо за счет формирования нескольких, разнесенных в пространстве источников излучения. И то, и другое типично для X-пинчей с массой меньше оптимальной, когда генерация импульса излучения происходит близко к началу тока генератора. Анализ многочисленных экспериментов с X-пинчами показывает, что для получения четкой засветки на фотопленке на расстоянии около 1 м желательно иметь амплитуду тока 100÷200 кА. Размер же источника излучения в значительной степени определяется скоростью нарастания тока. Считается общепринятым, что для достижения размера источника около 1 мкм необходимо обеспечить среднюю скорость нарастания тока не меньше 1 кА/нс [11].

Следует отметить, что к началу экспериментов, описанных в настоящей работе, в мире были созданы компактные генераторы для исследования X-пинчей, занимающие лабораторную площадь около 1 м². Один из таких генераторов обеспечивал амплитуду тока 40 кА при времени нарастания 40 нс [13] и представлял собой компактный генератор Маркса с малогабаритной водяной формирующей линией. Получены четкие рентгенографические изображения тест-объектов при установке пленки на расстоянии 1 м. Размер источника излучения составил меньше 10 мкм. Некоторым неудобством в

работе такого генератора является необходимость использовать слишком тонкие проволоочки (диаметром около 5 мкм), работа с которыми достаточно трудоемка.

При конструировании другого генератора [28] использовался принцип низкоиндуктивной конденсаторной батареи. Генератор обеспечивал амплитуду тока 200 кА при времени нарастания 200 нс. В спектральном диапазоне выше 2.4 кэВ размер источника составил менее 15 мкм при длительности импульса излучения 1.5 нс. Насколько нам известно, это был первый положительный опыт использования низкоомного генератора на основе конденсаторной батареи для питания X-пинчей.

Масштабная закономерность (скейлинг) генерации импульса излучения в X-пинчах, а именно, зависимость момента рентгеновской вспышки от тока генератора, материала, диаметра и количества проволоочек X-пинча, представляют интерес, как с практической, так и с фундаментальной точки зрения. Наличие такого скейлинга позволило бы легко предсказывать момент генерации импульса излучения, что неопределимо при проектировании конкретных радиографических систем. Несмотря на то, что X-пинчи исследуются достаточно давно, строго обоснованного скейлинга пока не существует. В большинстве случаев, параметры X-пинча для данного конкретного генератора подбираются «на глазок» на основании имеющихся экспериментальных данных. Как отмечают авторы [29], связано это с тем, что процессы в X-пинче сложны и пока не существует теоретической модели, которая адекватно их описывает на всех стадиях.

Прежде, чем перейти к обсуждению масштабных закономерностей генерации импульса излучения в X-пинчах обсудим обобщенный сценарий процессов, протекающих при прохождении импульса тока через скрещенные проводники. Наиболее полно такой сценарий описан в работах [7]. Динамика X-пинча представляет собой следующие фазы.

1. Нагрев проволоочек протекающим через них током. В первые 5÷10 наносекунд от начала тока происходит джоулев нагрев вещества до состояния с высокой температурой и сопротивлением. В этот промежуток времени ток через проволоочки существенно ниже максимального тока установки и может составлять несколько сотен ампер. Измерения тока на таком уровне провести достаточно трудно, поскольку чувствительность измерений тока выбирается согласно уровню максимального тока генератора, который, как правило, достигает сотен килоампер. Тем не менее, в работе [30] при скорости нарастания тока через проволоочку 0.25 кА/нс такие измерения были проведены. Показано, как и предполагалось в [7], что параметры разряда через X-пинч на начальной стадии слабо отличаются от параметров процесса, измеренных в экспериментах с взрывающимися проволочками при существенно более низких максимальных значениях тока. Для вольфрамовых проводников показано [30], что энергия, вкладываемая в проволоочки, близка к энергии сублимации, а интеграл действия близок к табличным значениям для электрического взрыва. Таким образом, первая фаза динамики X-пинча является электрическим взрывом проводников в вакууме.

2. Далее на поверхности проволоочек происходит образование хорошо проводящей плазменной короны, которая может возникать вследствие продолжающегося джоулева нагрева вещества. Однако более вероятным является развитие пробоя, шунтирующего основное вещество проволоочки, либо в разлетающихся парах металла, либо в десорбированном с поверхности газе. В этой стадии ток через X-пинч резко возрастает и его импеданс приобретает индуктивный характер. Выделение энергии в веществе проволоочек практически прекращается, что является причиной реализации гетерогенного состояния, характеризующегося наличием плотного холодного ядра и окружающей его плазменной короны [7].

3. Дальнейшие процессы образования и развития перетяжки, нагрева плазмы и генерации рентгеновского излучения, происходят в области перекрестия проводников с размерами порядка 1÷2 мм, что составляет около 10% межэлектродного зазора. Остальная часть X-пинча служит «плазменными электродами», по которым ток поступает в область перекрестия. В этой области за счет пинч-эффекта начинает развиваться перетяжка. Ее развитие занимает от 30 до 80% времени от начала тока до

импульса излучения. По виду перетяжка X-пинча похожа на классическую перетяжку, которая всегда изучалась в физике пинчей, и видна на радиограммах как особенность на плазменном столбе, медленно развивающаяся в каверну тороидальной формы [7]. Развитие перетяжки сопровождается интенсивным аксиальным истечением вещества из области перекрестия, о чем свидетельствует наличие плазменных струй. В результате этой фазы в области перекрестия формируется квазицилиндрический плазменный пинч длиной несколько сотен микрон.

4. Далее на этом пинче развиваются структуры, по форме соответствующие первичной перетяжке, но меньшего размера [7]. Возникновение таких перетяжек можно представить как развитие неустойчивости типа $m=0$ в цилиндрическом пинче, которым фактически является центральная часть первичной перетяжки. Отношение диаметра перетяжки к ее длине не слишком мало ($0.3 \div 0.5$), поэтому перетяжек меньшего масштаба возникает не более двух. Скорость развития перетяжек вряд ли может быть строго одинаковой, поэтому одна из них будет доминировать. В дальнейшем процесс повторяется во все меньшем масштабе, воспроизводя более мелкие перетяжки [7]. Это явление никогда ранее не наблюдалось, и было названо каскадированием перетяжки [7, 31].

5. Непосредственно за единицы наносекунд до появления импульса излучения наиболее доминирующие перетяжки приводят к образованию так называемых «горячих точек», которые представляют собой плазменные области с экстремальными параметрами (плотность порядка плотности твердого тела, температура порядка 1 кэВ). В плазме горячих точек формируется мощный импульс мягкого рентгеновского излучения. Спектральный состав излучения может изменяться в течение долей наносекунды. Наиболее часто в экспериментах наблюдается формирование двух горячих точек, излучение которых разнесено в пространстве и времени [7]. В работе [8] горячая точка определяется следующим образом: «это плазменный объект с электронной температурой порядка килоэлектронвольта, плотностью порядка плотности твердого тела с размерами от долей до примерно 10 микрон, существующий в субнаносекундные (или пикосекундные) отрезки времени и спектром излучения близким к спектру черного тела соответствующей температуры». В настоящей работе мы будем придерживаться более широкого понимания, а именно, будем называть горячей точкой плазменный объект с температурой порядка 1 кэВ, размером менее 100 мкм, длительностью импульса излучения единицы наносекунд и меньше. В первую очередь, такое расширение понятия «горячая точка» обусловлено сложностью временных и спектральных измерений в субнаносекундной области. Как правило, такие измерения проводятся с помощью дорогостоящих рентгеновских хронографов, в то время как большинство измерений импульса излучения проводится детекторами с временным разрешением около 1 нс.

6. Практически сразу после генерации импульса рентгеновского излучения за счет аксиального истечения вещества из области исходной перетяжки происходит снижение плотности вещества на несколько порядков, что получило название «разрыв» перетяжки [7]. Разрыв перетяжки приводит к формированию электронного пучка, интенсивность которого определяется, в частности, импедансом генератора. Электронный пучок генерируется примерно через несколько наносекунд после вспышки «теплого» рентгеновского излучения, и существует $\sim 10 \div 20$ нс. Этому электронному пучку соответствует импульс более жесткого рентгеновского излучения. После этого происходит полное закорачивание зазора между электродами и рентгеновское излучение исчезает.

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

Импульсные генераторы ИСЭ СО РАН и характеристики источника излучения

В последние годы в ИСЭ СО РАН была отлажена технология изготовления емкостных накопителей энергии с энергозапасом до 250 Дж и временем вывода энергии около 100 нс [32]. Отличительной чертой этих накопителей энергии является конструктивное объединение конденсатора и коммутатора в единый блок, получивший название конденсаторно-коммутаторная сборка (ККС). Собственная технология изготовления, как конденсаторов, так и коммутаторов позволяет достаточно просто варьировать параметры ККС и не требует приобретения дорогостоящих компонентов. ККС представляет собой полый цилиндрический конденсатор с расположенным внутри газовым разрядником, работающим по принципу искажения поля. Такая конструкция обеспечивает низкую индуктивность и, следовательно, быстрый вывод энергии из накопителя. Импульсный генератор тока по принципу действия представляет собой низкоиндуктивную конденсаторную батарею. Основные элементы генератора: высоковольтный источник питания; система высоковольтной синхронизации; низкоиндуктивная конденсаторная батарея; силовоточные импульсные коммутаторы; блок нагрузки. Принцип действия импульсного генератора следующий: высоковольтный источник питания заряжает импульсный конденсаторную батарею до напряжения 50 кВ, после срабатывания импульсных коммутаторов, запуск которых обеспечивает система синхронизации, импульс тока поступает на нагрузку. В ИСЭ СО РАН разработан и изготовлен ряд таких генераторов. Амплитуда тока достигает 200-250 кА при времени нарастания 180-200 нс. На рисунке 4 представлены фотографии генераторов.

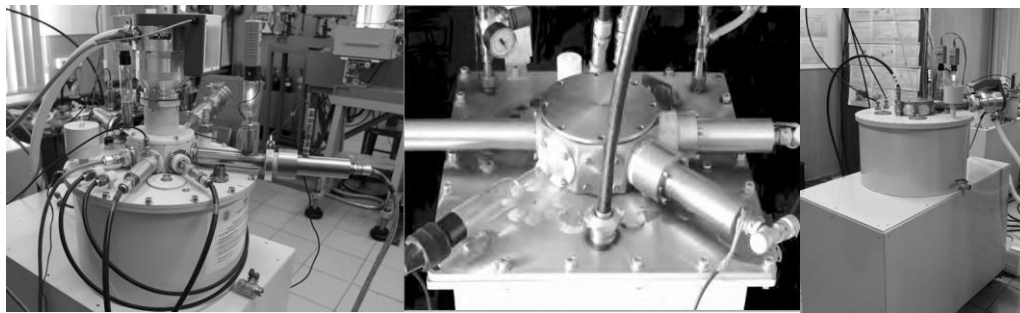


Рисунок 4 – Фотографии генераторов

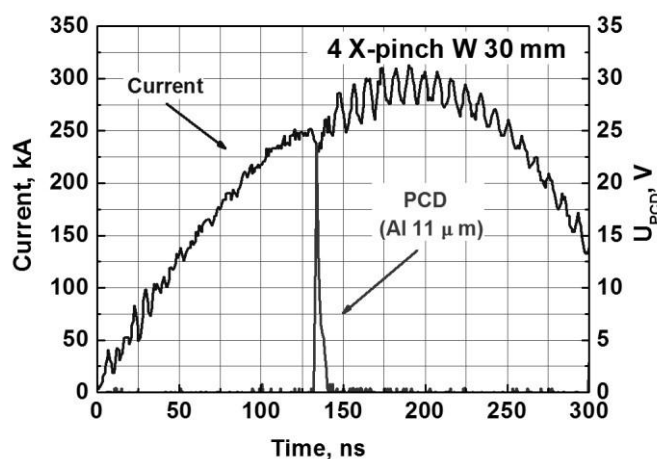


Рисунок 5 – Типичная осциллограмма импульса тока и импульса излучения X-пинча

Для получения теневых изображений использовалась схема точечного проецирования, которая иллюстрируется на рисунке 6. Исследуемый объект располагался на расстоянии a от X-пинча (см. рис.6). Теневое изображение объекта регистрировалось на фотопленке, расположенной на расстоянии b от объекта. Фильтр

служит для варьирования спектрального диапазона регистрации. Использовались различные типы фотопленок: Микрат, РФ-3 и рентгеновская фотопленка УФШ-С.

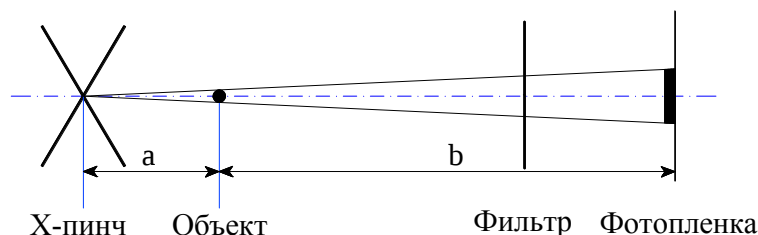
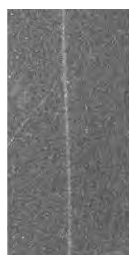
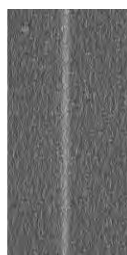


Рисунок 6 – Схема теневого точечного проецирования

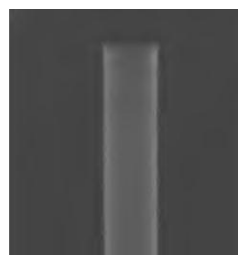
В случае точечного источника излучения размер изображения на фотопленке в $(a+b)/a$ раз больше размера тестируемого объекта. Минимальное значение расстояния a определяется конструктивными особенностями обратного токопровода X-пинча и для наших экспериментов составляло 2 см. Максимальное значение расстояния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



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



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



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

Рисунок 7 – Теневые изображения ряда статических тест-объектов, полученные с помощью X-пинча из 4-х вольфрамовых проводников диаметром 13 мкм

На рисунке 7 показаны типичные теневые снимки ряда объектов. Как можно видеть из рисунка удается получить четкие теневые изображения микронных объектов. Используя полученные изображения, был оценен размер источника излучения, который составил не более 5 мкм в спектральном диапазоне выше 1 кэВ и не более 10 мкм в спектральном диапазоне выше 10 кэВ.

С помощью X-пинча удается получать также и изображения в более жестком спектральном диапазоне. Так, на рисунке 8. показаны обычная фотография микросхемы и её же рентгеновский теневой снимок, полученный с помощью X-пинча в спектральном диапазоне свыше 10 кэВ.

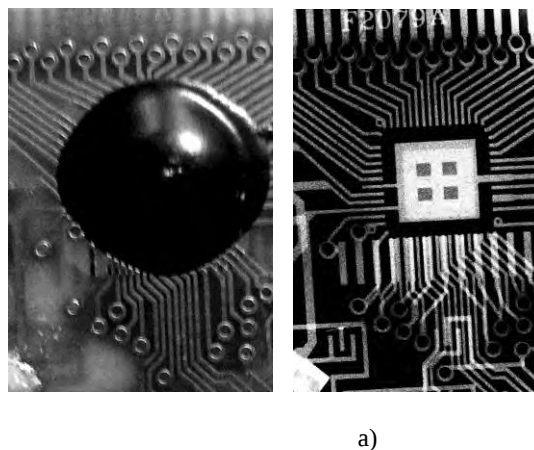


Рисунок 8 – Оптическая фотография микросхемы (а) и ее теневое рентгеновское изображение в спектральном диапазоне выше 10 кэВ (б)

Для определения размеров источника проводилось сравнение рассчитанного с учетом дифракции [33] и экспериментального распределения интенсивности в плоскости изображения тест-объекта. В эксперименте использовался X-пинч из четырех молибденовых проводников. Длительность импульса излучения измерялась с помощью вакуумного рентгеновского диода и составляла $2\div 3$ нс независимо от диаметра проводника. На рисунке 9 представлены изображения тест-объекта в разных спектральных диапазонах. На распределении интенсивности в плоскости изображения вольфрамовой проволоочки диаметром 12 мкм отчетливо различимы дифракционные эффекты (рис. 9б).

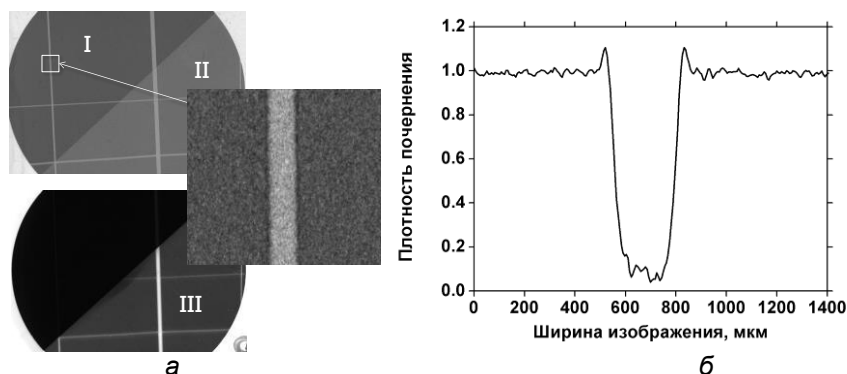


Рисунок 9 – а) Изображения сетки из вольфрамовых проволочек на разных плёнках в излучении 4×25.4 мкм X-пинча. I) $E > 3$ кэВ; II) $E > 4$ кэВ; III) $E = 1\div 1.5$ кэВ. б) Экспериментальное распределение интенсивности в плоскости изображения W проволоочки диаметром 12 мкм [34]

Анализ дифракционных эффектов показывает, что при таких параметрах импульса тока (рис.5) в спектральном диапазоне выше 3 кэВ удастся реализовать источник излучения с размерами $1\div 2$ мкм. Размер источника в осевом направлении приблизительно в два раза больше его диаметра. С точки зрения импульсной рентгенографии при такой форме импульса тока наиболее подходящими из молибденовых проволочек являются проволочки диаметром $20\div 30$ мкм. При уменьшении диаметра проводника формируется двойной импульс излучения, при увеличении диаметра проводника увеличивается размер источника и/или снижается выход излучения.

Эксперименты по зондированию короткоживущих плазменных объектов

Первые эксперименты в ИСЭ СО РАН по зондированию плазменных короткоживущих объектов были проведены со взрывающейся проволочкой. Изучение процесса стратообразования при электрическом взрыве проводников (ЭВП)

проводились на экспериментальном комплексе состоящем из двух генераторов тока. Один из генераторов тока (WEG-1) обеспечивал взрыв микропроводников, в то время как второй генератор (XPG-1) использовался для питания X-пинча. Целью экспериментов являлось получение экспериментальных данных о динамике развития стратифицированных структур образующихся при взрыве микропроводников.

Ток генератора XPG-1 на нагрузку в виде X-пинча (четыре вольфрамовых проводника диаметром 13 мкм) составлял 215 кА. С помощью излучения, формируемого в блоке нагрузки генератора XPG-1, регистрировалось теневое пространственное изображение взрывающегося проводника.

Взрыв проводника на генераторе тока WEG-1 осуществлялся в двух режимах: без обрыва тока через проводник и с обрывом тока. В эксперименте использовались алюминиевые микропроводники диаметром 20, 35 и 50 мкм при плотностях тока $1 \cdot 10^8 \div 1.4 \cdot 10^8$ А/см². Все изображения были получены при помощи излучения лежащего в диапазоне 0.7 ÷ 1.7 кэВ, что давало наибольший контраст изображения.

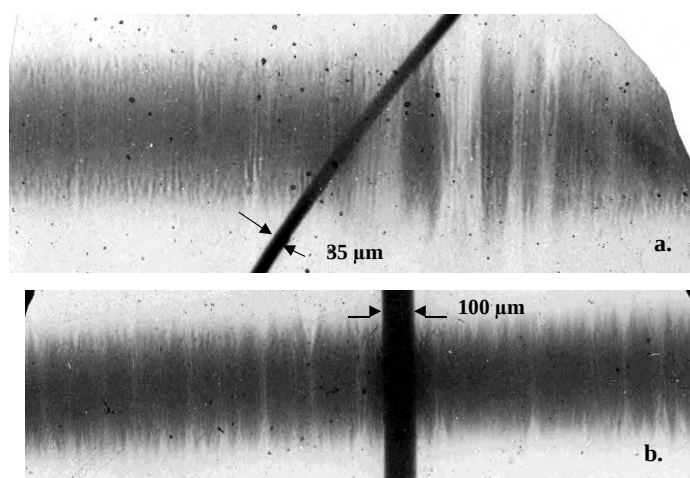


Рисунок 10 – Типичные изображения взрывающегося алюминиевого проводника. а- начальный диаметр 35 мкм, $U_0 = 20$ кВ, $dt = 318$ ns, $W = 7.7$ кДж/г; б – начальный диаметр 50 мкм, $U_0 = 30$ кВ, $dt = 240$ ns, $W = 5.5$ кДж/г.[35]

В ходе экспериментов было установлено, что страты образуются на начальной стадии взрыва, то есть на стадии нагрева металла. После завершения процесса ввода энергии в вещество проволоки средняя длина волны страт составляла 5÷8 мкм и не зависела (в пределах экспериментальной погрешности) от начального диаметра проводника. При разлете проводника средняя длина волны страт увеличивается с течением времени. Скорость разлета плотного ядра взорванной проволоки составляла в нашем случае $(0.9 \div 1.5) \cdot 10^5$ см/с, сам разлет носит адиабатический характер. Из анализа результатов экспериментов следует, что наиболее вероятная причина возникновения страт – развитие перегревных неустойчивостей, развивающихся как следствие роста удельного сопротивления металла с ростом температуры. Об этом свидетельствует как совпадение измеренной в экспериментах начальной длины волны страт с характерным размером перегревных неустойчивостей, оцененных с помощью теории малых возмущений, так и превышение времени взрыва над характерными временами развития перегревных неустойчивостей, оцененных с помощью той же теории.

Наличие в распоряжении экспериментальной группы двух генераторов и возможность их синхронизации с наносекундной точностью позволила использовать двухкадровую систему рентгеновского зондирования [36].

Экспериментальная установка (см. рис.11) состояла из двух сильноточных генераторов и генератора WEG [35] с меньшим уровнем тока, который предназначался для взрыва исследуемого проводника. В узле нагрузки каждого из сильноточных генераторов устанавливались X-пинчи, формирующие зондирующие импульсы излучения. Первый сильноточный генератор (G1, рис.11) был создан в 2006 году [37].

Второй сильнотоочный генератор (G2, рис.11) был аналогичен тому, который использовался в экспериментах [29].

Для реализации режимов двух кадрового зондирования с минимальным разбросом по времени между кадрами была разработана система запуска в которой синхронизация всех генераторов экспериментальной установки производилась с помощью их запуска от одного стартового устройства. Требуемая задержка между импульсами тока генераторов G1 и G2 обеспечивалась разной длиной кабелей идущих от блока промежуточного запуска к блокам высоковольтного запуска генераторов. При использовании данной схемы синхронизации разброс от выстрела к выстрелу по времени между вспышками излучения двух X-пинчей, составил не более ± 18 нс.

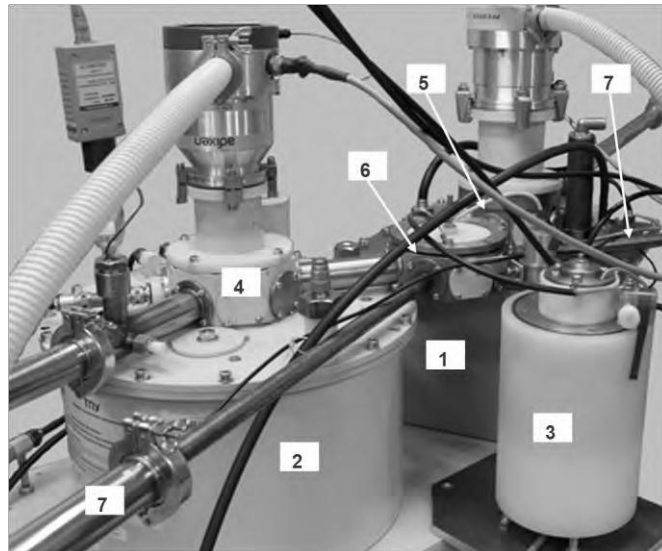


Рисунок 11 – Внешний вид экспериментальной установки. 1 – сильнотоочный генератор G1, 2 – сильнотоочный генератор G2, 3 – генератор WEG, 4 – вакуумная камера генератора G1, 5 – вакуумная камера генератора G2, 6 - вакуумная камера взрывающегося проводника, 7 – диагностические тракты, в которых устанавливалась фотопленка.[36]

Электрически взрывааемый тонкий алюминиевый проводник (цилиндрическая проволока диаметром 30-100 мкм), устанавливался в отдельной вакуумной камере (6, рис.11) в диэлектрической рамке (см. рис. 12). В диэлектрическую рамку были введены два электрических контакта, к которым крепился взрывааемый проводник. Для взрыва проводника использовался генератор WEG (3, рис.11). Излучение обоих X-пинчей проходило через камеру с взрывааемым проводником и далее выводилось на детектор.

Чтобы определить, какой участок взрывааемого проводника при проецировании на детектор виден на изображении, на одну из внешних сторон диэлектрической рамки крепился тест-объект, так чтобы он не замыкал цепь генератора WEG, не контактировал с исследуемым взрывааемым проводником и соответственно не взрывался во время эксперимента. Тест-объект представлял собой алюминиевую проволоку диаметром 35 или 100 мкм и устанавливался в направлении перпендикулярном оси взрывааемого проводника (см. рис.12). Камеры генераторов с X-пинчами были расположены под углом 135 градусов относительно друг друга (67.5 градусов к нормали плоскости фольги) для того, чтобы излучение одного из X-пинчей не создавало паразитной засветки на детекторе, фиксирующем излучение другого X-пинча. Проекционная схема двухкадрового зондирования иллюстрируется Рис.12.

Измерения тока на установках WEG и сильнотоочных генераторах с X-пинчами проводилось при помощи магнитных зондов и поясов Роговского. Для определения момента пробоя взрывааемого проводника использовался делитель напряжения генератора WEG. Импульсы рентгеновского излучения X-пинчей регистрировались с помощью вакуумных рентгеновских диодов (по одному на каждый генератор), находящихся за фильтрами из алюминиевой фольги толщиной 8 мкм. Такой детектор

чувствителен к квантам с энергией $h\nu > 0.8$ кэВ. Сигналы датчиков регистрировались осциллографом рабочей полосой 500 МГц.

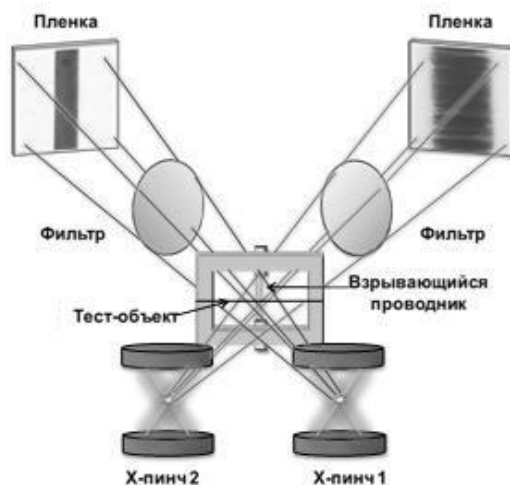


Рисунок 12 – Проекционная схема двухкадрового зондирования [36]

Для получения снимков взрывающегося проводника в диапазоне энергий квантов излучения $h\nu > 0.8$ кэВ использовалась плёнка «Микрат-500», находящаяся за фильтром из алюминизированного кимфойла толщиной 4 мкм. Расстояние от Х-пинчей до взрывающегося проводника составляло 20 см, от взрывающегося проводника до фотопленки 100 см. То есть, коэффициент увеличения проекционной схемы был равен 6. Угол между направлениями зондирующих лучей составлял 135 градусов.

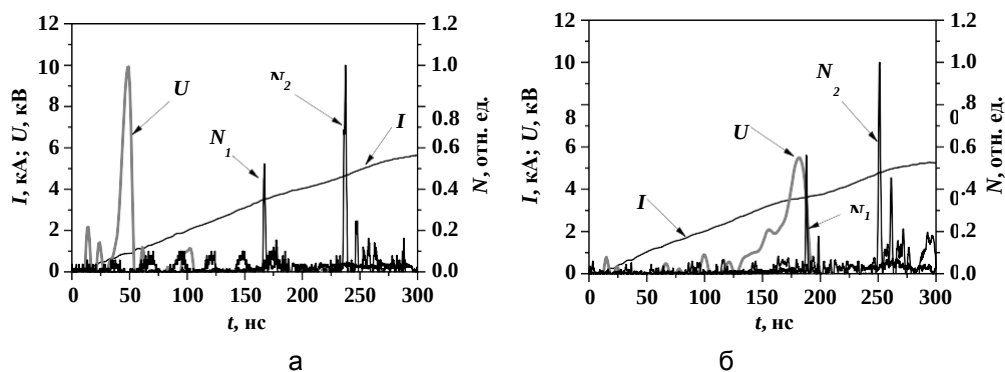


Рисунок 13 – Характерные осциллограммы импульсов тока и активной составляющей напряжения на взрываемом проводнике, а также импульсов рентгеновского излучения х-пинчей. а) взрыв алюминиевого проводника диаметром 35 мкм, б) взрыв алюминиевого проводника диаметром 100 мкм [36]

Были проведены эксперименты по проекционной съемке взрыва одиночного алюминиевого проводника. Амплитуда импульса тока генератора WEG составляла 6 кА при времени нарастания 400 нс [35] и зарядном напряжении $U_0=25$ кВ; длина взрывающегося проводника была 13 мм, диаметр 35 или 100 мкм. На рисунке 13 приведены типичные осциллограммы импульса тока и активной составляющей напряжения на взрываемом проводнике, а также импульсов рентгеновского излучения Х-пинчей. Осциллограмма импульса напряжения отчетливо демонстрирует рост сопротивления проводника вследствие джоулева нагрева и последующий спад, обусловленный образованием плазменного слоя низкой плотности, по которому начинает развиваться шунтирующая проволока пробой [38, 39].

В эксперименте были получены рентгеновские снимки разных стадий взрыва алюминиевого проводника, которые приведены на рисунках 14 и 15. На рисунках 14(а)

и 15(а) представлены кадры, сделанные непосредственно после резкого спада напряжения, а на рисунках 14(б) и 15(б) – фотографии, сделанные в более поздние моменты времени. Видно, что на фотографиях, сделанных непосредственно после спада напряжения, неоднородности вещества проволоочки (страты) не регистрируются, они становятся видимыми лишь через некоторое время: ~120 нс для проводника диаметром 30 мкм, ~50 нс для проводника диаметром 100 мкм от момента спада напряжения на проводнике. На снимках отчетливо наблюдаются структуры размером 5-10 мкм, что характеризует пространственное разрешение методики.

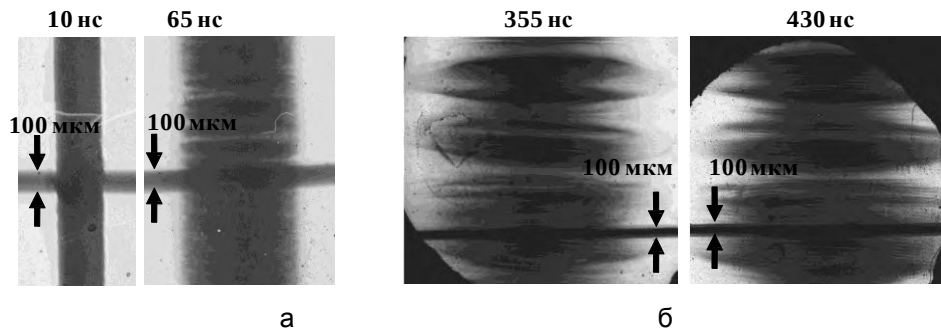


Рисунок 14 – Теневые рентгеновские снимки взрыва алюминиевой проволоочки диаметром 100 мкм; а) Выстрел №128, б) Выстрел №121. Сверху указан момент времени вспых рентгеновского излучения относительно момента спада напряжения на проволоочке. Горизонтальная линия на снимках – изображение тест-объекта [36]

Полученные снимки сканировались с разрешением 4000 dpi. Затем измерялась полуширина распределения плотности почернения изображения в направлении перпендикулярном оси взрывающегося проводника. Диаметр расширяющейся плазмы определялся по полученным значениям полуширины, деленным на коэффициент увеличения проекционной схемы. В случае, когда на изображении имелись отчетливо различимые страты, определялся максимальный диаметр плазмы.

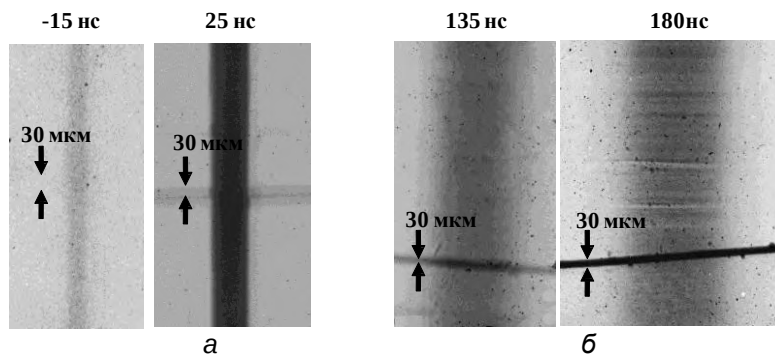


Рисунок 15 – Теневые рентгеновские снимки взрыва алюминиевой проволоочки диаметром 35 мкм; а) Выстрел №131, б) Выстрел №132. Сверху указан момент времени вспых рентгеновского излучения относительно момента спада напряжения на проволоочке. Горизонтальная линия на снимках – изображение тест-объекта [36]

С помощью полученных снимков были построены зависимости диаметра внешней границы расширяющейся плазмы взрывающегося проводника от времени $D(t)$ (Рис.16). Из этого рисунка видно, что средняя скорость расширения границы вещества проводников после спада напряжения составляет $(2.5-3.5) \times 10^5$ см/с. Временные зависимости распределения плотности вещества по радиусу могут быть получены при использовании ступенчатых ослабителей из того же вещества, что и взрываемый проводник (см., например, [26]).

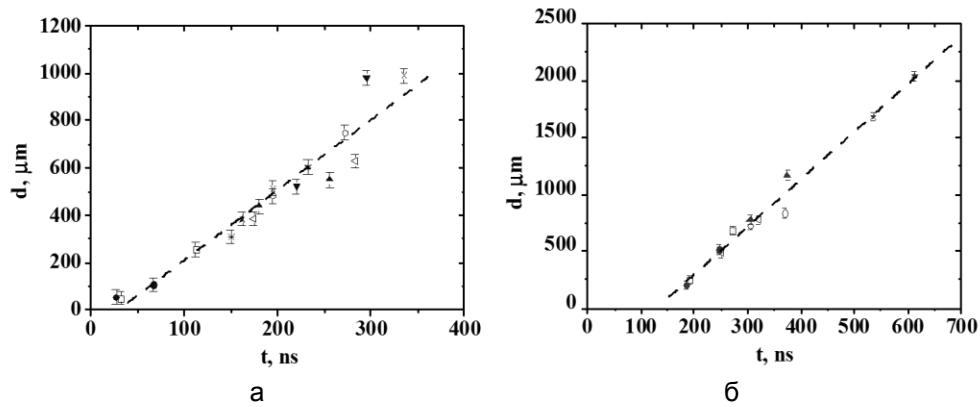


Рисунок 16 – Экспериментальные значения диаметра расширяющейся плазмы взрывающегося алюминиевого проводника от времени и прямые, аппроксимирующие эти точки. а) – начальный диаметр проводника 30 мкм, б) – начальный диаметр проводника 100 мкм. По оси абсцисс отложено время от начала импульса тока по проводнику [36]

Дальнейшим развитием двухкадровой системы зондирования стала схема беспараллаксного встречного зондирования. Для этой цели использовались те же два генератора для питания X-пинчей, снабженные гибкой передающей линией. Такая линия позволила устранить жесткую привязку X-пинча к корпусу генератора, что существенно упростило схему зондирования и юстировку системы. Схема зондирования представлена на Рис. 17.

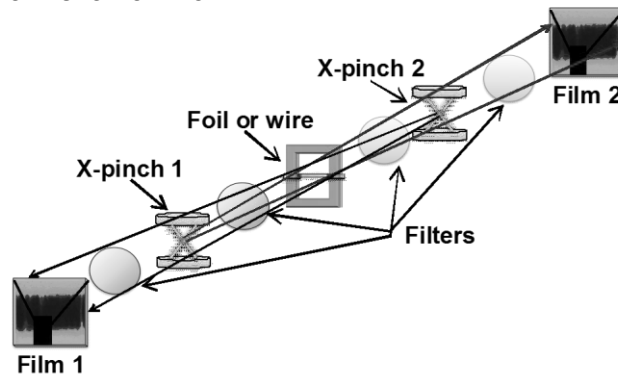


Рисунок 17 –Проекционная схема двухкадрового беспараллаксного встречного зондирования

Суть данной схемы состояла в том, что оба X-пинча и исследуемый объект располагаются на одной прямой. Излучение X-пинча XP1 просвечивает фольгу, расположенную в центре системы и попадает на фотопленку 2. Аналогично излучение X-пинча XP2 просвечивает эту же фольгу и попадает на фотопленку 1. Для того, чтобы излучение X-пинча XP1 не засвечивало фотопленку 1, на небольшом расстоянии (порядка $L=1$ см) от X-пинча располагается стержень диаметром $d=1$ мм. Тень от данного стержня будет иметь размер $d \cdot (B-A)/L = 76$ мм, что значительно больше размеров фотопленки и обеспечит защиту фотопленки 1 от излучения X-пинча XP1. Аналогичным образом фотопленка 2 защищается от излучения X-пинча XP2. Для регистрации же изображения взрывающейся фольги защитные стержни мешают незначительно из-за геометрического фактора. Так, например, при регистрации взрывающейся фольги с помощью X-пинча XP1 на фотопленке 2, размер изображения защитного стержня будет иметь диаметр $d \cdot (B+A)/(2A+L) = 4$ мм, что вполне приемлемо. Максимально возможный коэффициент увеличения в данной схеме $K=(A+B)/A=8.3$ что является достаточным для получения качественных изображений.

Эксперименты были направлены на исследование закономерностей фазовых превращений вещества при экстремальных энергетических воздействиях, вызывающих образование сильнонеравновесных сред и ультракороткое спонтанное разделение фаз [40]. При высоком уровне метастабильности разделение фаз происходит в виде зародышевого или спиноподобного распада, свойства которых остаются слабо изученными при высокой плотности выделяемой или запасенной в

веществе энергии. Экстремальное энергетическое воздействие на вещество было реализовано при электрическом нагреве и взрыве проводника с вложенной энергией до нескольких килоджоулей на грамм. Для жидких металлов, температура кипения которых составляет несколько тысяч градусов, данные по разделению фаз при распаде метастабильного вещества крайне скудны. В то же время, они важны при изучении таких процессов, как взрывная эмиссия при взрыве микроострий, когда металл может растягиваться под действием электрических сил, получении наноразмерных порошков в процессе электрического взрыва проводников (ЭВП), лазерной абляции. Разделение фаз при экстремальном энергетическом воздействии возникает также в широком классе задач энергетики и имеет важное значения для развития технологий подавления парового взрыва, как критической стадии тяжелой аварии на АЭС, критических явлений в трактах энергетических устройств с кипящим теплоносителем и т.д. Для таких процессов характерны очень малые времена перевода жидкости в метастабильное состояние, достигающее десятков наносекунд, мощное электромагнитное воздействие, вызывающее быстрое изменение давления высоковязкого расплава, и разделение фаз в таких экстремальных условиях практически не изучено.

В экспериментах использовались алюминиевые фольги с одинаковой длиной равной 20 ± 0.5 мм, толщиной 6 мкм и шириной 1 мм. Напряжение зарядки конденсатора генератора WEG-2 составляло 20 кВ. На рисунке 18 приведены типичные осциллограммы напряжения на участке цепи, где располагался взрываеваемый проводник, ток, протекающий по нему и число появляющихся пузырьков на 1 мм^2 поверхности фольги.

Вертикальные пунктирные линии на рисунке 18 указывают на момент пика напряжения на фольге и момент вскипания алюминиевой фольги. Как видно из рисунка 18, время вскипания (распада) метастабильной жидкости не совпадает со временем развития шунтирующего пробоя (время коллапса напряжения). Эту задержку можно интерпретировать как верхний предел времени распада метастабильного состояния. Экспериментально зарегистрированная минимальная задержка от момента возникновения пробоя до момента вскипания алюминиевой фольги составила 110 нс (см. рис. 18).

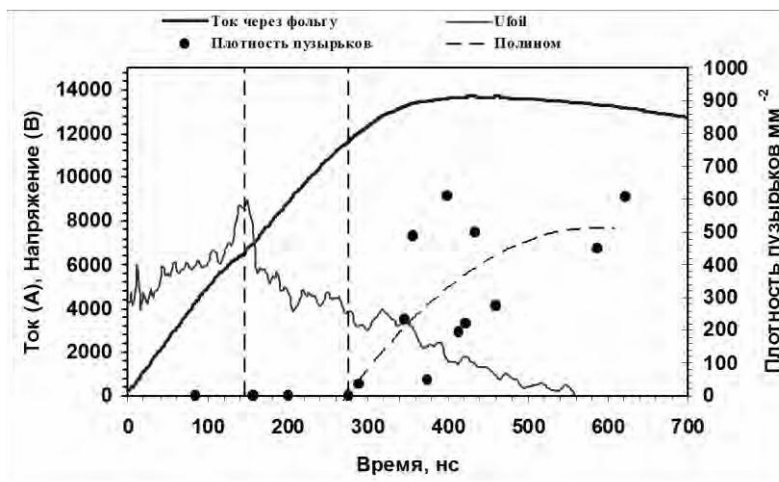


Рисунок 18 – Осциллограммы тока через взрываеваемый проводник, напряжения на участке цепи, где располагалась взрываеваемая фольга, и зависимость удельного количества пузырьков от времени. Вертикальные пунктирные линии указывают на момент пика напряжения на фольге и момент вскипания алюминиевой фольги

Максимальное напряжение на проводнике составляло $8 \div 10$ кВ и достигалось через 150-200 нс после начала импульса тока. К этому моменту времени в фольгу вкладывалась энергия $5 - 5.8$ кДж/г, что составляет 46 – 54% от энергии сублимации алюминия. В это время вокруг проводника образуется низкоплотная «шуба», состоящая из десорбированного с поверхности металла газа и паров самого металла,

проводимость, которой быстро растет, а объем увеличивается. Рост проводимости и объема низкоплотной «шубы» приводит к тому, что ток генератора переключается на нее, а падение напряжения на участке цепи, где располагается фольга, резко снижается (см. рис.18). После переключения тока на низкоплотные слои «шуба» начинает разлетаться со скоростью $(0.2-1) \cdot 10^7$ см/с [39,40], а энерговклад в вещество керны (в металл) прекращается. Ток, протекающий по фольге в момент близкий к возникновению шунтирующего пробоя, лежит в пределах 6 – 7 кА.

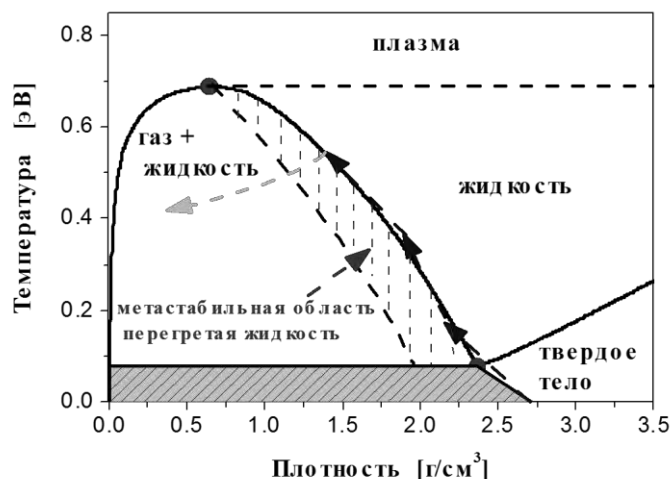


Рисунок 19 – Фазовая траектория металла в процессе взрыва

После переключения тока из фольги на низкоплотную «шубу» магнитное давление на ее поверхности резко уменьшается, а вещество фольги, расширяясь, попадает в область метастабильного состояния – «перегретая жидкость» (см. рис.19).

На рисунке 20 приведены типичные изображения взрывающейся алюминиевой фольги на двух последовательных кадрах. На рисунке 20 время задержки между кадрами 39 нс. Количество появляющихся в различные моменты времени пузырьков на единицу площади фольги измерялось по аналогичным изображениям.

Анализируя данные изображения, можно отметить, что максимальный размер образующихся пузырьков не превышает 12 мкм (2 толщины фольги). Время формирования пузырей не превышает времени задержки между кадрами. Сравнивая увеличенные фрагменты изображения а2 и b2 можно отметить, что скорость роста пузырька максимальна в начале и спадает по мере его роста примерно согласно выражению $dD_b / dt = 0.19 - 0.019 \cdot D_b$ [мкм/нс].

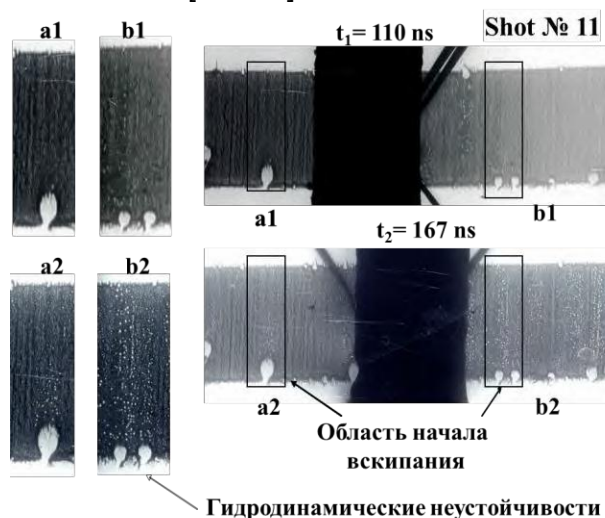


Рисунок 20 – Изображение взрывающейся алюминиевой фольги на двух последовательных кадрах. Время задержки между кадрами 39 нс

Отметим, что рентгеновское зондирование с помощью X-пинча позволяет наблюдать не только изображения исследуемых объектов, но и количественно оценить плотность вещества в них. Это может быть достигнуто использованием ступенчатых ослабителей [26], которые просвечиваются одновременно с объектом. По градиациям плотности почернения областей объекта и ступенек ослабителя определяется плотность вещества вдоль луча зрения.

Заключение

При пропускании через нагрузку, которая представляет собой набор скрещенных проволок, импульса тока с амплитудой сотни килоампер в области перекрестия проволок формируется яркий источник мягкого рентгеновского излучения, обладающий малыми размерами (≤ 1 мкм) и малой длительностью импульса (≤ 1 нс). Нагрузка в виде набора скрещенных проволок в силу аналогии этой конфигурации с буквой «X» получила название X-пинч. Малый размер источника излучения на основе X-пинча позволяет использовать простейшую схему зондирования с большим увеличением – точечное проецирование. При этом исследуемый объект располагается между источником излучения и его приемником (фотопленка), что дает возможность получать теневые снимки объекта с пространственным разрешением ~ 1 мкм без применения рентгенооптических элементов, требующих тщательной юстировки. Для реализации данной радиографической схемы в ИСЭ СО РАН создан новый класс компактных установок, позволяющих с помощью X-пинча проводить теневую съёмку, как быстротекущих плазменных процессов, так и биологических объектов с временным разрешением $1\div 3$ нс и пространственным разрешением не менее $4\div 5$ мкм. В работе приведены примеры их использования при проведении исследований взрыва микропроводников и структуры плазменных металлических струй.

Работа поддержана Российским научным фондом грант № 16-19-10142.

Список литературы

1. Захаров, С.М. Проволочный X-пинч в сильноточном диоде / С.М. Захаров, Г.В. Иваненков, А.А. Коломенский, С.А. Пикуз, А.И. Самохин, И. Улшмид, Письма в ЖТФ, 1982. – Т. 8. – С. 1060–1063.
2. Stallings, C. Multiple-wire array load for high-power pulsed generators / C. Stallings, K. Nielsen, R. Schneider, Appl. Phys. Lett, 1976. – V.29. – №7. – P.404–406.
3. Брагинский, С.И. О поведении полностью ионизованной плазмы в сильном магнитном поле / С.И. Брагинский, ЖЭТФ, 1957. – Т. 33 – С. 645-654.
4. Pease, R.S. Equilibrium characteristics of a pinched gas discharge cooled by bremsstrahlung radiation / R.S. Pease, Proc. Phys. Soc. B (London), 1957. – V.70. – P. 11.
5. Bakshaev, Yu.L. Study of the Plasma in a Preformed Z-pinch Constriction / Yu.L. Bakshaev, P.I. Blinov, V.V. Vikhrev, E.M. Gordeev, S.A. Dan'ko, V.D. Korolev, S.F. Medovshchikov, S.L. Nedoseev, E.A. Smirnova, V.I. Tumanov, A.S. Chernenko, A.Yu. Shashkov, Plasma Physics Reports, 2001. – V. 27. – N.12. – P. 1039–1047.
6. Oreshkin, V.I., X-pinch dynamics: Neck formation and implosion / V.I. Oreshkin, S.A. Chaikovsky, A.P. Artyomov, N.A. Labetskaya, A.V. Fedunin, A.G. Roussikh and A.S. Zhigalin, Phys. Plasmas 21, 102711 (2014).
7. Пикуз, С.А. X-пинч, экспериментальные исследования / С.А. Пикуз. – Дисс. на соиск. уч. ст. доктора физ.-мат. наук. – Москва, 2007, 238 с.
8. Шелковенко, Т.А. Создание, исследование и применение источников рентгеновского излучения на основе X-пинчей для проекционной рентгенографии и абсорбционной спектроскопии плазменных объектов / Т.А. Шелковенко. – Дисс. на соиск. уч. ст. доктора физ.-мат. наук. – Москва, 2012, 311 с.
9. Shelkovenko, T.A. Time-resolved spectroscopic measurements of 1 keV, dense, subnanosecond X-pinch plasma bright spots / T.A. Shelkovenko, S.A. Pikuz, D.B. Sinars, K.M. Chandler, D.A. Hammer, Phys. Plasmas, 2002. – V.9. – P.2165–2172.
10. Ананьев, С.С. Исследования мегаамперного многопроволочного X-пинча / С.С. Ананьев, Ю.Л. Бакшаев, П.И. Блинов, В.А. Брызгунов, С.А. Данько, А.И. Жужунашвили,

А.А. Зеленин, Е.Д. Казаков, Ю.Г. Калинин, А.С. Кингсеп, В.Д. Королев, В.И. Мижирицкий, С.А. Пикуз, В.М. Романова, В.П. Смирнов, С.И. Ткаченко, Г.И. Устроенов, А.С. Черненко, Т.А. Шелковенко, В.А. Щагин, Письма в ЖЭТФ, 2008. – Т.87. – вып.7. – С.426–432.

11. Shelkovenko, T.A. Multiwire X-pinch at 1-MA current on the COBRA pulsed-power generator / T.A.Shelkovenko, S.A.Pikuz, J.D. Douglass, R.D.McBride, J.B.Greenly, D.A.Hammer, IEEE Transactions on Plasma Science, 2006. – V.34. – P.2336-2341.

12. Pikuz, S.A. Phase-contrast x-ray radiography using the X pinch radiation / S.A. Pikuz, T.A. Shelkovenko, D.B. Sinars, K.M. Chandler, D.A. Hammer, Proceedings of SPIE, 2001. – 4504. – P. 234.

13. Beg, F.N. Table-top X-pinch for x-ray radiography / F.N. Beg, K. Krushelnick, P. Lichtsteiner, A. Meakins, A. Kennedy, N. Kajumba, G. Burt, A.E. Dangor, Applied Physics Letters, 2003. – V. 82. – № 25. – P. 4602–4604.

14. Pikuz, S.A. X pinch source size measurements / S.A.Pikuz, B.M.Song, T.A.Shelkovenko, K.M.Chandler, M.D.Mitchell, D.A.Hammer, Proceedings of SPIE, 2005. – 5196. – P. 25 – 35.

15. Liu, R. Phase-contrast imaging of a soft biological object using X-pinch as X-ray source / R. Liu, X.X. Wang, X.B. Zou, N.G. Zeng, L.Y. He, EPL, 2008. – V.83. – 25002. 262

16. Zou, X. X-pinch and its applications in X-ray radiograph / X. Zou, X.Wang, R.Liu, T. Zhao, N.Zeng, Y.Zhao, Y. Du., AIP Conf. Proc, 2009. – V.1150. – P.168.

17. Beg, F.N. Compact X-pinch based point x-ray source for phase contrast imaging of inertial confinement fusion capsules / F.N. Beg, R.B. Stephens, H.W. Xu, D. Haas, S. Eddinger, G. 252 Tynan, E. Shipton, B. DeBono, K.Wagshal, Applied Physics Letters, 2006. – V. 89. – 101502.

18. Pikuz, S.A. Density measurements in exploding wire-initiated plasmas using tungsten wires / S.A. Pikuz, T.A. Shelkovenko, A.R. Mingaleev, D.A. Hammer, H.P. Neves, Phys. Plasmas, 1999. – V. 6. – P. 4272–4283.

19. Shelkovenko, T.A. Evolution of the structure of the dense plasma near the cross point in exploding wire X pinches // T.A. Shelkovenko, S.A. Pikuz, D.A. Hammer, Y.S. Dimant, A.R. Mingaleev, Phys. Plasmas. 1999. – V. 6. – № 7. – P. 2840–2846.

20. Lebedev, S.V. Effect of core-corona plasma structure on seeding of instabilities in wire array Z pinches / S.V. Lebedev, F.N. Beg, S.N. Bland, J.P. Chittenden, A.E. Dangor, M.G. Haines, S.A. Pikuz, T.A. Shelkovenko, Phys.Rev.Lett, 2000. – V.85. – N.1. – P.98–101.

21. Lebedev, S.V. X-ray backlighting of wire array Z-pinch implosions using X pinch / F.N. Beg, S.N. Bland, J.P. Chittenden, A. E. Dangor, M. G. Haines, M. Zakauallah, S. A. Pikuz, T.A. Shelkovenko, D.A. Hammer, Review Scientific Instruments, 2001. – V. 72. – N. 1. – P. 671–673.

22. Alexandrov, V.V. Prolonged Plasma Production at Current-Driven Implosion of Wire Arrays on Angara-5-1 Facility / V.V. Alexandrov, I.N. Frolov, M.V. Fedulov, E.V. Grabovsky, K.N. Mitrofanov, S.L. Nedoseev, G.M. Oleinik, I.Yu. Porofeev, A.A. Samokhin, P.V. Sasorov, V.P. Smirnov, G.S. Volkov, M.M. Zurin, G.G. Zukakishvili, IEEE Trans.on Plasma Sci, 2002. – V.30. – P. 559-566.

23. Alexandrov, V.V. Current-induced implosion of a multiwire array as a radial plasma rainstorm / V.V. Alexandrov, E.V. Grabovsky, G.G. Zukakishvili, M.V. Zurin, N.N. Komarov, I.V. Krasovsky, K.N. Mitrofanov, S.L. Nedoseev, G.M. Oleinik, I.Yu. Porofeev, A.A. Samokhin, P.V. Sasorov, V.P. Smirnov, M.V. Fedulov, I.N. Frolov, A.A. Chernov, Journal of Experimental and Theoretical Physics, 2003. – V. 97. – P. 745–753.

24. Грабовский, Е.В. Рентгеновское просвечивание периферийной области сжимаемой током многопроволочной сборки на установке АНГАРА-5-1 / Е.В. Грабовский, К.Н. Митрофанов, Г.М. Олейник, И.Ю. Порофеев, Физика плазмы, 2004. – Т. 30. – № 2. – С. 139–146.

25. Pikuz, S.A. Multiphase foamlike structure of exploding wire cores / S.A. Pikuz, T.A. Shelkovenko, D.B. Sinars, J.B. Greenly, Y.S. Dimant, D.A. Hammer, Phys.Rev.Lett, 1999. – V.83. – N.21. – P.4313–4316.

26. Sinars, D.B. The effect of insulating coatings on exploding wire plasma formation / D.B. Sinars, T.A. Shelkovenko, S.A. Pikuz, M. Hu, V.M. Romanova, K.M. Chandler, J.B. Greenly, D.A. Hammer, B.R. Kusse. *Phys. Plasmas*, 2000. – V.7. – N.2. – P.429–432.
27. Тер-Оганесян, А.Е. Наносекундный электрический взрыв вольфрамовых проволочек в различных средах / А.Е. Тер-Оганесян, С.И. Ткаченко, В.М. Романова, А.Р. Мингалеев, Т.А. Шелковенко, С.А. Пикуз, *Физика плазмы*, 2005. – Т.31. – № 11. – С. 988–996.
28. Aranchuk, L.E Compact submicrosecond, high current generator for wire explosion experiments / L.E. Aranchuk, A.S. Chuvatin, L. Larour, *Rev. Sci. Instrum*, 2004. – V.75. – N.1. – P.69–74.
29. Месяц, Г.А. Источники субнаносекундных импульсов мягкого рентгеновского излучения на основе х-пинча и малогабаритного индуктивного генератора тока / Г.А. Месяц, Т.А. Шелковенко, Г.В. Иваненков, А.В. Агафонов, С.Ю. Савинов, С.А. Пикуз, И.Н. Тиликин, С.И. Ткаченко, С.А. Чайковский, Н.А. Ратахин, В.Ф. Федущак, В.И. Орешкин, А.В. Федюнин, А.Г. Русских, Н.А. Лабетская, А.П. Артемов, Д. Хаммер, Д.Б. Синарс, *ЖЭТФ*, 2010. – Т.138. – вып. 3. – С. 411–420.
30. Artyomov, A.P. Wire explosion staged during X-pinch soft x-rays source formation / A.P. Artyomov, S.A. Chaikovsky, A.V. Fedunin, V.I. Oreshkin, S.V. Shljakhtun, I.V. Lavrinovich, *Известия вузов. Физика*, 2012. – № 10/3. – С.23-25.
31. Иваненков, Г.В. Образование, каскадное развитие и разрыв перетяжки Х-пинча / Г.В. Иваненков, С.А. Пикуз, Т.А. Шелковенко, Дж. Гринли, Д.Б. Синарс, Д.А. Хаммер, *ЖЭТФ*, 2000. – Т.118. – С.539–549.
32. Жарова, Н.В. Компактные импульсные генераторы тока: разработка и примеры применения / Н.В. Жарова, В.И. Орешкин, В.С. Седой, Н.А. Ратахин, В.Ф. Федущак, А.А. Эрфорт, В сборнике: «Радиационная стойкость электронных систем», 2007. – вып. 10. – С.228–231.
33. P. Choi, C. Dumitrescu, E. Wyndham et al, *Rev. Sci. Instrum.* 73, 2276 (2002).
34. Артёмов, А.П. Определение размера источника рентгеновского излучения на основе х-пинча / Артёмов А.П., Лабетская Н.А., Федюнин А.В., Чайковский С.А. Краткие сообщения по физике ФИАН. – 2010. – В. 6. – С. 31–33.
35. Roussikh, A.G. Study of the strata formation during the explosion of wire in vacuum: / A.G. Roussikh, V.I. Oreshkin, S.A. Chaikovsky, N.A. Labetskaya, A.V. Shishlov, I.I. Beilis, R.B. Baksht, *Physics of Plasma*, 15, 102706 (2008).
36. Артёмов, А.П. Двухкадровая система импульсного зондирования в мягком рентгеновском диапазоне спектра на основе Х-пинчей/ А.П. Артёмов, А.В. Федюнин, С.А. Чайковский, А.С. Жигалин, В.И. Орешкин, Н.А. Ратахин, А.Г. Русских, *Приборы и техника эксперимента*, 2013, № 1, с. 75–80.
37. Ратахин, Н.А. Компактный импульсный генератор для питания рентгенографического источника/ Н.А. Ратахин, В.Ф. Федущак, А.А. Эрфорт, Н.В. Жарова, Н.А. Жидкова, С.А. Чайковский, В.И. Орешкин *Известия ВУЗов. Физика*, 2007, т.50, вып.2, стр.87-92.
38. Beilis, I.I. Discharge phenomena associated with a preheated wire explosion in vacuum: Theory and comparison with experiments/ I.I. Beilis, R.B. Baksht, V.I. Oreshkin, A.G. Roussikh, S.A. Chaikovsky, A.Yu. Labetsky N.A. Ratakhin, A.V. Shishlov *Physics of Plasma*, 15, 013501 (2008).
39. Roussikh, A.G. Expansion of the plasma corona from a wire exploded in vacuum / Roussikh A.G., Oreshkin V.I., Zhigalin A., Beilis I.I., and Baksht R.B. *Physics of Plasmas*. – 2010. – V. 17. Issue 3. – P. 033505.
40. Oreshkin, V.I. Disintegration of metastable liquid during electrical explosion of aluminum foil/ Oreshkin V.I., Zhigalin A.S., Roussikh A.G., Kuznetsov V.V., *Journal of Engineering Thermophysics*– 2013. – V. 22, N. 4. – P. 288-297.