


Минобрнауки России
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт
сильноточной электроники Сибирского отделения Российской академии наук
(ИСЭ СО РАН)
Отдел образовательной деятельности

НАУЧНЫЙ ДОКЛАД
об основных результатах
научно-квалификационной работы на тему:

«ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ВЗРЫВ ПЛОСКИХ ПРОВОДНИКОВ В РЕЖИМЕ
СКИНИРОВАНИЯ ТОКА»

Направление подготовки:
11.06.01 Электроника, радиотехника и системы связи
Профиль подготовки (специальность):
05.27.02 – вакуумная и плазменная электроника

Аспирант



(подпись)

Ванькевич Владислав Алексеевич

Научный руководитель:
Орешкин Владимир Иванович,
доктор физ.-мат. наук,
главный научный сотрудник ИСЭ
СО РАН

Томск – 2020

Актуальность работы

Интерес к исследованиям электрического взрыва проводников (ЭВП) в режиме скинирования тока связан с различными приложениями. Одна из проблем связана с транспортировкой электромагнитной энергии в передающих магнито-изолированных линиях на разрабатываемых в настоящее время мультитераваттных генераторах [1,2] с уровнем тока 30-50 МА и временем нарастания менее 100 нс. Подобные генераторы предполагается использовать для реализации схем управляемого термоядерного синтеза на основе Z-пинчей. При уровне токов, характерных для мультимегаамперных генераторов, плотность магнитной энергии в области нагрузки настолько велика, что может произойти взрыв поверхности электродов передающих линий, что влечет за собой образование в межэлектродном пространстве плазмы, ведущее, в свою очередь, к снижению эффективности транспортировки электромагнитной энергии к нагрузке. Другой задачей является изучение ЭВП в рамках концепций MAGO/MTF (Magnetized Target Fusion) и MagLIF (Magnetized Liner Inertial Fusion). В этих концепциях предполагают сжатие изначально нагретой дейтериево-тритиевой смеси металлическим лайнером. Следует отметить и другие проблемы, такие как генерация сверхсильных сильных магнитных полей, как путем обжатия металлических оболочек, так и при взрыве одновитковых соленоидов, а также и электромагнитное ускорение тел, в частности, ускорение плоских металлических пластин в экспериментах по изучению ударных волн.

Цель работы

Исследование основных процессов, протекающих при электрическом взрыве проводников в режиме скинирования тока мегамперного уровня.

Задачи

1. Экспериментальное исследование электрического взрыва плоских проводников в быстронарастающих магнитных полях мегагаусного диапазона.
2. Синхронизация с тераваттным генератором МИГ малогабаритного генератора тока с нагрузкой в виде X-пинча, используемого в диагностических целях.
3. Исследование структуры поверхностных плазменных слоев, формирующихся при электрическом взрыве проводников, на основе тенеграммам, полученных методом рентгеновского зондирования.

1. Исследование электрического взрыва плоских проводников.

Основными процессами, протекающими при ЭВП в режиме скинирования тока, являются совместное распространение в веществе проводника ударной волны и волны нелинейной диффузии (ВНД) магнитного поля [3,4] и, уже отмечавшееся, образование на поверхности проводника, к которой прикладывается магнитное поле, плотной низкотемпературной плазмы. Нелинейная диффузия магнитного поля характеризуется аномально большой скоростью проникновения в проводник электромагнитного поля (по сравнению с обычной диффузией). Возрастание скорости диффузии магнитного поля связано с увеличением удельного сопротивления металла за счет его нагрева протекающим током. Для большинства металлов удельное сопротивление растет с ростом температуры T , поэтому для удельного сопротивления можно записать следующее приближенное выражение:

$$\delta(Q) = \delta_0(1 + \beta Q) \quad (1)$$

где $Q = \rho c_v T$ – плотность тепловой энергии, $\beta = \frac{1}{\delta_0 \rho_0 c_v} \frac{\partial \delta}{\partial T}$, δ_0 , ρ_0 – удельное сопротивление и плотность металла при 273 К, соответственно, c_v – теплоемкость при постоянном объеме, $\frac{\partial \delta}{\partial T}$ – производная удельного сопротивления металла от температуры.

При диффузионном проникновении магнитного поля в вещество плотность тепловой энергии приблизительно равна плотности энергии магнитного поля [5], то есть:

$$Q \approx \frac{B^2}{2\mu_0} \quad (2)$$

Процесс нелинейной диффузии может быть реализован лишь в достаточно сильном магнитном поле [6,7], в котором удельное

сопротивление металла возрастает приблизительно в два раза, что соответствует значению индукции:

$$B_0 \approx \sqrt{\frac{2\mu_0}{\beta}} \quad (3)$$

Значение индукции магнитного поля B_0 для большинства металлов составляет несколько десятков Т (для исследуемой в данной работе меди 45 Т). Величина магнитной индукции в несколько десятков Т соответствует магнитному давлению на поверхности проводника в несколько десятков кбар. Поэтому волна нелинейной диффузии распространяется по веществу вместе с ударной волной, вызванной давлением магнитного поля на поверхности проводника.

При распространении по веществу волны нелинейной диффузии глубину проникновения магнитного поля в проводник можно оценить, как [6,8]:

$$\Delta_h \approx 0.75 \frac{B(t)}{B_0} \sqrt{\frac{\delta \cdot (t - t_0)}{\mu_0}} \quad (4)$$

где t_0 – момент времени, в который индукция магнитного поля на границе проводника достигает значения равного B_0 .

Эксперименты по электрическому взрыву проводников проводились на импульсном тераваттном генераторе МИГ, который обеспечивает амплитуду тока до 2.5 МА с временем нарастания 100 нс. Схематическое изображение нагрузки и фотография узла подключения плоского проводника приведена на рисунке 1. Пластина из медной фольги толщиной 100 мкм прямоугольной формы (ширина 5 мм, длина 3см) одним концом укреплялась методом пайки к катоду и устанавливалась параллельно массивному обратному токопроводу из нержавеющей стали с зазором 1.2 – 1.4 мм. Второй конец фольги присоединялся к торцу обратного токопровода с помощью скользящего контакта, необходимого для сохранения зазора при вакуумировании. Скользящий контакт закрывался диэлектрической диафрагмой от остальной пластины для исключения ее подсветки. Величина межэлектродного зазора

была существенно меньше ширины проводника w , что обеспечивало однородность магнитного поля в зазоре между фольгой и обратным токопроводом. Для измерения тока через нагрузку использовались пояс Роговского и магнитные зонды. Регистрация изображения проводников в видимом диапазоне спектра производилась с помощью четырехкадровой оптической камеры HSFC Pro с длительностью экспозиции 3 нс. Оптическая схема камеры настраивалась таким образом, чтобы наблюдать динамику собственного свечения внешней (на рис. 1, а – верхней) поверхности плоского проводника.

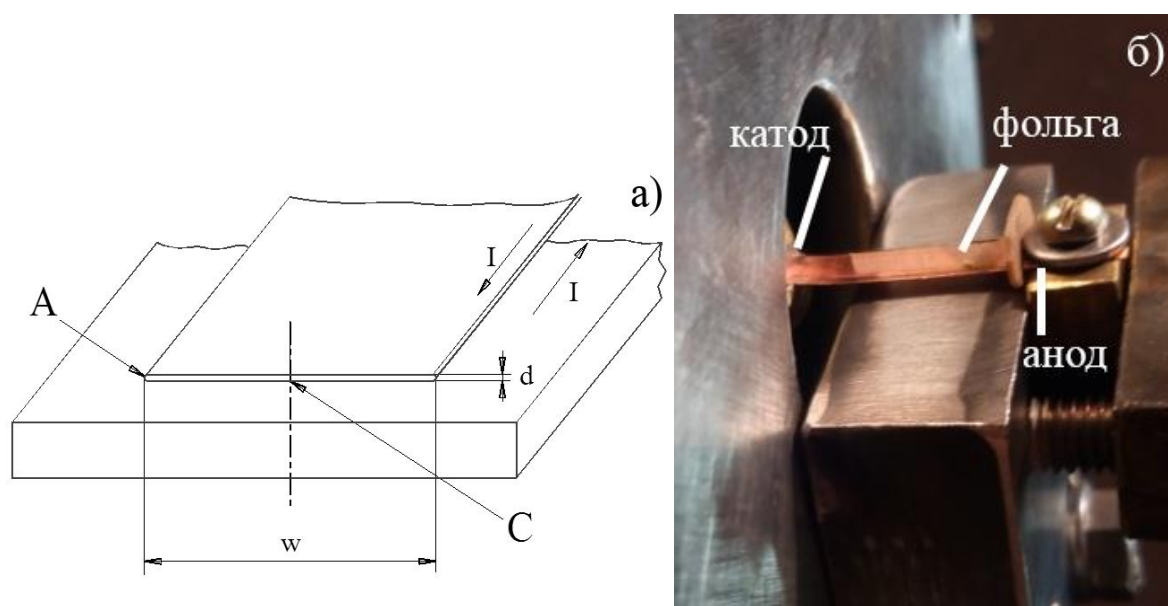


Рис. 1. а) схематичное изображение системы проводников в эксперименте, б) снимок узла нагрузки.

Для определения момента появления плазмы на внешней поверхности пластины использовался Вакуумный Рентгеновский Диод (ВРД) с алюминиевым катодом, который устанавливался без фильтра. Момент начала сигнала такого ВРД соответствовал в наших условиях яркостной температуре плазмы в приближении черного тела ≈ 2 эВ.

В эксперименте были получены снимки медной фольги в собственном свечении в видимом диапазоне спектра в различные моменты времени от начала тока генератора рис. 2 а. На рис. 2 б показана типичная осциллограмма тока через фольгу и отмечены моменты времени, в которые

производилась регистрация свечения фольги четырехкадровой камерой HSFC Pro.

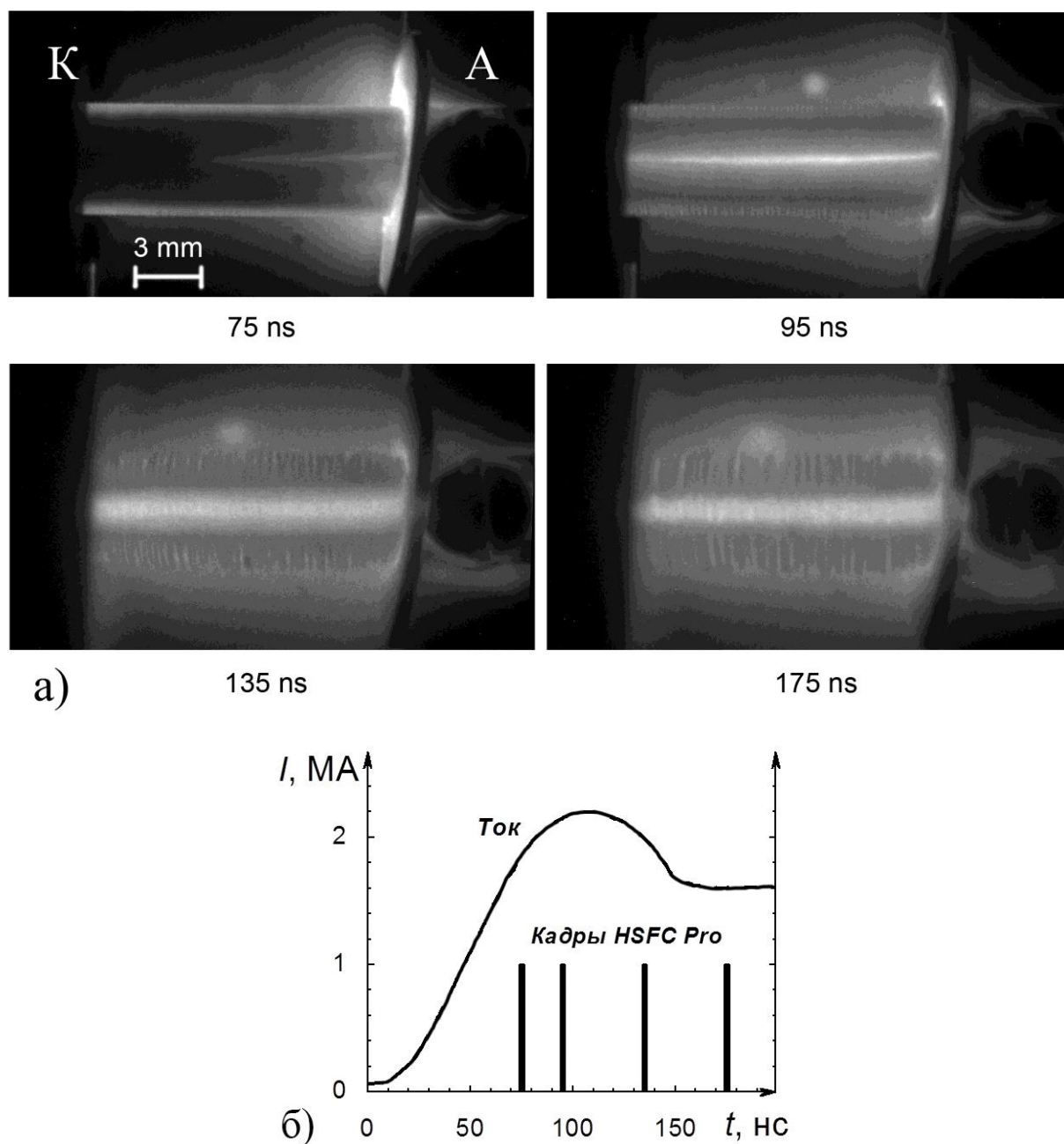


Рис. 2. а) собственное свечение внешней поверхности медной фольги в различные моменты времени от начала тока; б) осциллограмма тока через медную фольгу и моменты времени полученных снимков с камеры HSFC Pro.

Из рис. 2 а видно, что до момента времени 75 нс основная часть поверхности фольги практически не излучает в видимом диапазоне спектра. Изображение симметрично относительно горизонтальной оси. Наблюдается слабое свечение на верхнем и нижнем краях фольги. Возмущений на краях,

отчетливо заметных на последующих снимках, не наблюдается. Характерной особенностью является наличие свечения в центре фольги вдоль ее продольной (горизонтальной на рис. 2 а) оси. Это свечение более яркое с анодной стороны на первых двух кадрах и практически однородно по длине в последующие моменты времени. На 95 нс, наряду с гораздо более ярким свечением на продольной оси фольги, отчетливо видны возмущения в виде перпендикулярных направлению тока страт, которые могут быть обусловлены развитием, например, перегревных неустойчивостей. На 135 нс амплитуда возмущений уже сравнима с шириной фольги, причем отчетливо в виде темной полосы наблюдается граница между возмущенным и невозмущенным веществом. Такая граница видна и на 95 нс. К 175 нс от начала тока практически вся фольга подвержена развивающимся неустойчивостям, при этом сохраняется яркое свечение на продольной оси фольги.

Рассмотрим электродную систему, состоящую из тонкой плоской бесконечно длинной проводящей шины толщиной d и шириной w (исследуемый проводник), расположенной над проводящей плоскостью с размерами значительно большими, чем d и w . В этой системе по электродам в противоположном направлении протекают токи одинаковой величины I (см. рис. 1 а). Качественное распределение магнитного поля в такой системе демонстрируется рис. 3, на котором схематично изображены силовые линии магнитного поля.



Рис. 3. Качественная картина распределения магнитного поля в электродной системе в случае сильного скин-эффекта.

В такой конфигурации магнитное поле сосредоточено в основном между исследуемым проводником и проводящей плоскостью. Если зазор между электродами намного меньше ширины w , что было реализовано в экспериментах, то для оценки индукции магнитного поля в области между пластинами можно воспользоваться следующим выражением, описывающим поле между плоскими пластинами [9]:

$$B(C) = \frac{\mu_0 I}{w} \quad (5)$$

Кроме того, в случае сильного скин-эффекта индукция магнитного поля на краю тонкой шины (точка А) может достигать существенно более высоких значений, чем на поверхности в середине шины (точка С) за счет сгущения силовых линий на краю. Для уединенной тонкой шины такое усиление магнитного поля на краю можно описать выражением [10]:

$$\beta = \frac{B(A)}{B(C)} \approx \sqrt{\frac{\pi \frac{w}{2}}{d}}, \quad (6)$$

где β – коэффициент усиления магнитного поля на краю шины. В нашем случае $\beta \approx 8.8$.

Рассмотрим качественно процесс нелинейной диффузии в фольгу, расположенную так, как показано на рис. 1а. В этой ситуации по проводнику распространяются две волны нелинейной диффузии (ВНД) магнитного поля, стремящиеся выровнять распределение плотности тока по сечению фольги. Первая волна (ВНД1) распространяется от внутренней границы исследуемого проводника (обращенной к проводящей плоскости) к его внешней границе на глубину, равную $\Delta_h = d$. Вторая волна (ВНД2) идет от края проводника (точка А) к центру системы (точка С). Она распространяется на глубину равную $\Delta_h = \frac{w}{2}$.

Оценим время распространения каждой из этих волн. Для этого представим ток генератора в виде линейно нарастающей функции, что является достаточно хорошим приближением при временах меньших 80 нс (см. рис. 2 б). Тогда зависимость индукции магнитного поля от времени, можно записать в виде:

$$B(t) \approx \left(\frac{\partial B}{\partial t} \right) t, \quad (7)$$

где скорость роста индукции магнитного на поверхности проводника $\left(\frac{\partial B}{\partial t} \right)$ - постоянная во времени величина. Глубину проникновения магнитного поля в проводник можно оценить, как:

$$\Delta_h \approx 0.75 \left[\frac{1}{B_0} \left(\frac{\partial B}{\partial t} \right) \right] \sqrt{\frac{\delta}{\mu_0}} (t - t_0)^{3/2}. \quad (8)$$

В случае волны ВНД1 значение скорости роста индукции магнитного поля (в точке С, рис.1а) можно оценить с помощью выражения (5). Она равна:

$$\left(\frac{\partial B}{\partial t} \right)_C \approx \frac{\mu_0}{w} \frac{dI}{dt}. \quad (9)$$

Используя осциллограмму тока, представленную на рис. 2 б, для скорости роста индукции магнитного поля можно получить следующее

значение $\left(\frac{\partial B}{\partial t}\right)_C \approx (6-8) \cdot 10^9 \text{ Т/с}$. Тогда учитывая, что для меди значение удельного сопротивления равно $\delta = \delta_0 = 1.7 \cdot 10^{-8} \text{ Ом}\cdot\text{м}$, $B_0=45 \text{ Т}$, а $\Delta_h = d$, из (8) для времени распространения ВНД1 получим следующее значение $(t-t_0)_{\text{ВНД1}} \approx 35-40 \text{ нс}$. Так как время, когда индукция магнитного поля на границе проводника (в точке С) достигает значения равного B_0 , составляет $(t_0)_{\text{ВНД1}} \approx 5.5-7.5 \text{ нс}$, то можно сделать вывод что волна ВНД1 достигает внешней поверхности исследуемого проводника к 40-45 нс от начала протекания тока. Отметим, что проведенные эксперименты показали, что выход волны ВНД1 на внешнюю поверхность не сопровождается развитием на ней неустойчивостей; неустойчивости развиваются позже на краю проводника (точка А).

Для волны ВНД2 скорость роста индукции магнитного поля (в точке А, рис. 1 а) можно оценить с помощью выражений (6) и (9). Она равна:

$$\left(\frac{\partial B}{\partial t}\right)_A \approx \beta \left(\frac{\partial B}{\partial t}\right)_C. \quad (10)$$

То есть скорость роста индукции магнитного поля в точке А приблизительно на порядок больше, чем в точке С. В этой ситуации значение индукции магнитного поля в точке А достигает значения B_0 менее, чем за 1 нс, то есть волна ВНД2 начинает распространяться практически сразу после начала протекания тока. При значении удельного сопротивления $\delta = \delta_0$ и при $\Delta_h = \frac{w}{2}$ из (8) для времени распространения волны ВНД2 получим следующее значение $(t-t_0)_{\text{ВНД2}} \approx 70-80 \text{ нс}$. То есть, можно сделать вывод, что появление свечения в центре проводника, отчетливо видное на рис.2 на 75 нс, может быть связано со схождением к оси фольги волны ВНД2.

Обсудим применимость выражения (8) для волны ВНД2. С одной стороны, по мере схождения к оси этой волны значение коэффициента усиления β должно, согласно (6), уменьшаться, что должно приводить к

уменьшению скорости распространения ВНД2. С другой стороны, после прохождения по веществу волны ВНД1 волна ВНД2 распространяется по веществу, в котором удельное сопротивление в несколько раз превышает значение δ_0 . Волна ВНД1 распространяется в течение приблизительно 40 нс после начала протекания тока. За это время волна ВНД2 проходит приблизительно 0.8-1 мм, то есть треть расстояния $\frac{w}{2}$. Таким образом, большую часть пути волна ВНД2 по веществу с высоким удельным сопротивлением, что, согласно (8), должно приводить к увеличению скорости ее распространения. То есть в данном случае имеются два компенсирующих друг друга процесса, что является основанием использования выражения (8) для оценки глубины распространения ВНД2.

Как уже отмечалось выше, распространение волны нелинейной диффузии магнитного поля сопровождается распространением по веществу ударной волны, причем обе эти волны распространяются приблизительно с равными скоростями [11]. Возникновение ударной волны обусловлено давлением магнитного поля, которое определяется следующим выражением:

$$P_m = \frac{B^2}{2\mu_0}. \quad (11)$$

При значении индукции магнитного поля приблизительно равном 100 Т, давление магнитного поля составляет 400 кбар, а при индукции 500 Т, характерной для экспериментов на установке МИГ, оно увеличивается до 10 Мбар. То есть схождение к оси ударной волны и волны ВНД-2 должно сопровождаться достаточно сильным сжатием вещества на оси проводника. При сжатии вещества удельное сопротивление падает [6]. Это может способствовать протеканию тока преимущественно вблизи продольной оси фольги, что за счет более высокого удельного энерговклада может обеспечить образование плазмы, собственное излучение которой и наблюдается в экспериментах (см. рис. 2 а).

В заключении обсудим причину возникновения неустойчивостей, наблюдаемых в экспериментах (см. рис. 2 а). Следует отметить, что в данной ситуации могут развиваться неустойчивости двух типов. Во-первых, это перегревные неустойчивости, обусловленные ростом удельного сопротивления проводника с ростом температуры [12]. Во-вторых, это магнитогидродинамические неустойчивости Рэлей-Тейлоровского (РТ) типа, возникающие при удержании плазмы магнитным полем [13]. Оба вида неустойчивостей приводят к образованию слоистых структур перпендикулярных направлению тока, как это и наблюдается в экспериментах (см. рис. 2 а). Однако для каждого вида неустойчивостей характерны свои длины волн. Длины волн перегревных неустойчивостей составляют несколько микрометров [12,14], а для РТ-неустойчивостей они порядка характерного размера проводника [13]. В нашем случае наблюдаемые длины волн неустойчивостей составляют 0.3-0.5 мм, то есть по порядку величины сравнимы с толщиной проводника d . Поэтому наиболее вероятной причиной появления слоистых структур, наблюдаемых в экспериментах на установке МИГ, является рост магнитогидродинамических неустойчивостей Рэлей-Тейлоровского типа [15].

Выводы к разделу 1

Показано, что в данных условиях на продольной оси фольги примерно к 75 нс от начала тока формируется плазменный канал. Оценки, проведенные с учетом усиления магнитного поля на краях фольги, показали, что для распространения волны нелинейной диффузии, стремящейся выровнять распределение плотности тока, от края фольги к ее центру требуется примерно 70-80 нс. Хорошее согласие экспериментальных данных и оценок позволяют заключить, что формирование плазменного канала связано со сжатием ударной волны, вызванной усилением магнитного поля на краю проводника. Высокая плотность тока на оси может быть обусловлена падением удельного сопротивления сжатого в ударной волне вещества.

2. Исследование структуры поверхностных плазменных слоев методом рентгеновского зондирования.

Для исследования внутренней структуры поверхностной плазмы использовался разработанный в ИСЭ СО РАН, г. Томск, синхронизируемый генератор с нагрузкой в виде X-пинча. Исследования проводились по тенеграммам, полученным методом просвечивания рентгеновским излучением с $h\nu > 0.8$ кэВ, формируемым в «горячей точке» X-пинча. Узел нагрузки, в котором размещался X-пинч, располагался непосредственно в вакуумной камере генератора МИГ (рис. 4). Импульсное питание X-пинча осуществлялось с помощью гибкой передающей низкоиндуктивной линии от отдельного компактного импульсного сильноточного генератора XPG-3, расположенного на небольшом расстоянии (снаружи) от вакуумной камеры генератора МИГ. Генератор обеспечивал протекание тока через X-пинч амплитудой до 250 кА при времени его нарастания 150 - 200 нс. Это позволяло получить короткий импульс рентгеновского излучения ($h\nu > 0.8$ кэВ) длительностью на половине высоты не более 2 нс. Проведены эксперименты и выбран способ синхронизации генераторов XPG-3 и МИГ.

Помимо получения теневых изображений исследуемого объекта, также возможно проведение абсолютных измерений распределения массовой плотности расширяющейся поверхностной плазмы с помощью ступенчатых ослабителей из материалов исследуемого вещества проводника [16]. В эксперименте на одном снимке одновременно регистрировалось два теневых изображения: самого взрываемого проводника и ступенчатого ослабителя из того же материала. Так как плотность почернения пленки D пропорциональна интенсивности излучения I , прошедшего через слой исследуемого вещества толщиной h , то в тех точках, где плотности почернения изображения плазмы и одной из ступеней ослабителя совпадают, будет совпадать и их погонная масса вдоль луча зрения.



Рис.4. Фотография узла нагрузки генератора МИГ. 1 – узел нагрузки (камера) X-пинча; 2 – ВРД; 3 – нагрузка с обратным токопроводом генератора МИГ; 4 – узел диафрагм; 5 – фотопленки; 6 – гибкая низкоиндуктивная многокабельная линия; 7 – генератор XPG-3 X-пинча.

Схема рентгеновской радиографии взрываемого проводника представлена на рисунке 5. Сам X-пинч формировался из четырех скрещенных вольфрамовых проводников диаметром 12 мкм или молибденовых проводников, диаметром 24 мкм. Коэффициент увеличения схемы был равен 3.5. Изображение фиксировалось на фотопленках Микрат ОРТО и РФ-3, расположенных друг за другом, что позволяло регистрировать теневые изображения в двух спектральных диапазонах. Для защиты фотопленок от видимой части спектра излучения X-пинча и исследуемого

плазменного объекта, перед ними устанавливался составной фильтр, состоящий из пленки кимфойл толщиной 2 мкм с алюминиевым напылением толщиной 0.2 мкм и полипропиленовой пленки, толщиной 6 мкм с напыленным на нее алюминиевым слоем толщиной 0.4 мкм. Ступенчатый ослабитель из меди или дюралюминия наносился на верхнюю часть того же полипропиленового фильтра способом магнетронного напыления. Перед фотокамерой располагались диафрагмы и еще один фильтр из бериллия толщиной 150 мкм для ее защиты от продуктов взрыва проводника. Суммарный фильтр определял энергию квантов зондирующего излучения более 2 кэВ по уровню пропускания более 0.2 (рисунок 5b).

На рисунке 6 приведены снимки однородной и двухслойной частей дюралюминиевого проводника с внешним диаметром 3 мм в видимом диапазоне спектра (a) и теневые изображения (b) этого проводника в различные моменты времени при его просвечивании рентгеновским излучением от X-пинча за фильтром, пропускание которого представлено на рисунке 5b. На двухслойную часть проводника было нанесено покрытие, состоящее из десяти слоев циркония, чередующихся с десятью слоями двуокиси циркония, общей толщиной 18 мкм. Соотношение толщин металлических и оксидных слоев составляло 2/8.

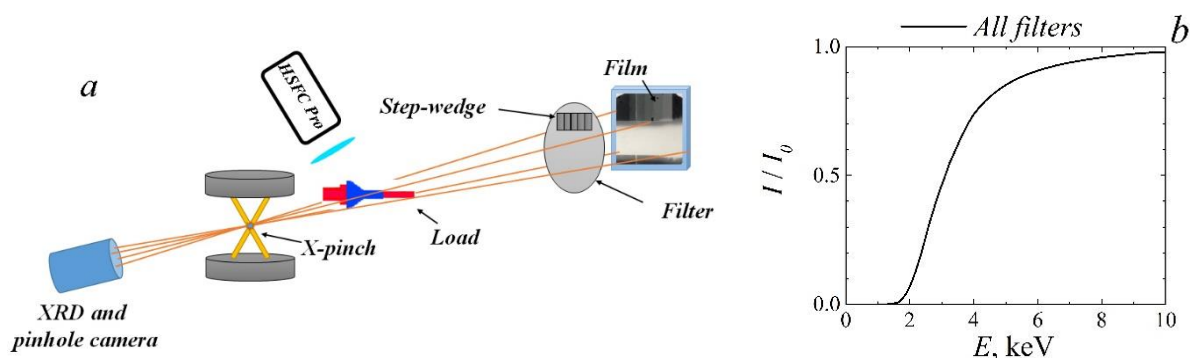


Рисунок 5 – Схема рентгеновского теневого зондирования взрывающего проводника (a) и суммарная кривая пропускания всего набора используемых фильтров (b).

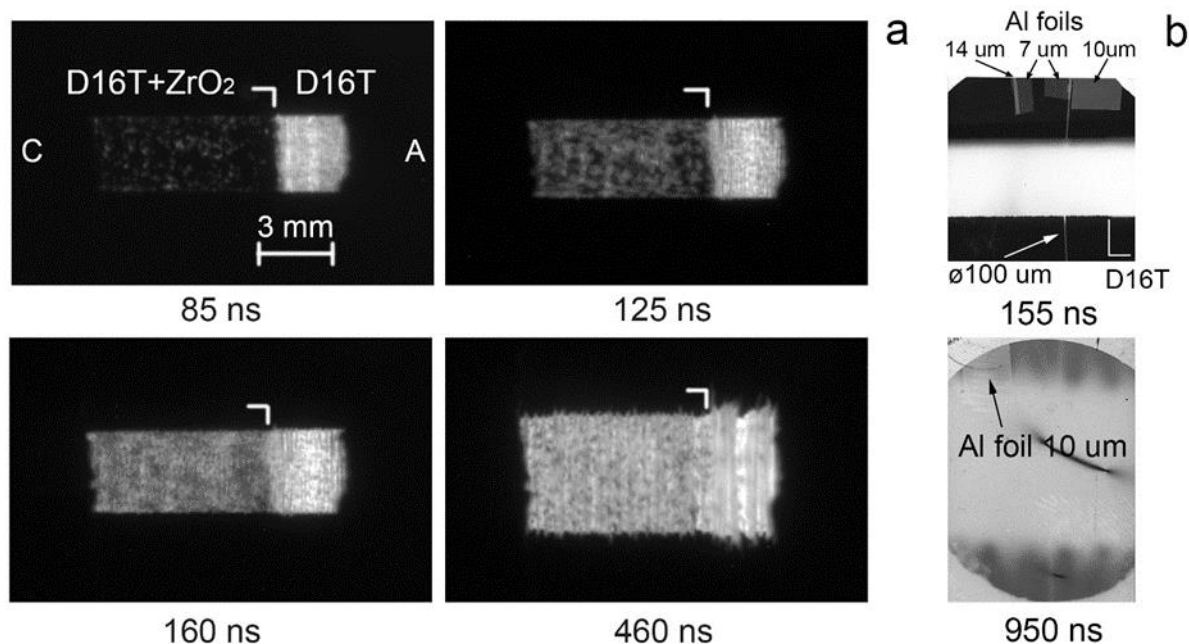


Рисунок 6 – Снимки однородной и двухслойной частей дюралюминиевого проводника с внешним диаметром 3 мм в видимом диапазоне спектра (а) и теньевые изображения (b) при его просвечивании рентгеновским излучением от X- пинча в различные моменты времени от начала тока генератора.

На снимках видно слабое свечение двухслойной части проводника со 125 нс без ее разлета, тогда как однородная часть к этому времени расширилась до 3.2 мм. В дальнейшем вплоть до 500-ой нс фиксировалось отставание расширения столба двухслойной части проводника от его однородной части. Тенеграммы при зондирующем излучении с $h\nu > 2.5$ кэВ тоже показали сохранение начального диаметра двухслойной части до 180 нс и его увеличение до более 7 мм к 950 нс. При этом погонная масса по лучу зрения, судя по пропусканию Al фольги толщиной 14 мкм, превышала погонную массу этой фольги вплоть до радиуса плазменного столба 3.5 мм к 950 нс от начала тока. Однородная же часть столба к 160 нс расширилась до диаметра 3.5 мм в видимом диапазоне собственного излучения, а максимальный диаметр с учетом неустойчивостей достигал диаметра 3.8 мм. В то же время на тенеграмме диаметр однородной части столба был 3.25 мм. По-видимому, плотность внешнего слоя плазменного столба, фиксируемого оптической камерой, мала для поглощения излучения с энергией квантов

более 2.5 кэВ. Для более детального анализа распределения плотности вещества в плазменном столбе рассмотрим тенеграмму, полученную при скиновом взрыве дюралюминиевого проводника диаметром 3 мм на 220 нс от начала протекания по нему тока с амплитудой 2.1 МА и фронтом 100 нс (рисунок 7).

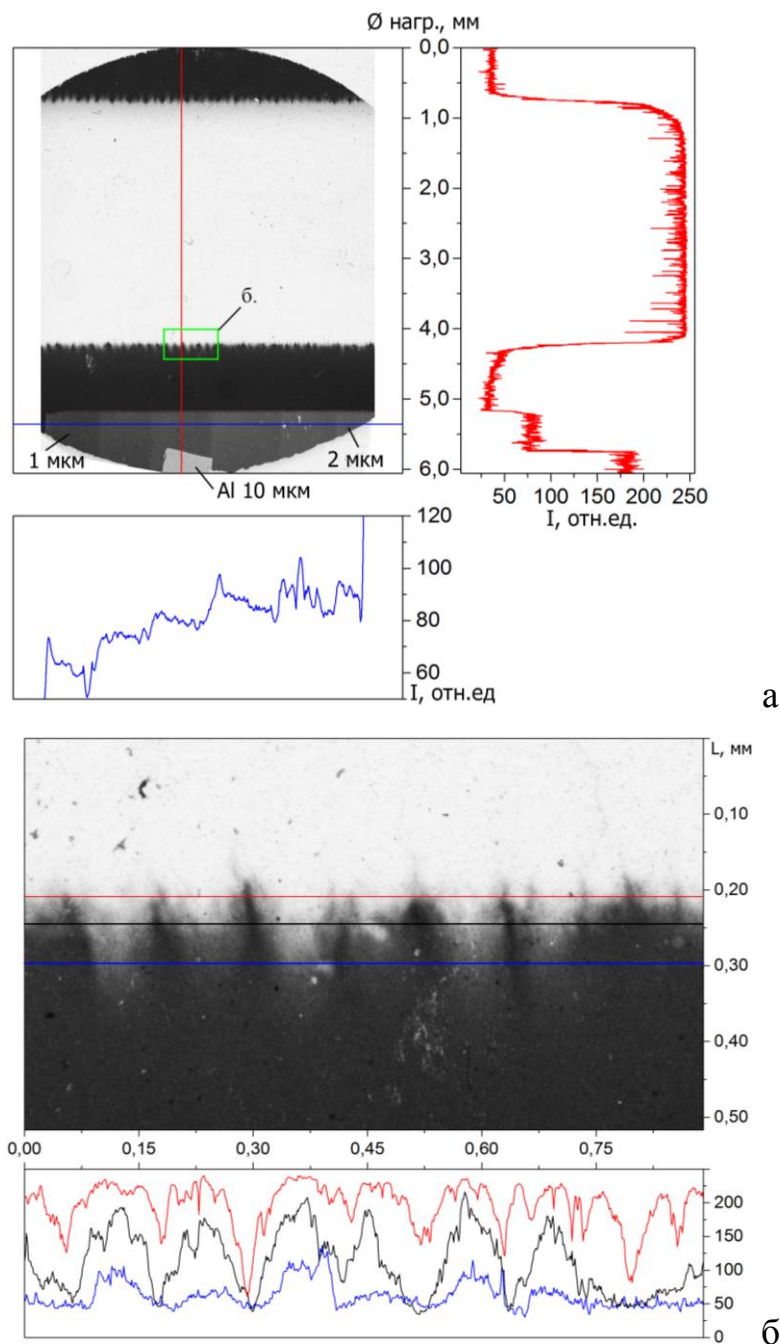


Рисунок 7 – Тенеграмма плазменного столба на 220 нс от начала тока и денситограммы ее различных участков (а) и денситограммы выделенного и увеличенного участка поверхности плазменного столба (б). Цветными линиями на тенеграмме показаны направления фотометрирования, им же соответствуют и цвета денситограмм

На этом же рисунке представлены денситограммы тенеграмм плазменного столба и ступенчатого фильтра из шести полос напыленного алюминия толщиной от одного до двух микрон с шагом 0.2 мкм, а также выделенного и увеличенного участка поверхностного слоя расширяющейся плазмы. В качестве фильтров использовались также полоски Al фольги разной толщины.

Сравнивая денситограммы плазменного столба и фильтров, можно сделать вывод, что погонная масса вещества по лучу зрения самого столба превышает погонную массу Al фольги толщиной 20 мкм. При этом погонная масса приповерхностных слоев на радиусе 1.6 – 1.7 мм соответствует погонной массе фольги 10 мкм и дальше быстро падает с увеличением радиуса. А внешняя граница столба с ярко выраженными неустойчивостями имеет такое же поглощение зондирующих квантов или такую же погонную массу как алюминиевые фильтры толщиной 1-2 мкм, что хорошо иллюстрирует выделенный и увеличенный участок тенеграммы поверхностного слоя на рисунке 7.

Исходя из зависимости ослабления рентгеновского излучения фильтром:

$$I = I_0 \exp \{-\mu \cdot \rho \cdot d\},$$

где d – толщина фильтра, μ – массовый коэффициент поглощения вещества [см²/г], ρ – его плотность [г/см³], и, зная спектр зондирующего излучения, можно определить плотность зондируемого тела. Как показано в [17], максимум излучения 4-х проволочного (4x25 мкм) молибденового X-пинча приходится на диапазон $h\nu = 2.6 - 2.8$ кэВ и, зная μ в этом диапазоне, по отношениям интенсивностей была оценена плотность вещества на границе плазменного столба. Она оказалась равна 8 – 12 процентов от твердотельной. Так как на границе столба и в видимом собственном излучении и на тенеграммах видны неустойчивости, то на генераторе МИГ были проведены работы, целью которых являлось изучение процесса развития крупномасштабных неустойчивостей, возникающих при взрыве поверхности

проводников в режиме скинирования тока, в котором по проводнику распространяется волна нелинейной диффузии магнитного поля.

Выводы к разделу 2

1. На генераторе МИГ апробирована новая методика исследования поверхности взрывающегося проводника при ЭВП. Исследования проводились по тенеграммам, полученным методом просвечивания рентгеновским излучением с $h\nu > 2.5$ кэВ, формируемым в «горячей точке» X-пинча. Было показано, что однородная часть столба к 160 нс расширилась до диаметра 3.5 мм в видимом диапазоне собственного излучения, а максимальный диаметр с учетом неустойчивостей достигал 3.8 мм. В то же время, согласно тенеграмме, диаметр однородной части столба составил 3.25 мм. При этом погонная масса по лучу зрения, судя по пропусканию Al фольги толщиной 14 мкм, превышала погонную массу этой фольги вплоть до радиуса плазменного столба 3.5 мм к 950-ой нс от начала тока. По отношениям интенсивностей была оценена плотность вещества на границе плазменного столба. Она составила 8 – 12 процентов от твердотельной.

2. Проведены исследования процесса развития крупномасштабных неустойчивостей, возникающих при взрыве поверхности проводников в режиме скинирования тока, в котором по проводнику распространяется волна нелинейной диффузии магнитного поля. Зарегистрированные в экспериментах крупномасштабные неустойчивости с длиной волны более 0.1 мм представляют собой «языки» плазмы, расширяющиеся поперек силовых линий магнитного поля. Наиболее вероятной причиной возникновения такой структуры является рост желобковых неустойчивостей, квалифицирующихся как разновидность неустойчивостей Рэлей-Тейлоровского типа, то есть неустойчивостей тяжелой жидкости над легкой в гравитационном поле. В данном случае роль тяжелой жидкости играет плазма, роль легкой жидкости – магнитное поле, а роль силы тяжести – кривизна силовых магнитных линий.

Научные положения, сформулированные на основе результатов исследования

1. При взрыве плоских проводников мегаамперными импульсами тока усиление магнитного давления на краю фольги приводит к формированию ударной волны, сходящейся к центру фольги. В свою очередь, падение удельного сопротивления сжатого ударной волной вещества приводит к формированию на оси токового канала.

2. Разработана и апробирована на генераторе МИГ методика рентгеновского зондирования на основе излучения X-пинча, которая позволяет восстанавливать плотность поверхностной плазмы взрывающихся проводников.

Список использованной литературы

1. Stygar W., Awe T., Bailey J. et al//Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams, 2015.- V.18.- P. 110401.
2. Kim A. A., Mazarakis M., Sinebryukhov V. et al //Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams, 2009. – V.12. – P.050402.
3. Lemke R., Knudson M., Hall C. et al //Physics of Plasmas, 2003. – V. 10. – P. 1092-1099.
4. Tkachenko S. I., Grabovski E. V., Gribov A. N. et al// Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics, 2018. – V. 82. – P. 390-393.
5. Людаев Р.З.Элементарная теория магнитной кумуляции. // Мегагауссная и мегаамперная импульсная технология и применения. - Саров: ВНИИЭФ, 1997. – Т. 1. – С. 86-114.
6. Кнопфель, Г.Сверхсильные импульсные магнитные поля.– М.:Мир, 1972. – 391 с.
7. Shneerson G.A.// Soviet Physics Technical Physics, 1973. – V. 18. – P. 419.
8. Chaikovsky S. A., Oreshkin V. I., Datsko I. M. et al //Physics of Plasmas, 2014. – V.21. – P. 042706.

9. Тамм И.Е. Основы теории электричества. – М.:Наука, 1976. –504 с.
- 10.Шнеерсон Г.А. Поля и переходные процессы в аппаратуре сильных токов. – Л.; Энергоиздат. Ленинградское отд-ние, 1981. –200 с.
- 11.Oreshkin V. I., Chaikovsky S. A., Datsko I. M. et al // Physics of Plasmas, 2016. – V. 23.– P. 122107.
- 12.Oreshkin V. I.// Technical Physics Letters, 2009. – V. 35. – P. 36-39.
- 13.Abramova K.B., Zlatin N.A., Peregud B.P. et al// Zhur. Exp. Tekh. Fiz., 1975. – V. 69. – P. 2007-2022.
- 14.Rousskikh A. G., Oreshkin V. I., Chaikovsky S.A. et al //Physics of Plasmas, 2008. – V.15. – P. 102706.
- 15.Чайковский С.А., Орешкин В.И., Лабецкая Н.А., Дацко И.М., Рыбка Д.В., Ванькевич В.А., Ратахин Н.А. / Особенности электрического взрыва плоских проводников в режиме скинирования тока // Известия высших учебных заведений. Физика. 2019. Т.62. №7(739). С. 130-136.
- 16.Sinars D, Shelkovenko T, Pikuz S et al. // Physics of Plasmas. – 2000. – V.7. – P.1555.
- 17.С.А.Пикуз, Т.А.Шелковенко, Д.Б.Синарс Д.А.Хаммер / Временные характеристики рентгеновского излучения X пинча // Физика Плазмы, 32(12), 1106-1120, 2006.

Достоверность полученных результатов

Достоверность экспериментальных данных обусловлена использованием опробованных методик измерений, использованием проверенного измерительного оборудования, а также хорошей воспроизводимостью результатов. Полученные результаты находятся в согласии как с данными других авторов, так с результатами предварительных численных расчетов.

Личный вклад автора

Постановка цели и основных задач работы осуществлялись совместно с научным руководителем Орешкин В.И. Подготовка экспериментального оборудования, проведение эксперимента и обработка большинства результатов осуществлялось автором лично. Анализ, интерпретация и обсуждение полученных результатов проводилось автором при участии сотрудников ОВПЭ – Дацко И.М. и Лабетской Н.А. Написание публикаций осуществлялось при активном участии автора, а подготовка докладов на конференции осуществлялось автором лично.

Сведения об опубликовании результатов исследований в рецензируемых научных журналах, входящих в Перечень рецензируемых научных изданий, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертаций на соискание ученой степени кандидата наук, на соискание ученой степени доктора наук

1. Chaikovskii, S.A.; Oreshkin, V.I.; Labetskaya, N.A.; Datsko, I.M.; Rybka, D.V.; Vankevich, V.A.; Ratakhin, N.A. / PECULIARITIES OF AN ELECTRICAL EXPLOSION OF FLAT CONDUCTORS IN THE CURRENT SKINNING MODE // RUSSIAN PHYSICS JOURNAL. 2019. T. 62. №7. С. 1235-1242.
2. Labetskaya, N. A.; Oreshkin, V. I.; Chaikovsky, S. A.; Datsko, I. M.; Rybka, D. V.; Van'kevich, V. A. / OPTICAL RECORDING OF THE SURFACE PLASMA OF CYLINDRICAL CONDUCTORS IN STRONG MAGNETIC FIELDS // RUSSIAN PHYSICS JOURNAL. 2019. T. 62. №7. С. 1228-1234.

Сведения об опубликовании результатов исследований в прочих изданиях

1. Чайковский С.А., Орешкин В.И., Лабецкая Н.А., Дацко И.М., Рыбка Д.В., Ванькевич В.А., Ратахин Н.А. / ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВЗРЫВА ПЛОСКИХ ПРОВОДНИКОВ В РЕЖИМЕ СКИНИРОВАНИЯ ТОКА // Известия высших учебных заведений. Физика. 2019. Т. 62. № 7. С. 130-136.
2. Орешкин В.И., Чайковский С.А., Дацко И.М., Лабецкая Н.А., Орешкин Е.В., Рыбка Д.В., Ванькевич В.А. / Электрический взрыв проводников в мегагауссных магнитных полях // Известия Российской академии наук. Серия физическая. 2018. Т. 82. № 4. С. 457-462.
3. Labetskaya, N.A.; Chaikovsky, S.A.; Datsko, I.M.; Oreshkin, V.I.; Rybka, D.V.; Shugurov, V.V.; Vankevich, V.A. / Delayed large-scale instabilities on Ti-coated duralumin conductors // JOURNAL OF PHYSICS CONFERENCE SERIES. 2018. Т. 946.
4. Datsko, I.M.; Labetskaya, N.A.; Rybka, D.V.; Chaikovsky, S.A.; Shugurov, V.V.; Vankevich, V.A. / Delayed plasma formation on Ti-coated copper and duralumin conductors in strong magnetic fields // JOURNAL OF PHYSICS CONFERENCE SERIES. 2018. Т. 946.
5. Datsko I.M., Labetskaya N.A., Chaikovsky S.A., Rybka D.V., Van'kevich V.A. / DELAY IN PLASMA GENERATION ON COPPER AND DURALUMIN CONDUCTORS COATED WITH TITANIUM OR ZIRCONIUM // Journal of Physics: Conference Series 2018.