УДК 533.9;536.2

МОДЕЛИРОВАНИЕ СИЛЬНОТОЧНЫХ ЛИНИЙ С МАГНИТНОЙ САМОИЗОЛЯЦИЕЙ В РАМКАХ КОНЦЕПТУАЛЬНОГО ПРОЕКТА ИМПУЛЬСНОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА НА *Z*-ПИНЧАХ

С.С. Ананьев, Ю.Л. Бакшаев, А.В. Бартов, П.И. Блинов, С.А. Данько, А.И. Жужунашвили, Е.Д. Казаков, Ю.Г. Калинин, А.С. Кингсеп, В.Д. Королев, В.И. Мижирицкий, В.П. Смирнов, Г.И. Устроев, А.С. Черненко, А.Ю. Шашков (РНЦ «Курчатовский институт»), С.И. Ткаченко (Московский физико-технический институт)

На установке С-300 (3 МА — амплитудное значение тока, 0,15 Ом — импеданс генератора, 100 нс — длительность импульса) выполнены исследования транспортирующих свойств отрезка вакуумной магнитоизолированной транспортирующей линии (МИТЛ) при протекании по ней тока плотности до 500 МА/см² и погонной плотности до 7 МА/см (параметры близки предполагаемым в проекте Лабораторий «Сандия» термоядерного реактора на быстрых Z-пинчах). При нагреве электрода магнитоизолированной транспортирующей линии протекающим током его поверхность взрывается, что сопровождается формированием плазменного слоя на поверхности. Это может привести к потере передающих свойств линии по причине перезакоротки вакуумного промежутка плазмой. В экспериментах исследовались динамика приэлектродной плазмы и зависимость транспортирующих свойств линий от материала и чистоты поверхности электродов. Экспериментально показано, что при пропускании тока с линейной плотностью до 7 МА/см по модели линии с магнитной самоизоляцией входной и выходной токи отличаются менее чем на 10% до 230 нс от момента начала тока для никелевых электродов и вплоть до 350 нс для линий, центральный электрод которых изготовлен из золота. В экспериментах не было обнаружено зависимости потери транспортирующих свойств линии от наличия масляной пленки на поверхности электрода. Показано также, что электронные утечки не вносят существенный вклад в потери передаваемой энергии. Экспериментальные результаты сравниваются с расчетами взрыва электродов и последующего разлета плазменного слоя. Сделан вывод, что время эффективного функционирования модели магнитоизолированной транспортирующей линии удовлетворяет требованиям к транспортирующим линиям, которые предьявляет концептуальный проект термоядерного реактора.

Ключевые слова: магнитоизолированная транспортирующая линия, электрический взрыв, термоядерный реактор на основе Z-пинчей.

MODELING OF HIGH-CURRENT MAGNETICALLY SELF-INSULATED LINES WITHIN THE FRAMES OF CONCEPTUAL PROJECT OF IFE REACTOR BASED ON Z-PINCHES. S.S. ANAN'EV, Yu.L. BAKSHAEV, A.V. BARTOV, P.I. BLINOV, S.A. DANKO, A.I. ZHUZHUNASHVILI, E.D. KAZAKOV, Yu.G. KALININ, A.S. KINGSEP, V.D. KOROLEV, V.I. MIZHIRITSKY, V.P. SMIRNOV, G.I. USTROEV, A.S. CHERNENKO, A.Yu. SHASHKOV, S.I. TKACHENKO. A series of experiments has been carried out on the S-300 pulsed power machine (3 MA, 0.15 Ohm, 100 ns), devoted to the study of a section of magnetically insulated vacuum transporting line (MITL) at the current density up to 500 MA/cm² and the linear current density up to 7 MA/cm. These parameters fairly correspond to those of the Sandia Laboratories' conceptual project of IFE reactor based on the fast Z-pinch. As a result of electrode heating by the current flow, its surface becomes exploded and coated by the plasma sheath. That may result in loss of the MITL transporting ability because of the vacuum gap shortening by a plasma. In our experiments, the dynamics of plasma adjacent to the electrode surface and MITL transporting ability were studied depending on both electrode material and its surface purity. It has been proved experimentally that by pass of the current with the linear current flow density up to 7 MA/cm along the MITL model, the input and output current coincide, with the 10% accuracy, during 230 ns from the current start for Ni electrodes and over 350 ns for Au axial electrodes. No dependence of the transporting properties upon the oil layer on the electrode surface was found. It has been shown as well, that electron leaks do not provide any essential input to the losses of the energy transported. The experimental data have been compared with the numerical simulations of the electrode surface explosion and subsequent plasma sheath expansion. Our conclusion is a positive one: the duration of efficient operation of the MITL model is enough to satisfy the conditions on the recyclable MITL for transportation of energy onto the target within the frames of conceptual project of Z-pinch IFE reactor.

Key words: magnetically insulated transmission line, electric explosion, Z-pinch-driven fusion reactor.

введение

В работе [1] Лабораториями «Сандия» (США) представлен концептуальный проект инерциального УТС-реактора на основе быстрого Z-пинча. Один из ключевых моментов данного проекта, а также поджига термоядерной мишени в разовом режиме (такие эксперименты на данный момент более востребованы и реалистичны) — уничтожаемые/возобновляемые вакуумные магнитоизолированные транспортирующие линии (МИТЛ) для доставки энергии от генераторов до мишени. МИТЛ — достаточно традиционные системы, применяющиеся для транспортировки энергии в различных схемах сильноточных импульсных генераторов большой мощности. Однако в проекте [1] предполагается их использование при потоке энергии и плотности тока столь высоких, при которых какая-либо информация о транспортирующих свойствах линии до наших работ [2, 3] отсутствовала. В частности, в упомянутом проекте необходимо подвести к лайнеру диаметром ~3 см ток порядка $I \sim 60$ —90 MA. Отсюда следует, что амплитудное значение линейной плотности тока на оконечных участках передающей линии будет достигать 5—10 МА/см. При толщине электродов порядка глубины скинирования тока (~100 мкм) величина его плотности, вычисленная по их начальной толщине, будет порядка 500 МА/см². При нагреве электрода МИТЛ протекающим током его поверхность может взрываться, в результате чего возможно формирование плазменного слоя на поверхности. Поскольку для обеспечения протекания таких токов необходимо минимизировать индуктивность транспортирующих линий, а для этого нужно обеспечить минимальный зазор между ее электродами, вопросы перемыкания зазора плазмой очень важны. Поэтому изучение поведения материала электродов МИТЛ и работы самой линии в условиях столь высоких токов представляется одной из ключевых задач, которые необходимо решить в обоснование проекта УТС-реактора на основе быстрого Z-пинча. Кроме того, взрыв электродов в линии может приводить к потере ее передающих свойств и по следующим причинам: неприемлемое увеличение эффективного сопротивления электродов МИТЛ при нагреве и увеличение ионных утечек тока с положительного электрода через вакуумный зазор МИТЛ из-за формирования на нем плазменного слоя.

Заметное влияние на эти процессы могут оказывать свойства самого материала электродов — атомный вес, наличие в нем сорбированных (на поверхности и в объеме) газов, количество и состав которых зависят от используемого металла, а также присутствие на его поверхности различного рода загрязнений (например, масел, попадающих на поверхность катода при работе вакуумных насосов и др.). Для их исследования на сильноточном генераторе C-300 проведена серия экспериментов, посвященных изучению влияния динамики приэлектродной плазмы на транспортировку тока с погонной плотностью до 7 МА/см (без учета разлета плазмы) по отрезку линии с магнитной изоляцией в зависимости от материала и состояния поверхности электродов. Были проведены экспериментальные исследования и численные расчеты взрыва электродов из различных материалов, значительное внимание уделялось изучению динамики электродной плазмы и её влияния на транспортировку энергии, проведено определение критических параметров МИТЛ, а именно максимальной длительности сохранения передающих свойств и возможных ограничений на ее работу. В статьях [2, 3] представлены результаты проведенных исследований, данная статья обобщает их, являясь своего рода обзором всех проведенных серий экспериментов по представленной теме. Аналогичные исследования, но с меньшими величинами линейного тока представлены также в [4].

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Описание установки. Установка С-300 является мощным 8-модульным импульсным генератором, позволяющим развивать на различных нагрузках ток до 4 МА с фронтом нарастания ~100 нс и энергией в импульсе ~100 кДж при напряжении до 700 кВ. Общий вид установки приведен на рис. 1. Каждый модуль состоит из генератора импульсного напряжения (ГИН), водяной накопительной емкости — промежуточного накопителя (ПН), который является первой ступенью обострения импульса, (двойной) водяной формирующей линии и двух водяных передающих линий (рис. 2). Энергия с 32 водяных транспор-



Рис. 1. Общий вид установки С-300

тирующих линий через цилиндрический диэлектрик (ускорительную трубку), разделяющий водяной и вакуумный объемы, поступает в общую вакуумную камеру, внутри которой находится концентратор энергии, выполненный на основе линий с магнитной самоизоляцией.

ГИН, собранный по схеме Аркадьева— Маркса, погружен в трансформаторное масло. Каждый из его 20 каскадов содержит четыре конденсатора типа ИК-100-0,4, соединенных попарно параллельно-последовательно. В качестве коммутаторов используются газонаполненные трехэлектродные симметричные разрядники, работающие по принципу искажения поля. Ударная емкость в импульсе каждого генератора



составляет 0,16 мкФ. Энергия, запасенная в восьми генераторах при максимальном зарядном напряжении 80 кВ, равна 820 кДж.

Рис. 2. Структурная схема установки С-300

Промежуточный накопитель предназначен для быстрой зарядки формирующих линий. Время зарядки формирующих линий 130—150 нс. Коммутация ПН производится четырехэлектродными газовыми разрядниками с искажением поля, одновременное срабатывание которых обеспечивает синхронную работу всех восьми модулей.

Формирующая система, которая состоит из восьми формирующих линий, собрана в одном баке, заполняемом обезгаженной деионизованной водой. Выходной электрический импульс формируется с помощью водяных коммутаторов, работающих в режиме самопробоя. Электроды самопробойных коммутаторов расположены сверху и снизу плоской формирующей линии, с погонным числом — четыре коммутатора на метр.

Концентратор энергии представляет собой систему радиально сходящихся вакуумных плоских линий, работающих в режиме магнитной самоизоляции. Ток от отдельных модулей по этим линиям подводился к выходному узлу (рис. 3), в центре которого помещалась нагрузка. Собственная индуктивность самого концентратора энергии составляла 7 нГн.

Используемые нагрузки. В наших экспериментах импульсный ток с амплитудой 1,5—2 МА и временем нарастания до максимума 120—200 нс пропускался через участок коаксиальной цилиндрической вакуумной линии длиной 1 см с диаметром внутреннего токопровода, изменяющимся от 0,075 до 0,12 см, это обеспечивало достижение требуемых значений линейной плотности тока 3—7 МА/см на внутреннем (катодном) электроде. Поскольку в полномасштабных проектах представляет интерес минимизация количества материала, теряемого при испарении токопроводов в уничтожаемых секциях МИТЛ, в большей части описываемых модельных экспериментов использовались внутренние цилиндрические токопроводы в виде тонкостенных трубок с толщиной стенки существенно меньше скин-слоя для материала токопровода в его исходном (холодном) состоянии. Например, в случае никелевых трубочек их толщина, как правило, была ~100 мкм при толщине скин-слоя на основной гармонике тока ~200—500 мкм. Тонкостенность нагрузки обусловливает больший удельный энерговвод, что может привести к более раннему (по сравнению со сплошными электродами) проявлению упоминавшихся процессов, вызывающих сни-



Рис. 3. Схема выходного узла: a — вид сбоку в сечении В—В; δ — вид сверху в сечении С—С

жение эффективности МИТЛ. В описываемой серии экспериментов использовались внутренние токопроводы МИТЛ из материалов, заметно различающихся по атомной массе, термическим и абсорбционным характеристикам (алюминий, никель, вольфрам, золото, свинец). Использовались выходные устройства с обратными токопроводами различных конструкций (см. рис. 3, б): отрезки коаксиальных линий, выходное устройство с обратными токопроводами, представляющими собой два латунных электрода с плоской внутренней поверхностью, расположенных симметрично относительно катода на расстоянии 5 мм от оси МИТЛ, а также выходное устройство с обратным токопроводом в виде трех стержней. Стержни диаметром 3—5 мм изготавливались из вольфрама или нержавеющей стали и устанавливались на диаметре 15 мм. Эксперименты показали, что в наших условиях эффективность передачи тока практически не зависит от формы внешнего электрода, поэтому в дальнейшем использовалась именно последняя геометрия, позволяющая задействовать одновременно большее количество диагностической аппаратуры.

Схема предварительного нагрева нагрузки. Согласно многочисленным исследованиям при протекании импульсного тока с большой линейной плотностью через проводник вблизи его поверхности в результате взрыва металлической поверхности электрода появляется плазменный слой. Однако возможной причиной более раннего образова-

ния проводящей среды вокруг нагрузки может быть ионизация десорбированного с поверхности трубочки. Поэтому в наших экспериментах была предпринята попытка «очистки» материала наиболее «токонагруженного» внутреннего токопровода путем его предварительного (и продолжительного) прогрева непосредственно перед подачей основного токового импульса. Для этого внутренний токопровод поддерживался в течение ~1 ч в нагретом состоянии при температуре, максимальное значение которой для различных материалов изменялось в диапазоне от 200 до 600 °C. Нагрев осуществлялся постоянным током величиной 10—40 А, подаваемым от отдельного выпрямителя через разделительные индуктивности (L_1 и L_2 на рис. 3, *a*). В связи с тем, что в наших экспериментах для высоковакуумной откачки использовались паромасляные диффузионные насосы, при прекращении нагрева неизбежно быстрое восстановление масляной пленки на поверхности металла, что при прохождении тока по катоду может способствовать образованию на нем плазмы из легких элементов (C, O, H, N). Быстрый разлет последней может привести к ухудшению токопередающих свойств линии. Минимальное время образования монослоя газов после отключения прогрева составляет $t \sim \frac{1}{10^6 p}$ [5], где p — давление в камере установки, из-

меренное в торрах (при давлении 10^{-5} торр за 100 мс металл вновь покрывается монослоем газа). Поэтому нагрев (например, в случае использования трубочки, изготовленной из никеля, до 600 °C) внутреннего катодного электрода производился с начала высоковакуумной откачки в непрерывном режиме, без отключения выпрямителя перед подачей рабочего импульса. Поскольку давление насыщенных паров технических масел при температуре 600 °C больше 0,5 торр [6], посредством такого прогрева в наших условиях надежно удаляется масляная пленка с поверхности внутреннего токопровода. Кроме того, при такой обработке должна значительно уменьшиться концентрация газов H₂, CO, растворенных в никеле. Тем не менее, чтобы уменьшить, например, концентрацию растворенного кислорода в никеле, необходим нагрев до существенно более высокой температуры [7].

Для защиты низковольтных частей схемы от пробоя высоким напряжением, возникающим, в основном, за счет индуктивного падения потенциала на МИТЛ и шунте при подаче рабочего импульса тока, составлявшего в наших условиях от 100 до 300 кВ, помимо разделительных индуктивностей, использовался малоинерционный твердотельный разрядник (см. рис. 3, *a*). Кроме того, непосредственно перед подачей основного импульса осуществлялось переключение нагрева на автономный источник электропитания (аккумулятор).

В твердотельном разряднике в качестве «пробиваемой» (а следовательно, обновляемой перед каждым экспериментом) изоляции использовались стопки из многослойной полиэтиленовой или фторопластовой пленки, зажатые между плоскими электродами. Суммарная толщина изоляции подбиралась с таким расчетом, чтобы ее пробойное напряжение было ~2—5 кВ для стационарного случая. Разрядник пробивался при каждом рабочем импульсе; при этом изолятор вакуумного ввода, а также все остальные элементы схемы вне вакуумной камеры оставались неповрежденными.

Максимальное значение температуры, достигаемой с использованием описанной процедуры прогрева внутреннего токопровода МИТЛ, определялось, главным образом, величиной сопротивления токопровода и температурой плавления используемых материалов. В итоге при очистке от сорбированного (поглощенного металлом) газа в наших экспериментах было возможно удаление газов (кроме кислорода, см. [7]) из никеля при прогреве до температуры приблизительно 600 °C, а также удаление водорода из алюминия, в котором его содержание вследствие длительного выдерживания при температуре 200 °C уменьшается на два порядка. Кроме никеля и алюминия, применялось также золото, практически не содержащее растворенных в нем газов (прогреваемое до 200—300 °C только для удаления масляной пленки с поверхности). Эти металлы можно было считать «очищенными» от посторонних примесей. В меньшей степени это относится к вольфраму, прогреваемому в наших опытах не более чем до 120 °C; свинец не прогревался.

ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДИАГНОСТИКИ

Используемые диагностические методы в соответствии с поставленными задачами можно условно разделить на три класса: 1) собственно исследование транспортирующих свойств линии, что сводится к измерению входных и выходных токов; 2) исследование динамики приэлектродной плазмы в зазоре линии, что требует регистрации её полутоновых изображений с временным разрешением как в собственном излучении в различных спектральных диапазонах, так и в лазерной тени; 3) измерения рентгеновского излучения из плазмы и с электродов линии. Далее мы опишем диагностические методы, большинство из которых ранее были опробованы в различных экспериментах на установке C-300 (см., например, [2, 8]).

Измерения токов и напряжения. Напряжение на катоде диодного узла измерялось индуктивным или омическим делителями, высоковольтный конец которого подключался в области подсоединения полозков вакуумного концентратора к катоду.

Входной и выходной токи измерялись с помощью калиброванных магнитных петель и шунтов соответственно. Ток, подводимый к МИТЛ, измерялся посредством интегрирования суммарного сигнала с восьми миниатюрных (0,2×0,2 см) калиброванных «входных» магнитных петель, размещенных равномерно по азимуту на входе дисковой линии на расстоянии 50 мм от оси линии.

Входной конец МИТЛ подсоединялся к дисковой линии (анод—катод на рис. 3, *a*), а выходной конец — либо непосредственно к металлическому диску на торце, либо, в большинстве опытов, через отрезок цилиндрической вакуумной линии коаксиального шунта (индуктивность которого ~3 нГн включалась последовательно в общий контур импульсного тока с индуктивностью ~15 нГн). Резистивный элемент этого шунта (с сопротивлением постоянному току менее 10^{-3} Ом), выполненный из нихромовой фольги толщиной 200 мкм (это меньше толщины «холодного» скин-слоя для основной гармоники токового импульса), был включен последовательно на внутреннем электроде токопровода на диаметре 4 см. Так как при импульсном токе амплитудой до 2 МА в течение всего токового импульса его температура была заметно ниже температуры плавления нихрома (в соответствии с оценками, к моменту достижения максимума тока температура не превосходила 200—400 °C), он не разрушался.

Величина тока корректировалась с учетом изменения уровня сигнала вследствие диффузии электромагнитного поля, индуцируемого током через материал фольги (аналогичная процедура описана в работе [9]). Это позволило увеличить широкополосность шунта до частот, при которых скин-слой может быть меньше толщины фольги, что в свою очередь позволяет регистрировать изменения тока с характерным временем 10—20 нс. Кроме того, производилась коррекция, при которой учитывалось увеличение электросопротивления фольги в результате ее нагрева измеряемым импульсным током. Схемы экспериментов с короткозамкнутой линией и низкоиндуктивным шунтом на её выходе представлены на рис. 3. Дополнительные элементы (нагрузка, шунт и т.д.) существенно увеличили индуктивность мишенного узла, что привело к уменьшению выходного тока генератора и удлинению его фронта нарастания: амплитуда тока на входе в мишенный узел изменялась в интервале от 1 до 1,8 MA с характерным временем нарастания ≈160—200 нс.

Лазерное зондирование. Информация о динамике плотной приэлектродной плазмы была получена с помощью многокадровой теневой и шлирен-фотографии плазмы. Лазерное зондирование проводилось на второй гармонике лазера YAG:Nd⁺³ ($\lambda = 0,532$ мкм). Укорочение лазерного импульса осуществлялось за счет эффекта вынужденного рассеяния Мандельштама—Бриллюэна в четыреххлористом углероде. Лазерная диагностика позволяла проводить пятикадровое теневое фотографирование плазмы с экспозицией 300 пс и интервалами между ними 10 нс или трехкадровое шлирен-фотографирование с интервалами 20 нс [10].

Для неподвижного объекта пространственное разрешение используемой оптической системы в предметной плоскости не хуже 25 мкм. Основным фактором, влияющим на пространственное разрешение, является высокая скорость движения плазмы: при длительности зондирующего импульса 0,3 нс оно меняется от 40 штрихов/мм при скорости 8×10^6 см/с до 15 штрихов/мм при скорости $2 \cdot 10^7$ см/с, последняя является максимальной зарегистрированной скоростью движения плазменных объектов в описываемых экспериментах.

В соответствии с оценками, приведенными в [2] для геометрии нашего эксперимента, почернение из-за рефракции наступает при $N_e = (1-2)10^{20} \text{ см}^{-3}$ (этим значениям соответствует ионная концентрация плазмы из материалов с $Z \ge 10$ не менее $2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$). Почернение, обусловленное тормозным поглощением на длине волны используемого зондирующего излучения, в наших экспериментах с учетом характерных размеров плазмы (доли миллиметров) становится заметным при ионной концентрации $6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Следовательно, поглощение становится существенным при концентрации в несколько раз меньше, чем можно было бы ожидать появление тени, обусловленной рефракцией.

Для регистрации плазмы меньшей концентрации в экспериментах применялась трехкадровая шлирен-съемка. В фокальной плоскости объектива (F = 160 см), строящего изображение нагрузки, располагались три шлирен-маски, каждая из которых представляла собой диск диаметром 1 мм, закрывающий фокальное пятно одного из трех зондирующих лазерных лучей. Эти размеры определяли минимально возможный регистрируемый угол рефракции $\Omega = 3 \cdot 10^{-4}$ рад. Для проводимых экспериментов это соответствовало $\nabla N_e = 3 \cdot 10^{19}$ см⁻⁴ и $N_e \approx \nabla N_e (0,02 - 0,04)$ см $\approx 6 \cdot 10^{17} - 1,2 \cdot 10^{18}$ см⁻³. Маски меньших размеров использовать было нецелесообразно, так как этот угол сравним с углом расходимости лазерного излучения и углом его дифракции на диаметре внутреннего электрода. Из-за этой неидеальности системы, а также из-за отражения зондирующих лучей на внутренних металлических плоскостях окна выходного узла на шлирен-изображениях должна наблюдаться светлая «рамка» на границах цилиндрической нагрузки и на краях выходного окна.

Электронно-оптическая регистрация изображений плазмы. Основная часть информации о динамике плазмы в межэлектродном зазоре МИТЛ была получена с использованием электроннооптической хронографии в видимой области спектра. Изображение транспортирующей линии проецировалось на фотокатод электронно-оптического хронографа СФЭР6 в масштабе 1:1. Времяанализирующая щель ориентировалась перпендикулярно оси МИТЛ, вырезая область на середине её высоты, это позволяло вести наблюдение за движением плазмы в радиальном направлении. Пространственное разрешение по объекту составляло 8 штр./мм, в зависимости от длительности развертки (500 или 700 нс) временное разрешение было не хуже 5 или 7,5 нс.

Оптимальная интенсивность засветки фотокатода обеспечивалась подбором светофильтров, устанавливаемых перед щелью. В том случае, если была необходимость регистрации более редкой плазмы, увеличивалась чувствительность тракта с одновременным расширением динамического диапазона. Расширение диапазона достигалось локальным ослаблением светового потока электронно-оптической камеры в местах изображения, соответствующих заведомо наиболее яркой области исследуемой МИТЛ (в первую очередь — поверхности центрального электрода).

Производилось также четырехкадровое фотографирование вакуумного зазора в вакуумном ультрафиолетовом и мягком рентгеновском спектральных диапазонах с экспозицией 10 нс, которое осуществлялось с помощью планарного открытого или экранированного лавсановым фильтром (толщиной 3 мкм, с границей отсечки 800 эВ) рентгеновского электронно-оптического преобразователя (ЭОП), выполненного на основе микроканальной пластины (МКП). Изображение объекта формировалось с коэффициентом увеличения 1:1 на МКП с помощью четырехканальной камерыобскуры с диаметром отверстий 80 мкм.

Измерения мягкого и жесткого рентгеновского излучения. Мягкое рентгеновское излучение (10—300 эВ) из области промежутка линии регистрировалось вакуумными рентгеновскими диодами (ВРД) с тонкими фильтрами. Для регистрации излучения плазмы в этом диапазоне применялись вакуумные диоды с золотыми и никелевыми фотокатодами с тонкими нитроцеллюлозными фильтрами и без них. Спектральная зависимость чувствительности используемых детекторов представлена на

рис. 4, *a*, а спектральная зависимость отношения чувствительности пар детекторов — на рис. 4, б. Вакуумные диоды располагались на удалении L = 2,2 м от исследуемых электродов, площадь катода составляла $S_{BJ} = 1,27$ см². Состояние фильтров контролировалось перед каждым экспериментом ввиду их частого выхода из строя.

Жесткое рентгеновское излучение (десятки-сотни килоэлектронвольт) с обратных токопроводов регистрировалось коллимированными полупроводниковыми датчиками. При этом использовался абсолютно калиброванный рентгеновский полупроводниковый детектор, который находился на расстоянии 100 см от анода. Детектор размещался в конце свинцового коллиматора внутренним диаметром 26 мм и длиной 100 см, на другом конце которого устанавливалась диафрагма диаметром 5 мм. В экспериментах, в которых МИТЛ представляла собой два плоских анода и центральный цилиндрический катод (D = 0.8 мм), латунный анод играл также роль фильтра, толщина анода в области наблюдения $\Delta = 1$ мм. Ток утечек рассчитывался по сигналу с детектора в предположении, что рентгеновское излучение соответствует тормозному спектру монохроматического электронного пучка с энергией, равной напряжению на входе в линию (250 кВ).



Рис. 4. Спектральная чувствительность вакуумных диодов (*a*): 1 - c золотым катодом и нитроцеллюлозным фильтром толщиной 40 нм, 2 - c никелевым катодом и нитроцеллюлозным фильтром толщиной 40 нм, 3 - c золотым катодом и нитроцеллюлозным фильтром толщиной 80 нм; спектральная зависимость попарного отношения чувствительности этих же диодов (δ)

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ



Рис. 5. Осциллограмма входного тока $I_{in}(a)$ и хронограмма разлета катодной плазмы (негатив) (δ)



Рис. 6. Осциллограммы входного I_{in} и выходного I_{out} токов (*a*) и хронограмма разлета плазмы в модели линии (негатив) (δ)



Рис. 8. Осциллограммы входного и выходного токов в отсутствие «кроубара»

Результаты измерений входного и выходного токов и динамика плазмы в зазоре. Прежде чем перейти к анализу динамики прикатодной плазмы, следует сделать некоторые замечания о результатах токовых измерений. Об утечках или закоротках в линии, в первую очередь, следует судить по отличию формы токов на входе в мишенный узел, измеряемый петлями, и на выходе линии, регистрируемой шунтом. Соответствующие осциллограммы приведены на рис. 5, 6. Специфика работы выходного каскада генератора С-300 заключается в том, что при больших токах происходит закоротка цепи на участке между выходом транспортирующих линий и магнитными петлями, измеряющими входной ток мишенного узла (рис. 7). В этом случае происходит замораживание магнитного потока в цепи и петли регистрируют медленно спадающий ток (явление «кроубара»). На рис. 8 видно, что формы временных зависимостей входного тока I_{in} в мишенный узел и выходного Iout, измеряемого шунтом, до 260 нс (с момента включения) совпадают с хорошей точностью, после чего начинают расходиться. При этом осциллограмма выходного тока имеет типичную для «кроубара» форму. Это можно объяснить тем, что в момент «расхождения» кривых происходит закоротка в мишенном узле или в линии с магнитной изоляцией на участке между петлями и шунтом и выходной ток замораживается в контуре 2 (см. рис. 7).

При больших входных токах в случае «кроубара» в контуре 1 (см. рис. 7) осциллограммы входного и выходного токов визуально различаются существенно меньше, однако с учетом сказанного мы считаем, что именно в момент «расхождения» осциллограмм нарушается магнитная изоляция на участке цепи мишенный узел-МИТЛ между магнитными зондами и шунтом. Существенным является факт, что расхождение осциллограмм происходит существенно раньше, чем перемыкание зазора линии плотной плазмой (рис. 9—13). На теневых фотографиях (см. рис. 9) изображения плотной плазмы, разлетающейся от центрального электрода, выглядят как хорошо сформированные цилиндрические образования, имеющие резкие границы (уменьшение концентрации происходит на порядок величины на пространственном масштабе 0,2-0,4 мм). Сказанное в большой степени относится и к шлиренизображениям (см. рис. 10), за исключением отдельных выбросов. Действительно, на цилиндрической нагрузке, расположенной в центре выходного узла, на втором и третьем кадрах справа рис. 10 видно небольшое плазменное образование, разлетающееся со скоростью около 10⁷ см/с, что может свидетельствовать о развитии неустойчивости. На остальной поверхности нагрузки области градиента прозрачной плазмы мало отличаются от «рамки», что и позволило указать только верхнюю границу электронной концентрации в 5·10¹⁷ см⁻³.

Обобщенные данные лазерного зондирования (см. рис. 11) свидетельствуют, что вплоть до времени 240 нс от начала тока плотная плазма с концентрацией электронов $5 \cdot 10^{17}$ см⁻³ и более разлетается по диаметру не более чем на 3,2 мм при начальных диаметрах электрода 1,2—1,5 мм. В некоторых экспериментах на начальной стадии разряда было зарегистрировано поджатие трубчатого электрода.

Лазерные теневые фотографии, приведенные на рис. 12 и 13, демонстрируют динамику разлета плотной плазмы катода из алюминия и золота. Кроме уменьшения скорости разлета с увеличением атомного веса, можно еще отметить, что в области плотной алюминиевой плазмы развиваются как мелкомасштабные неустойчивости (в плазме золотого катода такая неустойчивость тоже развивается), так и неустойчивости, масштаб которых сравним с высотой трубочки. Это приводит к тому, что внешние слои области, занятой плазмой алюминиевого катода, оказываются более изрезанными. (В работе [2] обсуждались некоторые вопросы развития неустойчивости в электродной плазме, однако эта тема требует отдельного рассмотрения.)

На рис. 5 и 6 можно видеть характерные особенности хронограмм динамики катодной плазмы. Свечение катода возникает приблизительно на 60-80-й нс от начала тока, причем на хронограммах хорошо заметна неоднородность свечения плазмы: область яркого свечения — плазменкерн с высокой концентрацией ный (повидимому, оптически плотный в видимом свете), гало меньшей светимости — плазма с меньшей концентрацией. Расхождения входного и выходного токов на осциллограммах свидетельствует о наличии токов утечки, перемыкающих линию. Следовательно, можно утверждать, что от момента включения тока и вплоть до момента времени, в который временные зависимости входного и выходного токов начинают расходиться, МИТЛ



110 нс 130 нс 150 нс Рис. 10. Типичные примеры шлирен-фотографий. Граница контура соответствует электронной концентрации 5⋅10¹⁷ см⁻³



Рис. 11. Диаметр катодной плазмы, определенный из теневых и шлирен-изображений. Линиями соединены точки, полученные в одном эксперименте





Рис. 12. Лазерные теневые фотографии разлетающейся электродной плазмы алюминиевого катода. Время съемки указано в наносекундах от начала тока

Рис. 13. Лазерные теневые фотографии разлетающейся электродной плазмы золотого катода. Время съемки указано в наносекундах от начала тока



Рис. 14. Осциллограммы входного (I_{in}) и выходного (I_{out}) токов (a) и хронограмма разлета электродной плазмы (негатив) (δ) . Катод — никелевая трубочка диаметром 0,75 мм и толщиной стенки 100 мкм



Рис. 15. Хронограмма разлета плазмы катода из никеля (стрелкой указан плазменный филамент)

сохраняет свои токопередающие свойства вне зависимости от фазового состояния электродов. Поскольку перемыкание зазора катод-анод плазмой, наблюдаемой на хронограммах, происходит в более поздние моменты, можно предположить [2], что МИТЛ начинает терять свои токопередающие свойства в момент перемыкания зазора редкой плазмой, которая на приведенных хронограммах не была зарегистрирована. Для того чтобы проверить это предположение, были проведены эксперименты по регистрации хронограмм с большей чувствительностью, в которых была предусмотрена возможность регистрации редкой плазмы. На рис. 14 видно, что фронт слабосветящейся редкой плазмы, перемыкающей зазор существенно раньше плотной плазмы, перемещается с видимой поперечной скоростью 2,5.107 см/с. В момент прихода этой плазмы на анод (к ~200-й нс) выходной ток уменьшается по сравнению с входным. Приход плотной плазмы на анод приводит к полному разрушению магнитной изоляции.

В некоторых экспериментах на хронограммах разлетающейся плазмы были зарегистрированы отдельные филаменты, которые могут указывать на развитие неустойчивостей, приводящих к более быстрому расширению редкой плазмы (рис. 15). Непосредственным свидетельством этого могут служить ЭОП-фотографии (рис. 16 и 17) в мягком рентгеновском излучении. Они

демонстрируют неустойчивость плазменного слоя малой концентрации, разрушающую его одномерную структуру с азимутальной модой с m = 0, вклад мод с большими числами m, скорее всего, заметно меньше. Характерной особенностью наблюдаемой неустойчивости является увеличение пространствен-



Рис. 16. Осциллограммы напряжения и тока (*a*) и электронно-оптические фотографии плазмы, окружающей центральный электрод, в вакуумном ультрафиолете и мягком рентгеновском излучении (*б*)



Рис. 17. То же, что и на рис. 16, в более жестком диапазоне излучения

ного периода возмущений со временем, что типично для ЭМГ-неустойчивости, которая развивается при плотностях плазмы, соответствующих параметрам электронной магнитной гидродинамики (ЭМГ) [11]:

$$\frac{Mc^2}{4\pi e^2 a^2} >> n >> \frac{m_e c^2}{4\pi e^2 a^2},$$
(1)

где *а* — характерный пространственный масштаб задачи; *e*, *m*_e — заряд и масса электрона; *M* — масса иона; *n* — концентрация электронов.

Влияние чистоты поверхности на транспортирующие свойства линии. Рассмотрим результаты экспериментов, в которых исследовалось влияние чистоты поверхности катода на динамику закорачивания промежутка плазмой. *а*

На рис. 18, а приведены осциллограммы входного и выходного токов в экспериментах, проведенных без предварительного прогрева и с прогревом никелевой трубочки. Видно, что в этих экспериментах временные зависимости выходного и входного токов совпадают с точностью не хуже 10% вплоть до момента 220-230 нс. Хронограммы катодной плазмы (рис. 18, б) также демонстрируют очень похожую динамику её разлета в обоих вариантах эксперимента. Некоторое отличие заключается в том, что на хронограммах изображения разлетающейся плазмы нагрузок, которые не были предварительно прогреты, имеют более диффузную границу. Аналогичные эксперименты с преднагревом и без него, проведенные с другими материалами, в частности, с алюминиевым катодом, также не показали существенной разницы ни в динамике плазмы, ни во времени перемыкания линии. Таким образом, можно заключить, что в наших условиях при больших плотностях тока наличие или отсутствие масляной пленки на поверхности электродов существенно не сказывается ни на динамике замыкания плазмой межэлектродного зазора, ни на транспортирующих свойствах линии с магнитной самоизоляцией.

Необходимо отметить, однако, что некоторые различия в динамике плазмы в экспериментах с преднагревом катода все-таки наблюдаются. В частности, статистически импульс тормозного рентгеновского излучения возникал в среднем на 20 нс раньше в экспериментах с нагревом катода, чем без нагрева (возможную причину этого обсудим далее). В некоторой степени это справедливо и для начала свечения катодной плазмы, что может быть вызвано более ранним появлением «электродной» плазмы на катоде и в зазоре линии. Однако, как уже было отмечено, никаких существенных различий в транспортирующих свойствах линии при этом обнаружено не было.

Влияние материала электрода на транспортирующие свойства линии. Во второй серии экспериментов изучалось влияние материала катода (так как именно у



Рис. 18. Осциллограммы входного I_{in} (—) и выходного I_{out} (—) токов без предварительного прогрева и с предварительным прогревом (*a*) и хронограммы разлета электродной плазмы (негатив) (*б*): 1 — при работе без предварительного прогрева; 2 — с предварительным прогревом. Катод — никелевая трубочка диаметром 0,75 мм и толщиной стенки 100 мкм

этого электрода большая погонная плотность тока) на скорость разлета плазмы, а следовательно, и на закоротку линии. В основе этих исследований лежит предположение, что плазма из более тяжелых элементов будет разлетаться с меньшей скоростью. Впрочем, в отличие от свободного расширения плазмы в вакуум при ее расширении в сильном магнитном поле это утверждение не является справедливым априори, поэтому оно и потребовало экспериментальной проверки.

В описываемой серии экспериментов внутренний токопровод изготавливали из свинца, вольфрама и золота (кроме упомянутых никеля и алюминия). Первый из них разумно использовать для изготовления разрушающихся частей передающих линий, так как предполагается, что резервуар реактора будет заполнен расплавленным свинцом. Золото интересно как материал с существенно более низким газопоглощением в сравнении с другими металлами. Нагрузки представляли собой трубочки с внешним диаметром 1,2 мм и толщиной стенки 200—250 мкм (это больше или равно толщине скинирования тока). Для того чтобы увеличить механическую прочность катода и упростить его монтаж в вакуумной камере, трубки из алюминия, свинца, а также часть трубок из золота навивались на трубки из никеля с внешним диаметром 0,75 мм и толщиной стенки 0,1 мм, иногда в качестве электрода использовали вольфрамовый стержень диаметром 1 мм.

На рис. 19-22 показаны осциллограммы входного и выходного токов и хронограммы разлета ка-



Рис. 19. Осциллограммы входного $I_{\rm in}$ (1) и выходного $I_{\rm out}$ (2) токов в экспериментах с золотым катодом, навитым на никелевую трубочку (*a*), полой золотой трубочкой (δ). Внизу — хронограммы разлета электродной плазмы (негатив)

Рис. 21. Осциллограммы входного I_{in} и выходного I_{out} токов в экспериментах с алюминиевым катодом, навитым на никелевую трубочку (*a*) и хронограмма разлета электродной плазмы (δ)

Рис. 22. Осциллограммы входного I_{in} и выходного I_{out} токов в экспериментах со свинцовым катодом, навитым на никелевую трубочку (*a*) и хронограмма разлета электродной плазмы (δ)

тодной плазмы, полученной из различных материалов. В соответствии с хронограммами можно сделать вывод, что электродная плазма с большим значением атомной массы *M* разлетается медленнее. Однако, как и в предыдущих экспериментах, токопередающие характеристики МИТЛ начинают ухудшаться до момента перемыкания межэлектродного зазора плотной плазмой, поэтому зависимость токопередающих свойств от величины *M* оказалась не столь явной. Утечки тока на катодах из вольфрама и алюминия начинаются приблизительно одновременно к 250—260-й нс по отношению к началу импульса тока. В случае тонкостенных (100 мкм) никелевых трубочек время совпадения токов несколько меньше — 230 нс.

Заметно дольше (300—320 нс) токонесущие свойства сохраняют катоды из золота, вне зависимости от наличия никелевой трубочки внутри. Промежуточные (270—280 нс) характеристики показывают свинцовые катоды.

В одном из экспериментов с целью замедления разлета плазмы с катода на него надевалась тонкая керамическая трубочка. Предполагалось, что это может замедлить разлет паров металла и тем самым отсрочить проникновение плазмы в зазор линии. Однако эта попытка не увенчалась успехом (рис. 23), поскольку промежуток времени от момента начала тока до начала свечения катодной плазмы не увеличился по сравнению с обычными условиями. Более того, зарегистрировано более раннее появление филаментов редкой плазмы, которая перемыкает зазор с высокой наблюдаемой радиальной скоростью. Повидимому, это происходит вследствие пробоя по поверхности диэлектрика на ранней стадии процесса, что может ускорить появление плазмы и развитие различных неустойчивостей.

Роль электронных утечек. Для оценки возможной роли электронных утечек производилась регистрация тормозного рентгеновского излучения с анодных токопроводов. На рис. 24 приведены типичные данные по выходу импульса жесткого рентгеновского излучения. Максимальное значение тока утечек, которое было зарегистрировано в этой серии экспериментов, составляет $I_d \leq 100$ кА и соответствует результатам эксперимента, в котором выход жесткого рентгена и расхождение токов были максимальными. Такие электронные утечки не могут внести существенный вклад в баланс токов, однако сам по себе факт наличия утечек в условиях сильной замагниченности электронов небезынтересен и заслуживает анализа.

Поскольку значимые величины импульса рентгеновского излучения зарегистрированы на ~ 100 — 150-й нс, т.е. в моменты, близкие к началу свечения катода, такие утечки тока вряд ли могут быть обусловлены плазменными эффектами. Вероятнее всего, причиной этих утечек является дрейф электронов через межэлектродный зазор в скрещенных азимутальном магнитном, индуцированном проходящим током, и электрическом полях. Электрическое поле имеет поперечный компонент, обусловленный индукционным членом *LdI/dt*. В некоторый промежуток времени в зазоре появляется еще и поле, связанное с конечной проводимостью центрального электрода. Оно имеет как поперечную,



Рис. 23. Хронограмма разлета электродной плазмы в условиях, когда на внутренний электрод (катод) надета керамическая трубочка диаметром 2,5 мм (негатив)



Рис. 24. Осциллограмма входного тока I_{in} , резистивная составляющая напряжения U_r и интенсивность жесткого рентгеновского излучения I_{γ} в модели линии, выполненной из никелевой трубочки

так и продольную составляющие. Действительно, при воздействии мощного импульса тока в результате нагрева и различных фазовых превращений центрального электрода и обратных токопроводов они постепенно теряют проводимость, что сопровождается появлением на них продольных электрических полей. Тогда можно ожидать, что через промежуток времени $\tau \sim h/v_d = 30$ —50 нс (здесь h = 0,54 см — величина межэлектродного зазора; $v_d \sim (1-2)10^7$ см/с — скорость дрейфа) от момента достижения заметной величины продольного электрического поля появится импульс рентгеновского излучения в зазоре. Затем в некоторый момент времени происходит резкое уменьшение падения напряжения (в этот момент происходит переход от твердотельного к плазменному типу проводимости вещества электродов). Это приведет к замедлению скорости дрейфа электронов, а следовательно, и окончанию импульса рентгеновского излучения. Поскольку повышение продольного напряжение является кратковременным процессом, импульс рентгеновского излучения также не может быть длительным. На рис. 24 представлены временные зависимости тока, импульса жесткого рентгеновского излучения, а также активной составляющей напряжения $U_r = IR + IdL/dt$, которая рассчитывалась по формуле $U_r = U - LdI/dt$ (где L — индуктивность диодного узла; U — напряжение, измеряемое делителем). Отметим, что в силу геометрии эксперимента в отличие от экспериментов по сжатию лайнеров полная индуктивность диодного узла не может увеличиваться, а может только уменьшаться, например, за счет частичного заплывания редкой плазмой межэлектродных зазоров. Таким образом, при выполнении условия IR << IdL/dt произойдет изменение знака величины U_r . В соответствии с рис. 24 видно, что на 110-й не изменение знака действительно имеет место. Следовательно, во время первых ~100 нс процесса кривую U_r можно с достаточным основанием отождествлять с временным ходом резистивного напряжения. Можно также отметить, что в эксперименте пик рентгеновского излучения, характерная полуширина которого ~30 нс, появляется через $t \sim 40$ —50 нс от момента начала резкого роста продольного напряжения (величина которого рассчитывалась), что свидетельствует о справедливости указанной причины утечек тока на фронте его нарастания. Уменьшение проводимости обратных токопроводов, линейная плотность токов по которым составляет 1—2 MA/см, и появление при этом соответствующих продольных электрических полей могут ещё в большей степени увеличить вероятность попадания дрейфующих электронов на анод.

В рамках такой модели достаточно легко объясняется более раннее начало импульса тормозного рентгеновского излучения в экспериментах с предварительным нагревом трубочки. Действительно, вследствие преднагрева сопротивление трубочки, а следовательно, энерговклад и резистивное напряжение на ней начинают расти в более ранние моменты времени, к этому же эффекту приводит и уменьшение влияния шунтирующего пробоя. Из-за этого электрические поля и связанный с ними дрейф электронов начинают нарастать раньше. Это и является причиной более раннего возникновения рентгеновского импульса.

Все приведенные рассуждения дают основание полагать, что наиболее вероятной причиной генерации жесткого рентгена является попадание дрейфующих в скрещенных полях электронов на анод, хотя нельзя полностью исключить и другие механизмы.

Оценка электронной температуры плазмы. По результатам абсолютных измерений ВРД без фильтров в предположении, что регистрируемое излучение является равновесным чернотельным, излучательная температура источника оценивалась в 10 эВ. Однако сравнение температуры плазмы, определенной по токам



Рис. 25. Типичные временные зависимости токов трёх вакуумных диодов, приведённых к единичной амплитуде (a), и временные зависимости отношений сигналов двух пар диодов (δ)

отдельных детекторов и соотношению токов пар детекторов с разными фильтрами, показало, что излучение из плазмы существенно отличается от планковского. Анализируя отношение сигналов пар ВРД с различными катодами и фильтрами (рис. 25, δ), можно сделать вывод, что в более жесткой области спектра энергия излучается преимущественно в квантах с энергией 100—200 эВ. Для таких энергий в случае плазмы вещества с большим Z естественно отождествить это излучение с рекомбинационным.

На рис. 25, *а* представлены приведённые к единичной амплитуде сигналы с ВРД. Видно, что формы сигналов достаточно хорошо совпадают, наибольшее отличие зарегистрировано на спадающей ветви временной зависимости токов — различие доходило до 20%. По соотношению сигналов на спадающей ветви импульсов можно говорить о некотором смягчении спектра во времени (относительный рост сигнала за более тонким фильтром). В соответствии с найденной спектральной областью излучения плазмы и чувствительностью вакуумных диодов можно оценить типичные величины мощности $(2,5-5)10^8$ Вт и суммарной энергии излучения ~15—30 Дж в мягком рентгеновском диапазоне. Предполагая, что плазма находится в равновесном состоянии, а ее излучение имеет объёмный характер, можно получить оценку её температуры и плотности. Для рекомбинационного спектра $hv = E + \chi_{i,n}$, где E — энергия свободного электрона, $\chi_{i,n}$ — потенциал ионизации конечного состояния для иона *i* и уровня *n*, на который «садится» электрон. В соответствии с работой [12] для никеля существует следующее соотношение между потенциалом ионизации и электронной температурой $\chi_{i,n} \approx 2T_e$, поэтому для качественных оценок можно считать, что $hv \approx 3T_e$. Следовательно, электронную температуру плазмы, ответственной за излучение, можно оценить в 50 эВ.

ЧИСЛЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ДИНАМИКИ КАТОДНОЙ ПЛАЗМЫ

В данном разделе описаны результаты математического моделирования электрического взрыва трубочек мегаамперными токами. В результате этих исследований были получены пространственновременные распределения электрофизических параметров (плотность, температура, проводимость и т.д.) электродной плазмы.

Математическая модель. Невозможность получения экспериментальной информации о пространственном распределении параметров вещества можно восполнить численным моделированием. При нагреве мощным импульсом тока проводника в конденсированных фазах температуры ионов и электронов можно считать одинаковыми, если время передачи энергии электроном решетке значительно меньше характерного времени задачи. В соответствии с [13] время передачи энергии от электрона решетке $\tau_1 \sim 10^{-12}$ с. Следовательно, при моделировании начальной стадии взрыва трубочек в режимах с характерным временем $\tau_c \ge 10$ нс можно ограничиться однотемпературной МГД-моделью. В предположении малости пространственных возмущений формы и равенства электронных и ионных температур система уравнений для моделирования резистивной стадии нагрева проводника с цилиндрической симметрией может быть записана следующим образом:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \frac{\partial (rv)}{r \partial r} = 0; \tag{2}$$

$$\rho \frac{dv}{dt} = -\frac{\partial P}{\partial r} - \frac{0.5}{\mu r^2} \frac{\partial \left(r^2 B_{\varphi}^2\right)}{\partial r};$$
(3)

$$\rho \frac{d\varepsilon}{dt} = P \frac{\partial (rv)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\kappa r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{j^2}{\sigma};$$
(4)

$$\frac{d\left(\mu B_{\varphi}\right)}{dt} = \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{\sigma r} \frac{\partial \left(r B_{\varphi}\right)}{\partial r} \right).$$
(5)

Здесь $\varepsilon(T, \rho), P(T, \rho)$ — внутренняя энергия и давление соответственно; v — скорость; $j = (\mu r)^{-1} \partial (rB_{\varphi})/\partial r$ — плотность тока; $\sigma(T, \rho), \kappa(T, \rho)$ — электропроводность и теплопроводность материала; B — магнитная индукция; μ — магнитная проницаемость.

Приведенные уравнения были дополнены начальными данными

$$\rho(x, 0) = \rho_0; T(x, 0) = T_0;$$
(6)

$$v(x, 0) = 0;$$
 $B(x, 0) = 0$ (7)

(здесь ρ_0 и T_0 — плотность и температуры вещества при комнатных условиях соответственно) и граничными условиями на внешней (x = a) и внутренней (x = b) поверхностях твердого или жидкого проводника:

$$v(a, t) = da/dt - w;$$
 $v(b, t) = db/dt + w;$ (8)

$$B(a, t) = \mu_0 I(t)/2\pi a; \qquad B(b, t) = 0; \qquad (9)$$

$$q_{e}\Big|_{x=a,b} = \pm \left[\dot{m}\left(\Lambda - 0,77\frac{p}{\rho}\right)\right]\Big|_{x=a,b}; \qquad \dot{m} = \rho w; \qquad (10)$$

$$p\big|_{x=a,b} = P_g\big(T\big|_{x=a,b}\big); \qquad \qquad w = v_0 \exp(-\Lambda/RT).$$
(11)

Полная линейная плотность тока по нагрузке или бралась из эксперимента, или задавалась уравнением

$$I(t) = I_m \begin{cases} \frac{1}{2} \left(1 - \cos \frac{t\pi}{\tau} \right) & \text{при} \quad t < \tau; \\ 1 & \text{при} \quad t \ge \tau. \end{cases}$$
(12)

В данной работе предполагалось, что время нарастания тока т (так же, как и в эксперименте) составляет ~100—120 нс. С помощью условий (10) и (11) учитывается испарение с поверхности горячего металла. В них $P_g(T)$ — давление насыщенных паров как функция температуры; v_0 — скорость звука для холодного металла; Λ — удельная теплота парообразования; знак «+» в условии (10) соответствует x = a, а «-» — x = b. Величина $\dot{m}\Big|_{x=a,b}$ соответствует темпу парообразования, неизвестному заранее, на обеих поверхностях электрода, $m\Big|_{x=a,b}$ — масса вещества, испарившегося с его поверхностей x = a, b соответственно. Второе равенство в уравнении (11) определяет абсолютную величину скорости фронта испарения *w* относительно поверхности металла. На разных поверхностях фольги они различаются. Численный коэффициент 0,77 в уравнении (10) соответствует испарению в вакуум [14]. Граничное условие (10) учитывает возможность испарения с границы конденсированной фазы.

Расчет резистивной стадии нагрева тонкой трубочки. Для адекватного моделирования начальной стадии нагрева трубочки, кроме системы уравнений, учитывающих все эффекты, которые заметно влияют на балансы массы, импульса и энергии, необходимо использовать уравнение состояния, описывающее параметры вещества в широкой области температур и давлений с учетом фазовых переходов (плавление, испарение). Этим требованиям отвечает полуэмпирическое уравнение состояния [15, 16], полученное на основе модели, изложенной в [17].

Для оценки времени взрыва электрода в рамках данной работы было проведено математическое моделирование начальной (допробойной) стадии его нагрева. Моделировался нагрев тонкой трубочки (толщина $a_0 = 100$ или 220 мкм, начальный радиус — $r_0 = 600$ мкм), изготовленной из нержавеющей стали, мощным импульсом тока. В качестве временной зависимости тока использовалась формула (12), амплитудное значение тока задавалось $I_m = 1,4$ и 1,8 МА, время нарастания $\tau = 100$ и 160 нс. Для ее замыкания использовалась полуэмпирическая формула для электропроводности [18]

$$\sigma(\rho, T) = \frac{\sigma_0}{1 + \beta \left(T - T_0\right)} \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\circ},\tag{13}$$

здесь σ_0 и ρ_0 — электропроводность и плотность вещества при комнатной температуре T_0 либо при температуре плавления в жидком состоянии; β и δ — тепловой и объемный коэффициенты электропроводности вещества соответственно в твердотельном либо жидком состоянии.

На рис. 26 представлены результаты расчетов для $I_{\text{max}} = 1,8$ MA, $\tau_1 = 160$ нс, $a_0 = 100$ мкм. Видно, что на ~50-й нс от момента включения тока резко возрастает количество металла, испарившегося с поверхности трубочки. Это может означать, что в этот момент должны произойти взрывное нарастание проводимости пара, последующее перераспределение тока в этот слой, еще больший его нагрев и, как следствие, появление значительного излучения в этом слое пара. К этому моменту времени ток достигает величины $I \sim 0,5$ MA, что составляет приблизительно треть от его амплитудного значения. Толщина трубочки увеличилась в ~1,3 раза, температура достигла околокритических значений, давление в центре $P \sim 25$ ГПа (существенно выше критического $P_{cr} \sim 0,65$ ГПа) и на ее поверхности равно давлению насыщенных паров при указанной температуре. При меньшем амплитудном значении тока $I_{\text{max}} = 1,4$ MA все характерные точки сдвигаются по времени на $\Delta t \sim 5$ —10 нс к более поздним моментам времени.



Рис. 26. Временные зависимости температуры T и плотности ρ , а также массы m_b , испаряющейся с поверхности при нагреве трубочки с начальной толщиной 100 мкм. Значения температуры и плотности нанесены в трех слоях: · · · · · — вблизи внутренней границы (x = b + 0,01d, d — толщина трубочки); — в центральном слое трубочки (x = (a + b)/2); - - - — вблизи внешней границы (x = a - 0,01d, a и b — положение внешних границ трубочки)



Рис. 27. Временные зависимости температуры T и плотности ρ , а также массы m_b , испаряющейся с внешней поверхности при нагреве трубочки с начальной толщиной 220 мкм. Значения температуры и плотности нанесены в трех слоях: · · · · — вблизи внутренней границы (x = b+0,01d); — — в центральном слое трубочки (x = (a + b)/2); – – — вблизи внешней границы (x = a - 0,01d, a и b — положение внешних границ трубочки)

Результаты расчетов для $I_{\text{max}} = 1,8$ MA, $\tau_1 = 160$ нс, $a_0 = 220$ мкм представлены на рис. 27. Резкое возрастание количества металла, испарившегося с поверхности, происходит на ~70-й нс. К этому моменту ток достигнет величины $I \sim 0,8$ MA, толщина трубочки увеличится в ~1,14 раза, температура на внешней поверхности достигнет околокритических значений, а давление в центре — $P \sim 35$ ГПа. На момент времени, предшествующий взрыву, максимальное отличие значений температуры по толщине будет ~2,5 раза (при $a_0 = 100$ мкм это отличие было существенно меньше — в ~1,2 раза), это происходит вследствие неоднородности распределения плотности тока.

Таким образом, в соответствии с результатами численного моделирования можно сделать следующие выводы: если через трубочку толщиной 100 мкм, изготовленную из нержавеющей стали, пропускать импульс тока, амплитудное значение которого ~1,8 МА, а время нарастания ~160 нс, в момент времени ~50 нс произойдет ее взрыв. В это время должно начаться резкое увеличение видимых размеров трубочки, произойти пробой паровой оболочки, появиться излучающий слой, перераспределиться ток по толщине трубочки и в окружающем её паре. Если импульс тока с такими же параметрами пропускать через трубочку толщиной 220 мкм, взрыв со всеми перечисленными последствиями произойдет позже приблизительно на 20 нс. И в этом случае некоторое время будут сосуществовать два канала проводимости: плазменный (снаружи трубочки) и жидкометаллический (не взорванная более холодная ее часть). Таким образом развивались бы процессы в том случае, если бы шунтирующий пробой был обусловлен только пробоем паров металла. Наличие на поверхности трубочки различного рода загрязнений может привести к более раннему пробою, обусловленному испарением этих легких материалов, что, в свою очередь, может привести к более интенсивному разлету вещества.

Расчет динамики разлета трубочки. Как и в предыдущей серии расчетов, для описания теплофизических свойств вещества использовались широкодиапазонное полуэмпирическое уравнение состояния [16] в табличном виде [19] и полуэмпирическая модель проводимости [18], которая в данном случае при высоких температурах дополнялась плазменной моделью [20]. Кроме того, в этой серии расчетов граничные условия выставлялись не на испаряющей поверхности, а на границе раздела «вещество трубочки—вакуум». При моделировании динамики нагрева и разлета трубочек для замыкания системы МГД-уравнений использовалась экспериментальная временная зависимость выходного тока. На рис. 28 приведены расчетные временные зависимости падения напряжения на центральных электродах из различных материалов, вызванные изменениями их проводимости при фазовых переходах. Можно отметить качественное совпадение этих результатов с экспериментальными данными (см. рис. 24).



Рис. 28. Расчетные временные зависимости падения напряжения на различных внутренних электродах: — — никелевая трубочка толщиной 100 мкм; ---- — золотая трубочка толщиной 200 мкм; - - — золотая фольга толщиной 200 мкм, навитая на Ni-трубочку толщиной 100 мкм

Как и следовало ожидать, вследствие меньшего поперечного сечения в случае никелевой трубочки толщиной 100 мкм наблюдается наибольший рост напряжения. Отмечено, что с ростом резистивного падения напряжения на катоде увеличивается дрейф электронов в зазоре катод-анод, при этом теряются токопередающие свойства линии, которые быстро восстанавливаются после продольного пробоя, т.е. после увеличения проводимости вещества катода вследствие его перехода в плазменное состояние. Поскольку с увеличением толщины катодной трубочки ее сопротивление, а следовательно, и падение напряжения на ней уменьшаются, токи утечки в этих случаях будут меньше, чем в случае никелевого катода толщиной 100 мкм, для которого были приведены оценки в предыдущем разделе.

На рис. 29 и 30 приведены результаты численного моделирования нагрева и разлета плазмы центрального электрода. Хотелось бы отметить, что к моменту перемыкания достаточно плотной плазмой $(N_z \sim 10^{19} \text{ см}^{-3})$ межэлектродного зазора внутри плазменного образования существует достаточно протяженная область (~300 мкм) с плотностью $\geq 5 \cdot 10^{21}$ см⁻³ (т.е. в ней находится ~25% массы всей трубочки) и относительно низкой температурой ~10 эВ. Кроме этого, на рисунках можно заметить, что за довольно протяженный промежуток времени ~200 нс значительные изменения происходят во внешнем слое плазмы (разлет и охлаждение), а параметры внутренних слоев изменяются не слишком сильно.





Рис. 29. Радиальные распределения температуры (a) и плотности плазмы (δ) никелевой трубочки в различные моменты времени. Цифрами указано время в наносекундах

Рис. 30. Расчетные временные зависимости температуры (*a*) и плотности (б) во внешнем слое плазмы внутреннего электрода: — никелевая трубочка толщиной 100 мкм; -·-- — золотая трубочка толщиной 200 мкм; - - — золотая фольга толщиной 200 мкм, навитая на Ni-трубочку толщиной 100 мкм

В соответствии с данными рис. 29, 30 можно утверждать, что к моменту потери транспортирующих свойств (>200 нс) температура трубочек уже существенно превышает критическую температуру материала (для всех типов трубочек). Таким образом, передающие свойства МИТЛ сохраняются и после завершения фазовых переходов, которые происходят с веществом линии в процессе нагрева.

Анализируя результаты численного моделирования [2], можно утверждать, что межэлектродный промежуток заполняется плазмой, температура и концентрация которой сильно меняются по времени и пространству.

Сравнение результатов расчета разлета плазмы с результатами хронографии. Интересно проанализировать также некоторые особенности динамики разлета плазмы в экспериментах с золотым катодом (см. рис. 19, a и δ). Напомним, что эти эксперименты отличались конструкцией катода: в первом из них использовался составной катод (золотая фольга толщиной 200 мкм навивалась на никелевую трубочку толщиной 100 мкм и диаметром 0,75 мм), а во втором — полая золотая трубочка с толщиной стенки 200 мкм. Судя по хронограмме разлета плазмы, основное различие состоит в том, что в случае золотого катода с никелевой трубочкой внутри радиальная скорость плазмы практически не изменяется во времени. При работе же с катодом из полой золотой трубочки существуют два временных диапазона, скорость плазмы в которых отличается более чем в 2 раза ($8 \cdot 10^5$ см/с в первом и 1,7 \cdot 10^6 см/с во втором). Переход между этими значениями скорости происходит скачкообразно на ~370-й нс от момента начала импульса тока. Поскольку в эксперименте мы не можем наблюдать за процессами, происходящими во внутреннем объеме плотной плазмы, некоторый анализ можно выполнить

r, MM

с помощью численного моделирования.

На рис. 31 показано сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными по расширению материала составной трубочки. Можно утверждать, что в численных расчетах достаточно точно моделируется расширение плотной плазмы, наблюдаемой на хронограммах (см. рис. 19, *a*). Был проведен также численный расчет по динамике нагрева и расширения полой золотой трубочки толщиной 200 мкм (рис. 32). Даже плазма с плотностью $\sim 2 \cdot 10^{17}$ см⁻³ перемыкает межэлектродный зазор в несколько более поздний момент времени (~400 нс), чем начинают расходиться входной и выходной токи (~320 нс) в указанных экспериментах (ср. рис. 19, *б* и 32). Можно сделать вывод, что потери транспортирующих свойств линии начинаются благодаря еще более редкой плазме.

На рис. 32 линии равной плотности $N_z = 6 \cdot 10^{18}$ и $3 \cdot 10^{19}$ см⁻³ обозначены пунктирной и штриховой линией соответственно. Видно, что динамику наблюдаемой в экспериментальных хронограммах границы светящейся плазмы до момента времени ~400 нс можно соотнести с линией, равной плотности $N_z = 3 \cdot 10^{19}$ см⁻³. Однако на более поздние моменты времени не удается подобрать такие линии одинаковой плотности, временные зависимости которых совпадали бы с экспериментальными результатами.

Для того чтобы можно было сравнить численные результаты по расширению плазмы и экспериментальные, представленные на хронограммах, необходимо провести некоторый анализ: найдем такую комбинацию параметров, которая соответствовала бы границе изображения разлетающейся плазмы центрального электрода на хронограмме в видимом диапазоне. Так как на границе плазменного столба существует область, где плотность плазмы достаточно мала,



Рис. 31. Сравнение численных результатов по динамике разлета плазмы составного внутреннего электрода (золотая фольга толщиной 200 мкм, навитая на никелевую трубочку толщиной 100 мкм) с экспериментальными данными: — — траектории выбранных слоев



Рис. 32. Сравнение численных результатов по динамике разлета плазмы полой золотой трубочки толщиной 200 мкм с экспериментальными данными: — траектории выбранных слоев; — и · · · · — изолинии плотности; – · – · — — линия равной интенсивности P_l

излучение такой плазмы будет носить объемный характер. При температуре разреженной плазмы порядка нескольких десятков электрон-вольт излучение в видимой области определяется, в основном, тормозным континуумом, интенсивность которого в случае выполнения условий $h\omega \ll kT_e$ и $\Delta(h\omega) \ll kT_e$ можно записать следующим образом [21]:

$$P \sim \frac{Z^2 N_e N_i}{\left(kT_e\right)^{0.5}} = \frac{Z^3 N_i^2}{\left(kT_e\right)^{0.5}},\tag{14}$$

где Z и N_i — эффективный заряд и плотность ионов; N_e и T_e — плотность и температура электронов соответственно. Используя обычную аппроксимацию $Z \sim T^{0.5}$, для интенсивности получим выражение $P \sim \rho^2 T$. Поскольку при расширении редкой плазмы изменяется ее толщина вдоль луча зрения, это необходимо учесть при оценке интенсивности $P_l \sim \rho^2 T \sqrt{R}$. На наш взгляд, сравнивая расчетный временной ход этого параметра с экспериментально зафиксированными на хронограммах границами плазмы, можно судить об адекватности полученных при моделировании результатов.

Существенным требованием для справедливости этих оценок является наличие плазмы с температурой, существенно более высокой, чем энергия регистрируемых квантов (2—3 эВ). В наших условиях это утверждение априори не очевидно. Более того, в начальные моменты времени оно заведомо неправильно, во всяком случае до появления достаточного количества редкой плазмы и достижения этой плазмой указанных температур. Именно поэтому на начальной стадии на хронограммах мы будем видеть реальную границу плотной неидеальной относительно холодной плазмы. В то же время можно утверждать, что, начиная с некоторого момента, в зазоре существует плазма с энергией в десятки электрон-вольт, это было зарегистрировано в описанных измерениях мягкого рентгеновского излучения.

На рис. 32 штрих-пунктиром обозначена линия равного значения P_l . Видно, что с некоторого момента времени эта линия достаточно хорошо описывает границу светящейся плазмы, видимую на хронограмме. Таким образом, можно говорить об адекватности полученных результатов и об уместности их использования при анализе экспериментальных данных.



Рис. 33. Радиальные распределения плотности тока (*a*) и температуры (*б*) в межэлектродном зазоре: — — данные расчетов для полой золотой трубочки толщиной 200 мкм; - - - — для составного электрода золотой фольги толщиной 200 мкм, навитой на никелевую трубочку толщиной 100 мкм. Цифрами указано время в наносекундах

На рис. 33 приведены данные по радиальному распределению плотности тока и температуры для двух указанных экспериментов с золотым катодом на различные моменты времени. Видно, что в случае составного электрода распределение тока во внешних слоях существенно отличается от распределения в полой золотой трубочке: в случае составного катода она меньше почти на два порядка. Соответственно внешние слои такой трубочки менее нагреты, меньше разлетаются, поэтому и граница, видимая на хронограммах в течение всего наблюдаемого промежутка времени, совпадает с внешней границей разлетающейся плазмы. Во внешних слоях полой золотой трубочки в некоторый момент времени достигаются достаточно низкие плотности и высокие температуры, что соответствует переходу к объемному характеру излучения этих слоев.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально показано, что вне зависимости от условий эксперимента при пропускании тока с линейной плотностью до 7 МА/см по модели линии с магнитной самоизоляцией входной и выходной токи отличаются менее чем на 10% достаточно длительное время (не меньше 230 нс от момента начала тока, максимум которого достигался на 200-й нс). Заметно дольше (300—320 нс) транспортирующие свойства сохраняют линии, центральный электрод которых изготовлен из золота. Утечки тока в линиях из вольфрама и алюминия начинаются приблизительно с одинаковой задержкой (250—260 нс) по отношению к началу импульса тока. Промежуточные (270—280 нс) характеристики показывают свинцовые катоды. В случае тонкостенных (100 мкм) никелевых трубочек время совпадения токов несколько меньше — 230 нс. Динамика разлета плазмы, электродов, изготовленных из различных материалов, может отличаться существенным образом как по скорости перекрытия межэлектродного промежутка, так и по скорости развития неустойчивостей во внешних плазменных слоях. Перемыкание зазора редкой плазмой и сильное расхождение осциллограмм входного и выходного токов происходят приблизительно в это же время.

Монотонного роста момента перезакоротки от атомного веса не обнаружено, хотя таковая может быть замаскирована эффектами, которые зависят от десорбции газов, растворенных в металле при его нагреве. В пользу такого вывода свидетельствуют результаты, полученные в экспериментах с электродами, изготовленными из разных материалов. Поскольку золото является материалом с наименьшей способностью сорбировать газы, в экспериментах с ним и получен самый хороший результат: линия сохраняет свои передающие свойства в течение наибольшего промежутка времени. В случае вольфрамового электрода заметную роль относительно ранней потери передающих свойств линии, скорее всего, играют сорбированные газы.

В экспериментах не было обнаружено наблюдаемой зависимости потери транспортирующих свойств линии от наличия масляной пленки на поверхности электрода.

Максимальное зарегистрированное значение электронных утечек — *I* ~ 100 кА, что не вносит существенного вклада в баланс токов.

Таким образом, фазовые превращения и электрический взрыв электродов на конечном уничтожаемом участке транспортирующих линий не являются препятствием для передачи энергии к мишени в условиях, соответствующих концептуальному проекту термоядерного реактора на быстрых Z-пинчах [1]. По-видимому, электроды на этом участке целесообразно изготавливать из свинца, так как, с одной стороны, он является удачным с точки зрения транспортирования энергии, а с другой стороны, концепция построения реакторной камеры и так предусматривает наличие в ней большого количества расплавленного свинца.

Работа поддержана грантом «Научная школа» НШ-5819.2006.2 — государственным контрактом № 02.516.12.0012, а также контрактом Лаборатории «Сандия» — РНЦ «Курчатовский институт» № 590728.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Slutz S.A., Olson C.L., Peterson P. et al. Phys. Plasmas, 2003, vol. 10, p. 429.
- 2. Бакшаев Ю.Л., Бартов А.В., Блинов П.И., Данько С.А. и др. Физика плазмы, 2007, т. 33, № 4, с. 291—303.
- 3. Ананьев С.С., Бакшаев Ю.Л., Бартов А.В., Блинов П.И. и др. Физика плазмы, 2008, т. 34, № 7, с. 627—640.
- 4. Грабовский Е.В., Левашов П.Р., Олейник Г.М., Олсон С.Л. и др. Физика плазмы, 2006, т. 32, № 9, с. 782—793.
- 5. Тренделенбург Э. Сверхвысокий вакуум. М.: Мир, 1966.
- 6. Грошковский Я. Техника высокого вакуума. М.: Мир, 1975.
- 7. Каминский М. Атомные и ионные столкновения на поверхности металла. М.: Мир, 1967.
- 8. Bakshaev Yu.L., Blinov P.I., Chernenko A.S. et al. Review of Scientific Instruments, 2001, vol. 72, № 1, p. 1210.
- 9. Бакшаев Ю.Л., Бартов А.В., Блинов П.И. и др. Физика плазмы, 2004, т. 30, № 4, с. 340—360.
- 10. Калинин Ю.Г., Корельский А.В., Кравченко Е.В., Шашков А.Ю. Квантовая электроника, 2004, т. 34, с. 399.
- 11. Кингсеп А.С., Чукбар К.В., Яньков В.В. Вопросы теории плазмы. Под ред. Б.Б. Кадомцева. Вып. 16. М.: Энергоатомиздат, 1987. 209 с.
- Post D.E., Jensen R.V., Tarter C.B. et al. Steady state radiative cooling rates for low-density high-temperature plasmas. PPPL-1352 (1977). Princeton University. New Jersey, p. 8540.
- 13. Brorson S. D., Kazeroonian A., Moodera J. S. et al. Ph. Rev. Lett., 1990, vol. 64, p. 1272.

- 14. Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Г.С., Ходыко Ю.В. Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970. 272 с.
- 15. Ломоносов И.В. Фазовые диаграммы и термодинамические свойства металлов при высоких давлениях и температурах. Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. Черноголовка. 1999.
- Fortov V.E., Khishchenko K.V., Levashov P.R., Lomonosov I.V. Nuclear Instrum. Methods in Phys. Research A, 1998, vol. 415, p. 604.
- 17. Бушман А.В., Канель Г.И., Ни А.Л., Фортов В.Е. Теплофизика и динамика интенсивных импульсных воздействий. Черноголовка: ИХФ АН СССР, 1988.
- 18. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М.: Мир, 1972.
- Левашов П.Р., Хищенко К.В. Табличные уравнения состояния с учетом фазовых переходов и метастабильных областей. В сб.: Физика экстремальных состояний вещества 2004. — Черноголовка: ИПФХ РАН, 2004, с. 53.
- 20. Ebeling W., Forster A., Fortov V.E., Gryaznov V.K., Polishchuk A.Ya. Thermophysical properties of hot dense plasmas. Stuttgart. Leipzig: B.G. Teubner Verlagsgesellschaft, 1991.
- 21. Стрэттон Т. Рентгеновская спектроскопия. В сб.: Диагностика плазмы. Под ред. Р. Хаддлстоуна и С. Леонарда. М.: Мир, 1967.

Статья поступила в редакцию 8 октября 2008 г. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, 2008, вып. 4, с. 3—24.

УДК 621.039.6

ИССЛЕДОВАНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СТАЦИОНАРНОЙ ПЛАЗМЫ С МАТЕРИАЛАМИ ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА НА МОДЕЛЬНЫХ УСТАНОВКАХ

Б.И. Хрипунов, В.Б. Петров, С.Н. Корниенко, А.М. Муксунов, А.С. Рупышев, В.В. Шапкин (Институт ядерного синтеза, РНЦ «Курчатовский институт»)

В работе приведен краткий обзор исследований взаимодействия мощного стационарного потока плазмы с материалами термоядерного реактора. Исследования проведены на установках ЛЕНТА и СПРУТ-4 с прямым магнитным полем в Институте ядерного синтеза РНЦ «Курчатовский институт». Работа включает эксперименты с плазменным потоком, проходящим через газовую мишень (моделирование «отрыва» в диверторе), изучение эрозии, перепыления материалов, обращенных к плазме, а также новые решения по компонентам первой стенки (литиевой стенки). Плазма генерируется электронным пучком (пучковоплазменный разряд — ППР). Исследование физики явлений на краю плазмы и реакции материалов на высокие потоки частиц и тепла основано на больших потенциальных возможностях ППР для изучения материалов благодаря соответствию условий пристеночному слою токамака. Материалы изучались под воздействием дейтериевой плазмы. При больших ионных дозах (10²⁶ ион/м²) изучены эрозия, перепыление и смешивание углеродных материалов и вольфрама. Обнаружена повышенная эрозия вольфрама при высоких температурах в области энергии ионов, намного меньше порога распыления. На поверхности происходило образование субмикронных структур. Смешивание вольфрама и углерода приводило к образованию карбида вольфрама. Жидколитиевая поверхность была создана с помощью капиллярно-пористых структур. Изучена эмиссия лития с поверхности жидкого металла. Приведено сравнение полученных результатов с результатами других групп (PISCES, T-11M).

Ключевые слова: первая стенка, углеграфитовые материалы, вольфрам, литий, дейтерий, плазма, эрозия.

RESEARCH OF STEADY-STATE PLASMA INTERACTION WITH FUSION MATERIAIS ON SIMULATOR DEVICES. B.I. KHRI-PUNOV, V.B. PETROV, S.N. KORNIENKO, A.M. MUKSUNOV, A.S. RUPYSHEV, V.V. SHAPKIN. A short review of experimental research on interaction of a high-power stationary plasma stream with fusion reactor materials is presented. The research has been carried out on linear plasma simulators at Nuclear Fusion Institute PPC «Kurchatov Institute» LENTA and SPRUT-4. The scope of the experimental work includes: plasma stream in a neutral a gas target (divertor detachment simulation), erosion and redeposition of plasma-facing materials, new solutions for high-heat flux plasma-facing components (lithium wall). A beam-generated plasma (beam-plasma discharge — BPD) is used for investigation of boundary physics and of material response to high particle and heat fluxes basing on the high potential of the BPD for material research due to the similarity of the conditions to the tokamak scrape-off-layer. Deuterium plasma impact on plasma facing materials has been investigated. Erosion, hydrogen retention, redeposition and mixing effects were studied at high ion doses (10²⁶ ion/m²) for carbon materials and tungsten. Increased tungsten erosion at high surface temperature has been found for the ion energies far below the threshold for sputtering. Development of sub-micron structures has been detected on the surface. Mixing of W and C resulted in tungsten carbide formation. Liquid lithium surface was made with a capillary porous structure. The lithium emission from the liquid metal surface has been studied. Comparison of the obtained results is given with the results of other research teams (PISCES, T-11M).

Key words: first wall, carbon-based materials, tungsten, lithium, deuterium, plasma, erosion.