

СВОЙСТВА САМОСЖАТОГО ИЗЛУЧАЮЩЕГО РАЗРЯДА ВЫСОКОЙ МОЩНОСТИ С ХОЛОДНЫМ СТАРТОМ

*В. В. Александров, Е. В. Грабовский, М. В. Зурин, И. В. Красовский,
К. Н. Митрофанов, С. Л. Недосеев*, Г. М. Олейник, И. Ю. Порофеев,
А. А. Самохин, П. В. Сасоров^а, В. П. Смирнов, М. В. Федулов, И. Н. Фролов*

*Государственный научный центр «Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований»
142092, Троицк, Московская обл., Россия*

*^а Государственный научный центр «Институт теоретической и экспериментальной физики»
117218, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 12 февраля 2004 г.

Предложена качественная модель динамики сверхтераваттного излучающего Z -пинча с холодным стартом и высоким темпом нарастания тока. Исследовались разряды при токе $I \sim 2\text{--}5$ МА, $dI/dt > 10^{13}$ А/с через однородные или структурированные плазмообразующие среды, в том числе через многопроволочные сборки. Главное следствие холодного старта — пространственно-неоднородное плазмообразование, затянутае практически на весь период нарастания разрядного тока. В этих условиях действие сил $\mathbf{j} \times \mathbf{H}$ становится определяющим в динамике генерируемой плазмы до завершения полного перехода плазмообразующего вещества в ускоряемую плазму. Приведены результаты модельных расчетов испарения многопроволочной сборки. Дана оценочная формула для максимально возможной скорости отбора плазмы силами $\mathbf{j} \times \mathbf{H}$ внутрь гетерогенного лайнера. Показано, что вследствие локального нарушения баланса между сносом генерируемой плазмы и подачей плазмообразующего вещества под ионизацию происходит аксиально неоднородный прорыв потока внутрь лайнера, который опережает последующее стягивание плазмы. В результате прорыва магнитного потока образуется «радиальный плазменный ливень» — хаотичная азимутально-аксиальная плазменная структура в виде радиально вытянутых сгустков плазмы, имеющих сравнительно малые поперечные размеры. Прорвавшийся азимутальный магнитный поток препятствует дальнейшему протеканию тока в области прорыва. В условиях «плазменного ливня» рассмотрение сжатия Z -пинча на основе формализма рэлей-тейлоровской неустойчивости, равно как и на основании классической модели «снежного плуга», является некорректным. В сжатом состоянии пинча осуществляются: перевод энергии магнитного поля тока в МГД-турбулентное движение ионной компоненты плазмы, ее конвективное перемешивание с магнитным полем, нагрев, передача энергии от ионов к электронам и излучение сжатой плазмы. В условиях эксперимента излучение практически всегда играет определяющую роль в энергетическом балансе при сжатии пинча. Как элемент электрической цепи, Z -пинч представляет собой нестационарный нелинейный импеданс, потребляющий энергию магнитного поля, которое создается генератором в накопителе-концентраторе тока с магнитной самоизоляцией. Максимум активной мощности в цепи по времени и по величине близок к максимуму мощности мягкого рентгеновского излучения пинча. Сформулированы условия оптимального согласования цепи «генератор-концентратор-пинч».

PACS: 52.59.Qy, 52.35.Ra

ВВЕДЕНИЕ

На установке «Ангара-5-1» в течение многих лет проводятся исследования по быстрым самосжатым

разрядам, Z -пинчам. Накоплен значительный экспериментальный материал [1–5], он нуждается в обобщении с целью выработки физической модели этих разрядов. Для наших опытов [1–5] характерны разряды при токе $I \sim 2\text{--}5$ МА со скоростью нараста-

*E-mail: nedos@triniti.ru

ния тока $dI/dt > 10^{13}$ А/с. Разряды осуществлялись через осесимметричные однородные или структурированные плазмообразующие среды или их композиции с типичными внешними размерами 1–3 см. Плазмообразующие вещества в большинстве случаев состояли из элементов с большим атомным номером или содержали их в качестве добавок. Структура плазмообразующего вещества могла быть как гетерогенной (тонкие проволоки, твердотельная пена в вакууме), так и гомогенной (газ). Опыты проводились при «холодном старте» разряда, т. е. в условиях, когда фазовые превращения плазмообразующего вещества (плавление, испарение, диссоциация, ионизация) происходят в результате действия основного импульса разрядного тока. Масса, форма и размеры плазмообразующей среды подбирались так, чтобы электрическая мощность разрядов, равно как и мощность мягкого рентгеновского излучения из них, находились в диапазоне нескольких тераватт.

Представления о физических процессах в быстрых Z -пинчах, существовавшие до последнего времени, основывались, как правило, на предположении о сжатии цельной плазменной токовой оболочки, сформированной в самом начале разряда. Например, в работе [6], наиболее содержательном обзоре современных исследований по быстрым Z -пинчам, рассмотрение динамики быстрого Z -пинча начинается с анализа имплозии идеальной цилиндрической проводящей оболочки, затем постепенно вводятся усложняющие факторы — конечная проводимость, излучение, неустойчивости, неоднородность сжатия и т. д.

Результаты наших исследований [1–5], напротив, показывают, что такое представление о динамике излучающего Z -пинча сверхтераваттной мощности не соответствует действительности, если осуществляется режим холодного старта разряда. Фактически, именно этот режим осуществлялся до сих пор во всех, не только наших, экспериментах с Z -пинчами мощностью порядка 1 ТВт и более.

Из наших опытов следует, что в условиях холодного старта разряда при высоком темпе нарастания разрядного тока, силы $\mathbf{j} \times \mathbf{H}$, обеспечивающие самосжатие разряда, вступают в действие, когда в ускоряемую плазму превращена лишь малая часть плазмообразующего вещества, т. е. на самой ранней стадии плазмообразования. В дальнейшем под термином плазмообразование мы будем подразумевать весь процесс перевода плазмообразующей среды в ускоряемую плазму. Силы $\mathbf{j} \times \mathbf{H}$ выводят образующуюся токонесущую плазму из области, где сосредоточено плазмообразующее вещество. Вместе с токо-

несущей плазмой отсюда сносится и зона, где вследствие джоулевого нагрева выделяется тепло. В результате плазмообразование затягивается практически на весь период нарастания разрядного тока.

Наш опыт показывает также, что плазмообразование происходит пространственно неоднородно. Токонесущая плазма не образует цельную плазменную оболочку, она оказывается разорванной еще на стартовом радиусе, что существенно влияет на все последующие фазы самосжатого разряда. По нашему мнению, указанные выше обстоятельства не позволяют применять классические модели Z -пинча для теоретического анализа таких разрядов.

К настоящему времени опубликовано несколько теоретических работ, в которых предложены физические модели некоторых процессов в быстрых Z -пинчах, учитывающие, в той или иной мере, затянутость плазмообразования и турбулентный характер сжатого состояния быстрого Z -пинча. В работе [3] проанализирована взаимосвязь затянутого плазмообразования и динамики образующейся плазмы в Z -пинче. В нашем последующем анализе мы будем опираться на выводы этой работы. В работах [7, 8] для Z -пинча многопроволочной сборки предложена модель неустойчивости, абляции и образования плазменных струй, которую мы для краткости в дальнейшем будем называть «моделью [7, 8]». Для описания энергетике сжатого состояния быстрого Z -пинча предложена модель МГД-турбулентного нагрева Z -пинча на основе тороидальных магнитных пузырей, проникающих к оси пинча [9, 10]. К сожалению, этих работ явно недостаточно для создания более или менее полной картины такого многофакторного явления как сверхтераваттный излучающий Z -пинч с холодным стартом. Более того, некоторые утверждения модели [7, 8] расходятся с нашими экспериментальными результатами.

Предлагаемая работа является попыткой обобщения широкого комплекса факторов, определяющих динамику сверхтераваттного излучающего Z -пинча с холодным стартом и высоким темпом нарастания тока. Полученная феноменологическая картина основывается на экспериментальных результатах [1–5]. По нашему мнению, она может служить рабочей базой для построения количественных математических моделей быстрого излучающего Z -пинча. Конечно, мы понимаем необходимость дальнейшего совершенствования базовой модели по мере поступления новых экспериментальных данных. Мы также сознаем необходимость экстраполяции наших выводов на эксперименты более крупного масштаба как проводимые в настоящее время на установке « Z »

[11], так и предполагаемые на установках «ZR» [12] и «Байкал» [13].

Для более ясного представления основные факторы, определяющие динамику быстрого излучающего Z-пинча по нашей модели, перечислены в начале статьи. Здесь даны краткие формулировки основных выводов, следующих из анализа экспериментальных данных. В последующих разделах статьи под соответствующими номерами эти выводы комментируются в той мере, в какой это сейчас возможно. Некоторые из выводов являются рабочими гипотезами и требуют дополнительной экспериментальной проверки.

ОСНОВНЫЕ ФАКТОРЫ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИЕ ДИНАМИКУ СВЕРХТЕРАВАТТНОГО ИЗЛУЧАЮЩЕГО Z-ПИНЧА С ХОЛОДНЫМ СТАРТОМ И ВЫСОКИМ ТЕМПОМ НАРАСТАНИЯ ТОКА

1. Холодный старт самосжатого разряда

1.1. Стартовые характеристики плазмообразующей среды самосжатых разрядов в значительной степени определяются электрофизикой генерирования импульсов сверхтераваттной мощности.

1.2. Холодный старт — непреходящий атрибут всех самосжатых разрядов с высоким темпом нарастания тока, исследованных к настоящему времени. Главное следствие холодного старта — плазмообразование, затянутое практически на весь период нарастания разрядного тока.

1.3. Гетерогенность структуры плазмообразующего вещества — существенный фактор, однако эффекты холодного старта проявляются и в изначально гомогенном плазмообразующем веществе. Во всех случаях плазмообразование пространственно неоднородно.

1.4. Массивные электроды могут быть неконтролируемой дополнительной плазмообразующей средой при холодном старте.

1.5. Мощная, не токовая предыонизация плазмообразующего вещества — нереализованная альтернатива холодному старту.

2. Затянутое во времени плазмообразование — основное следствие холодного старта

2.1. Наиболее важное проявление плазмообразования, затянутого во времени, состоит в том, что действие сил $\mathbf{j} \times \mathbf{H}$ становится определяющим в динамике генерируемой плазмы до завершения полного перехода плазмообразующего вещества в ускоряемую плазму. Основную роль в динамике генерируе-

мой плазмы играет суммарное азимутальное магнитное поле, создаваемое полным разрядным током.

2.2. При электрическом взрыве многопроволочной сборки каждая взорванная проволока состоит из плотного гетерогенного ядра (капли и пар), окруженного плазмой сравнительно малой плотности. Наша модель состояния ядра учитывает испарение с поверхности капель и потерю массы за счет истечения пара с границы ядра. В качестве источника энергодвыделения в ядре принят омический нагрев током через ядро по ионизованному пару. Ток возбуждается электрическим полем, которое приложено к торцам многопроволочной сборки.

2.3. Формула скорости плазмообразования, необходимой для поддержания стационарного радиального истечения вольфрамовой плазмы из плазмообразующей среды с неподвижной внешней границей, имеет вид

$$\frac{dm}{dt} \left[\frac{\text{мкг}}{\text{см}^2 \cdot \text{нс}} \right] \approx 0.2 \left(\frac{I [\text{МА}]}{R [\text{см}]} \right)^{1.8}.$$

2.4. На стадии плазмообразования пространство внутри лайнера заполняется плазмой с током.

2.5. Своевременное окончание плазмообразования является критическим фактором, определяющим высокую степень сжатия пинча с холодным стартом.

2.6. Проникновение азимутального магнитного потока внутрь пространства, охватываемого лайнером, отличает нашу модель динамики плазмообразования от модели [7, 8].

3. Прорыв магнитного потока сквозь разрушенную плазмообразующую зону с захватом части созданной плазмы

3.1. Экспериментальное наблюдение прорыва азимутального магнитного потока через многопроволочную сборку.

Свидетельством пространственно-неоднородного прорыва магнитного потока является «радиальный плазменный ливень», обнаруженный и исследованный нами в работе [5].

а) Интенсивное сжатие внешней границы пинча начинается с пространственно-неоднородного прорыва азимутального магнитного потока в приосевую зону. Прорыв магнитного потока опережает последующее стягивание плазмы.

б) В результате прорыва магнитного потока образуется «радиальный плазменный ливень» — хаотичная азимутально-аксиальная плазменная структура в виде радиально вытянутых ступков плазмы, имеющих сравнительно малые поперечные размеры.

в) По мере сжатия к оси сборки сгустки плазмы уменьшают свой радиальный размер и сливаются в отдельные плазменные токовые волокна, вытянутые в основном вдоль оси разряда.

г) Вследствие опережающего прорыва магнитного потока вспышка рентгеновского излучения может наступать раньше, чем произойдет окончательное сжатие всей плазмы как целого. Пространственная неоднородность плазмы сохраняется и в момент интенсивного рентгеновского излучения Z -пинча.

д) Пространственная структура сжимаемой плазмы столь неоднородна, что ни о какой цельной сжимающейся плазменной оболочке речи быть не может. В этих условиях рассмотрение сжатия Z -пинча на основе формализма рэлей-тейлоровской неустойчивости, равно как и на основании классической модели «снежного плуга», является некорректным.

3.2. Критерии прорыва магнитного потока внутрь лайнера на стадии завершения плазмообразования.

а) Прорыв магнитного потока есть следствие нарушения локального баланса между подачей плазмообразующего вещества и его ионизацией, с одной стороны, и сносом силами $\mathbf{j} \times \mathbf{H}$ из зоны плазмообразования, с другой стороны.

б) Оценка величины разрядного тока I_{cr} , при превышении которой магнитный поток прорвется внутрь лайнера через кольцевой зазор с аксиальной длиной d , имеет вид

$$I_{cr}[\text{A}] \approx 3 \cdot 10^{21} \frac{\sqrt{\rho}}{\sigma} \frac{R\Delta}{d^2},$$

где ρ — плотность плазмы, σ — проводимость плазмы, Δ — толщина плазменного слоя, R — радиус лайнера. При $\rho \sim 10^{-4}$ г/см³, $\sigma \sim 10^{14}$ ед. CGSE, $\Delta \approx d \approx 0.1$ см, $R \approx 1$ см имеем $I_{cr} \approx 3$ МА.

в) Прорвавшийся азимутальный магнитный поток увлекает за собой плазму, в которую он вброжен; масса этой плазмы может составлять лишь часть массы плазмообразующего вещества в области прорыва.

г) Прорвавшийся азимутальный магнитный поток препятствует дальнейшему протеканию тока в области прорыва.

4. МГД-турбулентный нагрев и радиационное охлаждение сжатой плазмы

4.1. МГД-турбулентный нагрев.

Сжатое состояние является естественным следствием прорыва магнитного потока. При стагнации пинча осуществляется перевод энергии магнитного поля тока в МГД-турбулентное движение ион-

ной компоненты сжатой плазмы. Происходит ее конвективное перемешивание с магнитным полем, нагрев, передача энергии от ионов к электронам и излучение сжатой плазмы. Оценка для мощности МГД-турбулентного нагрева [10]:

$$W_{th} \left[\frac{\text{ТВТ}}{\text{см}} \right] \approx \frac{0.5I^3}{rM^{1/2}}.$$

Здесь ток I измеряется в МА, M — в мкг/см, r — в мм.

4.2. Баланс мощностей в излучающем турбулентном пинче.

а) Электронная компонента плазмы нагревается от ионной компоненты; время передачи энергии электронам мало для плотной плазмы пинча по сравнению со временем джоулева нагрева электронов.

б) В условиях нашего эксперимента излучение практически всегда играет определяющую роль в энергетическом балансе при сжатии пинча. Радиационным охлаждением сжимаемой пространственно-неоднородной плазмы можно объяснить стремление турбулентной токонесущей плазмы образовывать структуры из волокон и радиальных «отростков» пинча, в которые превращается «радиальный плазменный ливень», что наблюдается в наших экспериментах [5].

5. Эффективная перекачка запасенной магнитной энергии в нагрев Z -пинча и сверхтераваттный поток рентгеновского излучения

5.1. Как элемент электрической цепи Z -пинч представляет собой нестационарный нелинейный импеданс, потребляющий энергию магнитного поля, которое создается генератором в накопителе-концентраторе тока с магнитной самоизоляцией. Концентратор тока связывает поверхность нагрузки, Z -пинча, с водо-вакуумным интерфейсом генератора. В ходе плазмообразования при неподвижной внешней границе тока магнитная энергия накапливается в концентраторе. После прорыва магнитного потока она тратится на сжатие и нагрев токонесущей, радиационно охлаждаемой плазмы пинча. Максимум активной мощности W_{act} по времени близок к максимуму импульса мощности мягкого рентгеновского излучения.

5.2. Часть активной мощности разряда обеспечивается расходом ранее накопленной магнитной энергии (W_{ind}), а другая определяется работой генератора (W_{supl}). В экспериментах соотношение между W_{supl} и W_{ind} зависит от выбора параметров нагрузки — начального радиуса и погонной массы лайнера.

5.3. На всех этапах сжатия и в сжатом состоянии теплосодержание излучающей плазмы пинча мало по сравнению с энергией магнитного поля разрядного тока. Мощность излучения пинча определяется активной мощностью W_{act} .

5.4. Условия оптимального согласования цепи «генератор–концентратор–пинч».

5.4.1. Параметры цепи должны соответствовать требованию достижения максимума магнитной энергии, запасенной в концентраторе к началу эффективного сжатия пинча.

5.4.2. Импеданс сжатого МГД-турбулентного пинча должен быть существенно больше импеданса генератора, накачивающего магнитную энергию в концентратор с магнитной самоизоляцией.

5.4.3. Плазма в межэлектродном зазоре приводит к утечкам, шунтирующим ток через пинч в его сжатом состоянии. Скорость потока магнитной энергии, питающего пинч, может ограничиваться плазмой, сквозь которую поток должен проходить к пинчу. Эти факторы способны оказать определяющее влияние на максимальную мощность разряда и излучения.

АНАЛИЗ ОСНОВНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗЛУЧАЮЩЕГО САМОСЖАТОГО РАЗРЯДА ВЫСОКОЙ МОЩНОСТИ С ХОЛОДНЫМ СТАРТОМ

1. ХОЛОДНЫЙ СТАРТ САМОСЖАТОГО РАЗРЯДА

1.1. Влияние электрофизики генерирования импульсов сверхтераваттной мощности на стартовые параметры плазмообразующей среды самосжатых разрядов

Применение для Z-пинчей техники генерирования субмикросекундных импульсов сверхвысокой электрической мощности привело к качественным изменениям в физике и экспериментальной технике самосжатых разрядов, открыло новые возможности их применения. Прежде всего мощность источника питания быстрого самосжатого разряда увеличена более чем на два порядка величины по сравнению с возможностями конденсаторных батарей, питающих классические плазменные фокусы, работающие в микросекундном диапазоне длительности разрядного тока. При этом характерные значения энергозапаса и максимального тока у классических систем сопоставимы с соответствующими параметрами быстрых, субмикросекундных, источников тока. Например, на установке «Z» (NL Sandia, USA)

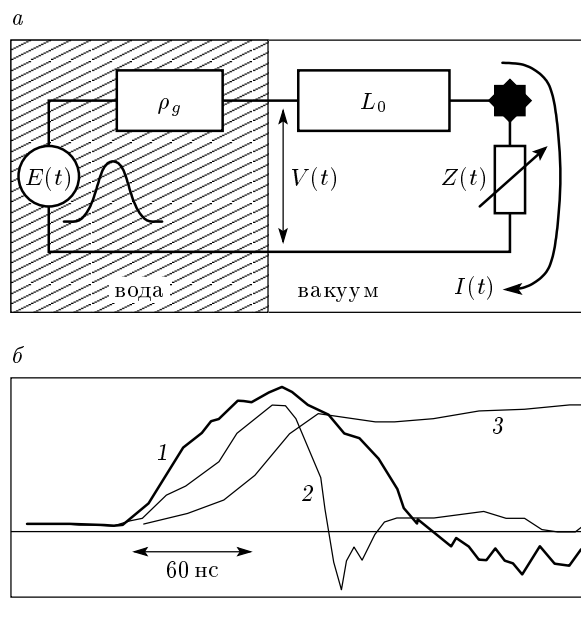


Рис. 1. Упрощенная принципиальная схема разрядной цепи (а) и типичные вольт-амперные характеристики самосжатого разряда высокой мощности (б). а: $E(t)$ — импульс эдс генератора, $V(t)$ — напряжение на выходе формирующей линии генератора с водяной изоляцией, $I(t)$ — разрядный ток, L_0 — индуктивность концентратора тока, ρ_g — суммарное волновое сопротивление водяной формирующей линии, $Z(t)$ — нестационарный нелинейный импеданс нагрузки, состоящий из индуктивной и омической частей; б: 1 — $V(t)$ ($V_{max} \approx 1.1$ МВ), 2 — dI/dt , производная разрядного тока ($dI/dt_{max} \approx 4 \cdot 10^{13}$ А/с), 3 — $I(t)$ ($I_{max} \approx 3$ МА)

мощность генератора составляет около 40 ТВт. Она обеспечивает разгон тока 20 МА через стартовую индуктивность многопроволочной сборки величиной 12 нГн приблизительно за 100 нс [11]. Это максимум достигнутого в настоящее время. Характерные параметры установки «Ангара-5-1»: 2–5 МА, 2–5 ТВт.

Увеличение мощности источника питания получено в результате повышения рабочего напряжения конденсаторной батареи и применения формирующих линий, которые сокращают длительность импульса. На рис. 1 а показана упрощенная принципиальная схема разрядной цепи, а на рис. 1 б даны типичные для опытов [1–5] осциллограммы напряжения на выходе формирующей линии генератора $V(t)$, производной разрядного тока dI/dt и самого тока $I(t)$. Резкая немонотонность сигнала dI/dt показывает, что Z-пинч как элемент разрядной цепи

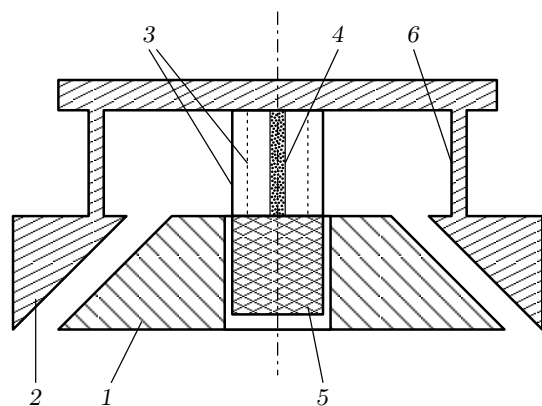


Рис. 2. Вариант схемы лайнерного узла (трехкаскадная композиция): 1 — катод, 2 — анод, 3 — внешняя и внутренняя многослойные сборки, 4 — центральная нагрузка из малоплотной пены, 5 — груз для натяжения многослойных сборок, 6 — анодные обратные токопроводы

представляет собой нелинейный и нестационарный импеданс.

Сокращение длительности нарастания тока с 10 мкс до 100 нс необходимым образом потребовало уменьшения стартового радиуса Z -пинча с десятков сантиметров до 1 см. Вследствие этого между выходными устройствами генератора метрового размера и физической нагрузкой, имеющей сантиметровый начальный размер, появился концентратор тока — вакуумная транспортирующая линия с магнитной самоизоляцией межэлектродного зазора. Индуктивность концентратора тока, связывающего поверхность нагрузки, Z -пинча, с водо-вакуумным интерфейсом генератора, обозначена на рис. 1а как L_0 . Концентратор обеспечивает питание сверхтераваттного мегавольтного разряда при сравнительно малой балластной индуктивности $\sim 10\text{--}20$ нГн. Различие хода кривых $V(t)$ и dI/dt на стадии нарастания тока через индуктивную нагрузку (рис. 1б) связано с электронными утечками в концентраторе, возникающими при установлении магнитной самоизоляции зазоров [2]. Для простоты токи утечек не показаны на рис. 1а, но в ряде случаев они могут быть значительными.

Концентратор одновременно выполняет важную роль накопителя магнитной энергии, обеспечивая высокую мощность энергетических процессов в фазе сжатия и сжатого состояния Z -пинча. На рис. 2 дана схема одного из многочисленных вариантов нагрузочного узла — центральной части концентратора, применяемого в опытах [1–5].

В настоящее время на первое место в научных и прикладных интересах в быстрых сверхтераваттных Z -пинчах выдвинулась проблема эффективной конверсии энергии первичного накопителя в энергию мягкого рентгеновского излучения. Это потребовало применения плазмообразующих веществ, содержащих элементы с большим атомным номером. Форсированное сокращение стартовых размеров плазмообразующего объекта, строгие требования к его геометрическим характеристикам, изменения в элементном составе плазмообразующего вещества, задаваемые требованиями к спектральным характеристикам излучения, заставили отказаться в ряде случаев от плазмообразующего газа и перейти к совершенно другим плазмообразующим средам. Для современного эксперимента типичны гетерогенные плазмообразующие среды малой плотности, состоящие из твердого вещества в виде крупинки или нити микронного размера. В последние годы часто используются многослойные сборки. Для излучающего Z -пинча диапазон масс сжимаемой плазмы из вещества с большим атомным номером составляет 0.2–10 мг/см при изменении тока в диапазоне от 3 МА до 20 МА. Очень важно, чтобы плазмообразующее вещество в начальный момент имело строго заданные форму и размеры, а процесс плазмообразования был бы контролируемым.

Можно считать, что в настоящее время начальные геометрические и массовые характеристики существующих нагрузок в какой-то мере соответствуют требованиям большинства реальных экспериментов. Относительно же контролируемости процесса плазмообразования из первоначально холодного вещества этого сказать нельзя.

1.2. Холодный старт как неперенный атрибут всех самосжатых разрядов с высоким темпом нарастания тока, исследованных к настоящему времени

Как уже говорилось, во всех реальных экспериментах с Z -пинчами мощностью порядка 1 ТВт и более, осуществленных к настоящему времени, плазма приготавливается самим генератором электрической мощности в результате электрического пробоя изначально неионизованного плазмообразующего вещества. Такое экспериментальное решение получило название «холодный старт». Эта вынужденная акция, имеющая целью упростить конструкцию силовой части установки, является фактором, серьезно влияющим на все процессы последующего самосжатия разряда. При холодном стар-

те плазмообразование начинается с электрического пробоя плазмообразующего вещества, но не завершается этим. Быстрое увеличение разрядного тока ($dI/dt \sim (0.5-2) \cdot 10^{14}$ А/с), необходимое для ускорения массы 0.1–1 мг/см до скорости $\sim 3-5 \cdot 10^7$ см/с на базе 1–2 см, приводит к значительным пространственным неоднородностям плазмообразования. В ходе нарастания разрядного тока магнитное ускорение плазмы в зоне плазмообразования начинается до завершения полного перехода плазмообразующего вещества в ускоряемую плазму. Создаваемая редкая плазма выносится вместе с током из зоны плазмообразования, снижая интенсивность поступления туда энергии, необходимой для испарения и ионизации плазмообразующего вещества. Эти обстоятельства оказывают существенное влияние не только на начальную стадию разряда, но и на его сжатие и сжатое состояние.

1.3. Гетерогенность структуры плазмообразующего вещества

Гетерогенность структуры плазмообразующего вещества является существенным фактором, однако эффекты холодного старта проявляются и в изначально гомогенном плазмообразующем веществе [2, 3].

Пространственно-неоднородное плазмообразование свойственно как гетерогенным средам (твердотельная малоплотная пена, многопроволочные сборки), так и гомогенной плазмообразующей среде (газ), хотя механизмы пробоя и плазмообразования для этих сред различаются. В случае многопроволочныхборок азимутальная неоднородность задается самим построениемборок: расстояние между проволочками (200–1000 мкм) всегда оказывается значительно больше диаметра проволочек (5–15 мкм). В газовой плазмообразующей среде пространственная неоднородность проявляется вследствие неустойчивости в виде азимутальной филаментации тока с последующей аксиальной стратификацией образующейся плазмы. Перегревные неустойчивости, приводящие к контракции токовых каналов, при высоких скоростях нарастания тока характерны для токового пробоя любой среды, азимутально однородной до пробоя.

1.4. Массивные электроды Z-пинча как дополнительная плазмообразующая среда при холодном старте

Аксиальный размер Z-пинча ограничен массивными токоподводящими электродами. Это порождает

еще одну проблему холодного старта — образование приэлектродной плазмы. В концентраторе электрической мощности, на оси которого расположена физическая нагрузка и который должен доставить на нее ток I , погонная плотность тока $j_l = I/2\pi r$ возрастает по мере уменьшения радиуса r сходящегося тока. В Z-пинче высокой мощности на физическую нагрузку с характерным размером $r \sim 1$ см концентрируется удельная электрическая мощность, превышающая ТВт/см². Для электрического взрыва токнесущего проводника в течение 10–20 нс достаточно плотность тока $j \sim 10^8$ А/см². При погонной плотности тока, превышающей 1 МА/см, такая плотность тока будет при толщине скин-слоя $\delta \sim 0.01$ см. В проводнике с электропроводностью $\sigma \sim 10^{16}$ ед. CGSE эта толщина установится за время $t \sim 4\pi\delta^2\sigma/c^2 \sim 10-15$ нс, что соответствует длительностям процессов в наших экспериментах. Электрический взрыв массивной токнесущей поверхности приводит к появлению плазмы в межэлектродном зазоре. Масса этой плазмы неконтролируемым образом поступает в объем самосжатого разряда, ее поток азимутально неоднороден, что оказывает существенное влияние на динамику сжатия Z-пинча.

Приведенное выше рассмотрение одинаково относится как к катодному, так и к анодному электродам. Однако на практике прикатодная плазма проявляется сильнее. На рис. 3 дана рентгенограмма Z-пинча, на которой четко видна своеобразная прикатодная «юбка».

Причины неодинакового поведения прианодной и прикатодной зон пинча пока неясны. Возможно, что на образовании прикатодной плазмы дополнительно сказывается влияние электронов магнитной самоизоляции в прикатодной зоне. Возможно, что ионные токи, идущие на катод, приводят к более интенсивному прогреву его поверхности по сравнению с анодом. Наконец, для опытов [1–5] причина может быть и более прозаичной. По технологическим условиям контакт катодного электрода многопроволочной сборки с подводящим электродом сделан скользящим. Тем самым качество этого контакта плохое и он азимутально неоднороден. Эрозионная плазма, генерируемая в зоне контакта при погонной плотности тока, превышающей 1 МА/см, может выбрасываться внутрь объема, охватываемого многопроволочной сборкой, нарушая требуемый баланс массы в пинче. По-видимому, в некоторых случаях эффективным средством предотвращения неконтролируемого потока плазмы в межэлектродный зазор может быть использование пористых твердотельных сред малой плотности в качестве примыкающих к нагрузке

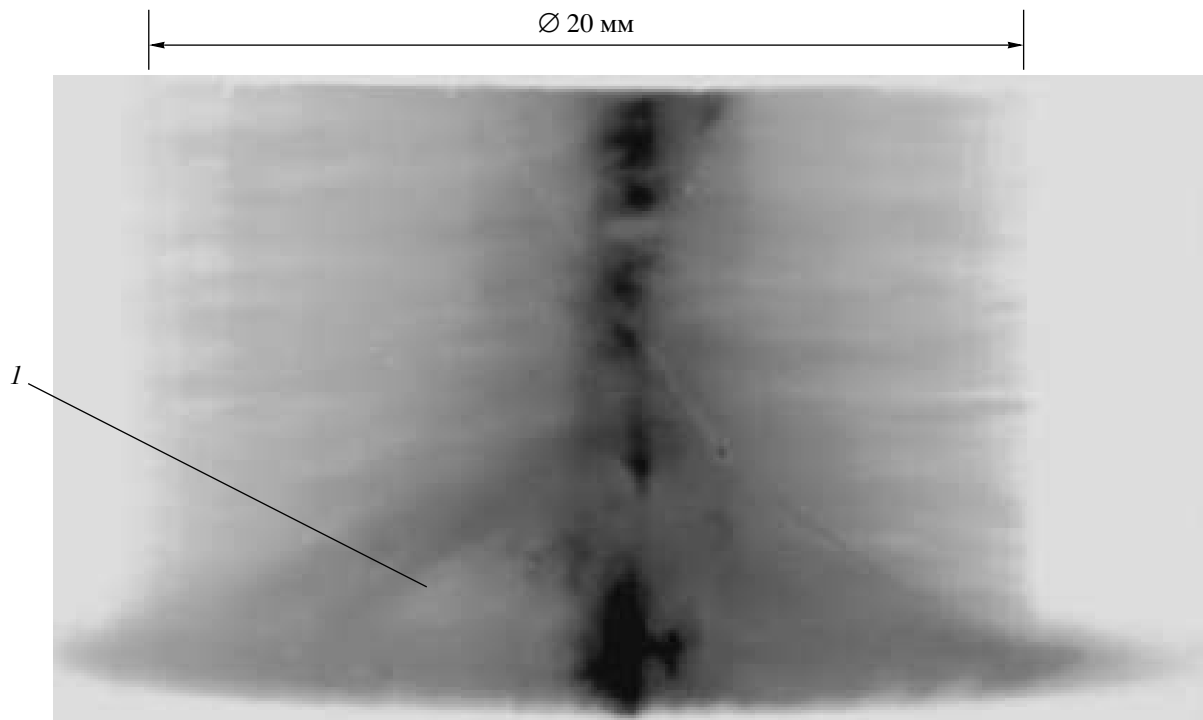


Рис. 3. Интегральная по времени рентгенограмма Z-пинча многопроволочной сборки с конической прикатодной плазмой (1). Стартовый диаметр многопроволочной сборки 20 мм

ке подводящих электродов. В этом случае возможен быстрый их перевод в плазменное состояние и снос образующейся плазмы магнитным давлением в направлении от зазора, чтобы компенсировать расширение плазмы в зазор.

1.5. Мощная не токовая предьонизация плазмообразующего вещества — нереализованная альтернатива холодному старту

Холодный старт фактически исключает возможность применения лайнерной схемы сверхтераваттного самосжатого разряда. Под лайнером здесь понимается проводящая массивная тонкая цилиндрическая оболочка, разогнанная до высокой скорости так, чтобы ее кинетическая энергия обратилась в тепловую при ударе о препятствие — внутренний каскад. В сверхтераваттном режиме сжатия такая оболочка, естественно, будет плазменной. Проблема создания компактной массивной плазменной оболочки с кинетической энергией от 100 кДж и выше является ключевой проблемой лайнерной схемы. В быстрых самосжатых разрядах с холодным стартом такую оболочку пока получить не удалось.

Проблему могла бы решить эффективная предьонизация плазмообразующей среды. При этом важно, чтобы сама предьонизация не порождала пространственных неоднородностей плазмы, характерных для холодного старта разряда. Попытки предварительной ионизации лайнерного вещества «не токовыми» средствами предпринимались, но в разрядах с меньшим уровнем мощности [14]. Для сверхтераваттных разрядов средства предьонизации должны быть существенно мощнее и, соответственно, много дороже. Эффективным представляется применение мощной (до ~ 0.1 ТВт) предьонизации лайнера ионным пучком. При этом параметры приготовленной плазмы должны предотвращать дальнейшие ионизационные процессы, порождающие филаментацию тока при включении на лайнер основного токового импульса. Начальной электронной температуры ~ 10 эВ было бы, по-видимому, достаточно для радиационной стабилизации перегреваемых неустойчивостей, приводящих к контракции тока. К сожалению, реализовать такой метод пока не удалось из-за его технологической сложности и относительно высокой стоимости.

Представляет интерес ионизация пенного лайнера внешней вспомогательной токовой оболочкой, ес-

ли она осуществляется достаточно медленно, так что возникшие филаменты успевают расшириться и слиться с соседними. Первые опыты по взаимодействию мегаамперной токовой оболочки микросекундного плазменного фокуса с пенным лайнером дали обнадеживающие результаты [15]. Конечно, необходимо последующее подключение импульсного генератора основного разрядного тока к полученной плазменной оболочке. К сожалению, пока такого исследования нет.

Работа по эффективной предыонизации лайнера необходима, поскольку только на этом пути можно надеяться на осуществление имплозии лайнера, основанной на исходных модельных представлениях начала 80-х годов прошлого века.

2. ЗАТЯНУТОЕ ВО ВРЕМЕНИ ПЛАЗМООБРАЗОВАНИЕ — ОСНОВНОЕ СЛЕДСТВИЕ ХОЛОДНОГО СТАРТА [2, 3]

Затянутое во времени плазмообразование как следствие холодного старта быстрого Z -пинча является экспериментальным фактом, не вызывающим сомнений. Многочисленные детали этого явления для различного вида плазмообразующих сред подробно описаны в работах [1–5]. В последние годы опубликованы результаты экспериментов по сжатию многопроволочныхборок [16], выполненных на установке «MAGPIE». При сходной, в общих чертах, феноменологической картине холодного старта разряда через многопроволочную сборку теоретическая интерпретация экспериментальных результатов [1–5] и [16] существенно различается. Результаты экспериментов на установке «MAGPIE» интерпретированы на основе модели [7, 8]. Наши эксперименты интерпретированы на основе модели гетерогенного лайнера с затянутым плазмообразованием, представленной в следующих ниже разделах.

2.1. Феноменологическая картина затянутого плазмообразования по результатам экспериментов [1–5] и физическая модель плазмообразования в гетерогенной среде

Наиболее важное проявление затянутого плазмообразования при холодном старте самосжатого разряда состоит в том, что действие сил $\mathbf{j} \times \mathbf{H}$ становится определяющим в динамике генерируемой плазмы до завершения полного перехода плазмообразующего вещества в ускоряемую плазму. Прежде всего, до начала сжатия плазмы как целого проявляется действие суммарного магнитного поля многих токовых каналов (филамент) на отдельный то-

ковый канал. Оно вызывает радиальный снос плазмы отдельных филаментов или малоплотной плазмы проволок до начала имплозии плазмы как целого. Плазма, отошедшая внутрь сборки под действием суммарного магнитного поля тока, протекающего через нее, собирается на оси значительно раньше основной массы сборки, образуя пинч-предвестник. Кроме того, проявляется действие локального магнитного поля тока, текущего через отдельный токовый канал (филаменту, взорванную проволоку), на сам канал. Это может вызывать магнитное самосжатие канала, появление его собственной аксиальной МГД-неоднородности. В работе [2] показано, что магнитное самосжатие филаментов легко осуществляется в плазмообразующих газах с большим атомным номером.

Соотношение между действием суммарного и локального магнитных полей на динамику плазмы в ходе плазмообразования зависит от многих условий и не определяется однозначно. Но одно очевидно: как показывает эксперимент, на стадии плазмообразования вся динамика пинча происходит под влиянием продолжающегося истечения новых порций ускоряемой плазмы из плазмообразующей среды внутрь пространства, которое эта среда окружает. Генерируемая плазма уносит с собой часть тока, но внешняя граница плазмы остается в течение длительного периода времени неподвижной, практически совпадая с внешней границей плазмообразующей среды. В условиях наших экспериментов внешняя граница плазмы неподвижна практически в течение всего времени нарастания тока. Экспериментально обнаруженная неподвижность внешней границы плазмы означает существование баланса между количеством генерируемой плазмы и плазмы, сносимой внутрь силами $\mathbf{j} \times \mathbf{H}$.

Экспериментальный материал [1–5] позволяет сформулировать физическую модель затянутого плазмообразования. Наш подход отличается от подхода, развиваемого, например, в модели, описанной в [7, 8] и в ряде более ранних работ. В этих работах, посвященных в основном начальной стадии разряда через многопроволочную сборку, важным объектом внимания является азимутальная структура плазмы многопроволочной сборки. Азимутальная структура плазмообразующего вещества будет учтена и нами при оценке процессов испарения вещества взорванных вольфрамовых проволок в многопроволочной сборке (см. п. 2.2). Но, вообще говоря, мы не считаем азимутальную структуру плазмообразующего вещества многопроволочной сборки определяющим фактором на

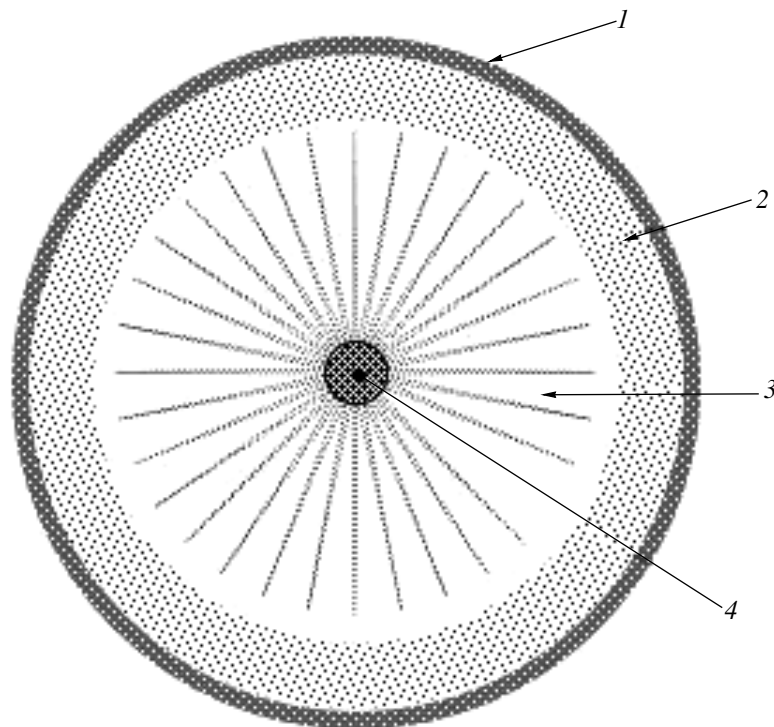


Рис. 4. Модель расположения зон плазмообразования: 1 — область, содержащая гетерогенное плазмообразующее вещество, 2 — область вмораживания азимутального магнитного поля в генерируемую плазму, 3 — радиальный поток плазмы с магнитным полем, 4 — пинч-предвестник. Границы между областями не резкие, масштабы не соблюдаются

стадии затянутого плазмообразования.

В основу нашей модели плазмообразования положено представление об определяющей (практически с самого начала разряда) роли суммарного азимутального магнитного поля B , которое создается полным разрядным током I в гетерогенной плазмообразующей среде, содержащей вещество в конденсированном состоянии. При анализе основных физических характеристик затянутого плазмообразования будем для простоты считать, что локальные источники плазмообразующего вещества равномерно распределены по объему плазмообразующей среды, так что расстояние между ними мало по сравнению с характерным размером среды. Подходящей модельной средой мог бы служить пылевой лайнер — кольцевое цилиндрическое облако микрочастиц в вакууме, когда расстояние между частицами много больше размера частицы, но много меньше толщины кольца, которая, в свою очередь, много меньше радиуса цилиндра R_L . Радиальная структура такого лайнера на стадии затянутого плазмообразования представлена на рис. 4.

В течение первых нескольких наносекунд разряд-

ный ток в области 1 (рис. 4), содержащей конденсированные микрочастицы плазмообразующего вещества, переключается на редкую плазму, заполняющую пространство между ними. В областях 1–2 происходит нагрев плазмы, рост ее проводимости и вмораживание азимутального магнитного поля разрядного тока в эту плазму. Поток 3 плазмы с вмороженным в нее магнитным полем сносится силами $\mathbf{j} \times \mathbf{H}$ из области 2 в приосевую зону 4, образуя пинч-предвестник. Испарение плотных микрочастиц происходит под действием потоков тепла и излучения из плазмы. Их интенсивность относительно мала, так что испарение плотной гетерогенной фазы длится десятки наносекунд, т.е. в течение времени, сопоставимого с длительностью нарастания разрядного тока. При этом внешняя граница тока и плазмы определяется положением области 1, которая остается неподвижной практически до полного испарения. Таким образом, плазмообразование обеспечивается следующими процессами: испарением вещества и его ионизацией в области 1, взаимной диффузией плазмы и магнитного поля в зоне 2 и сносом образующейся плазмы отсюда си-

лами $\mathbf{j} \times \mathbf{H}$. Рассмотрим эти процессы подробнее. В п. 2.2 представлены результаты численного моделирования процесса испарения вольфрамовых проволок в сборке. В п. 2.3–2.6 проанализирована динамика заполнения внутрилайнерного пространства образующейся плазмой.

2.2. Модель испарения гетерогенного плазмообразующего вещества, учитывающая его азимутальную структуру

В этом разделе мы будем рассматривать азимутально структурированную среду, состоящую из многих взорванных вольфрамовых проволок. Данные рентгеновского зондирования взорванных вольфрамовых проволок в многопроволочной сборке, полученные с помощью техники x -пинча [4], показывают, что каждая взорванная проволока состоит из плотной части (керна), окруженного плазмой сравнительно малой плотности. Расстояние между кернами в сборке велико по сравнению с радиусом керна, так что можно рассматривать отдельный керн. Экспериментальные данные дают возможность сделать выводы о тонкой структуре керна в довольно поздний момент времени $t_x \approx 60$ нс после начала тока. В этот момент полный ток через многопроволочную сборку достигает ~ 1 МА. Начальный диаметр проволоки равен 6 мкм. Из экспериментальных данных следует, что приблизительно через 60 нс диаметр керна взорванной проволоки составил $2r_K = 18$ мкм. Полагая, что погонная масса взорванной проволоки к этому моменту уменьшилась до $m_K \approx 2.6$ мкг/см, получаем, что средняя плотность вещества в керне $\rho_K \sim 1$ г/см³, т. е. она меньше критической плотности вольфрама, приблизительно равной 4.5 г/см³. Соответствующая экспериментальному значению $\rho_K \sim 1$ г/см³ точка на фазовой диаграмме вольфрама имеет температуру больше $12 \cdot 10^3$ К [17], так что тепловая скорость пара вольфрама должна быть больше $8 \cdot 10^4$ см/с. В эксперименте же получена средняя скорость расширения керна — около $1.5 \cdot 10^4$ см/с. Таким образом, малая средняя скорость расширения не позволяет рассматривать керн как гомогенное состояние пара. Естественно в этих условиях считать керн микрогетерогенной средой — смесью ионизованного пара и капель жидкости, имеющей четкие границы. Рассматриваемая модель состояния керна учитывает испарение с поверхности капель и потерю массы за счет истечения пара с границы керна. В качестве источника энерговыделения в керне принят омический нагрев

током J по ионизованному пару внутри керна. Ток возбуждается электрическим полем E , которое приложено к торцам многопроволочной сборки в области 1 на рис. 4. Кроме джоулева тепловыделения в объеме керна, вещество керна может получать энергию от внешней, более горячей, плазмы в виде потока излучения и в результате электронной теплопроводности. Рассмотренная модель не учитывает этих энергетических потоков, хотя они могут существенно увеличить интенсивность испарения жидкой фазы керна, особенно на его завершающей стадии.

Рассмотрим керн как цилиндрическое облако радиуса r_K , состоящее из смеси пара и жидких капель, характеризуемых средним значением радиуса r_L и плотности ρ_L , с концентрацией капель на единицу длины керна N_L и объемной концентрацией $n_L = N_L/\pi r_K^2$. Разумеется, погонная плотность жидкой фазы должна быть меньше погонной плотности керна. Из экспериментального факта непрозрачности гетерогенной структуры керна для зондирующего рентгеновского излучения x -пинча следует оценка концентрации капель. Если кванты зондирующего излучения ($h\nu \sim 3$ кэВ) полностью поглощаются в каплях, то непрозрачность керна означает, что $N_L r_L^2 > r_K$. Учитывая, что масса пара в керне пренебрежимо мала, получим: $r_L \rho_L < r_K \rho_K$, $r_L < 0.35$ мкм, $N_L > 10^6$ см⁻¹, следовательно, концентрация жидких капель в керне $n_L \sim 3 \cdot 10^{12}$ см⁻³ и она соизмерима с концентрацией дефектов в холодном металле, имеющей порядок 10^{12} см⁻³ [18].

Запишем уравнения баланса массы (m_L , m_G — массы жидкости и газа) и энергии (ε_L , ε_G — удельные энергии жидкости и газа) в керне в предположении равенства температуры T и давления жидкости P_L и пара P_G :

$$\begin{aligned} \frac{m_L}{\rho_L} + \frac{m_G}{\rho_G} &= \pi r_K^2, \quad r_L = \sqrt[3]{\frac{3}{4} \frac{m_L}{\pi N_L \rho_L}}, \\ u_T &= \sqrt{\frac{k_B T}{2\pi M}}, \quad P_L(T, \rho_L) = P_G(T, \rho_G), \\ \frac{dm_L}{dt} &= -4\pi r_L^2 N_L u_T (\rho_V(T) - \rho_G), \\ \frac{d(m_L + m_G)}{dt} &= -2\pi r_K u_T \rho_G, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} m_L \frac{d\varepsilon_L}{dt} + m_G \frac{d\varepsilon_G}{dt} - \frac{dm_L}{dt} (\varepsilon_G - \varepsilon_L) + P_G \dot{V} &= JE, \\ \dot{V} &= 2\pi r_K u_T, \quad J = \pi r_K^2 \sigma E. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $\rho_V(T)$ — плотность насыщенных паров вольфрама, ρ_L , ρ_G — плотности жидкости и пара, V — объем керна.

Обсудим выбор величины E в уравнениях (2). Будем исходить из того экспериментального факта, что в многопроволочной сборке разрядный ток очень рано переключается на редкую плазму вне керна, так что через kern течет только малая часть тока, т.е. $J \ll I/N$, где I — полный разрядный ток, а N — число проволок в сборке. Непосредственное экспериментальное определение величины тока J через kern затруднительно и до настоящего времени не осуществлено, поэтому для определения J и E в уравнении (2) первичной величиной приходится выбирать E . Величина электрического поля E , приложенного к внешней границе плазмообразующей среды, определяется макроскопическими характеристиками разряда как целого, а эти характеристики в эксперименте определяются достаточно надежно. Для определения E в неподвижной области 1 (рис. 4), где находится гетерогенное плазмообразующее вещество, учтем движение идеально проводящей плазмы, движущейся к оси с дрейфовой скоростью V на границе областей 1 и 2 (рис. 4). Если B — напряженность азимутального магнитного поля разрядного тока I на внешней границе области 1, то напряженность магнитного поля B' на границе областей 1 и 2 будет несколько меньше, так как туда проникает вместе с плазмой только часть тока I . В следующем разделе будет показано, что $B' \sim B/\sqrt{3}$. Движение плазмы поперек этого поля со скоростью V создает электрическое поле $E' = 10^{-8}VB'$. Здесь E' измеряется в В/см, остальные величины — в CGSE. Напряженность поля E в области 1, где находится плотное плазмообразующее вещество, отличается от величины E' на индуктивную составляющую. При линейном распределении магнитного поля по радиусу в области 1, имеющей малую толщину $\delta R \sim 0.1R_A$ (R_A — радиус сборки), и полном токе $I < 3$ МА имеем оценку:

$$E - E' \approx 2 \cdot 10^{-9} \frac{\delta R}{R_A} \frac{dI}{dt} < 5 \frac{\text{кВ}}{\text{см}}.$$

Согласно нашим экспериментальным данным, на границе областей 1 и 2 радиальная скорость плазмы $V = (1-2) \cdot 10^7$ см/с. Тогда для амплитудного значения тока $I = 2-3$ МА и $R_A = 1$ см соответствующий диапазон напряженности поля $E \sim E' = 20-60$ кВ/см.

Для расчетов система (1), (2) дополнялась уравнением состояния вольфрама для жидкости и газа [19]. Ток через kern определялся по формуле $J = \pi r_K^2 \sigma E$, проводимость керна σ рассчитывалась в рамках модели эффективного кулоновского логарифма [20]. Влияние жидкой дисперсной фазы на

протекание тока не учитывалось, что определяется, в частности, условием $m_L/\rho_L < m_G/\rho_G$. Результаты моделирования динамики гетерогенного керна с постоянным радиусом $r_K = 10$ мкм и напряженностью поля $E = 30$ кВ/см представлены на рис. 5. Результаты моделирования с учетом зависимости от времени радиуса керна, увеличивающегося с постоянной скоростью, и нарастающей во времени напряженности поля E , приведены на рис. 6.

Проанализируем результаты расчетов. Прежде всего отметим, что интенсивное испарение капель начинается не ранее, чем через 60–70 нс после начала тока. Это соответствует фактам: в наших опытах плотная фаза зарегистрирована на 70 нс от начала тока. Впрочем, достижение количественного совпадения результатов расчета с экспериментальными результатами не было целью нашего анализа на данном этапе работы, важнее определить принципиальные свойства процесса.

Резкое уменьшение массы жидкой фазы, возникающее в расчетах в момент $t \sim 80$ нс, и соответствующее возрастание массы паровой фазы в объеме керна сопровождаются скачком температуры вещества керна, который объясняется прекращением энергозатрат на испарение вольфрама. Действительно, при значении $J \sim 10$ А, полученном в расчете, и $E \sim 3 \cdot 10^4$ В/см имеем $JE \sim 3 \cdot 10^5$ Вт/см. Считая, что вся эта мощность затрачивается, в конце концов, на испарение вольфрама в керна, получим скорость испарения вольфрама ~ 0.1 мкг/нс на единицу длины керна. Это соответствует результатам расчета, приведенным на рис. 6: $dm_L/dt \sim 0.1$ мкг/см на момент $t \sim 70-80$ нс. После окончательного испарения жидкой фазы масса пара в керна уменьшается. Пар покидает kern, заполняя пространство между проволоками. Расчетная скорость ухода массы паровой фазы из керна в интервале $t \sim 90-100$ нс не превышает 0.05 мкг/нс·см. При числе проволок в сборке $N = 50$ скорость подачи массы под ионизацию и последующее ускорение силами $\mathbf{j} \times \mathbf{H}$ будет $dm_G/dt \sim 2.5$ мкг/нс·см.

2.3. Формула скорости плазмообразования, необходимой для поддержания стационарного радиального истечения вольфрамовой плазмы из плазмообразующей среды с неподвижной внешней границей

В этом разделе рассмотрим динамику вещества, испаренного в области 1 (рис. 4). Для простоты будем считать, что локальные источники плазмообразующего вещества равномерно распределены по объ-

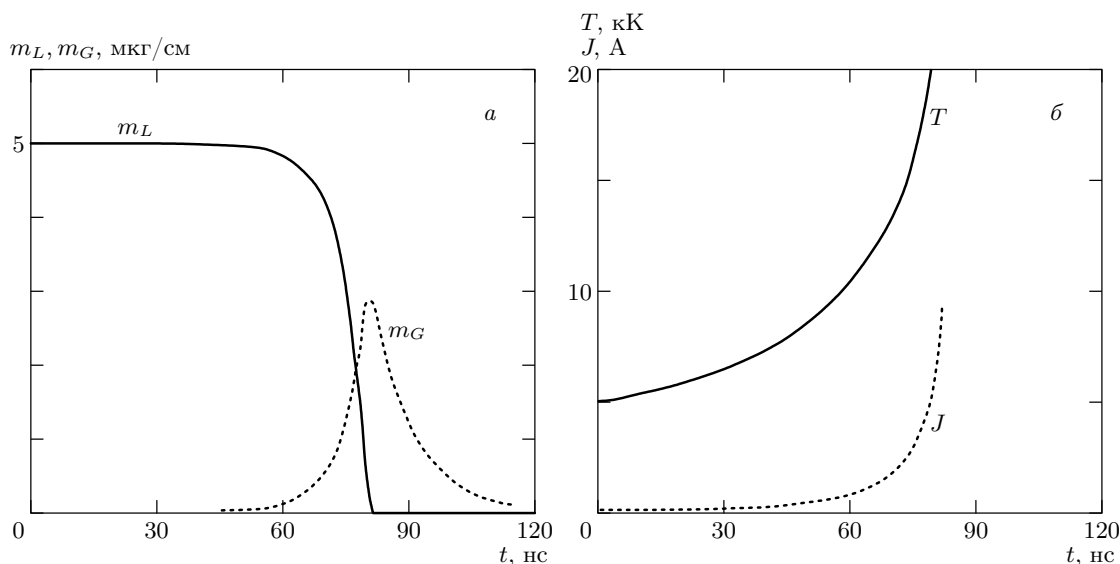


Рис. 5. Результаты моделирования динамики гетерогенного ядра с постоянным радиусом $r_K = 10$ мкм и напряженностью поля $E = 30$ кВ/см; m_L и m_G — погонные массы, соответственно, жидкой и паровой фаз в ядре, T — температура, J — ток через ядро

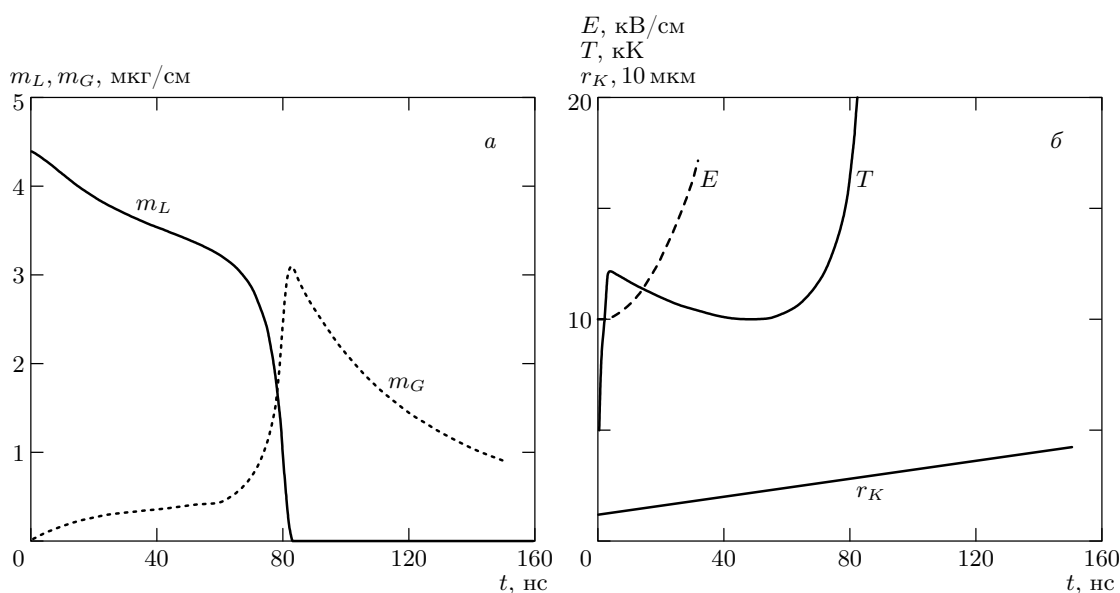


Рис. 6. Результаты моделирования динамики гетерогенного ядра с учетом зависимости от времени радиуса ядра r_K и нарастающей во времени напряженности поля E ; m_L и m_G — погонные массы, соответственно, жидкой и паровой фаз в ядре, T — температура

ему этой области. Пусть источники плазмообразующего вещества создают редкую плазму с малой плотностью ρ и проводимостью σ , которая заполняет область 1 и поступает в область 2, и пусть через эту плазму течет ток, создающий азимутальное магнитное поле B на ее внешней границе. По

мере плазмообразования в областях 1 и 2 происходит вмораживание азимутального магнитного поля тока в генерируемую плазму. При этом сила Ампера сносит плазму с током из области 2 в направлении к оси со скоростью порядка альфвеновской $V_A \sim B/(4\pi\rho)^{1/2}$, так что создается переходный слой

толщиной $\Delta \sim c^2/4\pi\sigma V_A$. Предположим, что энергия, необходимая для обеспечения баланса между потоками сносимой плазмы и возобновляемой плазмы в зоне плазмообразования, поступает туда в результате потока тепла, определяемого электронной теплопроводностью сносимой плазмы. На основании этих упрощающих предположений в работе [3] получена формула для скорости сноса образующейся плазмы внутрь лайнера в предположении, что под ионизацию подается достаточное количество плазмообразующего вещества, например, в результате испарения его конденсированной фазы (см. п. 2.2):

$$\frac{dm}{dt} \left[\frac{\text{мкг}}{\text{см}^2 \cdot \text{нс}} \right] \approx 0.2 \left(\frac{I [\text{МА}]}{R [\text{см}]} \right)^{1.8}. \quad (3)$$

Напомним, что здесь рассмотрена картина процесса в пренебрежении аксиальными и азимутальными неоднородностями плазмообразования, ясно видимыми в реальном эксперименте. Тем не менее из этого упрощенного рассмотрения следуют важные результаты, которые будут рассмотрены в следующих разделах.

2.4. Математическая модель заполнения пространства внутри лайнера плазмой с током на стадии плазмообразования

В соответствии с работой [3], используя одномерную цилиндрическую МГД-модель в предположении малости градиентов теплового давления плазмы по сравнению с силами $\mathbf{j} \times \mathbf{H}$, имеем:

$$\frac{\partial}{\partial t} v + v \frac{\partial}{\partial r} v = - \frac{1}{8\pi r^2 \rho} \frac{\partial (Br)^2}{\partial r}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} B + \frac{\partial}{\partial r} (vB) = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho vr) = 0, \quad (6)$$

где B — азимутальная компонента магнитного поля, v — радиальная компонента скорости плазмы, r — текущий радиус. Граничные условия учитывают процесс затянутого плазмообразования при $r = R_L$ (радиус лайнера):

$$(\rho v)|_{r=R_L} = -\dot{m}(t), \quad (7)$$

$$\left(\rho v^2 + \frac{B^2}{8\pi} \right) \Big|_{r=R_L} = \frac{[B_0(t)]^2}{8\pi}, \quad (8)$$

$$-v|_{r=R_L} \leq \frac{|B|}{\sqrt{4\pi\rho}} \Big|_{r=R_L}. \quad (9)$$

Граничное условие (8) устанавливает, что генерируемая плазма рождается с нулевой радиальной скоростью. Магнитное поле на внешней границе лайнера определяется полным током разряда $I(t)$:

$$B_0(t) = \frac{2I(t)}{cR_L}, \quad (10)$$

который считается заданной функцией времени. Из условий (7)–(9) следует, что внутри лайнера с ненулевой скоростью плазмообразования течет заметная часть полного тока. В частности, если скорость сносимой плазмы равна альфвеновской скорости, магнитное поле на внутренней границе лайнера равно $B_0/\sqrt{3}$, т. е. примерно 40 % тока протекает внутри объема, охватываемого лайнером.

2.5. Одномерная модель динамики Z-пинча, учитывающая, что плазмообразование заканчивается не мгновенно

Затянутое плазмообразование должно когда-нибудь закончиться, если мы хотим, чтобы внешняя граница токовой плазмы начала, наконец, сжиматься, образуя Z-пинч. Естественно, что плазмообразование заканчивается не мгновенно. Пусть сначала скорость плазмообразования возрастает вместе с током как $\dot{m}(t) = CI^\mu$ в интервале времени $t \leq t_q$, а затем уменьшается пропорционально $\exp(-(t-t_q)/t_f)$. Полная масса лайнера равна M_L . Для решения системы уравнений (4)–(9) будут использованы безразмерные переменные, базирующиеся на единице тока I_0 , единице длины $R_0 \equiv R_L$ и единице времени t_0 : скорость $v_0 = R_L/t_0$, плотность плазмы $\rho_0 = I_0^2 t_0^2 / \pi c^2 R_L^4$, погонная масса лайнера $M_0 = (I_0 t_0 / c R_L)^2$. Для сопоставления результатов расчетов с экспериментальными данными принимаем: $I_0 = 1$ МА, $R_0 = R_L = 1$ см, $t_0 = 100$ нс.

Результаты расчетов приведены на рис. 7–10. На рис. 7 показаны временные зависимости тока внутри половинного радиуса лайнера, на рис. 8–10 — радиальные зависимости плотности, магнитного поля и скорости для разных моментов времени. Группа рисунков *a* относится к случаю сравнительно быстрого убывания $\dot{m}(t)$, группа рисунков *b* — к случаю сравнительно медленного убывания $\dot{m}(t)$.

В соответствии с результатами расчетов разрядный ток проникает внутрь лайнера уже на ранней стадии плазмообразования. Это является следствием диффузии магнитного поля разрядного тока в генерируемую плазму. Другим важным следствием приведенных выше расчетов является сильная зависимость основных параметров сжатия Z-пинча от

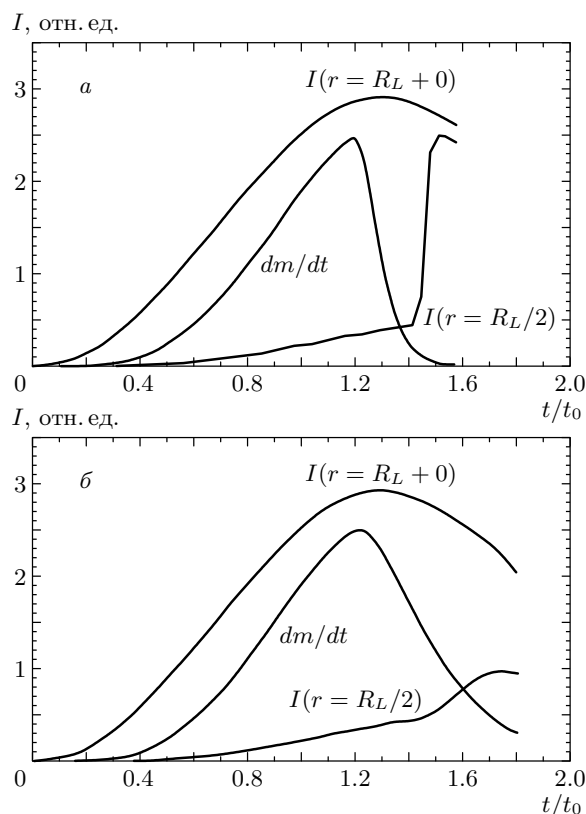


Рис. 7. Временные зависимости тока внутри половинного радиуса лайнера для случаев быстрого (а) и медленного (б) уменьшения $\dot{m}(t)$

скорости убывания $\dot{m}(t)$. При медленном уменьшении $\dot{m}(t)$ на момент сжатия пинча внутри половинного радиуса лайнера оказывается не более половины полного тока, в то время как при быстром убывании $\dot{m}(t)$ внутри половинного радиуса проходит почти весь ток. При быстром уменьшении $\dot{m}(t)$ плазма и ток быстрее концентрируются в приосевой области, причем скорость сжатия в несколько раз превышает скорость сжатия пинча с медленным убыванием $\dot{m}(t)$. Следовательно, своевременное окончание плазмообразования является критическим фактором, определяющим высокую степень сжатия пинча с холодным стартом.

2.6. Проникновение азимутального магнитного потока внутрь пространства, охватываемого лайнером, отличает динамику плазмообразования по нашей модели от модели [7, 8]

По модели [7, 8], рассматривающей аксиально-неоднородную структуру плазмы и магнитного

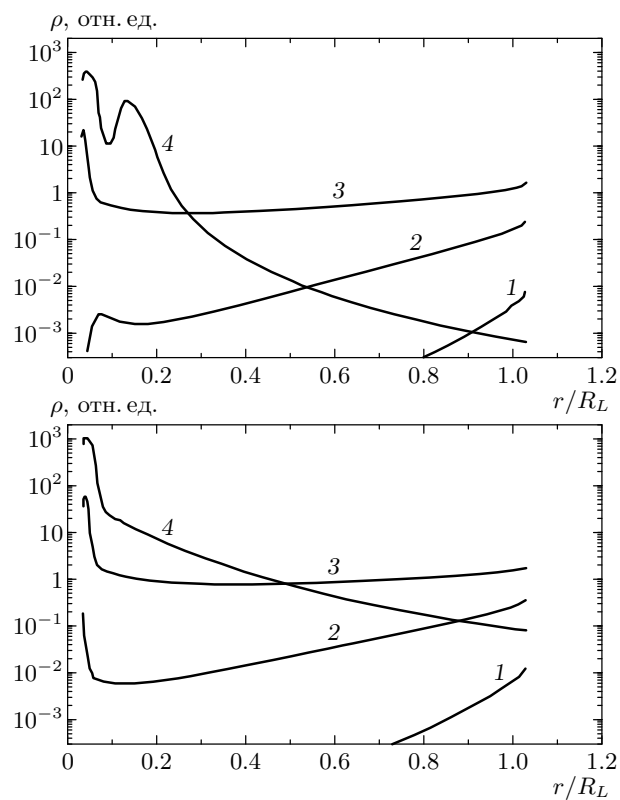


Рис. 8. Расчетные радиальные зависимости плотности плазмы для разных моментов времени $t = 0.25t_0$ (1), $0.58t_0$ (2), $1.04t_0$ (3), $1.8t_0$ (4) для случаев быстрого а) и медленного б) убывания $\dot{m}(t)$

поля (перетяжки) для каждой проволочки, получается, что плазма, вылетающая из участков между перетяжками, не замагничена. Отсюда делается вывод, что на стадии плазмообразования ток внутри лайнера не проникает, локализуясь вблизи проволоки, так что через пинч-предвестник, образующийся в это время на оси сборки, ток не идет. В связи с этим считаем необходимым отметить следующее. Мы выполнили измерения напряженности азимутального магнитного поля внутри многопроволочной сборки с помощью миниатюрных магнитных зондов [5]. У нас нет оснований сомневаться в их достоверности, по крайней мере, до начала сжатия Z-пинча как целого. На рис. 11 показаны результаты магнитных зондовых измерений при сжатии сборки диаметром 20 мм из 80 вольфрамовых проволок диаметром 5 мкм. Из рис. 11 следует, что ток внутри сборки на радиусе $0.5R_L$ появляется уже на стадии плазмообразования и его величина не мала, она достигает $\sim 15\%$ от полного тока. В этом

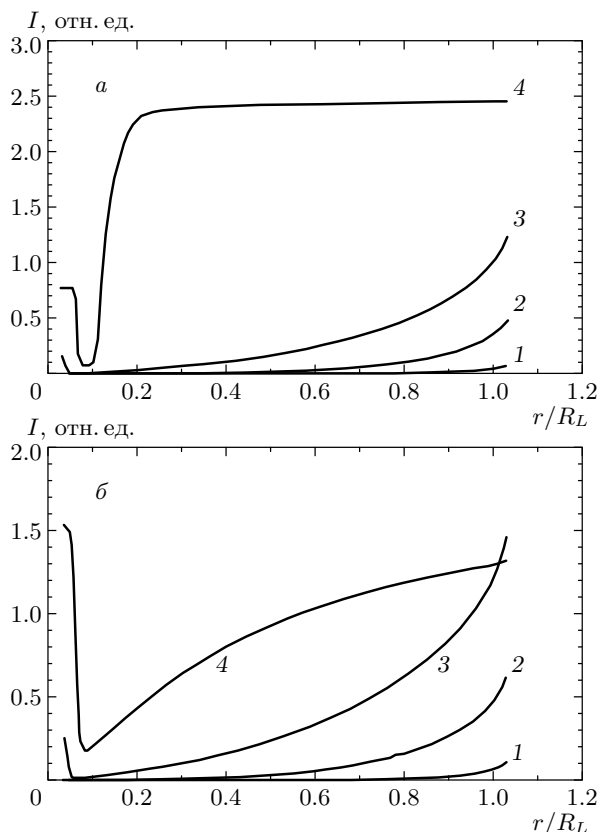


Рис. 9. Расчетные радиальные зависимости разрядного тока для разных моментов времени $t = 0.25t_0$ (1), $0.58t_0$ (2), $1.04t_0$ (3), $1.8t_0$ (4) для случаев быстрого (а) и медленного (б) убывания $\dot{m}(t)$

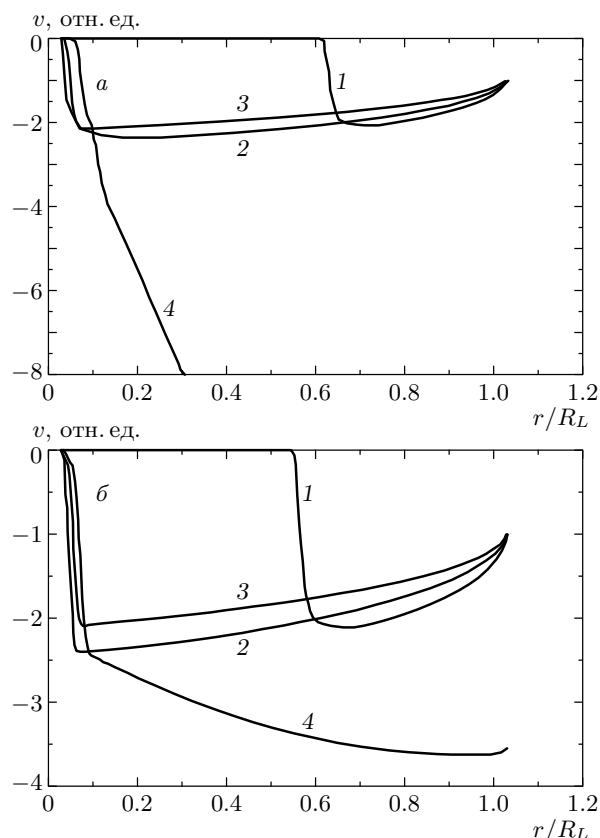


Рис. 10. Расчетные радиальные зависимости скорости для разных моментов времени: а — быстрый спад $\dot{m}(t)$, $t = 0.22t_0$ (1), $0.50t_0$ (2), $0.91t_0$ (3), $1.58t_0$ (4); б — медленный спад $\dot{m}(t)$, $t = 0.25t_0$ (1), $0.58t_0$ (2), $1.04t_0$ (3), $1.80t_0$ (4)

конкретном случае к моменту максимального излучения из пинча внутри половинного радиуса сборки зарегистрировано меньше половины полного тока. По-видимому, выбор параметров плазмообразующей среды в этом опыте не был оптимальным для достижения максимальной мощности сжатия плазмы, уменьшение плазмообразования было слишком медленным, как это представлено на рис. 7б–10б. Но результатам эксперимента соответствует одно из основных положений нашей модели — на стадии затянутого плазмообразования внутрь лайнера проникает плазма с током.

В модели [7, 8] предположение об отсутствии тока внутри пространства, охватываемого многопроволочной сборкой, на стадии плазмообразования обосновывается тем экспериментальным фактом, что пинч-предвестник выглядит макроскопически устойчивым. Отсюда и делается вывод, что ток через него не течет. Этот вывод нам представляет-

ся недостаточно обоснованным. Действительно, до тех пор пока скорость плазмообразования достаточно велика, внешняя граница плазмы строго привязана к радиусу многопроволочной сборки. Этот экспериментальный факт отмечен и в наших экспериментах [4], и на установке «MAGPIE» [16]. Фиксация внешней границы есть следствие достаточной подачи плазмы в те зоны, где по каким-либо причинам ее плотность понизилась. Интенсивное плазмообразование «залечивает» возникающие неоднородности плотности плазмы на внешней границе. Устойчивость внешней границы плазмы может, по нашему мнению, обеспечить МГД-устойчивость токовой плазмы пинча-предвестника.

Неустойчивости плазмы начинаются вследствие нарушения баланса между сносом генерируемой плазмы силами $\mathbf{j} \times \mathbf{H}$ и подачей ее в зоны, где источники плазмообразующего вещества истощаются. В этих зонах происходит прорыв магнитного потока

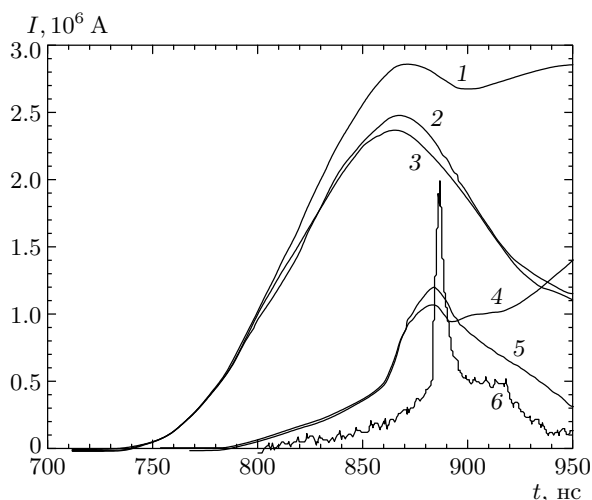


Рис. 11. Токи внутри различных радиусов лайнерного узла и интенсивность рентгеновского излучения. Радиус многопроволочной сборки 10 мм; 1 — ток внутри радиуса 55 мм (вне сборки); 2, 3 — токи внутри радиуса 30 мм (вне сборки, два зонда), 4, 5 — токи внутри радиуса 5 мм (внутри сборки, два зонда), 6 — интенсивность мягкого рентгеновского излучения, отн. ед.

внутри пространства, охватываемого исчезающим плазмообразующим веществом.

3. ПРОРЫВ МАГНИТНОГО ПОТОКА СКВОЗЬ РАЗРУШЕННУЮ ПЛАЗМООБРАЗУЮЩУЮ ЗОНУ С ЗАХВАТОМ ЧАСТИ СОЗДАННОЙ ПЛАЗМЫ

Подробное экспериментальное исследование прорыва азимутального магнитного потока внутрь газовых и пенных лайнеров, азимутально однородных в исходном состоянии, описано нами в работах [1, 2]. Здесь мы остановимся на аналогичных эффектах для азимутально неоднородных систем — многопроволочныхборок.

3.1. Экспериментальное наблюдение прорыва азимутального магнитного потока через многопроволочную сборку

Свидетельством пространственно-неоднородного прорыва магнитного потока является «радиальный плазменный ливень», обнаруженный и исследованный нами в работе [5]. Как показано в этой работе, при токовом самосжатии многопроволочных вольфрамовыхборок возникают значительные азиму-

тальные и аксиальные неоднородности плазмы. Генерируемая плазма стягивается силами $\mathbf{j} \times \mathbf{H}$ в приосевую зону в виде «плазменного ливня» — многочисленных плазменных сгустков, которые представляют собой радиально вытянутые сгущения плазмы со сравнительно малыми поперечными размерами. По мере сжатия к оси сборки они уменьшают свой радиальный размер и сливаются в отдельные плазменные токовые волокна, вытянутые в основном вдоль оси разряда. Пространственная неоднородность плазмы образующегося Z -пинча сохраняется и в момент интенсивного рентгеновского излучения.

На рис. 12 показана для примера интегральная во времени обскурrogramма Z -пинча двойной многопроволочной сборки (внешняя сборка диаметром 12 мм из алюминия, внутренняя диаметром 6 мм из вольфрама). Хорошо виден «ливень» алюминиевой плазмы от внешней сборки, в то время как от внутренней сборки он практически не наблюдается. Качественное различие между сжатием внешней и внутреннейборок объясняется, в частности, различием условий плазмообразования для них: на плазмообразование внутреннейборок влияет поток плазмы от внешнейбороки. Эти особенности плазмообразования требуют дополнительных исследований.

Пространственная неоднородность плазменного ливня сохраняется и в момент интенсивного рентгеновского излучения Z -пинча. Прорвавшийся азимутальный магнитный поток увлекает за собой плазму, в которую он вморожен. Масса этой плазмы может составлять лишь часть остаточной массы плазмообразующего вещества. Прорыв магнитного потока опережает последующее стягивание плазмы. Вследствие этого вспышка рентгеновского излучения может наступать раньше, чем произойдет окончательное сжатие всей плазмы как целого. Это хорошо видно на рис. 13, где кадровые обскурrogramмы пинча синхронизованы с осциллограммой интенсивности рентгеновского излучения вольфрамовой плазмы. Первый кадр соответствует завершению первой стадии плазмообразования и началу прорыва магнитного потока. На нем еще различим препинч, свечение которого на втором кадре перекрыто мощной вспышкой излучения «плазменного ливня», заполняющего в этот момент почти все пространство внутри сборки. Вторым и третьим кадрами соответствуют максимальной интенсивности мягкого рентгеновского излучения из пинча. Интервал между кадрами 2 и 3 составляет ~ 10 нс. За это время струи плазменного ливня практически успевают «вылиться» в при-

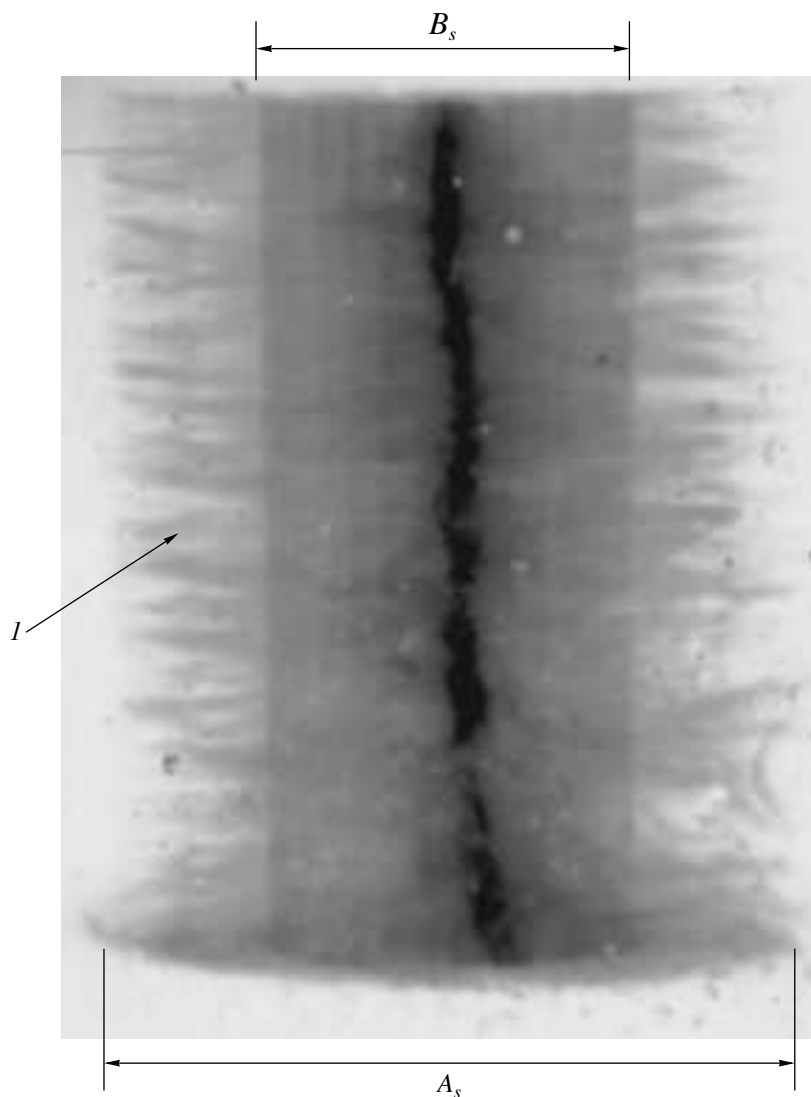


Рис. 12. Интегральная во времени рентгенограмма, полученная при сжатии композиции из двух многопроволочных сборок, наружной алюминиевой и внутренней вольфрамовой. 1 — «плазменный ливень» от наружной сборки; $A_s = 12$ мм — стартовый диаметр наружной сборки, алюминиевая проволока диаметром 20 мкм, число проволок в сборке — 30; $B_s = 6$ мм — стартовый диаметр внутренней сборки, вольфрамовая проволока диаметром 6 мкм, число проволок в сборке — 20

осевую зону, а интенсивность излучения переходит через максимум и начинает уменьшаться. Отметим, что на кадре 4 изображение плазмы, разлетающейся после сжатия, имеет более четкие, сглаженные контуры, чем контуры турбулизированных струй «плазменного ливня» на кадрах 2 и 3.

Основной вывод, следующий из этих экспериментальных результатов — собственно сжатие Z -пинча в наших условиях начинается с пространственно-неоднородного прорыва магнитного потока, опережающего последующее стягивание плазмы в

приосевую зону. Крупномасштабная аксиальная неоднородность этого потока уже на старте так велика, что нет возможности говорить о непрерывной плазменной токовой оболочке. По этой причине рассмотрение такого явления на основе формализма рэлей-тейлоровской неустойчивости, равно как и на основании классической модели «снежного плуга», является некорректным.

Таким образом, первопричиной пространственно-неоднородного сжатия внешней границы разряда является неоднородность плазмообразования на

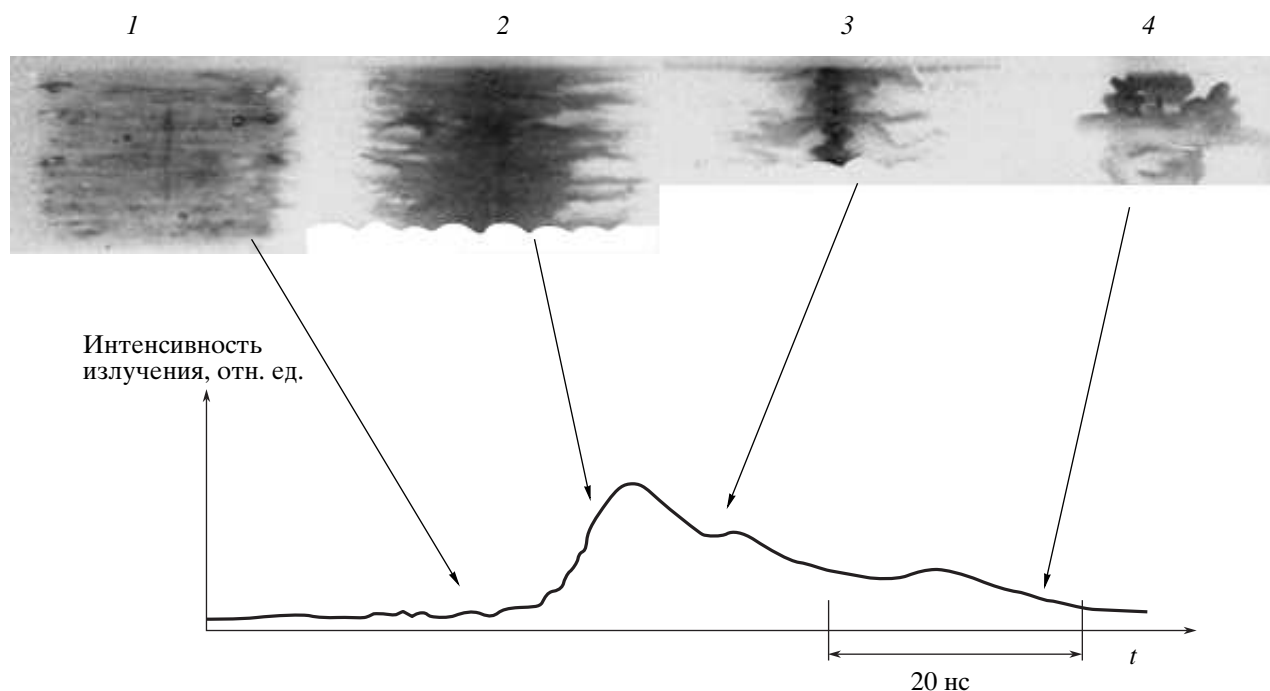


Рис. 13. Покадровые обскурограммы пинча, синхронизованные с осциллограммой интенсивности рентгеновского излучения плазмы. Выстрел 3880. Сборка диаметром 12 мм из 60 вольфрамовых проволок диаметром 8 мкм. На кадрах 3 и 4 прикатодная часть изображения пинча не зарегистрирована. Время экспозиции кадра ~ 2 нс

его завершающей стадии. В целом, в зоне плазмообразования может еще оставаться значительное количество плазмообразующего вещества. Но если в некоторых частях лайнера плазмообразование стало недостаточно интенсивным, энергия азимутального магнитного поля, запасенная вне тонкого цилиндрического лайнера, прорывается внутрь него, образуя пространственно-неоднородный поток магнитной энергии и захваченной плазмы — «радиальный плазменный ливень», который фактически и является Z -пинчем.

3.2. Критерии прорыва магнитного потока внутрь лайнера на стадии завершения плазмообразования

До того времени пока в зоне плазмообразования баланс между генерацией плазмы и ее сносом силами $\mathbf{j} \times \mathbf{H}$ обеспечен, внешняя граница токонесущей плазмы определяется начальной геометрией плазмообразующей среды. При этом, конечно, токонесущая плазма может быть азимутально структурированной, в токовых каналах могут развиваться локальные аксиальные неоднородности малого масштаба, но макроскопически, в масштабе лайнера как цело-

го, внешняя граница плазмы остается неподвижной. Плазмообразующая среда, например плотная компонента вещества взорванных проволок, переходя в плазменное состояние под воздействием потока тепла и излучения разряда, расходуется во времени со скоростью $\dot{m}(t)$ — именно столько вещества в плазменном состоянии уносится из зоны плазмообразования силами $\mathbf{j} \times \mathbf{H}$ при неподвижной внешней границе токонесущей плазмы. Оценка дана в п. 2.4, причем фактически там подразумевалось, что необходимое для этого количество плазмообразующего вещества имеется в распоряжении в каждой точке зоны плазмообразования. Но когда-то приходит время истощения запаса этого вещества. Кроме того, может снижаться интенсивность его подачи, например, из-за уменьшения поверхности частичек плазмообразующего вещества при их испарении. Локально процесс истощения запаса и снижения интенсивности подачи плазмообразующего вещества неоднороден. Следовательно, в конце концов, в плазмообразующей среде появятся зоны, где баланс подачи вещества и сноса генерируемой плазмы будет нарушен в пользу сноса. В них образуется область некомпенсированного уменьшения плотности плазмы и, как следствие, прорыв азимутального магнитного пото-

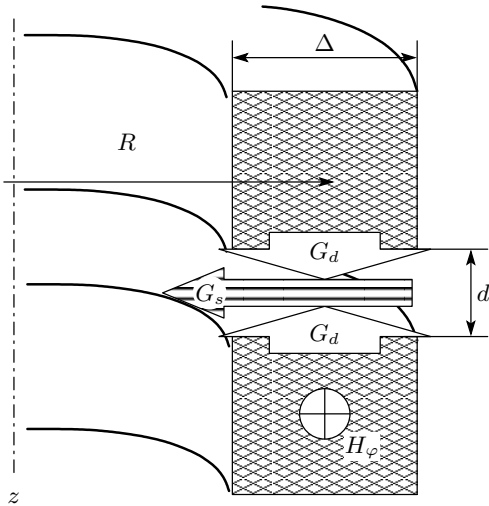


Рис. 14. Схема прорыва азимутального магнитного потока внутрь аксиально-неоднородного цилиндрического лайнера: R и Δ — радиус и толщина кольцевой зоны плазмообразования, d — аксиальный зазор, в котором нет источников плазмообразующего вещества, G_d — диффузионный приток плазмы, G_s — радиальный отток плазмы, H_φ — азимутальное магнитное поле разрядного тока

ка внутрь аксиально-неоднородного цилиндрического лайнера. Дадим простейшую оценку этого процесса, пользуясь схемой, показанной на рис. 14.

Пусть в кольцевой зоне плазмообразования радиусом R и толщиной Δ образовался аксиальный зазор d , в котором более нет источников плазмообразующего вещества. В образовавшуюся зону уменьшенной плотности плазма поступает в результате диффузии поперек азимутального магнитного поля B с двух сторон, так что полный приток плазмы

$$G_d \approx 2 \frac{c^2}{4\pi\sigma} (2\pi R \Delta) \frac{\partial \rho}{\partial z}. \quad (11)$$

В то же время снос плазмы действием сил $\mathbf{j} \times \mathbf{H}$, происходящий со скоростью V_A , порядка альфвеновской, обеспечит радиальный отток плазмы

$$G_s \approx \rho V_A (2\pi R d). \quad (12)$$

Заменяя в (11) для простоты $\partial \rho / \partial z$ на ρ / z и считая $V_A = I / 5R(4\pi\rho)^{1/2}$, получим оценку для разрядного тока I_{cr} , при превышении которого магнитный поток прорвется внутрь лайнера через кольцевой зазор с аксиальной длиной d :

$$I_{cr} [\text{A}] \approx 3 \cdot 10^{21} \frac{\sqrt{\rho}}{\sigma} \frac{R \Delta}{d^2}. \quad (13)$$

Полагая $\rho \sim 10^{-4}$ г/см³, $\sigma \sim 10^{14}$ ед. CGSE, $\Delta \approx d \approx 0.1$ см, $R \approx 1$ см, получим $I_{cr} \approx 3$ МА.

Конечно, критерий (13) получен при столь общих предположениях, что количественные оценки можно использовать лишь для ориентировки. Тем не менее слабая зависимость критического тока I_{cr} от плотности ρ и, наоборот, его сильная зависимость от зазора d позволяют сделать из критерия (13) некоторые принципиальные выводы.

Во-первых, азимутальные вариации плотности ρ , зависящие, в частности, от межпроволочного зазора многопроволочной сборки, по-видимому, не столь существенны. Так что не очень важно, имеем ли мы азимутально однородную плазмообразующую среду или не очень однородную (многопроволочная сборка), — создаваемая плазма все равно разорвется на отдельные аксиальные куски раньше, чем плазмообразующая среда израсходуется полностью.

Во-вторых, наиболее вероятны сравнительно грубые аксиальные разрывы со значениями d , которые сопоставимы с макроскопическими размерами плазмы лайнера в завершающей фазе плазмообразования.

Кольцевой аксиальный разрыв приведет к радиальному уходу тока с остатками плазмы из зазора d , так что в зазоре может установиться магнитная самоизоляция и ток поперек зазора больше течь не будет, если условие магнитной самоизоляции в этой области будет выполнено. Простейшим условием можно считать малость электронного ларморовского радиуса по сравнению с зазором, $r_L \ll d$. Для электрона с энергией 0.5 МэВ в наших условиях $r_L \sim 5 \cdot 10^{-3}$ см, так что магнитная самоизоляция зазоров вполне возможна.

Дадим другую оценку условия, при котором ток через разрыв идти не будет. Если азимутальное магнитное поле с плазмой, прорываясь в радиальном направлении сквозь аксиальный кольцевой разрыв, движется со скоростью, близкой к альфвеновской, то на разрыве d наводится эдс, направленная против электрического поля, возбуждающего ток. Величина этой эдс может быть оценена как

$$E_d \left[\frac{\text{В}}{\text{см}} \right] \sim 10^{-8} V_A B \sim 4 \cdot 10^{-10} \frac{I^2}{r^2 \sqrt{4\pi\rho}}. \quad (14)$$

Она достигнет значения $E_d \approx 3.3 \cdot 10^5$ В/см при $I = 2 \cdot 10^6$ А, $r = 0.5$ см, $\rho = 3 \cdot 10^{-5}$ г/см³, $V_A \approx 4 \cdot 10^7$ см/с. Такой величины эдс может быть достаточно, чтобы воспрепятствовать протеканию тока через разрыв d , если этот разрыв не мал. Необходимо отметить, что в таких условиях через зазор

d внутрь лайнера проникает электромагнитная мощность $W_d = E_d I d$. Используя выражение (14), получим

$$W_d [\text{Вт}] \sim 4 \cdot 10^{-10} I^3 \frac{d}{r^2 \sqrt{4\pi\rho}}. \quad (15)$$

4. МГД-ТУРБУЛЕНТНЫЙ НАГРЕВ И РАДИАЦИОННОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ СЖАТОЙ ПЛАЗМЫ

4.1. МГД-турбулентный нагрев пинча

Сжатое состояние является естественным следствием прорыва магнитного потока в приосевую зону. По завершении сжатия магнитного потока и захваченной им плазмы наступает период сжатого состояния, стагнации пинча. Пространственная неоднородность плазмы Z -пинча сохраняется и в момент стагнации. Характерный поперечный размер плазменных образований в приосевой зоне пинча, излучающих кванты с энергией 1–2 кэВ, составляет 100–200 мкм при максимальной длине, в несколько раз большей.

В работе [5] показано, что тщательным подбором начальных параметров композитных многопроволочных сборок удается получить излучающее состояние пинча в виде прямой нити диаметром ~ 400 мкм, с незначительной пространственной неоднородностью, при полной длине 15 мм. Длительность излучения таких объектов равна 6–10 нс на полувывоте, длительность фронта импульса излучения — 1–2 нс. Мощность диссипации магнитной энергии в разрядной цепи в период интенсивного излучения составляет приблизительно 4 ТВт (см. ниже, разд. 5.2).

Таким образом, наш эксперимент демонстрирует превращение «радиального плазменного ливня» с начальным радиальным размером порядка 1 см в вытянутую вдоль оси плазменную колонну диаметром, меньшим 0.5 мм, имеющую тонкую внутреннюю структуру и излучающую в сверхтераваттном диапазоне мощности. Очевидно, этот результат требует объяснения, не привлекающего понятия лайнера — массивной компактной цилиндрической плазменной оболочки, которая ускорена в радиальном направлении давлением магнитного поля и имеет кинетическую энергию порядка 100 кДж. В экспериментах такие оболочки нам наблюдать не удалось. Поэтому мы считаем, что при стагна-

ции пространственно-неоднородного пинча осуществляется перевод энергии магнитного поля тока в МГД-турбулентное движение ионной компоненты сжатой плазмы. Происходит ее конвективное перемешивание с магнитным полем, нагрев, передача энергии от ионов к электронам и излучение сжатой плазмы. Мы предложили эту схему для излучающего Z -пинча в работе [2], опираясь на результаты работы [9]. В последующей работе [10] эта схема была обстоятельно исследована, так что на сегодня можно считать модель МГД-турбулентного нагрева пинча наиболее близкой к эксперименту.

Мощность ввода магнитной энергии в приосевую область пинча может быть описана формулой типа (15), модифицированной так, чтобы в нее входили параметры, контролируемые в эксперименте. Считая, например, что r [см] — радиус пинча, I [А] — ток, текущий через сжатую часть пинча, M [г/см] = $\pi r^2 \rho$ — погонная масса плазмы в сжатом состоянии, из формулы (15) легко получить оценку для мощности МГД-турбулентного нагрева сжатого пинча на единицу его длины:

$$W_{th} \left[\frac{\text{Вт}}{\text{см}} \right] = 10^{-10} \frac{\chi I^3}{r M^{1/2}}. \quad (16)$$

Параметр χ в уравнении (16) — это численный безразмерный множитель, учитывающий параметры и степень неоднородности плазмы пинча. В работах [9, 10] он оценивается в предположении, что некоторая часть сжимаемой плазмы пинча заполнена тороидальными магнитными пузырями, проникающими с периферии пинча на ось пинча. По этой модели в работе [10] получено выражение

$$W_{th} \left[\frac{\text{ТВт}}{\text{см}} \right] = 0.5 \frac{I^3}{r M^{1/2}}. \quad (17)$$

Здесь ток I измеряется в МА, M — в мкг/см, r — в мм.

Не следует переоценивать точность формул (16), (17) в применении к реальному эксперименту. В «плазменном ливне» неоднородностями являются не тороидальные магнитные пузыри на однородном плазменном фоне, а радиальные плазменные струи, трансформирующиеся по мере сжатия пинча. По этой причине для учета влияния структуры сравнительно крупномасштабных неоднородностей в МГД-турбулентном «плазменном ливне» указанный выше множитель χ должен рассчитываться из других предположений. Надежно его значение можно определить только из эксперимента. Кроме того, сильная зависимость мощности передачи энер-

гии W_{th} от тока I и радиуса r сжатой плазмы в формулах (16), (17) требует детального знания радиального распределения тока в пинче, чего эксперимент пока не дает.

4.2. Баланс мощностей в излучающем турбулентном пинче

Будем считать, что мощность МГД-турбулентного нагрева (17) передается ионной компоненте плазмы, а электроны нагреваются от ионов. Оценка темпа энергопередачи от ионов к электронам для наших условий показывает, что этот фактор не ограничивает передачи мощности в излучение.

Верхнюю оценку мощности излучения получим, следуя работе [21]. При среднем пробеге кванта l_ν в предположении свободного выхода излучения имеем:

$$W_{rad} = \frac{4V\sigma_{SB}T^4}{l_\nu}, \quad (18)$$

где σ_{SB} — постоянная Стефана–Больцмана. Величина l_ν для плазмы многозарядных ионов определяется согласно [21] выражением

$$l_\nu = \frac{4.92 \cdot 10^{-11} A^2 T^{4.5}}{Z_m(Z_m + 1)^2 I_m \rho^2} \text{ см.} \quad (19)$$

Здесь $\rho = M/\pi r^2$, Z_m — средний заряд иона, A — его атомный вес, I_m — средний потенциал ионизации, соответствующий плотности плазмы ρ [г/см³] и ее температуре T [эВ], M [г/см] — погонная масса пинча, r [см] — его радиус. Следует отметить, что при выводе выражений (18), (19) по методу, приведенному в работе [21], вклад жесткой компоненты с энергией квантов, превышающей I_m , существенно завышен. Если пренебречь в (18), (19) вкладом жесткой компоненты, то мощность излучения уменьшится примерно в три раза. В таком случае мы будем иметь оценку интенсивности излучения снизу. Соответствующие значения мощности излучения будут обозначаться как W_{rad}^* .

Сопоставляя формулы мощности турбулентного нагрева пинча (17) и мощности излучения (18), (19), видим, что они имеют различную зависимость от радиуса пинча r . Следовательно, может существовать радиус, при котором эти мощности будут одинаковыми. При меньшем радиусе расчетная мощность излучения станет выше мощности нагрева. Если удастся сжать пинч до такого радиуса, его дальнейшее сжатие будет происходить в режиме радиационного охлаждения, а реальная мощность излучения будет определяться мощностью

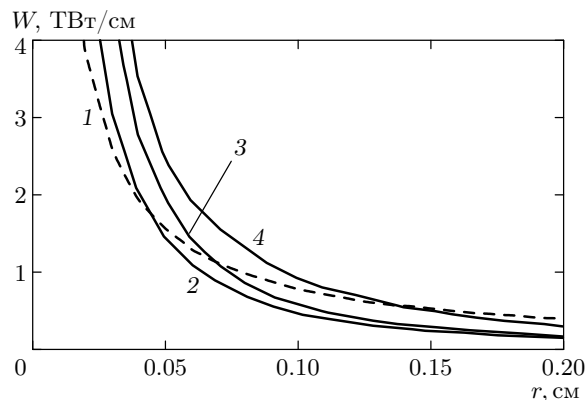


Рис. 15. Зависимости мощностей турбулентного нагрева и излучения вольфрамовой плазмы от радиуса пинча r при $M = 100$ мкг/см, $I = 2.5$ МА. 1 — W_{th} по формуле (17), 2 — W_{rad}^* при $T_e = 250$ эВ, 3 — W_{rad}^* при $T_e = 300$ эВ, 4 — W_{rad} при $T_e = 200$ эВ

МГД-турбулентного нагрева. Иллюстрацией этого может служить рис. 15. Из него видно, что при токе 2.5 МА и линейной массе вольфрамовой плазмы пинча 100 мкг/см условие $W_{rad}, W_{rad}^* \sim W_{th}$ наступает после дожатия пинча до радиуса ~ 1 –2 мм.

Рассматривая формулы для W_{th} и для мощности излучения W_{rad}, W_{rad}^* как самые приближенные оценки, следует, тем не менее, отметить, что они правильно отражают взаимосвязь параметров Z -пинча, характерных для наших экспериментов. Это позволяет делать некоторые заключения, которые могут служить рабочей гипотезой для выбора направления дальнейших экспериментов. В частности, можно предположить, что условие приближенного равенства мощностей излучения и нагрева для вольфрамовой плазмы Z -пинча реализуется в достаточно широком диапазоне значений степени сжатия пинча. Другими словами, в условиях нашего эксперимента излучение практически всегда играет определяющую роль в энергетическом балансе при сжатии пинча. В таком случае радиационным охлаждением сжимаемой пространственно-неоднородной токонесущей плазмы можно объяснить ее стремление образовывать излучающие структуры из волокон и радиальных «отростков» пинча, в которые превращается «радиальный плазменный ливень», что наблюдается в наших экспериментах [5].

5. ЭФФЕКТИВНАЯ ПЕРЕКАЧКА ЗАПАСЕННОЙ МАГНИТНОЙ ЭНЕРГИИ В НАГРЕВ Z -ПИНЧА И СВЕРХТЕРАВАТТНЫЙ ПОТОК РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

5.1. Z -пинч как нестационарный нелинейный элемент разрядной цепи

Энергетические процессы в Z -пинче неразрывно связаны с потоком магнитной энергии, доставляемой к пинчу от генератора через транспортирующую линию с магнитной самоизоляцией. Поэтому анализ электрических процессов в разрядной цепи генератор–концентратор– Z -пинч является необходимым условием понимания физики Z -пинча и оптимизации его параметров. Как элемент электрической цепи Z -пинч представляет собой нестационарный нелинейный импеданс, потребляющий энергию магнитного поля, которое создается генератором в концентраторе тока с магнитной самоизоляцией. На разных этапах разряда импеданс пинча имеет совершенно разный характер.

В период плазмообразования, длящегося почти все время нарастания разрядного тока, внешняя граница Z -пинча остается неподвижной. Это означает, что индуктивность концентратора тока, связывающего поверхность нагрузки, Z -пинча, с водо-вакуумным интерфейсом генератора, обозначенная как L_0 на рис. 1, остается практически постоянной. Конечно, часть разрядного тока сносится во время плазмообразования внутрь нагрузки, но магнитная энергия, проникающая туда, мала по сравнению с энергией, запасаемой во внешней индуктивности $L_0 \sim 10\text{--}20$ нГн. Омическое сопротивление плазменного столба диаметром 1–2 см мало по сравнению с индуктивным импедансом L_0/τ , где $\tau \sim 100$ нс — время нарастания тока. Следовательно, в период плазмообразования разряд имеет индуктивный характер, а в индуктивности L_0 , вне лайнера, запасается магнитная энергия $E_H = 0.5L_0I^2 \sim 100\text{--}150$ кДж.

Прорыв магнитного потока внутрь лайнера на стадии завершения плазмообразования резко изменяет характер импеданса нагрузки. Двигаясь в радиальном направлении со скоростью масштаба альфвеновской, магнитный поток генерирует эдс, определяемую по формуле (14). Электрическая цепь воспринимает ее как действие активного импеданса

$$\frac{dL}{dt} \approx 2 \cdot 10^{-9} \frac{V_A}{r} \left[\frac{\text{Ом}}{\text{см}} \right],$$

где r — радиус токового канала. При этом запасен-

ная магнитная энергия E_H затрачивается на сжатие захваченной плазмы, ее нагрев и заполнение магнитным полем пространства внутри стартового радиуса сборки по мере сжатия пинча. По завершении сжатия магнитного потока, прорвавшегося вместе с захваченной плазмой в приосевую зону, наступает период сжатого состояния, стагнации пинча. В это время осуществляется перевод основной части запасенной магнитной энергии и энергии, еще доставляемой в цепь генератором, в МГД-турбулентное движение ионной компоненты сжатой плазмы.

5.2. Экспериментальное определение электрической мощности в разрядной цепи

Без учета электронных утечек в тракте транспортировки с магнитной самоизоляцией уравнение для токовой цепи генератор–концентратор–нагрузка, показанной на рис. 1а, имеет вид

$$2E - \rho_g I - \frac{d(LI)}{dt} - \Omega I = 0. \quad (20)$$

Здесь $L = L(t)$ — полная индуктивность цепи, Ω — омическая составляющая импеданса нагрузки $Z(t)$.

В экспериментах измеряются напряжение на концентраторе $V(t) = 2E(t) - \rho_g I(t)$ и производная полного тока $dI(t)/dt$, позволяющие количественно определить активную мощность и некоторые другие параметры разрядной цепи. С этой целью уравнение цепи (20) представляется как дифференциальное уравнение для индуктивности $L(t)$, $L(0) = L_0$, с известными $V(t)$, $dI(t)/dt$ и $I(t) = \int (dI/dt) dt$:

$$I \frac{dL}{dt} + \frac{dI}{dt} L + (\Omega I - V) = 0. \quad (21)$$

Дифференциальное уравнение (21) численно решается при произвольно задаваемой функциональной зависимости $\Omega(t)$. Значение L_0 выбирается таким, чтобы $L_0 dI/dt \sim V(t)$ в период нарастания тока, пока движением лайнера можно пренебречь, т. е. пока $L(t) \sim L_0$. Таким образом, получаются величины $L(t)$, dL/dt , $W_{supl} = V(t)I(t)$ — мощность накачки, поставляемая генератором в концентратор–накопитель магнитной энергии. Кроме того, рассчитываются функция $W_{ind}(t) = L(t)I(t) dI/dt$, которую будем называть индуктивной мощностью в разрядной цепи, и разность $W_{act} = W_{supl} - W_{ind}$, которую назовем активной мощностью в разрядной цепи. На рис. 16 приведен для примера один из результатов такого расчета в предположении, что $\Omega(t) = 0$. Видно, что активная мощность в разрядной цепи достигает $W_{act} \sim 4$ ТВт, что примерно в два раза превышает максимум мощности генератора $W_{supl} \sim 2$ ТВт

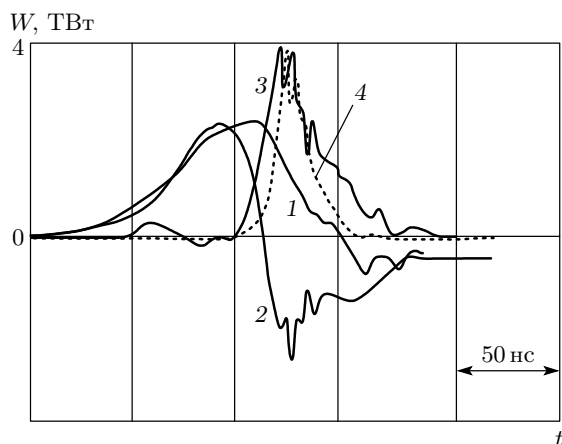


Рис. 16. Результаты вычислений мощностей в разрядной цепи: 1 — $W_{supl}(t) = V(t)I(t)$ — мощность накачки, поставляемая генератором в концентратор-накопитель магнитной энергии, 2 — $W_{ind}(t) = L(t)I(t)dI/dt$ — индуктивная мощность в разрядной цепи, 3 — $W_{act}(t) = W_{supl} - W_{ind}$ — активная мощность в разрядной цепи, 4 — мощность мягкого рентгеновского излучения, отн. ед.

для конкретного эксперимента. Максимум W_{act} по времени близок к максимуму импульса мощности мягкого рентгеновского излучения.

Важно отметить, что в выражении для $W_{ind}(t) = L(t)I(t)dI/dt$ именно величина производной тока, резко изменяющаяся в период активного сжатия и излучения пинча, определяет временные зависимости индуктивной и активной мощностей в цепи. В момент резкого изменения производной тока (см. рис. 16, 16) в цепи возникают диссипативные процессы сверхтераваттной мощности, которые связаны с быстрым сжатием токонесущей плазмы пинча, ее нагревом и излучением. Весь период времени, связанный с нарастанием тока, плазмообразованием и формированием пинча-предвестника, активная мощность в разрядной цепи мала по сравнению с активной мощностью в момент излучения пинча.

Как видно на рис. 16, в момент максимума активной мощности W_{act} примерно половина ее обеспечивается расходом ранее накопленной магнитной энергии, так как в этот момент мощность W_{ind} отрицательна, а другая часть, W_{supl} , определяется работой генератора, который в это время еще продолжает подпитывать магнитный накопитель. В экспериментах соотношение между W_{supl} и W_{ind} зависит от выбора параметров нагрузки — начального радиуса и погонной массы лайнера. При больших значени-

ях этих параметров, когда сжатие пинча наступает позже, доля мощности генератора W_{supl} меньше. Соответственно, при малых массе и радиусе лайнера и раннем сжатии пинча активная мощность в цепи определяется в большей степени мощностью генератора.

Во всех экспериментах импульс мягкого рентгеновского излучения строго привязан по времени к импульсу W_{act} . Фронт и спад импульса интенсивности излучения несколько круче соответствующих характеристик импульса W_{act} . Энергия, диссипируемая в цепи и определяемая как

$$E_{act} = \int W_{act} dt,$$

достигает в опытах ~ 100 кДж, измеренный выход мягкого рентгеновского излучения — 50–60 кДж.

5.3. Z-пинч как эффективный преобразователь магнитной энергии генератора в мягкое рентгеновское излучение

Для получения сверхтераваттного импульса рентгеновского излучения с использованием Z-пинча необходимо учесть ряд условий, без выполнения которых поставленная задача не будет решена.

Как показывает наш опыт, реальный Z-пинч сверхтераваттной мощности с холодным стартом представляет собой трехмерный излучающий объект с высокой степенью пространственной неоднородности. Тем не менее мягкое рентгеновское излучение большой интенсивности удается получать в Z-пинче при достаточно широком диапазоне начальных параметров плазмообразующего вещества. Отсюда следует естественный вывод: мощность и выход рентгеновского излучения будут высокими, если плазма Z-пинча, даже пространственно-неоднородная, способна воспринять и излучить доставляемую в нее электромагнитную энергию, а система транспортировки и концентрации энергии способна доставить ее от генератора до плазмы Z-пинча. Плазменно-физическая сторона проблемы — пространственная неоднородность излучающей плазмы — обсуждалась в предыдущих разделах. В следующих разделах остановимся на электрофизических требованиях. Предполагая, что в цепи генератор–концентратор–излучающий Z-пинч первый элемент, генератор, определен независимо, обсудим необходимую связь двух других элементов с генератором и друг с другом.

5.4. Условия оптимального согласования индуктивности концентратора и импеданса Z -пинча

Если бы Z -пинч подсоединялся к генератору непосредственно, без индуктивности, которой является концентратор с магнитной самоизоляцией, то условие согласования (для максимума передаваемой мощности) нестационарного импеданса пинча $Z(t)$ и волнового сопротивления генератора ρ_g имело бы вид $Z(t) \sim \rho_g$. Для установки «Ангара-5-1» $\rho_g = 0.25$ Ом.

Наличие концентратора с индуктивностью L_0 и нестационарность импеданса пинча $Z(t)$ задают другие условия согласования для передачи максимальной мощности в нагрузку. В этом случае параметры цепи генератор–концентратор–пинч должны соответствовать более сложному комплексу требований. Во-первых, нужно удовлетворить требованию достижения максимума запасенной в концентраторе магнитной энергии к моменту начала эффективного сжатия токонесящей плазмы пинча. Во-вторых, импеданс сжатого пинча должен после этого возрасти так, чтобы запасенная магнитная энергия диссипировала в плазме пинча за кратчайшее время. И в-третьих, концентратор должен обеспечить беспрепятственную доставку этой энергии из межэлектродного зазора к пинчу. Обсудим эти требования.

5.4.1. Оптимальное значение индуктивности L_0

Уравнение (20) позволяет определить значение индуктивности L_0 , оптимальное для максимума накопленной в ней магнитной энергии при заданной функции эдс $E(t)$ и условии $L(t) = L_0$. Для установки «Ангара-5-1» $E(t) \sim E_m \sin(\pi t/T)$, $T \sim 150$ нс. Решая уравнение (20), легко получить оптимальное значение $L_0 \sim 20$ нГн. Оптимум L_0 существует по той причине, что волновое сопротивление генератора $\rho_g \neq 0$. При значении индуктивности L_0 , меньшем оптимального, характерное время затухания тока L_0/ρ_g оказывается значительно меньше, чем T . В этом случае энергия не успевает запасаться в L_0 , отражаясь обратно в генератор. При значении индуктивности L_0 , превышающем оптимальное, ограничивается ток I , развиваемый генератором. В общем случае для полусинусоидального импульса эдс $E(t)$ оптимальное значение L_0 связано с внутренним сопротивлением генератора ρ_g соотношением $L_0 \approx \theta \rho_g T$, где множитель $\theta \approx 0.5$ – 0.6 , T измеряется в нс, L_0 — в нГн.

5.4.2. Оптимальное значение импеданса пинча Z_{eff}

В соответствии с результатами разд. 4, импеданс сжатого МГД-турбулентного пинча пропорционален току $Z_{eff} \sim I/(rm^{1/2})$. Для того чтобы эффективно диссипировать накопленную магнитную энергию, он должен быть существенно больше импеданса генератора, накачивающего магнитную энергию в концентратор с магнитной самоизоляцией, т. е. $Z_{eff} \gg \rho_g$. По-видимому, значение $Z_{eff} \sim 1$ Ом могло бы обеспечить достаточно высокую для установки «Ангара-5-1» мощность диссипации $W_{act} \sim 10$ ТВт. Причем включаться этот импеданс должен быстро, не дольше ~ 10 нс. Наши экспериментальные результаты показывают, что в реальном эксперименте в полной мере добиться выполнения этого условия пока не удалось. Одна из причин этого — недостаточно высокое качество сжатия, снижающее активный импеданс пинча — обсуждалась в предыдущих разделах. Другой возможной причиной, приводящей к снижению W_{act} , может быть недостаточная эффективность магнитной самоизоляции концентратора.

5.4.3. Работоспособность магнитной самоизоляции концентратора

Магнитная самоизоляция зазора между токоподводящими электродами должна работать не только на стадии разгона тока и накачки магнитной энергии в зазор, но и в период транспортировки магнитной энергии в сжатый, излучающий пинч, т. е. через ~ 100 нс после начала тока. Именно этот период является критическим для получения высокой мощности диссипации энергии и, следовательно, для излучения пинча. Действительно, напряжение на пинче, в котором выделяется $W_{act} \sim 10$ ТВт, должно превышать 3 МВ при токе ~ 3 МА. Следовательно, напряженность электрического поля в зазоре между электродами вблизи пинча ($d \sim 1.5$ см), которую должна выдержать магнитная самоизоляция, должна превышать 2 МВ/см. Как показывает опыт, высокая энергонапряженность лайнерного узла и на стадии накачки магнитной энергии, и в период максимального ее потребления излучающим пинчем приводит к образованию плотной плазмы из материала поверхности электродов, движущейся внутрь зазора со скоростью, достигающей величины порядка 10^7 см/с. К моменту максимума излучения пинча электродной плазмой перекрыто от 1/2 до 2/3 зазора анод–катод. Плазма в зазоре приводит к утечкам, шунтирующим ток через пинч в его сжатом состоя-

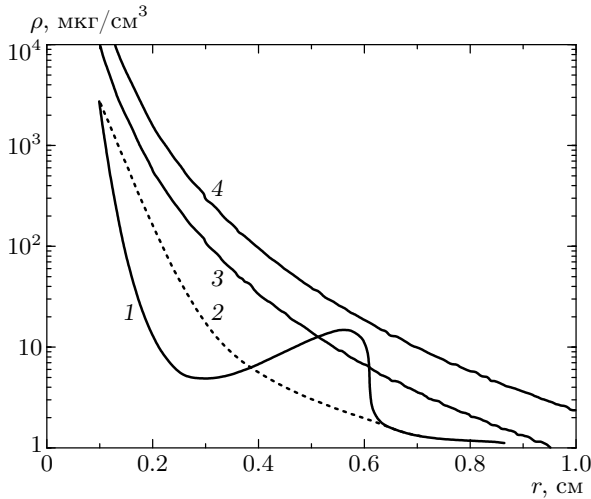


Рис. 17. Оценка для радиального распределения плотности плазмы $\rho(r)$ в зазоре, значение которой нельзя превысить при заданной мощности транспортировки W_{tr} . Стартовый радиус плазмообразующего вещества $r_0 = 0.6$ см, $I = 3$ МА; 1, 2 — модельные профили плотности плазмы пинча, 3, 4 — расчетные зависимости $\rho(r)$, соответственно, для $W_{tr} = 5, 3$ ТВт

нии. Кроме того, темп подачи магнитной энергии, питающей излучающий пинч, может определяться плазмой, сквозь которую (или вместе с которой) магнитный поток должен проходить к пинчу.

Энергия, которая диссипирует в пинче, доставляется в приосевую зону через плазму с массовой плотностью $\rho(r)$, распределенную по межэлектродному зазору. Профиль плотности плазмы при затянутом плазмообразовании может быть достаточно сложным, например, таким, как показано на рис. 17 (линия 1). В приосевой зоне, где уже течет ток I , плотность плазмы пинча максимальна. Другой локальный максимум плотности может находиться на радиусе плазмообразующего вещества r_0 . В области $r > r_0$ магнитно-изолированного межэлектродного зазора также может находиться плазма. Она возникает вследствие поверхностного токового взрыва токонесущих электродов.

Плазма в зазоре при $r < r_0$ заморожена в магнитное поле, создаваемое током I . Поэтому в МГД-приближении скорость движения магнитного поля, замороженного в плазму, можно считать близкой к альфвеновской: $V(r) \sim V_A$. Тогда полная мощность, которая может проникнуть через межэлектродный зазор высотой d , заполненный плазмой с плотностью $\rho(r)$, при $r < r_0$, по аналогии с форму-

лами (14) и (15), равна

$$W(r) [\text{Вт}] \approx \left(\frac{H^2}{8\pi} + \frac{\rho V_A^2}{2} \right) (2\pi r d) V_A \approx \approx 4 \cdot 10^{-10} I^3 \frac{d}{r^2 \sqrt{4\pi\rho}}. \quad (22)$$

Уравнение (22) можно представить в виде

$$W = I^2 Z_{act},$$

где

$$Z_{act}(I, r, \rho, d) [\text{Ом}] \approx 4 \cdot 10^{-10} I \frac{d}{r^2 \sqrt{4\pi\rho}}$$

— активный нелинейный импеданс разряда, сжимающегося с альфвеновской скоростью. Его величина не зависит от электропроводности сжимаемой плазмы. В отличие от импеданса, определяемого джоулевыми потерями в плазме, нелинейный импеданс самосжатого разряда зависит от тока, протекающего через разряд. Он характеризует энергозатраты на перемещение массы сжимаемой плазмы с замороженным магнитным полем. В период стагнации МГД-турбулентного пинча он характеризует затраты энергии на турбулентное перемешивание магнитного поля и плазмы при условии ее интенсивного радиационного охлаждения.

Критерием применимости МГД-приближения служит условие $c/\omega_{pi}d \ll 1$ (c — скорость света, ω_{pi} — плазменная ионная частота). В противоположном случае, когда $c/\omega_{pi}d \gg 1$, движение азимутального магнитного поля, определяемого током I , будет описываться в ЭМГД-приближении [22]. В этом приближении скорость проникновения волнового фронта магнитного поля через плазму оценивают как $V_A(c/\omega_{pi}d)$, а движением ионов пренебрегают. ЭМГД-приближение характерно для области зазора $r > r_0$. В этой области электромагнитная мощность, которую может пропустить зазор на радиусе r , имеет значение

$$W(r) [\text{Вт}] \approx 2 \cdot 10^{-10} I^3 \frac{d(1 + c/\omega_{pi}d)}{r^2 \sqrt{4\pi\rho}} \quad \text{при } r > r_0. \quad (23)$$

Анализируя поток энергии в «плазменном ливне», т. е. в области $r < r_0$, зафиксируем в уравнении (22) значение мощности $W(r) = W_{tr} = \text{const}$. Мощность W_{tr} фактически характеризует пропускную способность зазора при $r < r_0$. Для параметров эксперимента $I = 3$ МА, $W_{tr} = 3, 5$ ТВт получим

из уравнения (22) оценку для радиального распределения плотности плазмы в зазоре $\rho(r) \sim 1/r^4$, значение которой нельзя превысить. Она показана на рис. 17 (линии 3, 4). Положим для примера, что на стартовом радиусе модельного плазмобразующего вещества, равном $r_0 \sim 0.6$ см, имеется локальный максимум плотности $\rho(r_0) \sim 15$ мкг/см³ (линия 1 на рис. 17). Это значение плотности превышает значение, допустимое для мощности $W_{tr} = 5$ ТВт, которая не пройдет далее в глубь пинча. В случае отсутствия локального максимума на зависимости $\rho(r)$ (линия 2 на рис. 17) мощность $W_{tr} = 5$ ТВт пройдет до приосевой плазмы. Мощность $W_{tr} = 3$ ТВт проникнет до приосевой плазмы в обоих случаях. Таким образом, остаточная плазма на стартовом радиусе пинча r_0 , имея сравнительно малую плотность, ограничивает уровень мощности, которая могла бы быть доставлена в приосевую зону пинча.

Аналогичное рассмотрение можно привести и для области $r > r_0$, используя формулу (23) вместо (22). Из формул (22) и (23) следует очень резкая зависимость допустимой плотности от радиуса, которую нельзя превысить при заданной пропускной способности межэлектродного зазора с магнитной изоляцией, $\rho(r) \sim 1/r^4$. Следовательно, плазма, возникшая в межэлектродном зазоре в области $r > r_0$ на стадии затянутого плазмобразования и в начальный момент излучения пинча, может оказать определяющее влияние на максимальную мощность разряда и излучения. Конечно, рассматриваемые модельные ситуации не могут претендовать на количественную точность. Их количественные характеристики требуют дополнительных исследований.

Авторы благодарны коллективу установки «Ангара-5-1» за инженерно-техническое обеспечение экспериментов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 02-02-17200).

ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Браницкий, С. А. Данько, А. В. Герусов и др., *Физика плазмы* **22**, 307 (1996).
2. А. В. Браницкий, В. В. Александров, Е. В. Грабовский и др., *Физика плазмы* **25**, 1060 (1999).
3. В. В. Александров, А. В. Браницкий, Г. С. Волков и др., *Физика плазмы* **27**, 99 (2001).
4. V. V. Alexandrov, I. N. Frolov, M. V. Fedulov et al., *IEEE Trans. Plasma Sci.* **30**, 559 (2002).
5. В. В. Александров, Е. В. Грабовский, Г. Г. Зукакишвили и др., *ЖЭТФ* **124**, 829 (2003).
6. D. D. Rutov, M. S. Derzon, and M. K. Matzen, *Rev. Mod. Phys.* **72**, 167 (2000).
7. M. G. Haines, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **30**, 588 (2002).
8. M. G. Haines, S. V. Lebedev, J. P. Chittenden et al., in *AIP Conf. Proc., 651, Dense Z-pinchs, 5th Int. Conf.* Albuquerque, New Mexico (2002), 345.
9. R. H. Lovberg, R. A. Raily, and J. S. Shlachter, in *AIP Conf. Proc. 299, Dense Z-pinchs, 3rd Int. Conf.*, London, UK (1993), p. 59.
10. L. I. Rudakov, A. L. Velikovich, J. Davis et al., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 3326 (2000).
11. T. W. L. Sanford, N. R. Roderick, R. C. Mock et al., *IEEE Trans. Plasma Sci.* **30**, 538 (2002).
12. D. H. McDaniel, M. G. Mazarakis, D. E. Bliss et al., in *AIP Conf. Proc. 651, Dense Z-pinchs, 5th Int. Conf.*, Albuquerque, New Mexico (2002), p. 23.
13. Е. А. Azizov, V. V. Alexandrov, S. G. Alikhanov et al., in *AIP Conference Proceedings, 651, Dense Z-pinchs, 5th Int. Conf.*, Albuquerque, New Mexico (2002), p. 29.
14. Р. Б. Бакшт, А. Г. Русских, А. А. Чагин, *Физика плазмы* **23**, 195 (1997).
15. L. Karpinski, M. Scholz, W. Stepnevski et al., in *AIP Conference Proc. 409, Dense Z-pinchs, 4th Int. Conf.*, Vancouver, Canada (1997), p. 169.
16. J. P. Chittenden, S. N. Bland et al., in *AIP Conf. Proc., 651, Dense Z-pinchs, 5th Int. Conf.*, Albuquerque, New Mexico (2002), p. 65.
17. П. Р. Левашов, Препринт № 1-446 ОИВТ РАН, Москва (2000).
18. *Исследование металлов в жидком и твердом состояниих (к 80-летию академика И. П. Бардина)*, Наука, Москва (1964).
19. В. Е. Фортов, И. Т. Якубов, *Физика неидеальной плазмы*, изд-во АН СССР, ИВТ, Черноголовка (1984).
20. И. Т. Якубов, *УФН* **163** (5), 35 (1993).
21. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, Наука, Москва (1966).
22. А. С. Кингсеп, *Введение в нелинейную физику плазмы*, Изд-во МФТИ, Москва (1996), с. 207.