

СУХУМСКИЙ
СФТИ-3

СУХУМСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

SFTI-3 (1981).

И.Я. БУТОВ, Ю.В. МАТВЕЕВ

СТРУКТУРЫ ПЛАЗМЫ И ТОКА
В ДИНАМИЧЕСКИХ ПИНЧАХ

СУХУМИ

1981

СУХУМСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

И.Я. БУТОВ, Ю.В. МАТВЕЕВ

**СТРУКТУРЫ ПЛАЗМЫ И ТОКА
В ДИНАМИЧЕСКИХ ПИНЧАХ**

**Сокращенный вариант будет
опубликован в ЖЭТФ, 80,
№7, 1981 г.**

СУХУМИ

1981

СО Д Е Р Ж А Н И Е

1. ВВЕДЕНИЕ	2
2. УСТАНОВКА И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ.....	3
3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУР ПЛАЗМЫ (ТОКА) В ДИНАМИ- ЧЕСКОМ ЗЕТ-ПИНЧЕ.....	4
3.1. Динамика светящихся оболочек.....	4
3.2. Радиальное распространение тока по электродам и в среднем сечении камеры.....	8
3.3. Радиальные структуры поля H_θ (тока I_z) в среднем сечении камеры	10
3.4. Азимутальные структуры поля (тока I_z) в среднем сечении камеры.....	13
3.5. Максимальные сжатия плазмы и "особенности".....	14
3.6. Радиальные распределения напряжения в межэлектродном промежутке	17
3.7. Плазма в пристеночной области	18
4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ	19
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	25
Литература	27

А Н Н О Т А Ц И Я

Экспериментально исследованы динамика плазменных слоев и структура тока в зет-пинчевом устройстве. Найдено, что формирование основной токовой оболочки завершается взрывоподобным ее расширением, пинч распадается после сжатия на выделенные токовые волокна. Показано также, что заполнение плазмой и чередующимися по направлению токами области вне пинча происходит в результате взаимодействия токовых петель (индуктонов), образуемых в магнитном поршне при его сжатии отраженной ударной волной. Циркулирующий в петлях ток превышает, иногда, в 1,5-2 раза ток в разрядной цепи.

Отмеченные явления возникают при развитии перегретой неустойчивости и могут реализоваться, например, в тета-пинчах, плазменных фокусах, токамаках.

1. ВВЕДЕНИЕ

Первые попытки использования пинчующихся разрядов для УТС указали на трудность создания устойчивых плазменных конфигураций /1/. Для борьбы с МГД неустойчивостями предложены и используются проводящий кожух, обратные связи и т.д. Однако, выполненные в СФТИ эксперименты свидетельствуют о том, что существуют гидромагнитные процессы, которые приводят к заполнению плазмой объема разрядной камеры, не нарушая симметрии пинча. Простым примером является выброс (срыв) поверхностного слоя пинча вследствие эффекта "обратного скинирования" тока. Различные случаи проявления этого эффекта обсуждались ранее /2/.

В предлагаемом сообщении приводятся экспериментальные данные, указывающие на множественность возникновения замкнутых токовых петель (индуктонов) в плазме зет-пинча. Циркулирующий в петлях ток превышает иногда в $1,5 \pm 2$ раза ток в разрядной цепи. Взаимодействие возникших по радиусу пинча токовых структур сопровождается быстрым выбросом ($v_{\text{средн.}} = 2 \cdot 3 \cdot 10^7$ см/сек) к стенке камеры одной - двух токовых петель (разд.3.1-3.3, 3.6).

В процессе расширения пинча отмечен распад плазмы на токочные волокна (разд.3.4). Вероятность распада убывает с ростом p_0 ; существенное влияние на процесс плазмообразования оказывают примеси.

Установлена связь второй и последующих "особенностей" на разрядном токе с дрейфовым движением к оси плазменных оболочек (разд.3.5, 3.7). Оболочки возникают у стенки камеры при шунтирующих повторных пробоях.

Структуры плазмы (тока), возникающие в разряде, исследованы в диапазоне начальных давлений дейтерия (водорода) $3 \cdot 10^{-1} + 2 \cdot 10^{-2}$ Торр. Изучено влияние ударных волн, примесей и других факторов на зарождение структур.

Полученные результаты обсуждаются в разд. 4. Выводы сформулированы в разд. ЗАКЛЮЧЕНИЕ.

2. УСТАНОВКА И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Опыты проводились на установке "Динамический зет-пинч" (рис. 1) /3/ при энергозапасе в конденсаторной батарее до 15 кДж ($V_0 = 24$ кВ). Полупериод разрядного тока 9 мксек; $I_{max} = 3,5 \cdot 10^5$ А.

Обратный токопровод, охватывающий фарфоровую камеру диаметром 28 см и длиной 50 см, выполнен в виде полого цилиндра. Начальный вакуум в камере 10^{-6} Торр, ~~предыонизация рабочего газа (H_2, D_2) отсутствовала.~~

Для исследования динамики светящихся плазменных оболочек использовался фоторегистратор СФР-2М. Свечение плазмы, выходящее через отверстия в электроде, разворачивалось по фотоплёнке вращающимся зеркалом. Временное разрешение фоторегистратора ~ 100 нсек.

Экранированные от ВЧ наводок пояса Роговского применялись для определения: а) полного тока I_T , протекающего в камере, б) распределения тока в центральном сечении камеры и в) распространения тока по аноду и катоду (ток I_C). В последнем случае пояс размещался в одном из электродов (подобно /4,5/), охваты-

вая центральную область диаметром 10 см.

Сведения о тонкой радиальной структуре поля H_{φ} (тока I_z) в среднем сечении камеры и о радиальной структуре напряжения получены с помощью высокочастотных /6/ магнитных зондов и омических делителей напряжения /7/, соответственно. Использовались омические делители напряжения с постоянным коэффициентом деления до $f = 3$ МГц.

Истекающие через центральное отверстие (\varnothing 3 мм) в электроде плазменные струи, регистрировались диамагнитными зондами (постоянные магниты с измерительными катушками). Это позволяло, не возмущая пинч, определить моменты сжатия плазменной оболочки, время существования у оси высокоплотной плазмы, скорость ее истечения и т.д.

Присутствие плазмы у стенки камеры фиксировалось по нарушению компенсации сигналов с двух встречно включенных магнитных зондов. Расстояние между зондами 10 мм; один из зондов устанавливался в стенке камеры на расстоянии 5 мм от ее внутренней поверхности.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУР ПЛАЗМЫ (ТОКА) В ДИНАМИЧЕСКОМ ЗЕТ-ПИНЧЕ

3.1. Динамика светящихся оболочек.

Для удобства качественного рассмотрения динамики светящихся оболочек создадим по многочисленным СФР-граммам синтезированную СФР-грамму (рис.2) и опишем ее, выделяя элементы, присущие разрядам при различных давлениях.

Пробой разреженного газа в межэлектродном промежутке отмечается появлением однородного по диаметру камеры слабого свечения. Интенсивность свечения возрастает при переходе к высоким p_0 и при использовании более тяжелых, нежели дейтерий, газов. Обозначим вертикальную границу начальной засветки как слой I ($t=0$).

Одновременно с появлением слоя I отмечается возникновение у стенки камеры несколько более яркосветящейся тонкой (5+10мм) плазменной оболочки, перемещающейся к оси камеры. Обозначим ее как слой 2. Интенсивность свечения слоя 2 быстро падает после продвижения на 3+4 см от стенки камеры и в последующем к оси распространяется слабосветящийся фронт.

Скорость перемещения слоя 2 зависит от начального давления газа (рис.3). При $p_0 \approx 1,5 \cdot 10^{-1}$ Торр граница светящейся оболочки достигает оси раньше, чем в пристеночной области сформируется основная плазменная оболочка – слой 3 (рис.2). Не наблюдалось расширения слоя 2 после схождения к центру камеры в этом случае.

К концу первой микросекунды от начала нарастания тока завершается формирование основной плазменной оболочки – слоя 3. На ОФР-граммах разрядов в этот момент времени отмечается резкая вспышка свечения, локализованная на расстоянии 3 см от стенки камеры. Время резкого нарастания интенсивности свечения и радиальный размер образованного слоя составляют для $p_0 \approx 7 \cdot 10^{-1}$ Торр $\Delta t \approx 0,2$ мксек и $\Delta r \approx 0,5+1,5$ см, соответственно. Протекающий в момент $t=1$ мксек ток $I=150+180$ кА, что составляет $\sim 70\%$ максимального тока перед первой "особенностью".

Сжатие слоя 3 к оси идет в последующем либо в виде одной яркосветящейся плазменной оболочки (рис. 2б), либо в виде

двух (иногда трех) различных светящихся фронтов (рис.2в-д). Структуру слоя 3 определяют начальное давление газа, род газа и степень тренированности камеры. В тренированной камере, т.е. в камере с металлизированной поверхностью наличие сложной структуры отмечается, как правило, лишь при $p_0 \leq 7 \cdot 10^{-1}$ Торр.

Заканчивая рассмотрение динамики слоя 3 отметим, что при $p_0 > 2 \cdot 10^{-1}$ Торр в течение всей фазы сжатия слоя 3 перед ним на расстоянии 2+4 см идет слой 2. Приход слоя 2 к оси сопровождается, иногда, вспышкой света и возникновением отраженного фронта. Из-за яркой вспышки света детали взаимодействия отраженного фронта со слоем 3 не видны.

Подобное взаимодействие наблюдается также при $p_0 \approx 2,5 \cdot 10^{-2}$ Торр, когда имеет место выраженное разделение слоя 3 на две светящиеся оболочки. Соударение отраженного фронта со второй оболочкой практически не сказывается в этом случае на скорости ее дальнейшего движения к оси (рис.2г).

На СФР-граммах разрядов в водороде и дейтерии при низких p_0 ($< 10^{-1}$ Торр) вслед за слоем 3 начинают регистрироваться новые светящиеся фронты - слои 4, 5 и 6. Слой 4 толщиной ≈ 1 см движется на расстоянии 6+7 см от внешней границы слоя 3 со скоростью несколько большей скорости слоя 3. Фаза максимальной кумуляции энергии в слое 3 отмечается кратковременной ($\Delta t = 0,2+0,4$ мксек) и мощной вспышкой излучения /1,2/, приводящей к появлению у стенки камеры слоя 6 (рис.2д). Вызванная этой вспышкой подсветка электрода - слой 5 - может быть использована как реперная метка начала и длительности процесса максимального сжатия плазмы в слое 3. В отличие от слоя 4 слой 6 удается зарегистрировать лишь в хорошо тренированных ка-

мерах, когда электроды зачернены разрядами. Скорость схождения к оси слоя 6 близка к скорости слоя 4.

Фазирование СФР-грамм с осциллограммами тока в разрядной цепи указало на зарождение слоя 4 у максимума тока перед первой "особенностью". Слой 6 возникает в районе "особенности".

Интересной является и динамика плазмы после максимального сжатия слоя 3. В течение всего времени существования в приосевой области камеры яркосветящегося образования (~ 10 мксек) из него вылетают к периферии светящиеся оболочки. Их количество и глубина проникновения к стенке камеры определяются давлением и родом рабочего газа. При повышенных давлениях $p_0 = (1,5 + 3,0) 10^{-1}$ Торр наблюдается до шести светящихся оболочек (рис. 2а и рис. 2е).

Быстродвижущиеся слои 7 и 8 в момент появления на фотопленке как бы не разделены в пространстве. Максимальная скорость перемещения этих слоев к стенке камеры составляет $\approx 2,5 \cdot 10^7$ см/сек. После яркой вспышки, отмечаемой на расстоянии $7+10$ см от оси камеры (рис. 3, кривая 2), происходит четкая визуализация этих слоев. По мере уменьшения p_0 увеличивается толщина слоя 7, возрастает разделение между передними фронтами слоев 7 и 8 и уменьшается продвижение к стенке камеры более быстрого слоя 8 (рис. 3, кривая 3).

При высоких p_0 тонкий слой 7 ($\Delta r < 1$ см) практически всегда достигает стенки камеры. Из этой области в последующие моменты времени уходит к оси локализованный (рис. 2д) либо размытый фронт - слой II.

Вслед за вылетом из пинча слоев 7 и 8 наблюдается выброс слоев 9, 10, 12, 13 (рис. 2е). Так происходит заполнение плаз-

мой объема камеры вне пинча.

Слой 9 является, по-видимому, наиболее легким. Он проходит до $r \leq 10$ см, не препятствуя начавшемуся движению к оси слоя II. Слой 10 перенося большой импульс, останавливает слой II (рис. 2e) и обращает его движение.

Следует отметить, что к моменту появления слоя 5 (момент первой "особенности") наружный диаметр цилиндрического слоя 3 приблизительно равен 10 см во всем диапазоне начальных давлений.

3.2. Радиальное распространение тока по электродам и в среднем сечении камеры

Примеры сигналов с размещенного в заземленном электроде пояса Роговского приведены на рис.4. Видно, что ток в области $\varnothing 10,0$ см на электроде положительной полярности появляется с момента пробоя газа и остается практически постоянным в течение ~ 1 мксек. Величина тока $15+20$ кА и превышает вдвое ток, измеряемый в зоне с $r = 7,5$ см в центральном сечении камеры. Подобное явление отсутствует на катоде.

Сравнение характера протекания тока по электродам /9/ и в среднем сечении камеры указывает на наличие электродных явлений, влияющих на распространение тока. На рис. 5 приведена экспериментальная зависимость времени появления тока в области $\varnothing 10$ см на катоде (а) и отношение тока $I_4(\tau)$, протекающего по аноду в зоне диаметром 10 см, к полному току $I_1(\tau)$ в разрядной камере (б). На этом же рисунке приведена для сравнения зависимость времени прихода магнитного поля H_ϕ в область радиусом $r = 5$ см. Абсолютная величина τ и характер ее изме-

нения с p_0 на катоде и в среднем сечении камеры совпадают с достаточной точностью. Что касается некоторого спада отношения $I_4(\tau)/I_1(\tau)$ ростом p_0 , то он является результатом роста тока $I_1(\tau)$ при переходе к более высокой начальной плотности газа. Величина $I_4(\tau)$ остается неизменной и равной ~ 50 кА.

Изменение относительной величины тока, протекающего в области диаметром 10 см на аноде, катоде и в среднем сечении камеры в момент первой "особенности" t_1 , представлено на рис.6. Видно, что за $\Delta t = t_1 - \tau$ ток в среднем сечении приблизился к значениям тока в аноде (за исключением высокоплотной границы диапазона p_0). Ток, измеренный на катоде, в среднем на 40% меньше тока в центральном сечении камеры. В последующем, ток на катоде увеличивается до максимальных значений $(0,7+0,9) I_1(t_1)$;

ток на аноде достигает значений тока $I_1(t_1)$. Промежуток времени, в течение которого ток в местах его измерения нарастает до максимальных значений, зависит от давления p_0 (рис. 7).

Характер сигналов (рис.5) и зависимостей, представленных на рис.6 и рис.7 свидетельствует 1) о некотором "провисании" тока в центральном сечении камеры при высоких ($p_0 \approx 10^{-1}$ Торр) и низких ($p_0 \leq 4 \cdot 10^{-2}$ Торр) давлениях дейтерия, 2) об отсутствии полного сбора тока в область диаметром 1/3 диаметра камеры в моменты первой и последующих "особенностей" и 3) о наличии структуры в распределении тока по сжимаемой плазме.

Длительность "ступеньки" на переднем фронте сигнала с пояса, размещенного в аноде, изменяется от 0,3 мксек ($p_0 = 2 \cdot 10^{-2}$ Торр) до ~ 1 мксек ($p_0 = 2 \cdot 10^{-1}$ Торр), увеличиваясь с ростом p_0 . Длительность подобной ступеньки, одновременно появляющейся на сигнала-

лах с магнитных зондов (разд. 3.3), составляет $0,1 \pm 0,3$ мксек. Можно допустить, что регистрируемые в районе слоя 3 токовые оболочки перемещаются в среднем сечении камеры с большей скоростью. Причем вторая оболочка ($\Delta r \approx 1 \pm 1,5$ см) движется при высоких p_0 за светящимся слоем 3; токи в обеих оболочках приблизительно равны.

3.3. Радиальные структуры поля H_φ (тока I_z) в среднем сечении камеры.

Исследования структур тока в сжимаемой плазме проводились с помощью магнитных зондов. Зонды размещались вдоль диаметра разрядной камеры и давали информации о симметрии динамики токонесущей плазмы.

До прихода в места размещения зондов основной токовой оболочки (слой 3) в разрядной камере регистрируется равномерно распределенный ток, равный току, протекавшему перед выраженным скинированием. Диффузный ток уменьшается с ростом p_0 ($j_z \approx 80$ А/см² при $p_0 = 3 \cdot 10^{-2}$ Торр). При $p_0 = 10^{-1} + 10^{-2}$ Торр $\tau_{скин} \approx (1 + 5) \cdot 10^{-7}$ сек, соответственно.

После скинирования ток не отрывается от стенки камеры до конца первой микросекунды. При этом к моменту $t = 1$ мксек в оболочке с $\Delta r \sim 1 \pm 2$ см, отстоящей на расстоянии 2 ± 4 см от стенки камеры (расстояние уменьшается с ростом p_0), регистрируется максимальная плотность тока.

Не рассматривая далее распределений H_φ и j_z в различные моменты времени (качественно они близки к приведенным в работе /9/), проанализируем сигналы с магнитных зондов (рис. 8).

Продвижение к оси токонесущей плазмы отмечается почти монотонным ростом сигналов. Зонды, установленные на $r = 15,5$ см регистрируют, как правило, некоторую структуру (ступеньки). Сигналы с зондов на $r = 3,5$ см качественно подобны сигналам с размещенного в электроде пояса Роговского.

Сжатие токонесущей плазмы в область с $r < 3,5$ см сопровождается значительным изменением структуры магнитного поля в токовой оболочке. На $r = \pm 1,5$ см магнитное поле H_ϕ приходит в виде небольшого по амплитуде "подножия" длительностью до 0,4 мксек,^{*} предшествующего крутонарастающему ($\tau_{\text{фр}} < 50$ нсек) импульсу. Амплитуда импульса поля H_ϕ уменьшается при переходе к малым давлениям и при $p_0 = 2 \cdot 10^{-2}$ Торр импульс не выделяется на фоне "подножия". В области высоких p_0 связанный с импульсом поля ток превышает, иногда, в 1,5+2 раза ток в разрядном контуре (рис. 9). Локализовавшееся в узкой зоне ($\Delta r < 1$ см) внутри магнитного поршня сильное поле H_ϕ регистрируется на $r = 1,5$ см до первой "особенности" (рис. 10, кривая а). Краткая информация о формируемых в пинче токовых петлях приводилась в /2, 10/.

Для изучения процессов, способствующих появлению в плазме токовых петель, использован диамагнитный зонд. Не останавливаясь пока на детальном разборе полученной с помощью этого зонда информации (см. п.3.5), отметим, что при высоких p_0 , когда наиболее интенсивно развивается распад сравнительно монотонного профиля H_ϕ , на оси камеры регистрируется импульс давления ионизованного газа (рис. 8), предшествующий импульсу поля. Рас-

* Иногда в виде ряда импульсов равной амплитуды.

ширение нагреваемой в ударной волне плазмы и взаимодействие ее с движущимся к оси профилем магнитного поля - один из факторов, способствующих локализации H_{φ} в узких зонах внутри токового слоя (поджатие H_{φ}). Время от момента первой особенности до максимального импульса давления приведено на рис. 10 (кривая Б). Характер сигналов представлен на рис. 11. Форма импульсов H_{φ} (рис. 8) и увеличивающаяся с радиусом задержка в их регистрации указывают на быстрое продвижение к стенке камеры одной - трех замкнутых токовых петель.

Скорость перемещения выброшенной с поверхности пинча токовой петли составляет $(2+4) \cdot 10^7$ см/сек и совпадает со скоростью слоя 7. С близкими скоростями движется к стенке и слой 8 (магнитный поршень). Небольшое уменьшение скорости поршня отмечается лишь после $r = 9,5$ см, когда, как следует из СФР-грамм, отмечается резкая визуализация слоев 7 и 8 (взаимодействие с оставшимся у стенки газом и со слоем 6).

Близость продвигающихся к стенке скачков поля к световым фронтам отмечается и в последующем. Так, например, через $0,6 + 0,7$ мксек после момента t_I на $r = 5,5$ см регистрируется скачок поля $H_{\varphi} = 3,5$ кГс, перемещающийся до $r = 9,5$ см со средней скоростью $4 \cdot 10^6$ см/сек. В это же время и с такой же скоростью движется к стенке и исчезает на $r = 9+10$ см слой 9. Следует заметить, что сигналы с зондов становятся со временем более сглаженными. Одной из причин этого является ионизация испаряемого вещества зондовой трубки.

Процесс формирования и выброса симметричных относительно оси камеры токовых петель отмечается во всем диапазоне p_0 . С переходом к малым p_0 этот процесс становится менее выраженным. До-

бавка к дейтерию при $p_0 = 1,8 \cdot 10^{-2}$ Торр 30% азота приводит к формированию в пинче лишь одной петли.

3.4. Азимутальные структуры поля H_ϕ (тока I_z) в среднем сечении камеры.

Остановимся далее на рассмотрении еще одного явления, развивающегося в процессе (или несколько позже) заполнения плазмой и током области между пинчем и стенкой камеры. Оно возникает наиболее часто при малых p_0 и проявляется в виде внезапного обращения знака магнитного поля (рис. 12). Обращение поля начинается преимущественно в области близ оси ($r = 3,5$ см) и распространяется далее к стенке камеры. Однако иногда обращение поля появляется и на более удаленных расстояниях от оси (случай б). В 97% разрядов наблюдается асимметричное по диаметру камеры обращение поля.

Вероятность появления разрядов с обращенными H_ϕ полями отображена на рис. 13 (заштрихована область давлений p_0 , при которых регистрируется нейтронное излучение). Другие закономерности, характеризующие явление, приведены на рис. 14. В правой верхней части этого рисунка помещена информация о процентном соотношении между началом обращения H_ϕ до и после второй "особенности" для $p_0 = 2,2 \cdot 10^{-2}$ Торр.

Скорости перемещения линий с $H_\phi = 0$ лежат в интервале от $2 \cdot 10^6$ см/сек до $\approx 10^8$ см/сек. "Малые" скорости могут быть удовлетворительно объяснены перемещениями распавшихся сложным образом на токовые волокна плазменных слоев. Более быстрые смещения требуют, по-видимому, привлечения электромагнитных процессов размножения возмущений в окружающей среде.

Установлено, что обращение поля -свойство разрядов в хорошо тренированных камерах с начальным вакуумом $< 10^{-5}$ Торр. Добавка к дейтерию тяжелого газа (0,3+0,5% Ar, например) значительно уменьшает вероятность распада отслаиваемых от пинча плазменных оболочек на токовые волокна. Ранее /I/ отмечалось подобное влияние примесей на генерацию излучений.

3.5. Максимальные сжатия плазмы и "особенности".

Некоторые сведения об измерениях пьезодатчиками зон давления в сжимаемой плазме приводились ранее /II, I2/. Полученные данные указали на захват дейтерия токовой оболочкой и повышение давления у оси до ≈ 100 атм. ($p_0 = 10^{-1}$ Торр; D_2) /I2/. По данным /II/ фронт давления движется вместе с фронтом тока; результаты опытов /I2/ (параметры установки Н.В.Филиппова близки к параметрам "ДЗП"), выполненных в том же диапазоне начальных давлений дейтерия, свидетельствуют о смещении фронта давления к наружной поверхности токовой оболочки. В обоих случаях полученные результаты можно трактовать в рамках модели "снежный плуг". Вопрос о связи волн давления с моментами "особенностей", трактуемыми как результат максимальных сжатий плазмы (тока) на оси, не обсуждался. Вместе с тем, утвердилось мнение о связи "особенностей" с радиальными пульсациями пинча.

Использование $B-V$ зондов позволило получить более полные сведения о динамике зет-пинчей в приосевой области. Результаты опытов частично уже излагались (п.3.3.). Иллюстрацией процессов сжатия плазмы и тока в исследованном диапазоне p_0 служат сигналы с датчиков, представленные на рисунках 8 и II.

Характерным является то, что приход плазмы к оси практически

не совпадает с моментом первой "особенности" (рис.10). Отмеченные после первой "особенности" пульсации плазмы не оставляют меток на разрядном токе. Частота этих пульсаций превосходит частоту, определенную по времени между "особенностями". По мере перехода к низким p_0 частота пульсаций возрастает ($f = 4+10$ МГц). При этом, длительность истечения плазмы увеличивается до 2 мксек (рис.11) и отсутствует повышенное вытекание плазмы в момент второй "особенности". Магнитные зонды часто также не указывают на сжатие тока к оси в этот момент времени, тогда как вторая "особенность" на осциллограммах разрядного тока возникает при $p_0 \leq 7 \cdot 10^{-2}$ Торр регулярно.

Интересные сведения получены при синхронизации отмечаемых на СФР-граммах световых фронтов с сигналами с зонда. Так, например, появление небольшого по амплитуде импульса давления перед особенностью (рис.11б) коррелирует по времени с приходом к оси первой светящейся оболочки слоя 3 (рис.2г). Максимальному сигналу с диамагнитного зонда соответствует приход второй светящейся оболочки слоя 3. Поскольку область максимального давления локализована в районе внешней границы слоя 3 — становится понятным отмеченное ранее (п.3.1) отсутствие нарушения динамики этой оболочки при соударении ее в момент особенности на токе с расширяющейся от оси первой оболочкой.

Аналогичные сопоставления, выполненные для высоких p_0 ($2,8 \cdot 10^{-1}$ Торр) , указывают на корреляцию предшествующего первой "особенности" импульса давления с приходящим к оси слабосветящимся фронтом — слоем 2 (рис.2б,е).

В обоих крайних по давлению случаях регистрация у оси зонда давления, не содержащих значительного тока, может быть формаль-

но отождествлена с приходом ударных волн. Однако формирование сильной ионизирующей волны идет лишь в случае высоких начальных давлений. По мере уменьшения p_0 зона с высокой плотностью плазмы смещается внутрь токового слоя. Не наблюдалось истечения плазмы до первого максимума тока.

Приведенные результаты (рис.8,II) относятся к истечению плазменных потоков за анод. Основные черты процесса сохраняются и при выбросах плазмы за катод с той лишь разницей, что амплитуда сигнала в районе первой особенности в этом случае на 20+30% выше. Причина роста скорости связана с некоторой цилиндричностью скатия /8,13/, приводящей к формированию кумулятивных струй.

На рис.15 приведены сигналы с двух σ - ν зондов. По сдвигу между ними определялась скорость аксиального истечения плазмы. С уменьшением p_0 аксиальная скорость плазмы за анодом возрастает до 10^7 см/сек, что, учитывая близость этой величины к скорости скатия, свидетельствует о нагреве дейтронов до $T_i \sim 100$ эВ. При этом амплитуда сигнала с первого диамагнитного зонда снижается. Подобная ситуация может возникнуть, например, из-за меньших значений σ , определяемых температурой электронной компоненты. Оценка времени выравнивания температур между компонентами плазмы /14/ дает при $n = 5 \cdot n_0 \approx 4 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$ и $T_e \approx 10$ эВ величину $\sim 10^{-6}$ сек, позволяющую сделать вывод о возможности отрыва T_i от T_e в области низких p_0 .

Таким образом, 1) приход плазмы к оси часто не совпадает с моментом первой "особенности", 2) отмечаются быстрые пульсации плазмы у оси в интервале между "особенностями", 3) вторая и последующие "особенности" на токе не связаны, как правило, с

радиальными колебаниями пинча.

3.6. Радиальные распределения напряжения в межэлектродном промежутке.

Профили аксиального электрического поля в разрядной камере измерялись с помощью делителей напряжения. Каждый из них регистрировал $v_z(t, r)$ между двумя точками на электродах [7]. Целью измерений являлось исследование связанных с током структур напряжения.

Полученная информация относится к случаю не очень высокой начальной откачки ($\sim 10^{-5}$ Торр), когда не наблюдается распада отслаиваемой от пинча плазмы на токовые волокна.

На рисунке 16 приведены типичные сигналы с делителей (разряд в D_2 , $p_0 = 2,8 \cdot 10^{-4}$ Торр). Перед приходом к делителю токовой оболочки делитель регистрирует омический компонент напряжения на внутренней ее поверхности. Это напряжение возрастает от 10^3 до $2 \cdot 10^3$ при переходе к низкоплотностной границе p_0 .

Измерения, выполненные с помощью делителей напряжения, не противоречат складывающемуся представлению о наличии структуры тока в плазменной оболочке. Структура отмечается как на стадии сжатия (ступеньки на передних фронтах сигналов), так и в процессе расширения плазмы. В последнем случае наблюдается изменение полярности напряжения во внутренних зонах разрядной камеры. Импульс обратной полярности (обратный ток) переносится к стенке камеры со скоростью $\approx 10^7$ см/сек.

По мере перехода к низким давлениям рабочего газа отрицательные выбросы напряжения исчезают первоначально на сигналах с делителей, расположенных ближе к стенке камеры (на СФР-грам-

мах не отмечается прихода слоя 9 в эти области с уменьшением p_0). Затем исчезают выбросы на $r = 2$ см и при $p_0 = 2,2 \cdot 10^{-2}$ Торр обратное напряжение регистрируется лишь на $r = 4$ см.

3.7. Плазма в пристеночной области.

Хорошо известно, что вклад энергии в сжимаемую к оси плазму определяется свойствами ограничивающих разряд поверхностей и наличием вне пинча ионизованного газа (см., например, /15/).

Увлечение плазмы к оси и появление ее у стенки камеры исследовалось с помощью компенсированного зонда. Примеры сигналов ΔN_ϕ , свидетельствующие о практически постоянном присутствии плазмы у стенки, представлены на рис.17.

Обнаружена хорошая корреляция сигналов ΔN_ϕ с явлениями, отмеченными при фотографировании разрядов. Так, например, стадия формирования токовой оболочки (до отрыва ее от стенки) имеет длительность ~ 1 мксек. Появляющиеся в поздние моменты времени импульсы соответствуют светящимся слоям 4, 6, 7, 8 и II^{*)}

При этом во время прихода к стенке слоев 7 и 8 регистрируется обращение знака ΔN_ϕ , указывающее на более чем вакуумное превышение поля N_ϕ у стенки. В ранних опытах /12/ в это время отмечался рост давления на стенку камеры порядка 1+2 атмосфер.

Обращение знака N_ϕ наблюдается также в стадии формирования слоя 3 (рис.17б). При отсутствии разбегания плазмы в слое 3 на

токовые волокна это указывает на перемещение к стенке камеры из области вспышки слоя 3 быстрого плазменного фронта, поджи-

^{*)} Быстрый уход слоев 4 и 6 свидетельствует о малой их массе /2/.

магнитное поле. Движение плазменных фронтов против ponderomotorной силы наблюдалось ранее в ускорителях плазмы (см., например, /16/).

Эффективное экранирование пинча пристеночной плазмой (отключающий пробой) отмечается при $p_0 < 7 \cdot 10^{-2}$ Торр после второй "особенности". По мере перехода к высоким начальным давлениям газа значительный по амплитуде и длительности сигнал с компенсированного зонда смещается к концу полупериода протекания тока.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В зет-пинчевых экспериментах исследованы эффекты, развивающиеся в промежутке времени от момента пробоя газа до второй "особенности" на разрядном токе. Наиболее интересными из них являются:

- а) наличие быстрых светящихся фронтов, предшествующих ударной волне;
- б) движение плазмы к стенке после завершения формирования основной плазменной оболочки;
- в) отсутствие совпадений моментов "особенностей" с максимальными сжатиями плазмы на оси камеры;
- г) формирование в толще пинча ряда замкнутых токовых петель и выброс их на периферию;
- д) распад плазмы в районе второй "особенности" на токочные волокна.

В указанной последовательности обсудим эти эффекты.

Начинающееся одновременно с пробоем газа движение быстро-

го фронта ($v_{\max} = 3 \cdot 10^7$ см/сек) от стенки к центру камеры (слой 2) и смещение плазмы к стенке после формирования на некотором расстоянии от нее тонкой токовой оболочки (слой 3) не отмечались ранее в опытах с зет-пинчами. Однако о существовании подобных явлений известно из опытов с ускорителями плазмы /16/. Быстрые и легкие фронты ионизованного вещества, или форсгустки, перемещались к выходу из ускорителей со скоростью, нарастающей с уменьшением давления газа; движение плазмы к изолятору против ускорительной силы слабо зависело от p_0 . Однозначная трактовка этих явлений отсутствует в настоящее время.

Из представленных в разделе 3 опытных данных следует, что скинирование поля в разрядной камере не исключает протекания тока во внутренних ее участках. Т.е., в отличие от сделанных в /16/ допущений, пристеночная плазма не экранирует полностью внутреннюю область камеры от приложенного напряжения. Поэтому направленное к оси движение ионизованной среды может быть вызвано распределенной по объему электромагнитной силой. Оценочные значения концентраций заряженных частиц в быстром фронте, вычисленные на $r = 10$ см из альфвеновской скорости, составляют $\approx 7 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$ и близки к регистрируемым в ускорителях /17/.

В области низких p_0 длина пробега ионов до перезарядки соизмерима с радиусом камеры. Так при $p_0 = 3 \cdot 10^{-2}$ Торр пробег дейтрона до нерезонансной перезарядки составляет ~ 5 см. Учитывая это обстоятельство, а также уменьшение диффузионного тока при повышении p_0 , становится понятным отсутствие быстрого фронта в области $p_0 \approx 10^{-1}$ Торр. Движение ионизованной среды ограничивается в этих условиях нарастающим взаимодействием ее с нейтральным газом.

Одновременно с уходом к оси быстрого фронта идут процессы скинирования тока и радиального смещения заряженных частиц. В результате, к моменту $t = 1$ мксек в области $z = 1+2$ см, отстоящей от стенки на расстоянии $2+4$ см, регистрируется максимальная плотность тока. В диапазоне $p_0 = 3 \cdot 10^{-1} + 2 \cdot 10^{-2}$ Торр в это время наблюдается яркая вспышка света (слой 3).

Подобные вспышки регистрировались ранее в водороде и дейтерии при $p_0 = 0,3+10$ Торр /18,19,20/. Полагалось, что с этого момента токовый слой становится непроницаемым для нейтралов и последующая динамика токовой оболочки соответствует модели "снежный плут" /19/.

Первое из этих допущений согласуется с изложенными результатами. Второе - не вполне оправдано. Измерения свидетельствуют о применимости модели "снежный плут" (частично проницаемый) лишь для $p_0 < 7 \cdot 10^{-2}$ Торр. При $p_0 > 7 \cdot 10^{-2}$ Торр сжатие токовой оболочки более соответствует представлениям модели "магнитный поршень - ударная волна" (рис. II).

Возникновение яркосветящейся оболочки (слой 3) в области повышенной плотности тока следует связать с процессом рождения высокотемпературного T-слоя /21/ (нелинейная стадия перегретой неустойчивости /22/). Взрывообразное расширение плазмы T-слоя регистрируется компенсированным зондом и отмечается вспышкой света от возбужденных атомов. Направленная к центру ударная волна регистрируется σ - ν зондом перед первой "особенностью". Примером, иллюстрирующим выброс двух фронтов в процессе расширения T-слоя, может служить фотография ϕ -пинча в гелии (рис. I8).

Приход ионизованной среды к оси камеры регистрируется при высоких давлениях ($p_0 > 7 \cdot 10^{-2}$ Торр) до первой "особенности". В области низких давлений ($p_0 \leq 7 \cdot 10^{-2}$ Торр) сжатие плазмы завершается после "особенности". В обоих случаях появление плотной плазмы на оси не сопровождается максимальным сжатием тока. Последующие пульсации плазмы происходят с частотой, превосходящей частоту, определенную по времени между "особенностями", и не оставляют меток на разрядном токе. Не наблюдается, как правило, и сжатия пинча в момент второй "особенности".

Объяснение экспериментальных данных при низких давлениях (две и более "особенности") становится возможным /15/, если допустить связь второй и последующих редко возникающих "особенностей" с дрейфовым перемещением к оси плазменных оболочек (слои 6, II). Численные эксперименты /2, 23/ подтверждают реальность проявления таких процессов в случаях, когда масса оболочек близка к массе пинча. Поджатие слоя 6 к стенке слоями 7 и 8 в области высоких p_0 приводит к формированию более тяжелой оболочки, медленное перемещение которой не вызывает появления второй "особенности".

Из опытов следует, что первой "особенности" соответствует фаза максимальной кумуляции энергии. В области высоких p_0 ($> 7 \cdot 10^{-2}$ Торр) она наступает при взаимодействии отраженной ударной волны и токовой оболочки в нескольких сантиметрах от оси. Быстрое поджатие отраженной волной токонесущей плазмы возмущает диффузный профиль распределенного в ней магнитного поля. В результате формируется гребнеобразная структура поля (рис. 19), подобная наблюдаемой в расчетах /24/, т.е. возникают зам-

кнутые токовые петли - индуктоны. Взаимодействие индуктонов приводит к выбросу одного или нескольких из них к стенке камеры. Так происходит быстрое ($t < 1$ мксек) заполнение плазмой и током области вне пинча.

При малых p_0 токовые петли в толще пинча возникают как результат начальной радиальной неоднородности распределения тока и плотности плазмы. Однако формирование токовых структур в сравнительно однородной и плотной ($p_0 > 7 \cdot 10^{-2}$ Торр) плазме свидетельствует, по-видимому, о размножении /21/ возникшего первоначально на ее внутренней границе возмущения H_ϕ (вмороженность поля).

Экспериментальные результаты, указывающие на возбуждение индуктонов, позволяют объяснить наблюдаемые ранее многократные изменения направления I_z вдоль радиуса камеры /9/, значительный рост давления у ее стенки /12/ и т.д. Подобные явления ответственны, по-видимому, за быстрые расширения плазмы /25/ и выбросы ее из области взаимодействия аксиальных ударных волн (области "разрывов" пинчей), наблюдаемые в зет-пинчевых устройствах /26,27/. Аналогичные структуры отмечались и в тета-пинчах /2/.

Обсудим далее явление распада плазмы пинча на выделенные токовые волокна (разд. 3.4). Оно развивается наиболее часто после первой "особенности". Вероятность дробления растет с уменьшением p_0 и проводимости плазмы. Примесная добавка исключает волокнообразование.

Качественный анализ свидетельствует о возможности объяснения волокнообразования с позиций перегретой неустойчивости. Критерий ее развития выражается следующим образом /28/:

$$\frac{j^2 \cdot t_0}{C_v \cdot T \cdot \beta \cdot \rho} \gg 1$$

где j - плотность тока, β, ρ - проводимость и плотность плазмы, C_v - удельная теплоемкость, T - температура, t_0 - характерное время процесса ($Re_{ш} = \tau_{diff} / t_0$). Низкая проводимость среды, окружающей участки с повышенной плотностью тока, обеспечит электромагнитное выделение этих областей.

Явление распада плазмы на структуры привлекает все большее внимание. Это связано с реализуемостью таких состояний в целом ряде термоядерных установок (например, в токамаках /29/) и с возможностью объяснения процессов ускорения заряженных частиц /30/.

Следует также отметить, что назрела необходимость экспериментального изучения режимов оптимального сжатия плазмы (например, безударного сжатия /2,31/ многооболочечных плазменных образований /10/). Заслуживает серьезного внимания и решение проблемы стенки (защита стенки газовой "шубой" и т.д.). Этой проблеме не уделяется пока должного внимания в исследованиях плазмы с высокими значениями β и малыми временами лоуноновского удержания. В выполненных нами опытах энергии, излученной из плазмы в течение $3 \cdot 10^{-7}$ сек фазы максимального сжатия, достаточно для нагрева внутренней поверхности камеры до температуры плавления. Для нагрева, например, поверхности кварцевой камеры до $T = T_{пл}$ достаточно $0,12$ Дж/см². Эта энергия может поступить уже в стадии начального скинирования тока до его отрыва от стенки. Численное моделирование влияния поступающих примесей на радиационные свойства водородного зет-пинча, выполненное для условий установки "ДЭП" /23/, указало на возможность излучения значительных количеств энергии в фазе кумуляции ($\sim 2,5$ кДж или $\sim 0,8$ Дж/см²).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате выполненных исследований:

1) Показано, что пробой газа (H_2, D_2) и формирование токовой оболочки сопровождаются развитием двух ранее не отмечаемых в зет-пинчевых устройствах явлений. При пробое разреженного газа возникает быстрый форслой, (результат действия силы $j \times H$); формирование токовой оболочки у стенки камеры завершается взрывоподобным расширением плазмы (образование T-слоя при развитии перегретой неустойчивости). Эти явления аналогичны наблюдаемым в электродинамических ускорителях плазмы и в тета-пинчах, что свидетельствует об общности процессов "разгорания" высокопоточного разряда в различных устройствах.

2) Найдено, что сжатие токовой оболочки при $p_0 > 7 \cdot 10^{-2}$ Торр происходит в соответствии с представлениями модели "магнитный поршень - ударная волна". При $p_0 < 7 \cdot 10^{-2}$ Торр более приемлемой является модель "снежного плуга". Полученные результаты уточняют известные экспериментальные данные и определяют правильность выбора моделей при теоретическом исследовании подобных самосжимающихся разрядов.

3) Установлена связь второй и последующих "особенностей", наблюдаемых на разрядном токе, с дрейфовым движением к оси легких плазменных оболочек. Оболочки возникают у стенки камеры при шунтирующих повторных пробоях. Перемещение оболочек в скрещенных полях уменьшает протекающий в них ток и приводит к росту тока в пинче.

Среди причин, способствующих повторным пробоям, важную роль играют приходящие к стенке слои плазмы и интенсивное ее облучение.

4) Экспериментально получены сведения о новом виде МГД активности сильноточной плазмы. Этот вид активности, не нарушающий равновесия шнура, проявляется в коаксиальном расслоении зет (тета) пинча и в выбросе поверхностных оболочек плазмы. Ранее было установлено, что одной из причин выбросов является "обратный" скин-эффект /32/. В других случаях заполнение плазмой и изменяющимися по направлению токами области вне пинча происходит в результате взаимодействия нескольких токовых петель, образуемых в магнитном поршне при его сжатии отраженной ударной волной. Зарегистрированный в петлях ток в $1,5 \pm 2$ раза превышает ток в цепи источника питания (разряды в H_2 и D_2 ; $p_0 > 10^{-1}$ Торр).

5) Отмечен распад водородной плазмы, расширяющейся после момента первой "особенности", на выделенные токовые волокна. Вероятность волокнообразования уменьшается с ростом p_0 (80% при $p_0 = 2 \cdot 10^{-2}$ Торр, лежащем в "нейтронном" диапазоне p_0) и при введении примесной добавки. Характер качественных зависимостей явления от I, β, p_0 указывает на его связь с перегретой неустойчивостью.

Нам приятно поблагодарить чл.-корр. АН СССР Р.Г. Салуквадзе за поддержку работы и проявленный к ней интерес, С.П. Курдюмова, Ю.П. Попова за многочисленные обсуждения полученных результатов; В.И. Барышева и Л.П. Ступницкую за помощь в проведении опытов.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Арцимович Л.А. Управляемые термоядерные реакции. М., Физматгиз, 1961.
2. Кварцхава И.Ф., Матвеев Ю.В., Бутов И.Я., Самарский А.А., Курдимов С.П., Попов Ю.П., Роль самоорганизации пинчевых разрядов в нагреве и удержании плазмы. *Plasma Phys. and Contr. Nuc.Fus.Rev.*, 1974, 2, 149-160 (V Conf.Proc., Tokyo, 1974). IAEA, Vienna, 1975.
3. *World Survey of Major Facilities in Controlled Fusion Research. 1973 Edition*, IAEA, Vienna, 1973, p.354.
4. Bazilevskaya O.A., Andrianov A.M., Demichev V.F., Vasiljev V.I. Investigation of an Impulsive Discharge in a Hollow Cylindrical Gas Sheath. Proc.V Int. Conf. on Ioniz. Phenomena in Gases (Munich, 1961). Amsterdam, 1962, 2, 2213-2232.
5. Агафонов В.И., Голуб Г.В., Голубчиков Л.Г., Дьяченко В.Ф., Иванов В.Д., Имшенник В.С., Колесников Ю.А., Свировский К.Б., Филиппов Н.В., Филиппова Т.И., Исследование нецилиндрического Z -пинча. *Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Rev.*, 1969, 2, 21-37. (Proc. Conf. Novosibirsk, 1968). IAEA, Vienna.
6. Serge S.E., Allen J.E. Magnetic Probes of High Frequency Response. *J. Sci.Instr.*, 1960, 32, No 10, 369-371.
7. Кварцхава И.Ф., Матвеев Ю.В., Решетняк Н.Г. К вопросу о механизме ускорения заряженных частиц в динамическом зет-пинче. Письма в ЖЭТФ, 1972, 15, в.10, 619-621.

8. Кварцхава И.Ф., Зукакишвили Г.Г., Матвеев Д.В., Гваладзе Ю.С. и др. Нагрев и устойчивость плазмы в комбинированном пинче. *Plasma Phys. and Contr.Nucl.Fus.Res.*, 1971, I, 183-202 (VI Conf.Proc., Madison, 1971). IAEA, Vienna.

9. Комельков В.С., Скворцов Д.В., Церевитинов С.С. Развитие мощного разряда в дейтерии. Труды II Международной конф. по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958. Докл. советских ученых, I, 53-64, М., Атомиздат, 1959.

10. Matveev Yu.V., Kvartskhava I.F. Formation of Long Existence Dense Plasma Configurations in Zeta-Pinch ("Magnetic Press" Regime). VIII Europ.Conf. on Contr.Fus. and Plasma Phys. (Conf. Proceedings, Prague, 1977), 1977, I, 87.

11. Андрианов А.М., Базилевская О.А., Прохоров Д.Г. Исследование импульсных разрядов в газах при силе тока 500 кА. Сб. Физика плазмы и проблема упр. т.я. реакций. Под ред. М.А.Леонтовича, М., 1958, 2, 185-211.

12. Филиппов Н.В. Исследование давлений в мощном импульсном газовом разряде с помощью пьезоэлектрического измерителя. Сб. Физика плазмы и ПУТР. М., 1958, 3, 231-249.

13. York T.M., Stover E.K. Transient Flow and Heating in a Pinched Plasma Column. *Phys.Fluids*, 1974, 17, No 1, 127-134.

14. Спитцер Л. Физика полностью ионизованного газа. ИИЛ. М., 1957.

15. Kvartskhava I.P., Matveev Yu.V. Role of Recurring Discharge Ignition in a Dynamic Z-Pinch. Nucl.Fusion, 1971, II, 4, 385-387.

16. Золототрубов И.М., Киселев В.А., Новиков Ю.М. Исследование распределения тока в коаксиальной плазменной пушке. Сб. Исследование плазменных сгустков. Изд-во "Наукова думка", Киев, 1965, 148-156.

17. Калмыков А.А., Трубочанинов С.А., Набока В.А., Златопольский Л.А. Энергетические спектры и структура плазменных сгустков коаксиального плазменного источника. Сб. Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза. Изд-во "Наукова думка", Киев, 1965, в.4, 256-262.

18. Комельков В.С. Самосжимающиеся разряды в дейтерии при больших скоростях нарастания тока. ЖЭТФ, 1958, 35, в.1(7), 16-26.

19. Колесников Ю.А. О развитии разряда в нецилиндрическом Z - пинче. ЖТФ, 1968, 38, в.5, 833.

20. Голубчиков Л.Г. Измерение плотности заряженных частиц в движущейся плазменной оболочке. ЖТФ, 1968, 38, №9, 1477-1481.

21. Самарский А.А., Курдюмов С.П., Куликов Ю.Н., Лесков Л.В., Попов Ю.П. и др. Магнитогидродинамическая модель нестационарного ускорения плазмы. ДАН СССР, 1972, 206, 307-310.

22. Кадомцев Б.Б. Гидромагнитная устойчивость плазмы. Сб. Вопросы теории плазмы. Под ред. М.А.Леонтовича. М., 1963, в.2, 132-176.

23. Данилова Г.В., Курдюмов С.П., Попов Ю.П., Самарский А.А., Царева Л.С. Расчет сильноточных разрядов с учетом эффекта вторичного пробоя. Препринт ИГиМ АН СССР, 1974, №6.

24. Змитренко Н.В., Курдюмов С.П., Автомодельный режим сжатия конечной массы плазмы в задачах Z - и Θ -пинча. Препринт ИГиМ АН СССР, №19, М., 1974.

25. Morgan P.D., Peakock N.T., Cloth P. et al. Evidence for a Broad and Uniform Neutron-Producing Plasma Column in the Plasma Focus. VI Europ. Conf. on Contr. Fus. and Plasma Phys. (Proc. Conf. Moscow, 1973), 1973, I, 359-362.

26. Folkiersky A., Frayme P.G., Lathan R. End Effects in a Linear Pinched Discharge. Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res. (Proc. Int. Conf. Salzburg, 1961), Nucl. Fus., 1962, Suppl., Pt.2, 627-633.

27. Грибков В.А., Коржавин В.М., Крохин О.Н., Склизков Г.В., Филиппов Н.В., Филиппова Т.И. Наблюдение второго сжатия в конечной стадии разряда типа "плазменный фокус". Письма в ЖЭТФ, 1972, 15, в.6, 329-332.

28. Соколов В.С. Перегретая неустойчивость потока электропроводного газа в поперечном магнитном поле при $Re_m \gg 1$ и возможное объяснение природы хромосферных вспышек на Солнце. Изв. СО АН СССР, сер. техн. наук, 1972, №13, в.3, 86-95.

29. Кадомцев Б.Б. О неустойчивости срыва в токамаках. Физика плазмы, 1975, 1, в.5, 710-715.

30. Сыроватский С.И. Динамическая диссипация магнитного поля и ускорение частиц. Астрон. ж., 1966, 43, в.2, 340-355.

31. Жданов С.К., Трубников Б.А. Оптимальное сжатие плазмы в Z и Θ -пинче. Письма в ЖЭТФ, 1975, 21, в.6, 371-374.

32. Kvartskhava I.F., Matveev Yu.V., Khaatiev E.Yu. Plasma Losses in High - Current Plasma Configurations due to the "Inverse Skin Effects". Nucl. Fusion, 1971, 11, 4, 349-353.

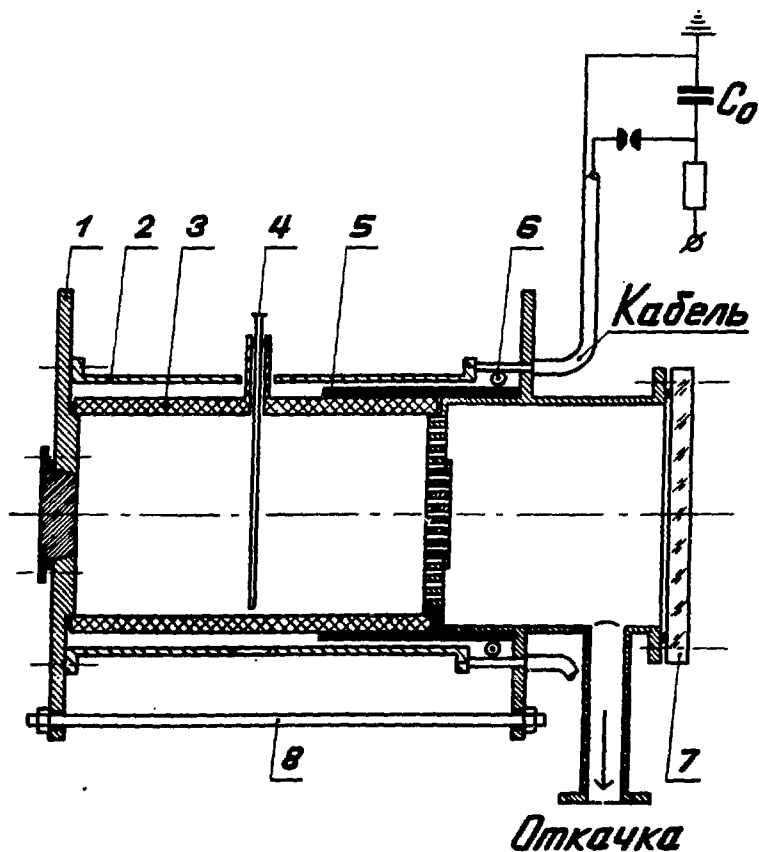


Рис. I. Установка "Динамический зет-пинч" ("ДЗП"):

1- электрод (медь, алюминий, нерж. сталь), 2 - обратный токопровод, 3- камера, 4- зондовая трубка (кварц), 5- изоляция, 6- пояс Роговского №1, 7- окно для фотографирования разрядов, 8 - стяжки.

Параметры установки: $W_{C_0} = 15$ кДж, $V_0 = 25$ кВ,
 $I_{max} = 3,5 \cdot 10^5$ А, $\dot{i}_0 = 3 \cdot 10^{11}$ А/сек, $T/2 = 9$ мксек.

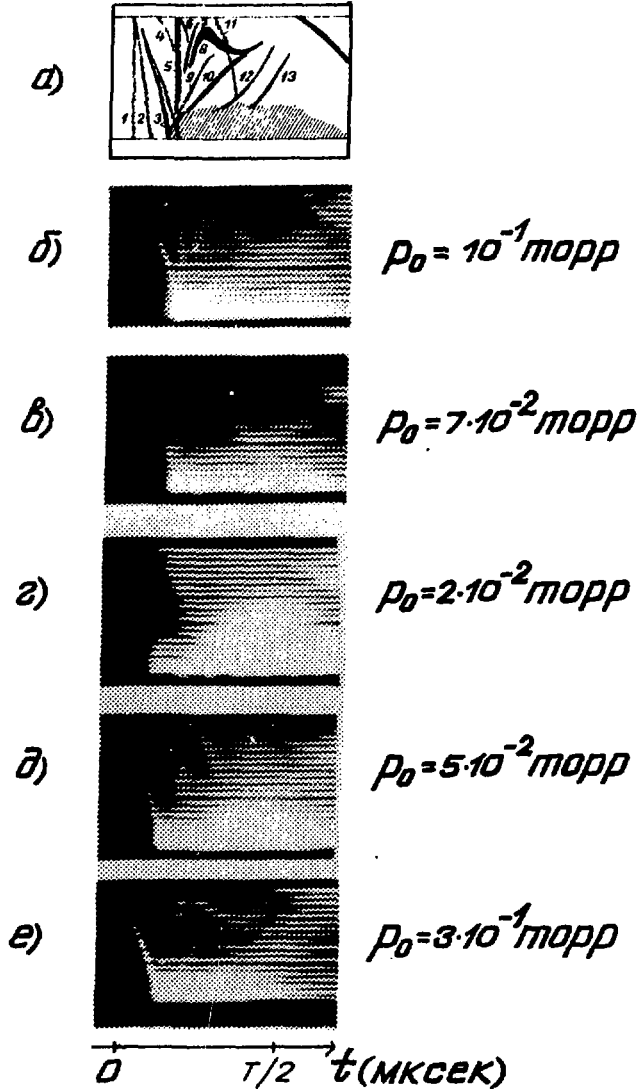


Рис.2. СФР-граммы разрядов в дейтерии. Диаметр камеры - 28 см. $T/2 \approx 9$ мксек, $I_{max} \approx 3,5 \cdot 10^5$ А. а) Синтезированная СФР-грамма (негатив).

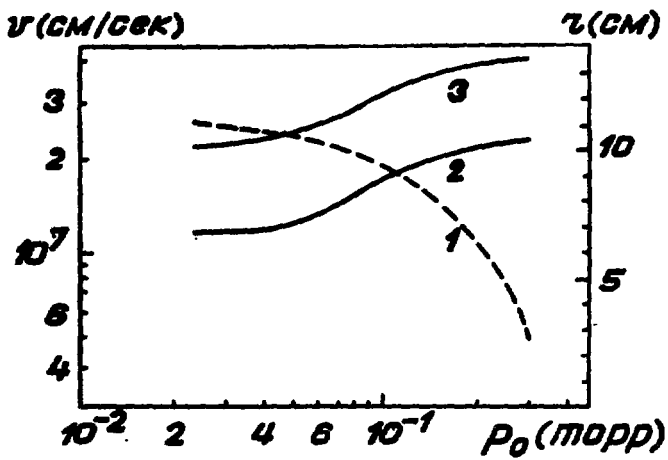


Рис.3. Средняя скорость перемещения к оси слоя 2 (кривая 1), расстояние до визуализации слоев 7,8 (кривая 2) и продвижение к стенке слоя 8 (кривая 3).

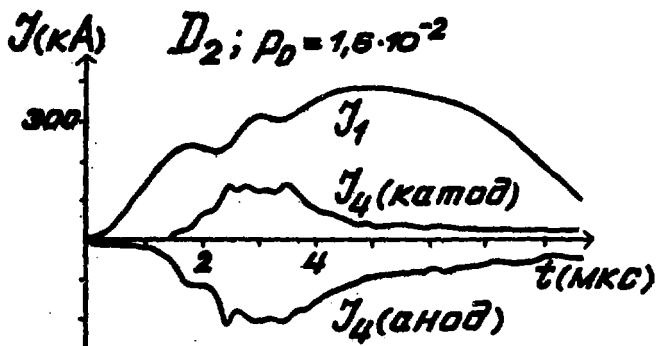


Рис. 4. Сигналы с поясов Роговского № I и № 4.

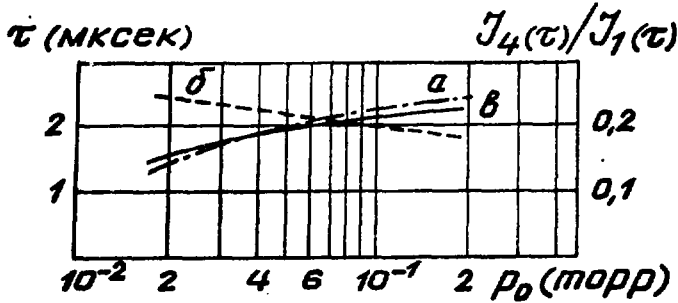


Рис.5. Время τ появления тока в области диаметром 10 см на катоде (а), отношение тока $J_4(\tau)$ в той же области на аноде к полному току в камере $J_1(\tau)$ (б) и время появления поля H_p на $z = 5$ см в среднем сечении камеры (в).

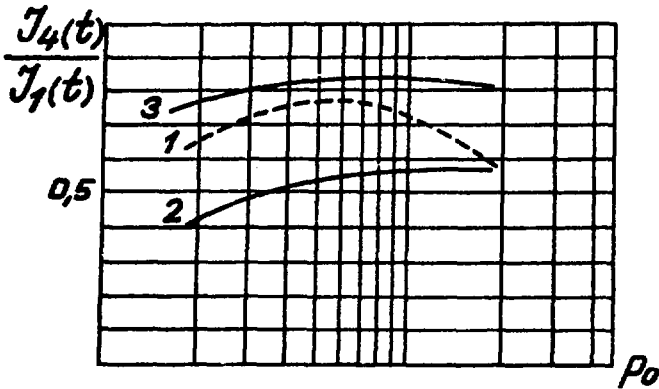


Рис.6. Ток $J_4(t_1)$, протекающий в момент первой "особенности" t_1 на аноде (1) и катоде (2). Ток в среднем сечении камеры (3) определен из $H_p(t_1, z = 5$ см).

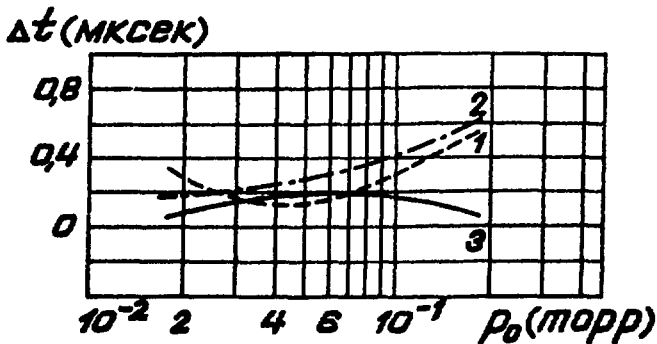


Рис.7. Время нарастания тока J_4 до максимальных значений (после первой "особенности") на аноде (1), катоде (2) и в среднем сечении (3) камеры ($z = 5$ см).

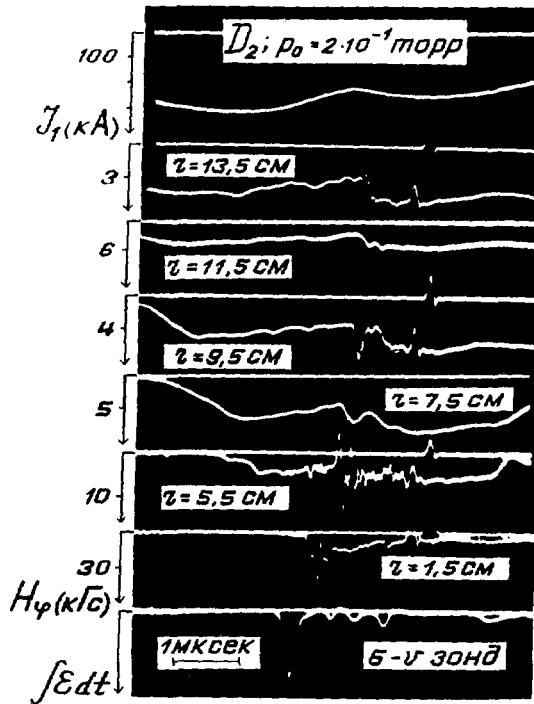


Рис.8. Динамика развития структур поля H_ϕ (тока I_z) в токовой оболочке в районе первой "особенности".

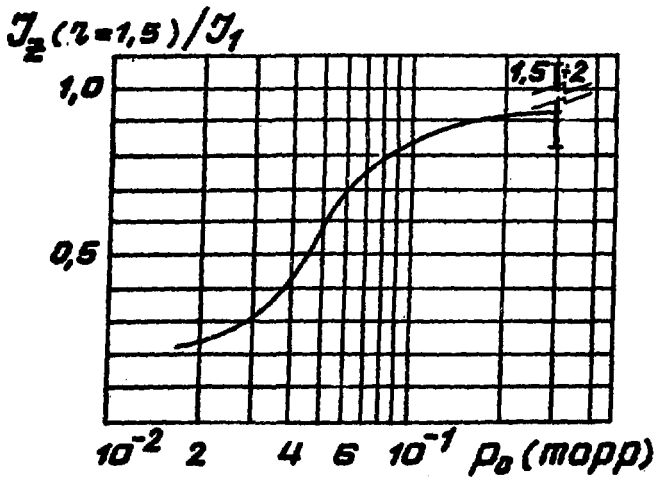


Рис.9. Ток в области с $r = 1,5$ см в момент регистрации максимума поля H_ϕ ($r = 1,5$ см).

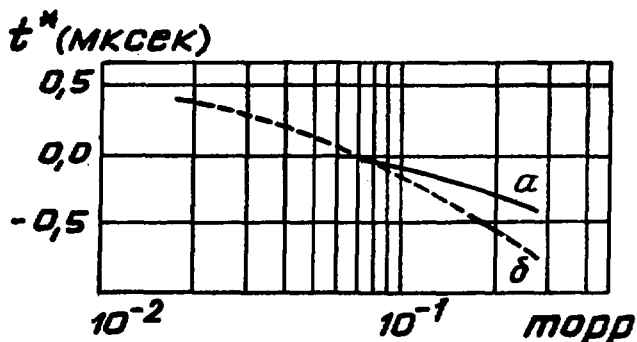


Рис.10. Моменты появления крутонарастающего импульса на $r=1,5$ см (а) и максимального сигнала с диамагнитного зонда (б) относительно момента первой "особенности" ($t_1=0$).

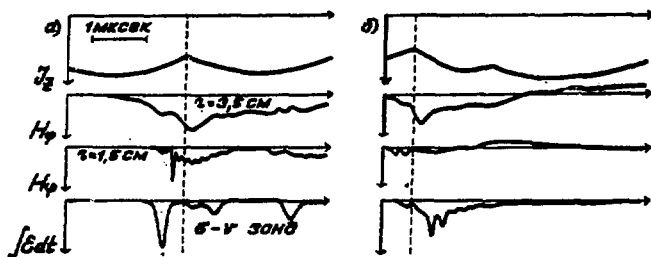


Рис.11. Характер сигналов с магнитных и диамагнитного зондов при различных p_0 , а) $p_0=1,8 \cdot 10^{-1}$ Торр; б) $p_0=1,8 \cdot 10^{-2}$ Торр. Газ-дейтерий. Зонды, установленные на $r=3,5$ см, подключены к усилителю с полосой пропускания до 3 МГц.

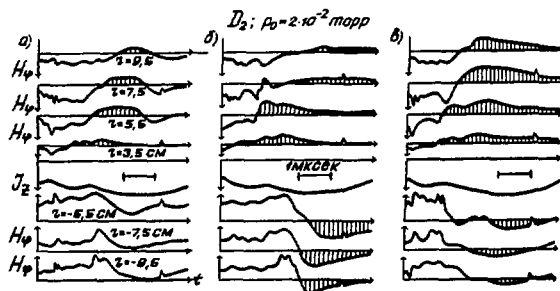


Рис.12. Примеры, иллюстрирующие обращение знака поля $H_\varphi(r, t)$ в первом полупериоде протекания тока. Лучший пример симметричного обращения поля - случай в.

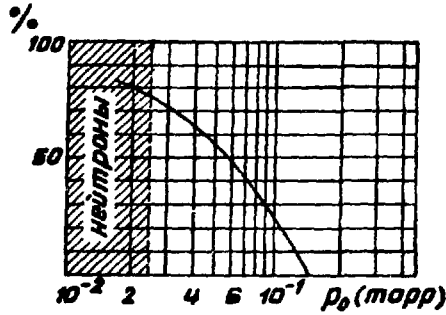


Рис.13. Вероятность появления разрядов с обращением поля в местах размещения магнитных зондов. Время наблюдения-первый полупериод ($T/2=9,5$ мксек).

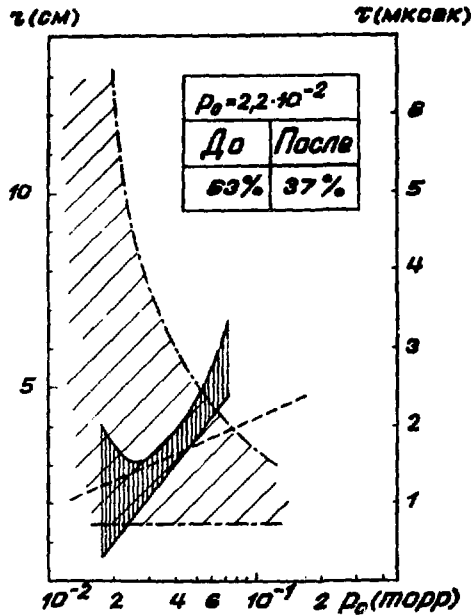


Рис.14. Место (---), время (—) первоначального появления обращенного поля после первой "особенности" и интервал между "особенностями". В таблице помещена информация о случаях обращения H_φ до второй и после второй "особенностей" для $p_0 = 2,2 \cdot 10^{-2}$ Торр.



Рис.15. Сигналы с двух диамагнитных 6-ч зондов ($\Delta Z = 5$ см). Разряд в дейтерии при $p_0 = 1,8 \cdot 10^{-1}$ Торр.

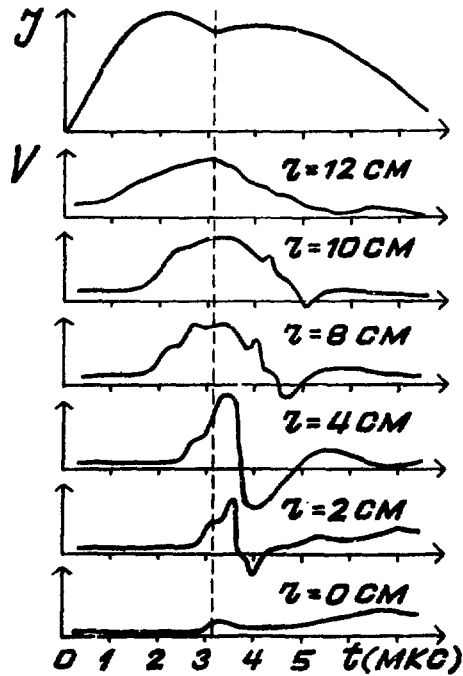


Рис.16. Сигналы с делителей напряжения, регистрирующих $V_z(r, t)$ между электродами. Коэффициент деления постоянен до $f = 3$ МГц. Газ - D_2 ; $p_0 = 2,8 \cdot 10^{-1}$ Торр.

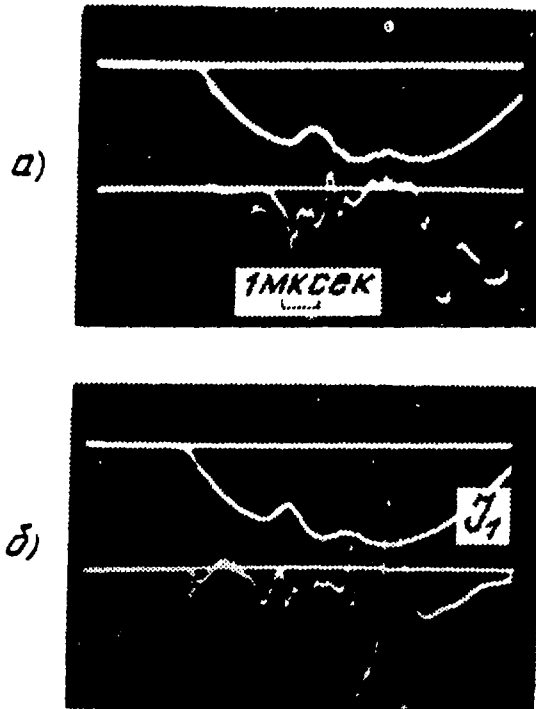


Рис.17. Сфазированные с током I_z сигналы с компенсированного зонда. Разряды в дейтерии. а) $p_0 = 7 \cdot 10^{-2}$ Торр, $p_0 = 5 \cdot 10^{-2}$ Торр.

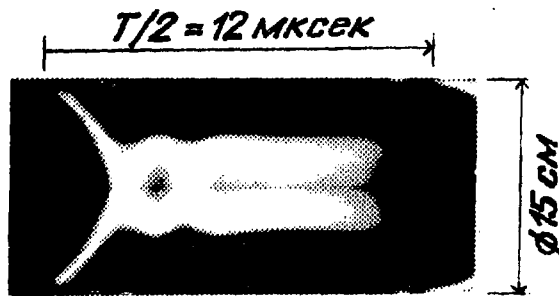


Рис.18. СФР-грамма тета-пинча в гелии, иллюстрирующая выброс двух фронтов в фазе формирования токовой оболочки; $p_0 = 0,1$ Торр.

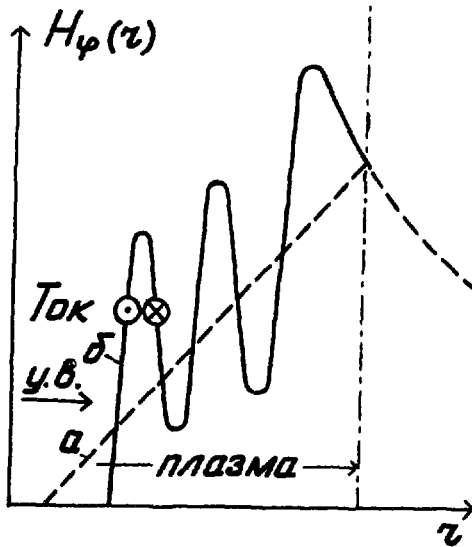


Рис.19. Гребнеобразная структура поля H_φ (профиль б), формируемая при подкати токовой оболочки (профиль а) отраженной ударной волной.



Ответственный за выпуск Ю.В.Матвеев

Зак.И16. Т-01007. Подписано к печати 9.03.81 г.

Формат 60/90 1/16. Объем 1,07 уч.-изд.л.

Тираж 150 экз. Индекс 3624. Цена 30 коп.

© Сухумский физико-технический институт, Сухуми,
1981.

