

8
АКАДЕМИЯ НАУК СССР СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

препринт 239

Н.К.Бергер, В.С.Койдан, А.Н.Папырин,
А.Г.Пономаренко, В.Н.Стибунов, Б.А.Яблочников

ДИНАМИКА НАГРЕВА ПЛАЗМЫ
В ТУРБУЛЕНТНОМ ПРЯМОМ РАЗРЯДЕ

Новосибирск
1968

Н.К.Бергер, В.С.Койдан, А.Н.Папырин, А.Г.Пономаренко,
В.Н.Стибунов, Б.А.Яблочников

ДИНАМИКА НАГРЕВА ПЛАЗМЫ В ТУРБУЛЕНТНОМ ПРЯМОМ РАЗРЯДЕ

А Н Н О Т А Ц И Я

В работе приводятся результаты исследования нагрева плазмы током прямого разряда. С помощью зондов Ленгмюра, электростатического анализатора, диамагнитных и рентгеновских датчиков изучена динамика развития турбулентности. Показано, что появление аномального сопротивления и максимальная поглощаемая энергия в плазме зависят от плотности и температуры предварительной плазмы. Для стадии сильной турбулентности характерным является стремление активного падения потенциала сосредоточиваться в определенной области плазменного шнура, в этом же месте наблюдаются и наиболее интенсивные в.ч. колебания.

В настоящее время имеется большое число работ, посвященных экспериментальному доказательству нагрева плазмы в турбулентном прямом разряде /1-6/. Совсем недавно были описаны новые опыты, свидетельствующие о возможности нагрева ионов плазмы в разрядах подобного типа /7-8/. Эти результаты, учитывая их важность для решения проблемы ядерного синтеза, несомненно должны стимулировать более детальные исследования механизма нагрева и физической природы турбулентности. Данная работа посвящена изложению экспериментальных результатов, полученных при исследовании нагрева плазмы током прямого разряда и касающихся динамики этого процесса.

Описание установки и методов измерений

На рис.1 представлена блок-схема установки. Стекловакуумная камера помещалась в квазистационарное магнитное поле $H_0 = 0 \div 3$ кэрст, создаваемое пробкотроном с пробочным отношением 1:2. Электроды из нержавеющей стали (ϕ 7 см) при необходимости имели возможность свободно перемещаться вдоль оси трубы в область однородного магнитного поля. В эксперименте использовался непрерывный напуск газа с предварительной ионизацией разрядом типа Пеннинга. Меняя давление в камере и

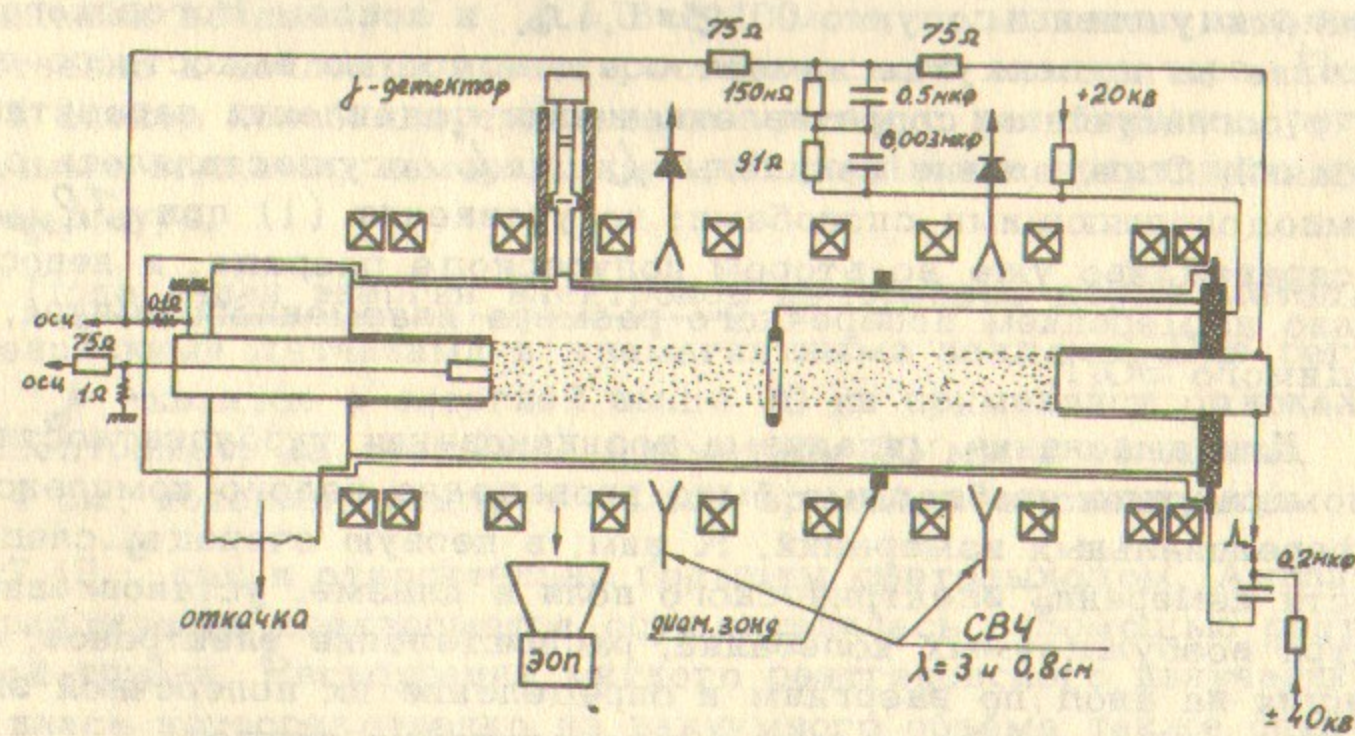


Рис.1. Блок-схема установки

напряжение на разряде, можно было в широких пределах варьировать плотность и температуру электронов в предварительной плазме ($n_0 = 10^{11} \div 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 0 \div 15 \text{ эв}$). Значения n_0 и T_e измерялись 8 мм-интерферометром, зондированием СВЧ на длине волны $\lambda = 0,8$ и 3 см и зондами Ленгмюра. Основной разряд возникал при включении через разрядник конденсатора $C_0 = 0,2 \text{ мкф}$, заряженного до напряжения $U_0 = 0 \div 40 \text{ кв}$.

При выборе описываемых ниже методов диагностики были использованы результаты теории турбулентного разряда, развитой в работах [2,9,10]. Введение в теорию понятия эффективной частоты столкновений $\nu_{\text{эф}}$ и эффективного сопротивления $R_{\text{эф}}$ плазменного шнура сделало возможным применить интегральные методы измерения электрических параметров, которые являются переменными в уравнениях, описывающих законы протекания тока и энергии в цепи разряда:

$$\bar{U} = IR_{\text{эф}} + \frac{d}{dt}(LJ) \quad (1)$$

$$LJ^2 + \int JV dt = \frac{c\bar{U}^2}{2} \quad (2)$$

Ток разряда J и производная \dot{J} измерялись соответственно малоиндуктивным шунтом $Z = 0,1 \Omega$ и поясом Роговского. Напряжение на промежутке измерялось с помощью ёмкостного делителя с согласующим сопротивлением для подавления паразитных колебаний. Определение величины L и \dot{L} осуществлялось двумя взаимодополняющими способами: из уравнения (1) при $IR_{\text{эф}} \rightarrow 0$, что справедливо уже во втором полупериоде разряда, и непосредственно измерением поперечного размера плазменного шнура, производимого ЭОП.

Для выяснения механизма возникновения турбулентности в прямом разряде необходимо было проведение целого комплекса дифференциальных измерений. К ним, в первую очередь, следует отнести измерение электрического поля в плазме, установление спектра возбуждаемых колебаний, распределение электронов, проходящих на анод, по энергиям и определение их поперечной энергии с помощью рентгеновских и диамагнитных зондов.

Распределение потенциала по длине плазменного шнура измерялось с помощью пяти ленгмюровских зондов коаксиальной конструкции $\phi 0,4 \text{ см}$. Зонды, для исключения индуктивной составляющей, располагались вдоль оси разряда со стороны заземленного электрода и присоединялись к высоковольтным ёмкостным делителям с согласующими сопротивлениями.

Плотность тока на оси разряда и энергетическое распределение токовых электронов измерялось с помощью трехсеточного электростатического анализатора, располагающегося также в заземленном электроде. При положительной полярности высоковольтного электрода оказывалось возможным измерять ионную компоненту разрядного тока. Коаксиальная конструкция анализатора, в сочетании с малым входным отверстием $\phi 2 \text{ мм}$ и импульсной подачей на сетку задерживающего потенциала, обеспечивала удовлетворительную чувствительность и временное разрешение $\sim 10^{-7} \text{ сек}$ при полном отсутствии внутренних пробоев.

Исследования колебаний, возникающих при прохождении тока, проводились в основном в районе собственных плазменных частот ω_{ce} и ω_{ci} . Для приёма излучения из плазмы и определения его спектрального состава в диапазоне электронной ленгмюровской частоты использовался метод запердельных волноводов. Измерения на низких частотах $\omega \sim \omega_{ci}$ производились с помощью резонансных волномеров с $\lambda = 3 \div 100 \text{ см}$, подключаемых непосредственно к коллектору электростатического анализатора. Полученный спектр колебаний сравнивался затем с колебаниями, регистрируемыми зондами, измерявшими распределение потенциала в плазменном шнуре.

Поперечная энергия электронов измерялась двумя методами: рентгеновскими датчиками и диамагнитными зондами. Для регистрации β -квантов с энергией выше 10 кв применялся одноканальный спектрометр на стильбене диаметром 30 мм и толщиной $d = 4 \text{ см}$, который обладает малым временем высвечивания $t \sim 7 \cdot 10^{-9} \text{ сек}$ и относительно большим световыходом. Амплитудная градуировка спектрометра осуществлялась с помощью рентгеновской трубки. Регистрация мягкого рентгеновского излучения производилась непосредственно из вакуумного объёма также сцинтилляционным методом. Тонкий пластмассовый сцинтиллятор $\phi 3,3 \text{ см}$ и толщиной $d = 0,5 \text{ мм}$ покрывался для защиты от видимого излу-

нения слоем углерода $d \approx 0,0012 \text{ г/см}^2$ и приклеивался клеем ОК-50 к световоду, сочлененному с ФЭУ-53. Перед сцинтиллятором помещались алюминиевые, медные или полиэтиленовые поглотители различной толщины. Аналогичный датчик устанавливался с противоположной стороны разрядной камеры и использовался в качестве монитора.

Диаманитный зонд представлял из себя тщательно экранированную катушку из двух витков, намотанных на внешней поверхности камеры в области однородного магнитного поля (см. рис.1). Значение концентрации электронов (средней по диаметру) и поперечный размер плазмы в месте расположения диаманитного зонда определялись соответственно СВЧ зондированием на трех длинах волн 3, 0,8 и 0,4 см и скоростным фотографированием поперечной щели с помощью ЭОП. Большинство экспериментов было проведено на воздухе, причем электроды разряда располагались в однородном участке магнитного поля пробкотрона.

Результаты опытов

Уже первые эксперименты показали, что величина поглощаемой в плазме энергии, вольтамперные характеристики и активное сопротивление разряда, падение потенциала на столбе, спектр в.ч. и н.ч. колебаний существенно зависят от параметров предварительной плазмы и определяются, как правило, отношением

$$\eta = j_{\sim} / j_0, \quad j_0 = en_0 v_0; \quad v_0 = \sqrt{\frac{2kTe}{m}} \quad \text{и}$$

n_0 — тепловая скорость и плотность электронов в предварительной плазме. Величина $j_{\sim} = I/S$ ограничена со стороны больших значений параметрами контура $j_{\sim} = U/\rho S$, $\rho = \sqrt{\frac{L}{C}}$ — волновое сопротивление, а S — сечение, сквозь которое протекает ток, зависящее на начальной стадии от скин-процессов.

На рис.2 и 3 представлены результаты измерения плотности электронов в предварительной плазме, проведенные 8 мм — интерферометром, СВЧ-зондированием на длинах волн 0,8 и 3 см и временная развертка поперечной щели, полученная ЭОП, из которой определялся поперечный размер шнура и зависимость его от времени.

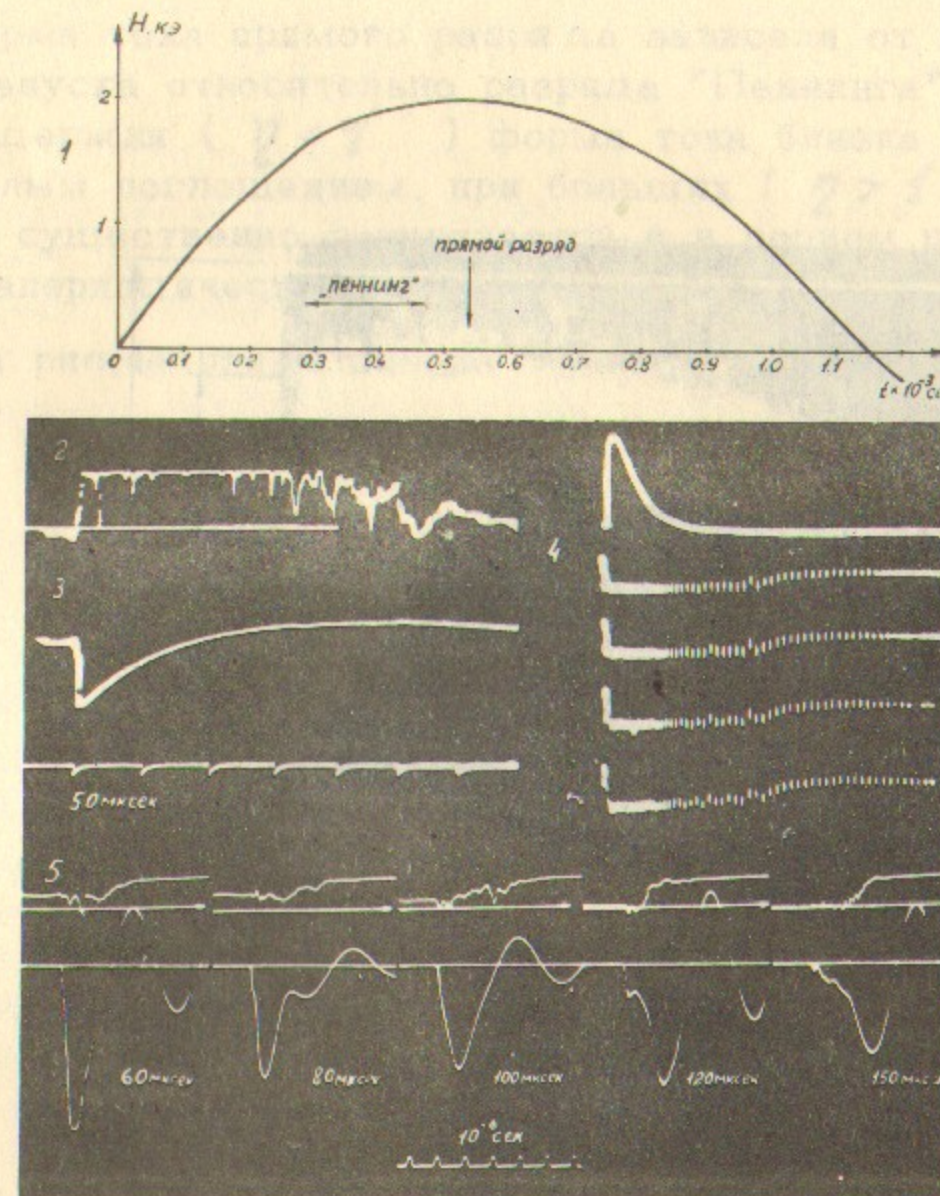


Рис.2. Определение параметров предварительной плазмы.

1. Квазистационарное магнитное поле H_0 .
2. СВЧ-зондирование на $\lambda = 3 \text{ см}$.
3. Ток "Пеннинга" $I \approx 100 \text{ а}$.
4. СВЧ-зондирование с помощью 0,8 см-интерферометра, метки времени 5 мксек.
5. Зависимость формы тока и поглощения энергии в прямом разряде от плотности предварительной плазмы, $I_p \approx 7 \text{ ка}$, при $t = 80 \text{ мксек}$. На верхнем луче СВЧ-зондирование на $\lambda = 0,8 \text{ см}$.

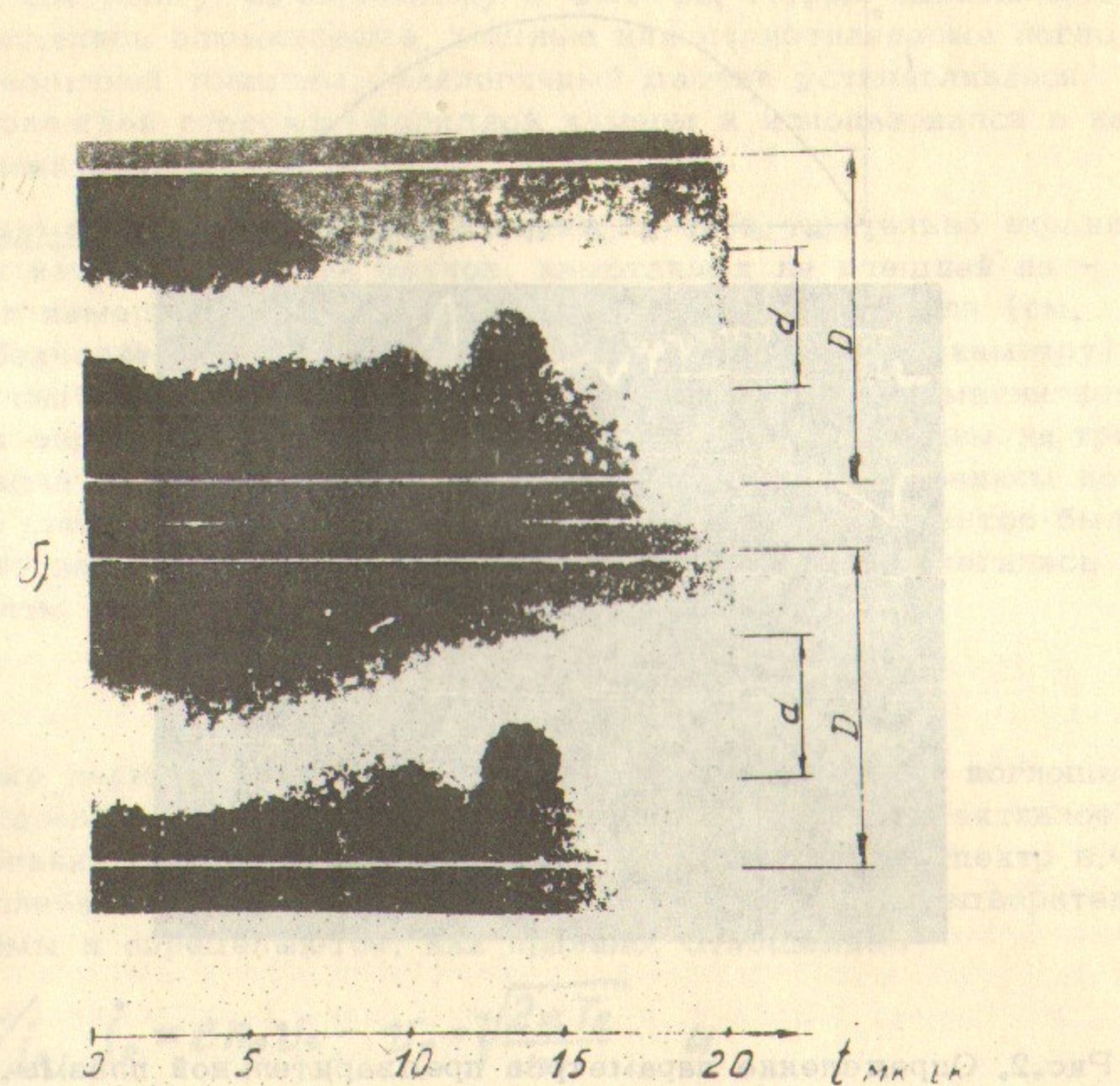


Рис.3. Фоторазвертка свечения предварительной плазмы: а. 30 мксек
 б. 100 мксек после запуска разряда. d - диаметр электродов
 ≈ 7 см, D - диаметр камеры ≈ 17 см.

Форма тока прямого разряда зависела от времени задержки его запуска относительно разряда "Пеннинга". При малых временах задержки ($\eta < 1$) форма тока близка к синусоидальной с малым поглощением, при больших ($\eta > 1$) - нарастание тока существенно затягивается и в первом полупериоде имеет явно аperiodический характер, см.рис.2 (5).

На рис.4а представлена типичная зависимость от времени

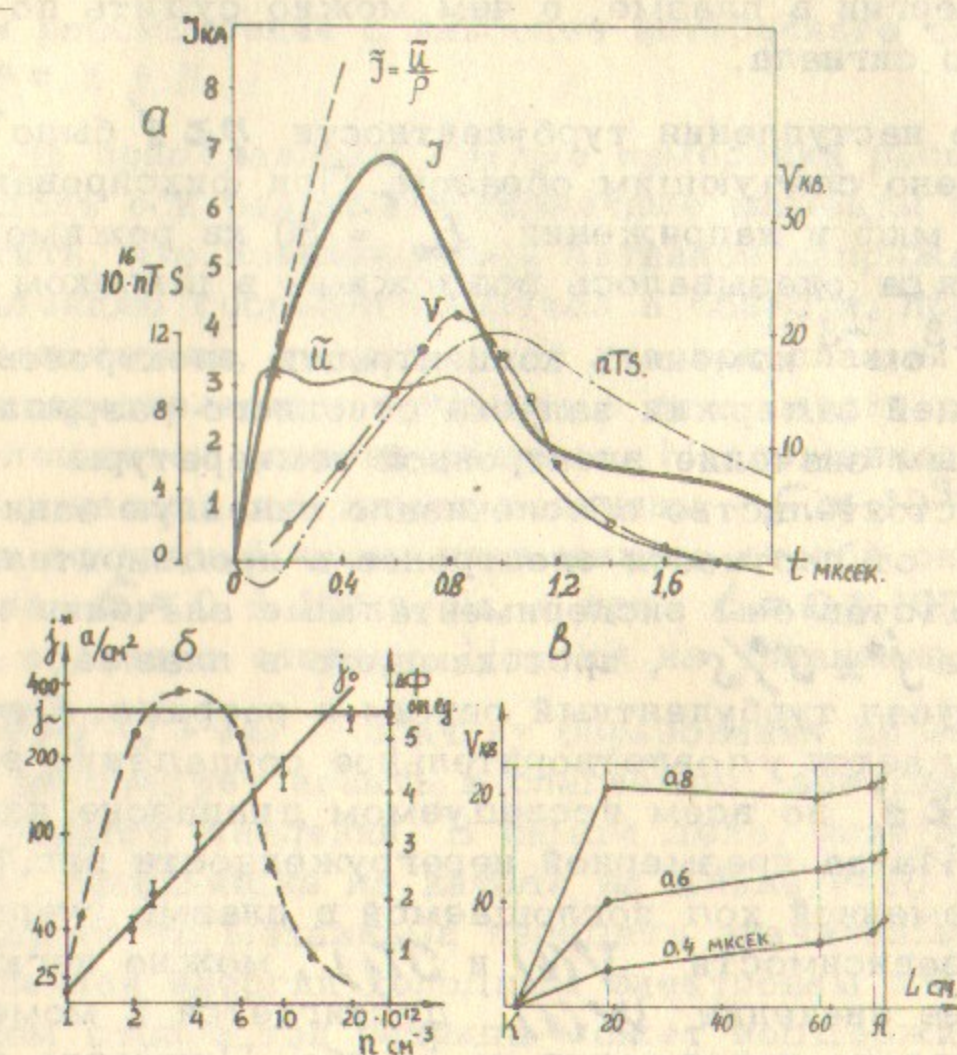


Рис.4. Динамические характеристики прямого разряда.

а. I - ток разряда, \tilde{U} и V - соответственно полное и активное напряжение на столбе. nTS - диамагнитный сигнал. $U_0 = 30$ кв.

$K_0 = 1,8$ керст. $n_0 = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, рабочий газ - воздух.

$p_0 = 5 \cdot 10^{-5}$ мм рт.ст.

б. Зависимость критической плотности тока j^* и диамагнитного сигнала от концентрации предварительной плазмы.

в. Распределение потенциала на длине разряда.

основных параметров, характеризующих наступление турбулентного состояния в разряде. Вначале, до достижения $\eta = 1$ (на рис. 4а этот момент отмечен звездочкой), ток в плазме определяется волновым сопротивлением, затем, при $\eta > 1$ нарастание его затягивается, что свидетельствует о возникновении в цепи дополнительного сопротивления. Тот факт, что это сопротивление имеет активный характер, подтверждается соответствующим возрастанием активного падения напряжения V на столбе и эффективным поглощением энергии в плазме, о чем можно судить по появлению диамагнитного сигнала.

Условие наступления турбулентности $\eta \geq 1$ было экспериментально проверено следующим образом. При фиксированном значении $C_0 = 0,2$ мкф и напряжении $U_0 = 30$ кв режим предварительного разряда оказывалось возможным в широком диапазоне $n_0 = 5 \cdot 10^{11} \div 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ изменять концентрацию электронов, а выбором соответствующей задержки запуска основного разряда поддерживать постоянным значение электронной температуры $T_e = 5$ эв. Последнее обстоятельство обеспечивало линейную зависимость

$j_0 = en_0 v_0$ от плотности электронов в предварительной плазме. На рис. 4б представлены экспериментальные значения критической плотности тока $j^* = I^*/S$, протекающего в плазме, начиная с которого наступал турбулентный режим в разряде. Отчетливо видно, что наблюдается удовлетворительное совпадение этого момента с условием $\eta \geq 1$ во всем исследуемом диапазоне изменения величины n_0 . Из-за чрезмерной перегруженности рис. 4а на нем не изображен временной ход поглощаемой в плазме энергии $W(t)$, однако, имея зависимости $V(t)$ и $I(t)$, можно легко установить, что наибольшее значение $W(t)$ достигается в момент максимального активного напряжения на столбе. Примерно в это же время наблюдается и максимум диамагнитного сигнала $\Delta \Phi \sim$

$\sim n(T_e + T_i) S$. Детальная обработка осциллограмм $V(t)$ и

$I(t)$ показала, что полная энергия, выделяющаяся при протекании тока $W(t) = \int I(t) V(t) dt$ существенно зависит от величины η . При $\eta \geq 3$ она достигает некоторого оптимального значения, а при дальнейшем увеличении η медленно уменьшается. Влияние параметра η на величину W может быть легко понято, если учесть, что в момент наибольшего поглощения энергии эффективное сопротивление плазменного шнура $R_{\text{эф}}$ оказы-

вается близким к значению волнового сопротивления; при $\eta \gg 1$ $R_{\text{эф}} \gg \rho$, а при $\eta \leq 1$ $R_{\text{эф}} \ll \rho$. см. рис. 2(5).

Зависимость диамагнитного сигнала $\Delta \Phi$, несущего информацию о поперечной энергии частиц в плазме, от параметра η подобна зависимости $W(\eta)$ только в интервале $\eta = 1 \div 5$, а при $\eta > 5$ они начинают существенно различаться. Из рис. 4б видно, что при $\eta > 5$ величина $\Delta \Phi$ довольно быстро уменьшается.

Начнем рассмотрение с наиболее интересного случая, когда параметр $\eta = 3 \div 5$.

На рис. 4в представлены данные измерений распределения потенциала вдоль оси разряда в различные моменты времени. Нетрудно заметить, что появляющееся активное напряжение на столбе имеет тенденцию сосредоточиваться в области, прилегающей к катоду. Следовательно, именно этот участок плазмы обладает наибольшим сопротивлением и именно в этом месте наиболее эффективно поглощается энергия разряда. Напряженность электрического поля у катода достигает величины $E \approx 10^3$ в/см, в то время, как на остальной части плазменного столба она колеблется в интервале $E \approx 0 \div 100$ в/см, а при $t \approx 0,8 \cdot 10^{-6}$ сек даже направлено в обратную сторону. Исходя из уравнения

$\frac{ne^2}{m} E(z) + \frac{e}{m} \nabla p_e = j V_{\text{эф}}$ причину образования потенциальной ямы $\sim 2 \div 3$ кв следует искать в слагаемом, зависящем от градиента электронного давления. В самом деле, если предположить, что электроны, выходящие из катода на длине ~ 10 см успевают с помощью какого-то механизма передать значительную часть своей направленной энергии холодным электронам плазмы, то во всем остальном столбе ток разряда может поддерживаться за счёт тепловой диффузии электронов по направлению к аноду.

Динамика нагрева плазмы в результате развития неустойчивости хорошо видна из измерений распределения по энергиям токовых электронов, приходящих на анод разряда. На рис. 5 приведены осциллограммы тока разряда и тока электронов на коллектор анализатора при различных значениях задерживающего потенциала. Удовлетворительная повторяемость в опыте наблюдалась при напряжении на ёмкости C_0 порядка 10 кв, поэтому наиболее тщательные измерения проводились в этом диапазоне рабочих значений U_0 . Обработанные по осциллограммам и построенные в полулогарифмическом масштабе кривые распределения $j_a(U_3)$ указывают на то, что спектр электронов близок к максвелловскому, а

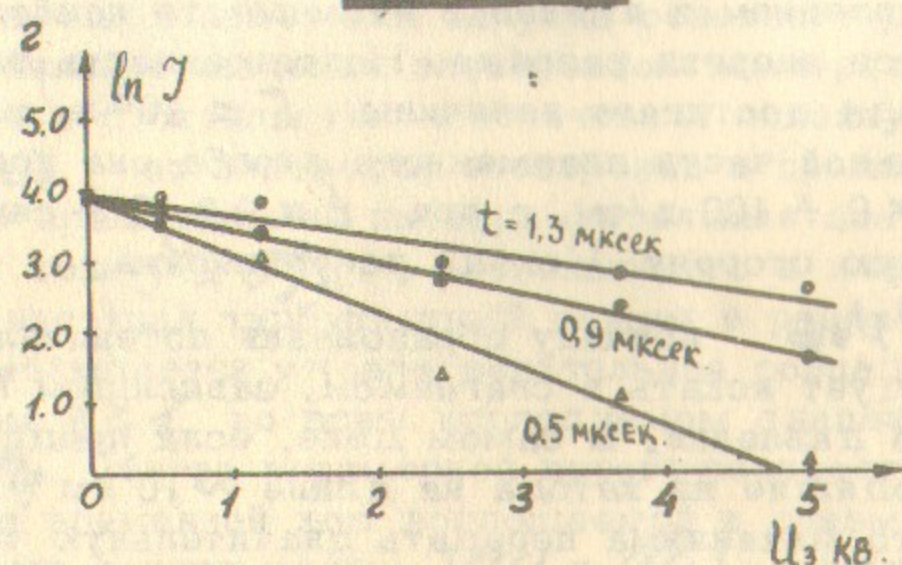
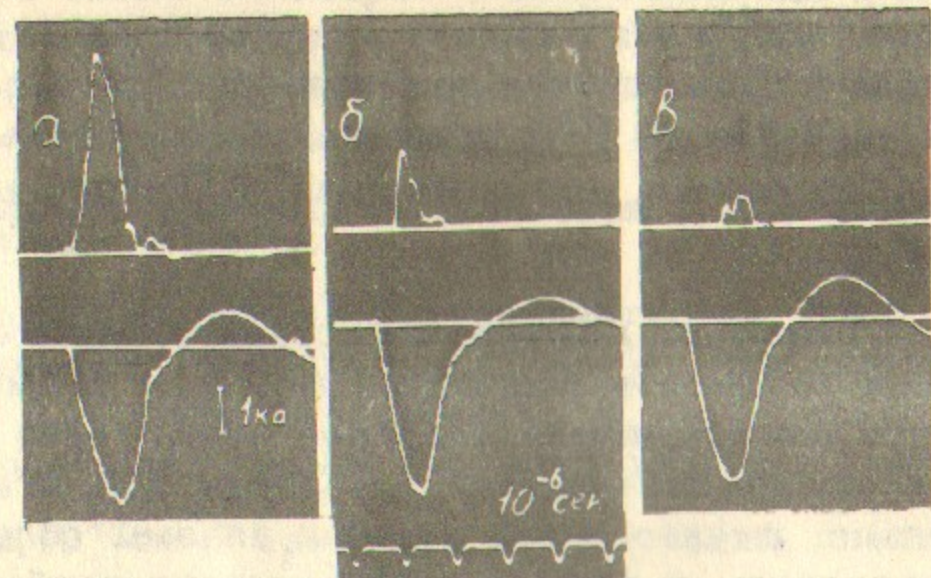


Рис.5. Зависимость тока на коллектор анализатора от задерживающего потенциала. $\bar{U}_0 = 10$ кв, $n_0 = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $K_0 = 1$ керст, рабочий газ-воздух.

а. $U_3 = 0$ кв, j разряда $= 90 \text{ а/см}^2$, j коллектора $\approx 140 \text{ а/см}^2$.

б. $U_3 = 2,4$ кв, в. $U_3 = 5$ кв., г. Кривые распределения по энергиям электронов, поступающих на анод разряда.

разрядный ток на анод, по-видимому, определяется хаотическим электронным током $j_a = \frac{1}{4} en v_{Te}$, где $v_{Te} = \sqrt{\frac{2kT_{e1}}{m}}$.

Измеряя анализатором величину j_a и определив из наклона полулогарифмических характеристик T_{e1} , оказалось возможным оценить плотность нагретых электронов. Для трех моментов времени получены следующие данные:

$$t_1 = 0,5 \text{ мксек}, T_{e1} \approx 1,2 \text{ кэв}, n \approx 1,2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}.$$

$$t_2 = 0,9 \text{ мксек}, T_{e1} \approx 2,1 \text{ кэв}, n \approx 1,4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}.$$

$$t_3 = 1,3 \text{ мксек}, T_{e1} \approx 3,0 \text{ кэв}, n \approx 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}.$$

Таким образом, можно утверждать, что по мере протекания тока и увеличения активного напряжения на плазме, величина

T_{e1} возрастает и достигает максимального значения в момент наибольшего поглощения энергии в разряде. Плотность горячих электронов оказалась весьма близка к плотности предварительной плазмы, а уменьшение её к моменту максимального нагрева связано, по-видимому, с расширением плазменного шнура. Скоростная развертка вертикальной щели, полученная ЭОП (рис.6) показывает, что с наступлением неустойчивости плазменный шнур начинает расширяться со скоростью $v_{\perp} \approx \sqrt{\frac{kT_{e1}}{M}}$, а СВЧ-зондирование регистрирует уменьшение в нем плотности электронов. Одновременно измеритель плотности тока фиксирует сжатие токового канала к оси разряда (на рис.5 средняя плотность разрядного тока 90 а/см^2 , в то время как плотность на оси разряда $\sim 140 \text{ а/см}^2$).

Остановимся далее на измерениях поперечной энергии электронов в плазме. На рис.7 представлены осциллограммы, иллюстрирующие хорошую временную корреляцию сигнала с датчика мягкого рентгеновского излучения и показаний диамагнитного зонда. Более крутой фронт нарастания f -излучения объясняется тем фактом, что используемые для измерения энергии f -квантов полиэтиленовые фольги ограничивали начальный уровень регистрации значением $\sim 300-500$ эв, то же самое относится и к спаду сигнала с рентгеновского датчика. Что же касается абсолютных значений T_{e1} , найденных двумя методами, то можно утверждать, что они дают примерно одинаковую величину $T_{e1} \approx 1 \div 2$ кв при $\bar{U}_0 = 30$ кв.

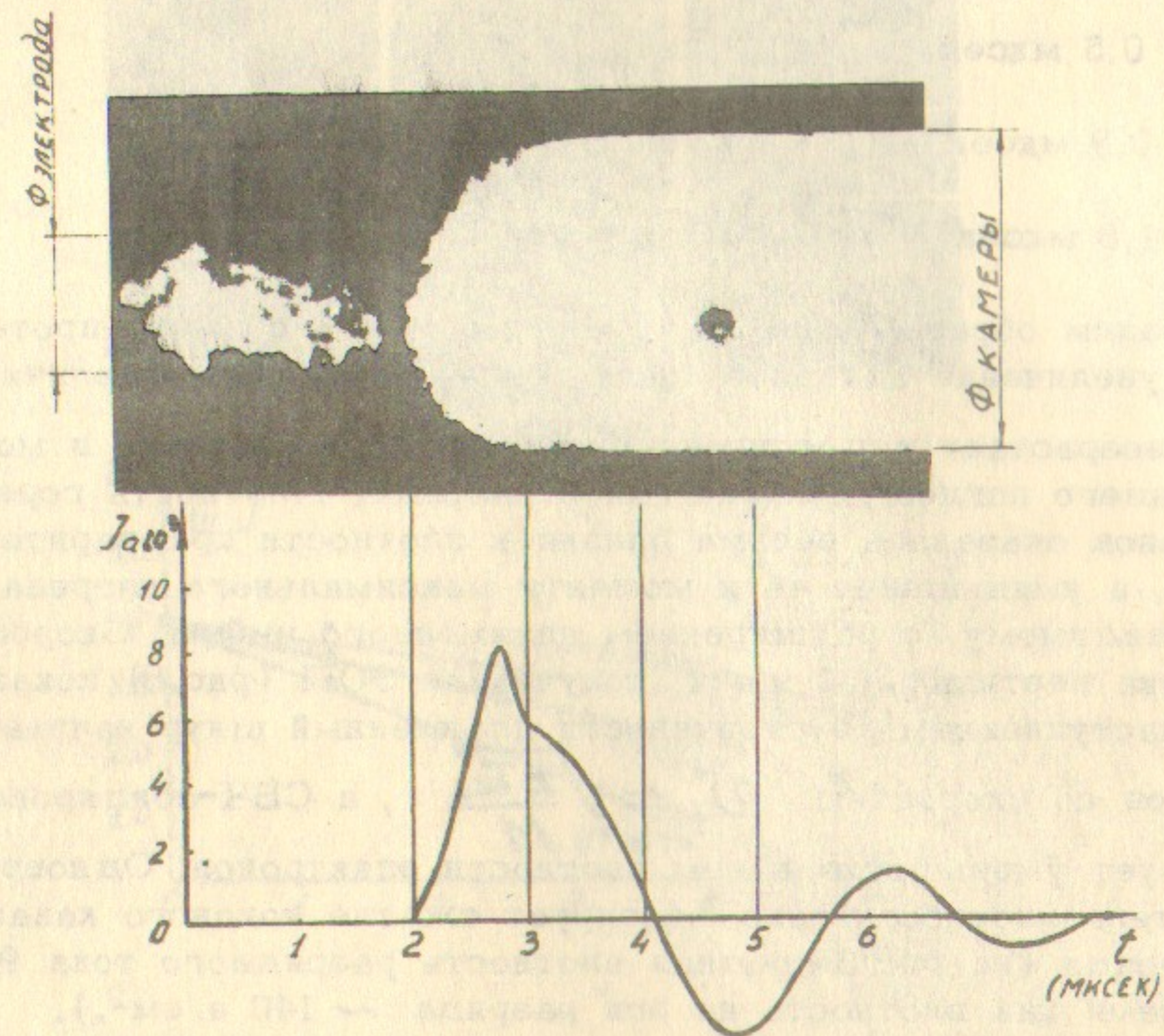


Рис.6. Временная развертка свечения поперечного размера плазменного шнура при турбулентном нагреве. $U_0 = 30$ кв, $n_0 = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $H_0 = 1,5$ кэрст.

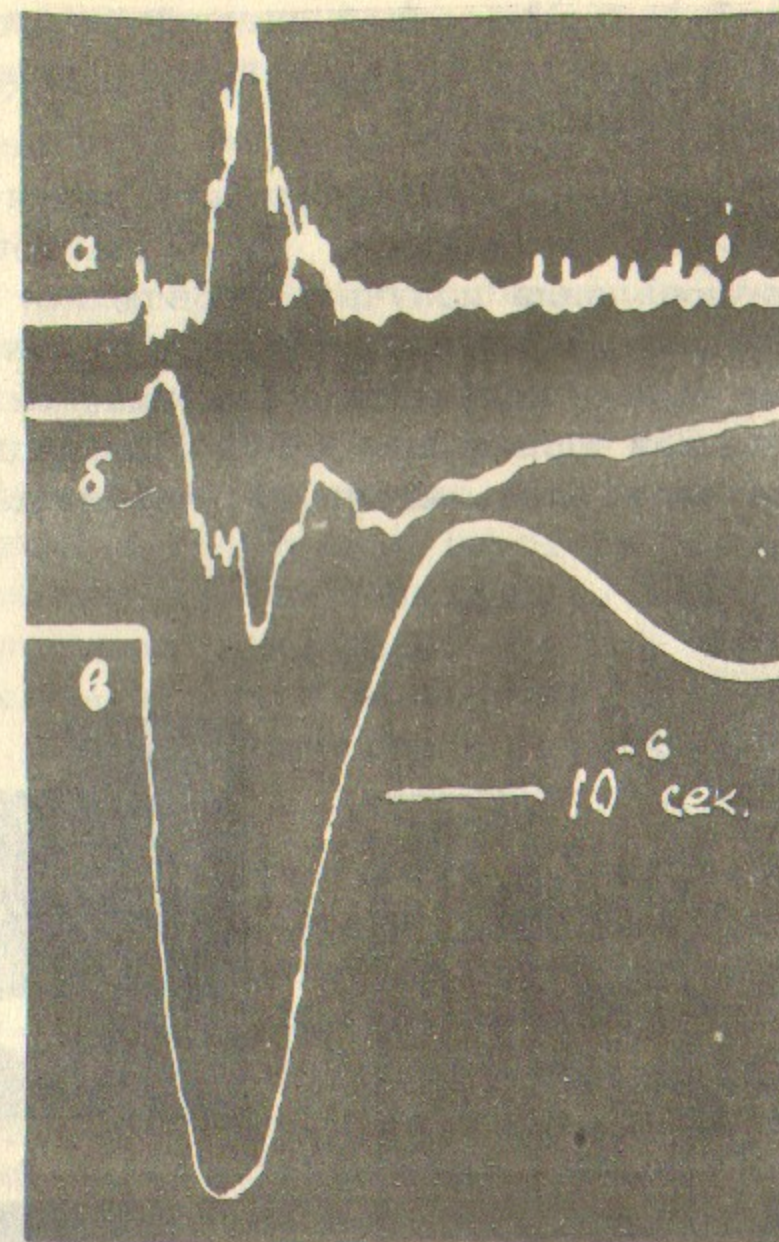


Рис.7. Результаты измерений поперечной энергии плазмы в турбулентном режиме.

- а. Сигнал с рентгеновского датчика.
- б. Диаманитный сигнал $\Delta \Phi_{\text{макс}} \sim 10^{17} \frac{\text{эВ} \cdot \text{см}^2}{\text{см}^3}$
- в. Ток разряда $J_{\text{макс}} = 7$ ка. $U_0 = 30$ кв.
 $n_0 = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. $H_0 = 1,8$ кэрст. Воздух.
 $\rho_0 = 5 \cdot 10^{-5}$ мм рт.ст.

Различие продольной и поперечной энергии электронов при турбулентном нагреве нуждается в дальнейшем уточнении и пока не находит разумного объяснения.

Измерения жесткого рентгеновского излучения показали, что наиболее интенсивным источником γ -квантов является анод разряда. Момент появления излучения совпадает с моментом максимального активного напряжения на столбе. На рис.8 представлены фотографии анода, полученные рентгеновским ЭОП и камерой обскуры. Проведенная калибровка ЭОП с помощью рентгеновской трубки позволила определить число γ -квантов со средней энер-

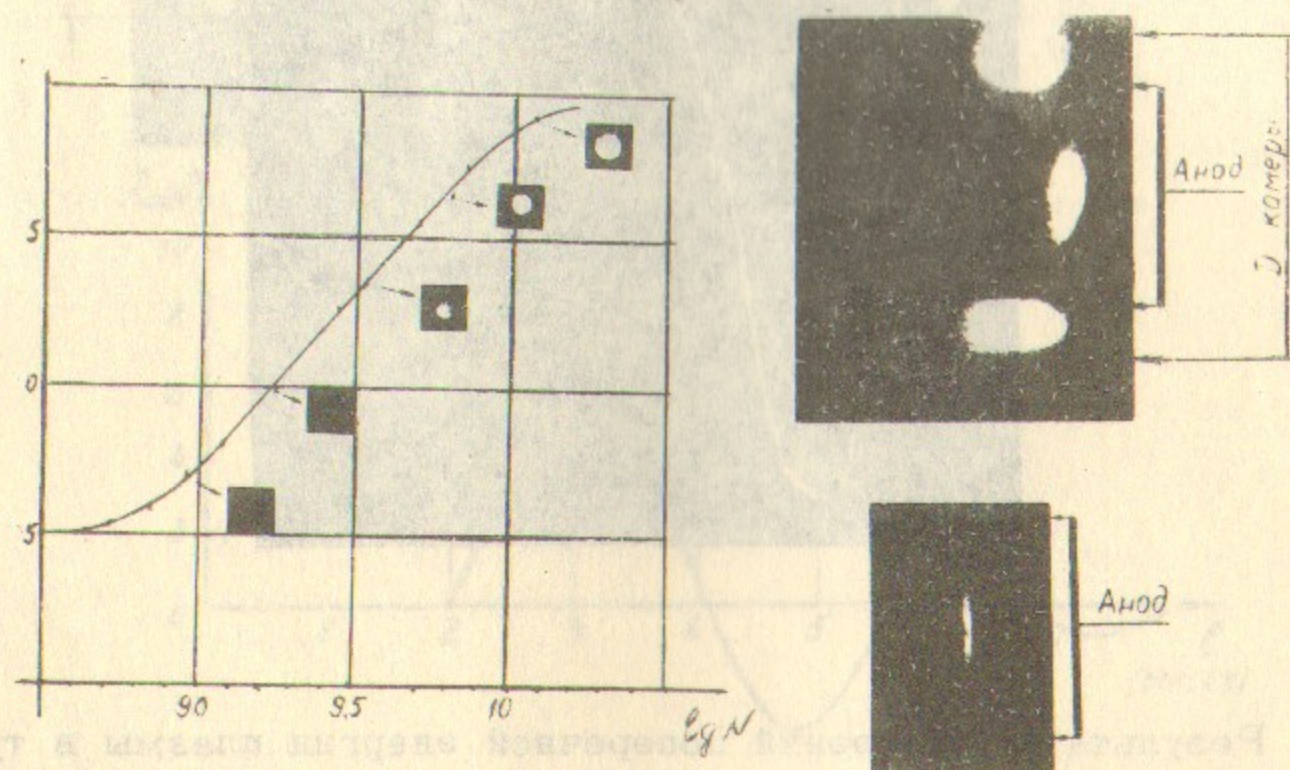


Рис.8. Фотография анода разряда в рентгеновских лучах.

$$N = \frac{\text{число } \gamma\text{-квантов}}{\text{ед. телесного угла}} \text{ с энергией } \sim 15 \text{ кв } \div 20 \text{ кв.}$$

$$N_0 = N \cdot \Omega ; \Omega = 2 \cdot 10^3. \tilde{U}_0 = 30 \text{ кв. } N_0 = 2 \text{ керст.}$$

$$n_0 = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}.$$

Верхний снимок анод находится в пробке, нижний — в области однородного магнитного поля.

гией ~ 20 кв. Из простой оценки $E_{\text{ср}} \cdot N_0 = \alpha \cdot c \cdot J \cdot U \cdot \Delta t$ где N_0 — определенное в опыте число γ -квантов, получим средний ток электронов с энергией ~ 20 кв равным $\sim 300 \text{ а}$, что составляет примерно $\frac{1}{20}$ полного тока. Сравнивая плотность плазмы и плотность быстрых электронов, обуславливающих жесткое излучение в диапазоне энергии 15-20 кв. можно увидеть что последние составляют 5% от плотности всех электронов плазмы. Если анод разряда помещался в районе магнитной пробки, γ -спектрометр регистрировал жесткое излучение из центральной части пробкотрона. По-видимому, в результате неустойчивости некоторое количество быстрых электронов не попадало на анод и захватывалось в магнитную ловушку (см.рис.8). Оценка количества этих электронов, произведенная после калибровки γ -спектрометра, даёт значение $5 \div 10\%$ по отношению к полному числу частиц в плазме.

Результаты опытов по измерению и спектральному составу излучения, возникающего при прохождении тока, представлены на рис.9. При наступлении турбулентного состояния в разряде первыми возбуждаются СВЧ-колебания на электронной ленгмюровской частоте, затем, с некоторым запаздыванием, появляется ток электронов на коллектор анализатора. На рис.9 приведен спектр низкочастотных колебаний, которыми промодулирован ток разряда, построенный с учётом калибровки приёмного тракта. Из рис. видно, что вначале колебания сосредоточены в узком диапазоне частот

$200 \div 300$ мггц, затем, наряду с ростом амплитуды этого пика происходит постепенное распределение колебаний по всему спектру от 200 до 600 мггц и, вероятно, захватываются более низкие частоты. С целью проверки гипотезы о возбуждении током ионно-звуковой неустойчивости были проведены контрольные эксперименты с различными газами: воздухом, гелием, ксеноном. Результаты их показали, что зависимость наблюдаемых н.ч. колебаний от массы ионов практически отсутствует. Переменная составляющая потенциала в различных точках плазменного шнура имела максимальную амплитуду в области потенциальной ямы $\tilde{V} = 1$ кв, $f \approx 200$ мггц) и её поведение по мере протекания тока коррелировалось с наблюдавшимся распадом н.ч. колебаний токовых электронов. По поводу в.ч. колебаний необходимо также указать, что распределение их интенсивности по длине неравномерно и максимум её локализован в области основного падения потенциала. Этот

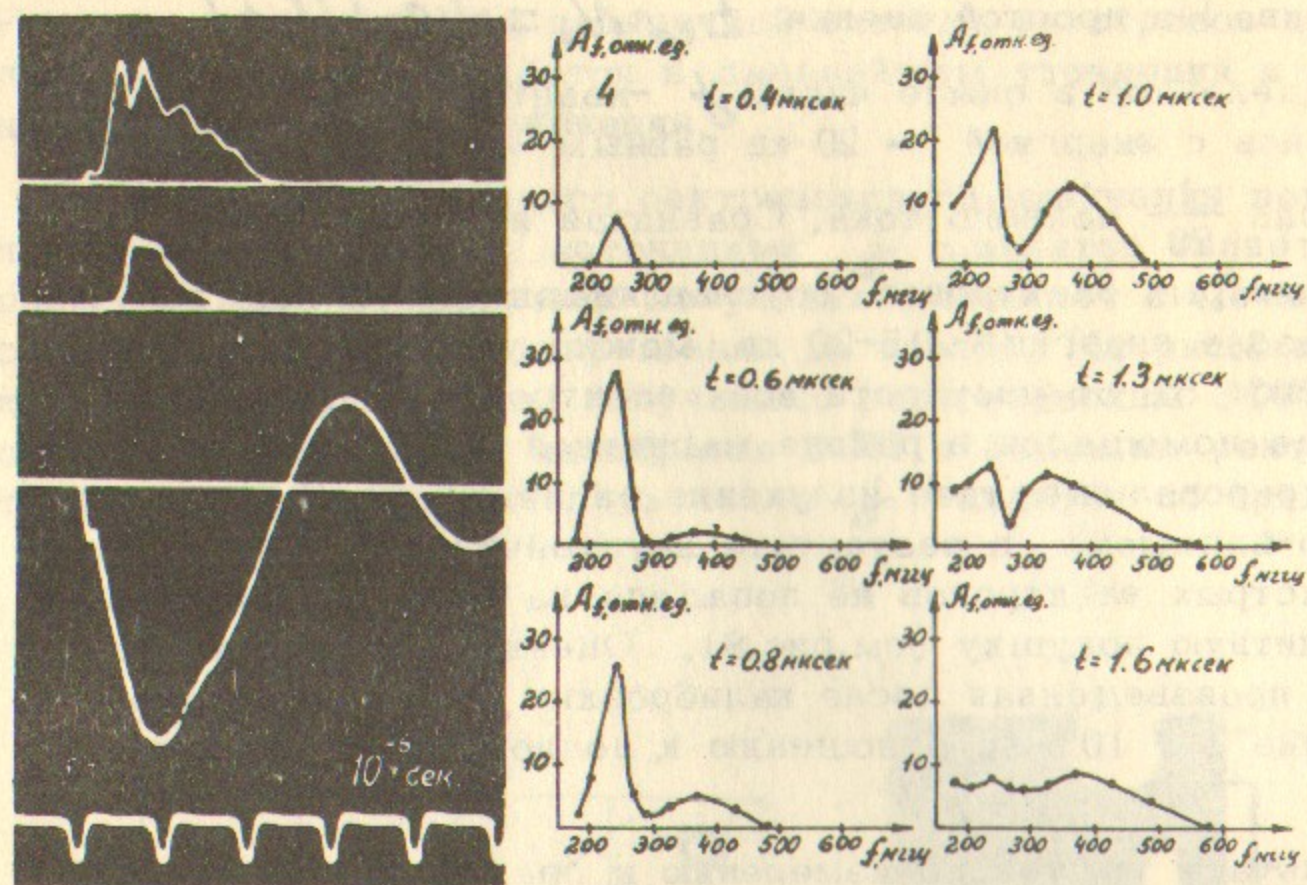


Рис.9. Низкочастотные колебания тока прямого разряда.

- 1) Ток на коллектор анализатора.
- 2) Переменная составляющая тока на коллектор $f = 200$ мГц.
- 3) Ток разряда $J_{\text{макс}} = 7,5$ ка. $U_0 = 30$ кв.

$$n_0 = 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}. \text{ Воздух. } \rho_0 = 8 \cdot 10^{-5} \text{ мм рт.ст.}$$

- 4) Спектр колебаний

факт обнаружен впервые в работе [11].

Остановимся теперь на изложении результатов исследований протекания тока в условиях $\eta \gg 1$. В этом случае в течение времени $t \sim 0,1$ мксек успевает установиться турбулентный режим. На рис.10 представлены осциллограммы, с помощью которых можно детально проследить, как возникает неустойчивость, приводящая к аномальному сопротивлению и поглощению энергии в плазменном шнуре. Особенность этого режима заключается в том, что эффективное сопротивление $R_{\text{эф}}$ имеет наибольшее значение в

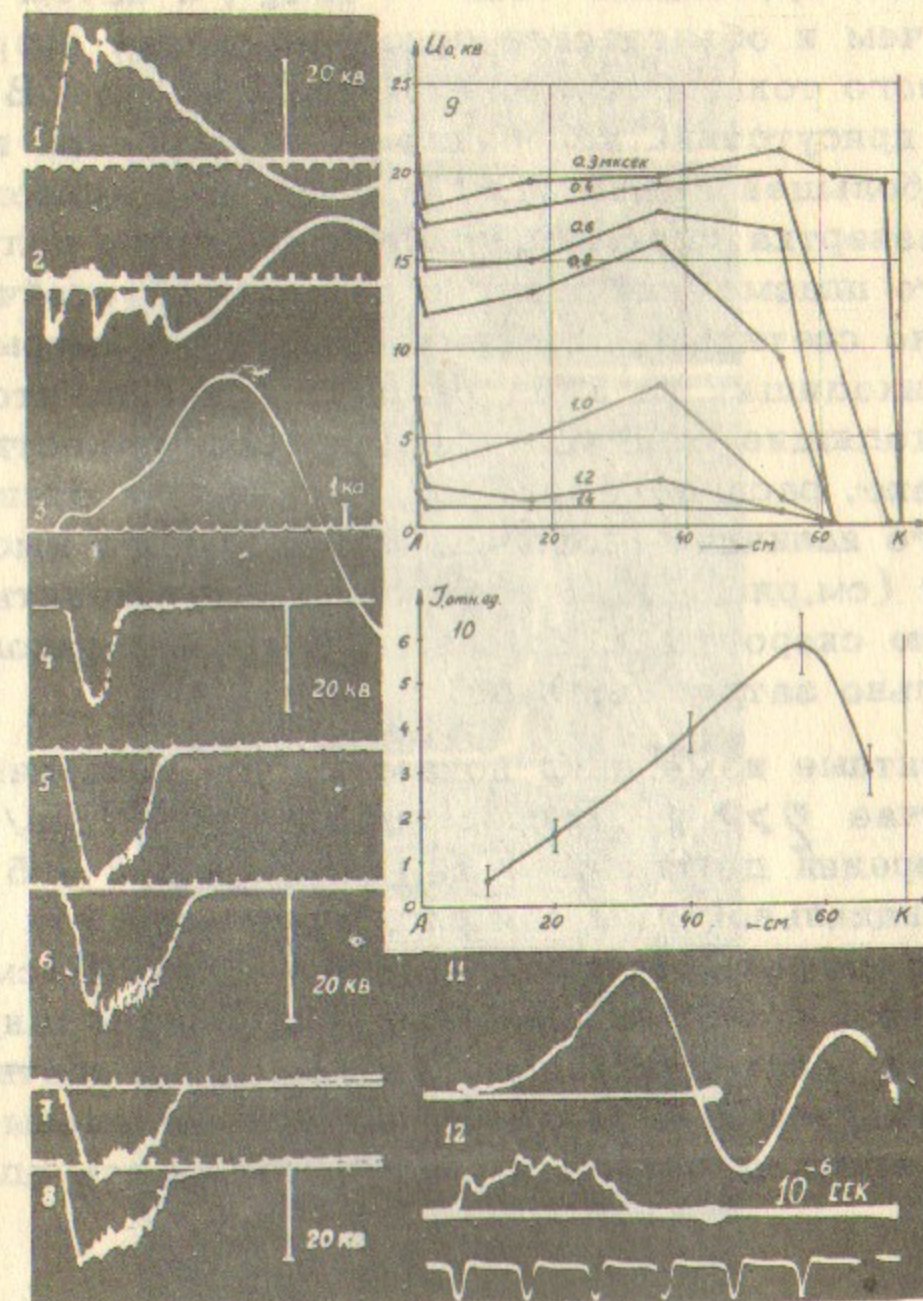


Рис.10. Вольтамперные характеристики турбулентного режима при $\eta \gg 1$.

1. U - полное напряжение на плазменном шнуре.
2. dJ/dt - производная тока по времени.
3. J - ток разряда.
- 4, 5, 6, 7, 8 - показания зондов, измеряющих распределение потенциала вдоль плазменного столба.
9. Временная зависимость распределения потенциала $dV/dz(t)$.
10. Распределение интенсивности излучения на электронной плазменной частоте ω_{ce} вдоль оси разряда.
- 11, 12. Ток разряда и СВЧ излучение на частоте $\sim \omega_{ce}$. $U_0 = 25$ кв.

$$n_0 = 10^{12} \text{ см}^{-3}, \quad H_0 = 1,5 \text{ кэрст, воздух.}$$

начальный период протекания тока $\sim 20 \Omega$, а затем монотонно уменьшается, чем и объясняется ярковыраженная аperiodическая форма разрядного тока. Все это время приёмники СВЧ-излучения регистрируют присутствие колебаний на электронной плазменной частоте, с наибольшей амплитудой в области основного падения потенциала. Развертка свечения поперечной щели, полученная ЭОП показывает, что плазменный шнур с началом неустойчивости начинает равномерно светиться по всему диаметру камеры. Анализ электронов, приходящих на анод разряда показал, что первичные электроны, выходящие с катода, испытывают существенное торможение. Однако, распределение их по энергиям отличается от максвелловского наличием довольно протяженного высокоэнергетического хвоста (см.рис.11). В этом случае установить некую наиболее вероятную скорость, с которой электроны приходят на анод разряда, довольно затруднительно.

Диаманитные измерения показали, что поперечное давление $n T_{\perp}$ в случае $\eta \gg 1$ составляет $5 \div 8 \cdot 10^{14}$ эв/см³, а рентгеновские измерения дают для T_{\perp} значение $3 \div 5$ кв, близкое к глубине потенциальной ямы, см.рис.10. Используя эти данные получаем для числа нагретых частиц величину $n \approx 10^{11}$ см⁻³, примерно 10% от полного числа электронов в плазменном шнуре. Наблюдаемая неполная релаксация первичного пучка и соответствующее ослабление диамагнетизма является экспериментальным фактом, которому не представляется пока возможным дать однозначное объяснение.

Обсуждение и выводы

Как показывают результаты описанных выше экспериментов, эффективность нагрева плазмы в высоковольтном прямом разряде при низком давлении определяется параметрами предварительной плазмы. При выполнении условия $\eta \gg 1$ электронный пучок, выходящий из катода, возбуждает колебания на частоте $\sim \omega_{ce}$. Область, в которой эти колебания имеют максимальную интенсивность, характеризуется наибольшим значением эффективного сопротивления $R_{\perp} = \frac{m V_{\perp}^2 \ell}{n e^2 S}$. Если из этого соотношения оценить величину V_{\perp} , то оказывается, что она меняется в пределах $5 \cdot 10^8 \div 3 \cdot 10^9$ сек⁻¹ на разных стадиях неустойчивости и хорошо согласуется с наблюдавшимся спектром н.ч. колебаний и зави-

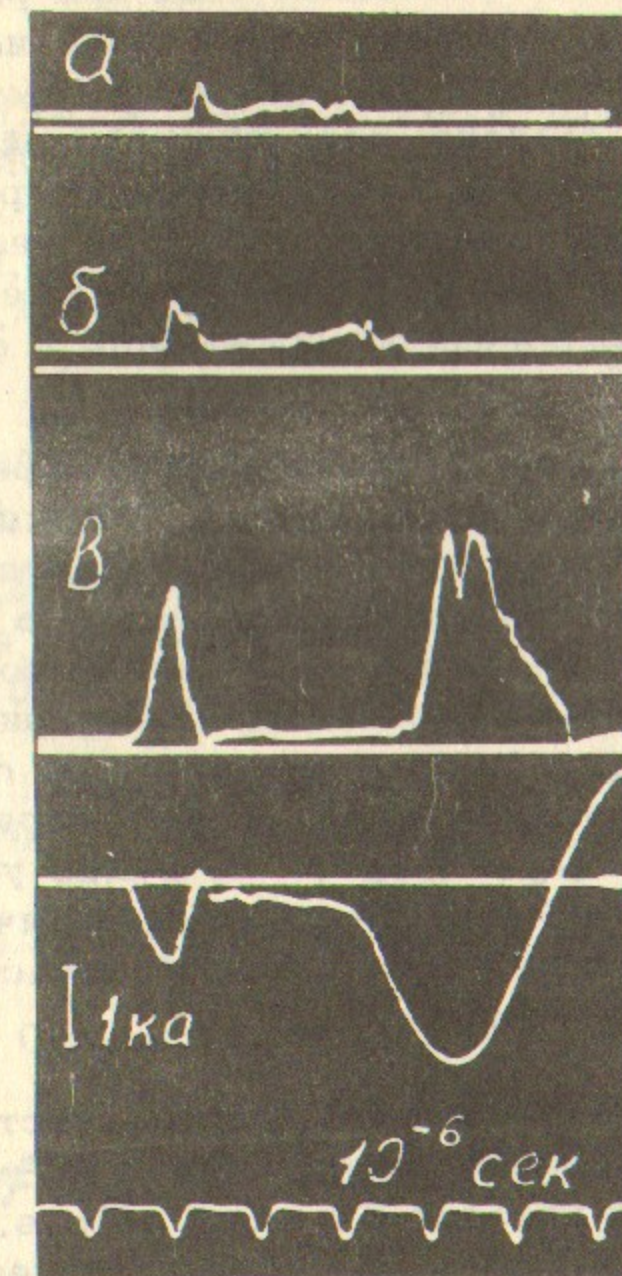


Рис.11. Зависимость тока электронов на коллектор анализатора от задерживающего потенциала при $\eta \gg 1$.

а. $U_3 = 7,5$ кв, б. $U_3 = 3,5$ кв, в. $U_3 = 0$, внизу ток разряда.
 $U_0 = 10$ кв. $n_0 = 10^{12}$ см⁻³. $N_0 = 1,2$ кэрст. Воздух.
 $p_0 = 8 \cdot 10^{-5}$ мм рт.ст.

симостью его от времени. Поскольку еще не проведены измерения степени хаотичности наблюдаемых в.ч. и н.ч. колебаний, высказывать соображения о конкретном механизме нагрева весьма затруднительно. Тем не менее уместно отметить следующее обстоятель-

ство: в начальной стадии протекания тока при работе на тяжелых газах (воздух, криптон) условие возбуждения ионно-звуковой неустойчивости выполнялось для описываемых опытов уже при плотности тока ~ 10 а/см². Однако, если эта неустойчивость и проявлялась каким-то образом, то её влияние на сопротивление промежутка и вольт-амперные характеристики было незначительным по сравнению с моментом $\eta > 1$. Следует также отметить, что характерные частоты н.ч. колебаний превышали в опытах значения

ω_{ci} .

В данной работе не ставилась задача определения точного энергетического баланса и к.п.д. нагрева. Можно лишь указать, что в оптимальных условиях уже в первом полупериоде происходит поглощение от 50 до 80% энергии, запасенной в ёмкости разряда. Энергия, остающаяся в плазме в виде теплового движения частиц, составляет всего несколько процентов. Предварительные опыты, проведенные с помощью обычных калориметров показали, что основная часть энергии выделяется на аноде разряда. Поскольку в турбулентном режиме $U_a \sim U_{Te}$ нетрудно убедиться, что в условиях описываемых опытов отношение кинетической энергии электронов, приходящих на анод, к полной запасенной энергии, действительно близко к единице.

Авторы выражают искреннюю благодарность члену-корреспонденту АН СССР Сагдееву Р.З. и доктору физ.-мат. наук Нестерихину Ю.Е. за внимание и интерес к данной работе, Туркину С.М. и Расторопову В.А. за помощь в проведении эксперимента.

Л и т е р а т у р а

1. М.В.Бабыкин, П.П.Гаврин, Е.К.Завойский, Л.И.Рудаков, В.А.Скорюпин. ЖЭТФ 47, 1597, 1964.
2. М.В.Бабыкин, П.П.Гаврин, Е.К.Завойский, С.Л.Недосеев, Л.И.Рудаков, В.А.Скорюпин. ЖЭТФ 52, 643, 1967.
3. В.А.Супруненко, Я.Б.Файнберг, В.Т.Толок, Е.А.Сухомлин, Н.И.Рева, П.Я.Бурченко, Е.Д.Волков, Н.И.Руднев. Атомная энергия 14, 349, 1963.
4. В.А.Симонов, В.В.Абозовик, В.В.Игнатъев. 2-я Международная конференция по физике плазмы, Калем, Англия, 1965, доклад *CN* 21/167.
5. А.П.Бабычев, А.И.Карчевский, Ю.А.Муромкин, Е.М.Буряк. ЖЭТФ 53, 3, 1967.
6. Л.В.Дубовой, В.П.Федяков. ДАН СССР 167, 553, 1966.
7. Е.К.Завойский, С.Л.Недосеев, Л.И.Рудаков. Письма ЖЭТФ 6, 951, 1967.
8. *J. N. Jensen, F. R. Scott. Phys. Rev. Letters, 19, 1100, 1967*
9. Р.З.Сагдеев. Вопросы теории плазмы, т.4, Госатомиздат, 1964.
10. Л.И.Рудаков, Л.В.Кораблев. ЖЭТФ 50, 220, 1966.
11. Д.Н.Лин, В.А.Скорюпин. ЖЭТФ 53, 463, 1967.

Ответственный за выпуск В.С.Койдан

Подписано к печати 1.УШ.1968 г.

Усл. 1,4 печ. л., тираж 250 экз.

Заказ № 239, бесплатно

Отпечатано на ротаприфте в ИЯФ СО АН СССР. нв.