

Б.90

6

**И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН С С С Р**

ПРЕПРИНТ И Я Ф 74 - 92

**Г.И.Будкер, В.В.Данилов, В.А.Корнилов, Э.П.Кругляков,
В.Н.Лукьянов, В.В.Мирнов, Д.Д.Рютов**

**УДЕРЖАНИЕ ПЛАЗМЫ В МНОГОПРОБОЧНОМ
МАГНИТНОМ ПОЛЕ**

Новосибирск

1974

УДЕРЖАНИЕ ПЛАЗМЫ В МНОГОПРОБОЧНОМ МАГНИТНОМ
ПОЛЕ

Г.И.Будкер, В.В.Данилов, В.А.Корнилов,
Э.П.Кругляков, В.Н.Лукьянов, В.В.Мирнов,
Д.Д.Рютков

А Н Н О Т А Ц И Я

Сообщается о результатах исследований по удержанию плотной плазмы, выполненных в Институте ядерной физики в течение последнего года.

По сравнению с первыми экспериментами на установке со щелочной плазмой теперь удалось существенно продвинуться в область малых длин свободного пробега ($\lambda \lesssim \ell$). Обнаружено, что при длинах свободного пробега λ приблизительно равных длине отдельного пробочного канала ℓ отношение концентраций на входе и выходе системы перестает подчиняться экспоненциальному закону, который наблюдался в предыдущих экспериментах при малых плотностях ($\lambda \gg \ell$). Установлено, что в области длин свободного пробега $\lambda \sim \ell$ отношение концентраций достигает максимума, величина которого численно хорошо согласуется с оценкой, полученной из теории при значении пробочного отношения $K = 1,83$.

Приводятся результаты исследований нестационарных явлений, возникающих при быстром включении или выключении потока плазмы. В частности, доказано, что установление стационарного течения плазмы сквозь многопробочную конфигурацию происходит за времена, существенно превышающие пролетные.

Отдельно исследован вопрос о течении плазмы вдоль слабо гофрированного поля. Теоретический анализ, основанный на малости перепада плотности, который регистрировался в этих опытах, дает

БИБЛИОТЕКА
Института ядерной
физики СО АН СССР
ИНВ. № _____

удовлетворительное объяснение наблюдавшимся эффектам.

В заключение приводится описание новой установки ГОЛ-1, построенной в Институте ядерной физики для исследования многопробочного удержания водородной плазмы с параметрами $T \approx 100$ эв, $n_e \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

1. ВВЕДЕНИЕ

В Новосибирском Институте ядерной физики ведутся работы по удержанию плотной плазмы (плотной в том смысле, что конечность длины свободного пробега заряженных частиц становится принципиально важным эффектом /1/). В работе сообщается об экспериментальных и теоретических исследованиях, выполненных в течение последнего года.

Для случая, когда длина свободного пробега ионов λ меньше продольного размера системы L , теория предсказывает возможность значительного увеличения времени удержания плазмы путем перехода к так называемой "многопробочной" конфигурации магнитного поля /2-6/. В этих условиях инерционный разлет плазмы сменяется медленным диффузионным просачиванием вдоль оси многопробочной системы. В работах /2-5/ были получены уравнения, которые позволили описать продольный перенос вещества и энергии в многопробочном магнитном поле для широкого круга задач, представляющих интерес с точки зрения термоядерных приложений. Согласно теории, удержание плазмы осуществляется наиболее эффективно в условиях, когда λ соизмеримо с длиной отдельного пробочного канала ℓ (при этом $\ell \ll L$!).

Для проверки теории в Институте ядерной физики была создана модельная установка, в которой в качестве объекта исследования использована низкотемпературная щелочная плазма. Благодаря большому кулоновскому сечению, в ней легко удовлетворялось условие $\lambda \ll L$, а возможность получения такой плазмы при поверхностной ионизации позволяла регулировать её параметры в широких пределах.

Ранее (см. /7-9/) были опубликованы первые результаты измерений на этой установке. Результаты новых экспериментов со щелочной плазмой приведены в разделе II настоящего доклада. В разделе III описана созданная в Институте ядерной физики новая установка ГОЛ-1, предназначенная для исследования многопробочного удержания в условиях, более близких к реальности (водородная плазма с $T = 100$ эв и $n_e = 10^{15} \text{ см}^{-3}$)

II. ЭКСПЕРИМЕНТЫ СО ЩЕЛОЧНОЙ ПЛАЗМОЙ

2.1. Описание экспериментальной установки

Схема экспериментальной установки приведена на рис. I, а. В описываемых экспериментах полное число пробкотронов $N = 14$, длина отдельного пробкотрона $l = 16$ см, диаметр вакуумной камеры — 6 см, рабочий вакуум $p \approx 10^{-6}$ тор. Максимальное магнитное поле в случае многопробочной конфигурации $H_{\text{макс}} = 5400$ э, пробочное отношение $K = 1,83$ (см. рис. I, в). Плазма в данной серии экспериментов создавалась при поверхностной ионизации нейтральных атомов цезия на поверхности тантала. Температура ионизатора T_0 варьировалась в пределах $2100^\circ\text{K} - 2450^\circ\text{K}$.

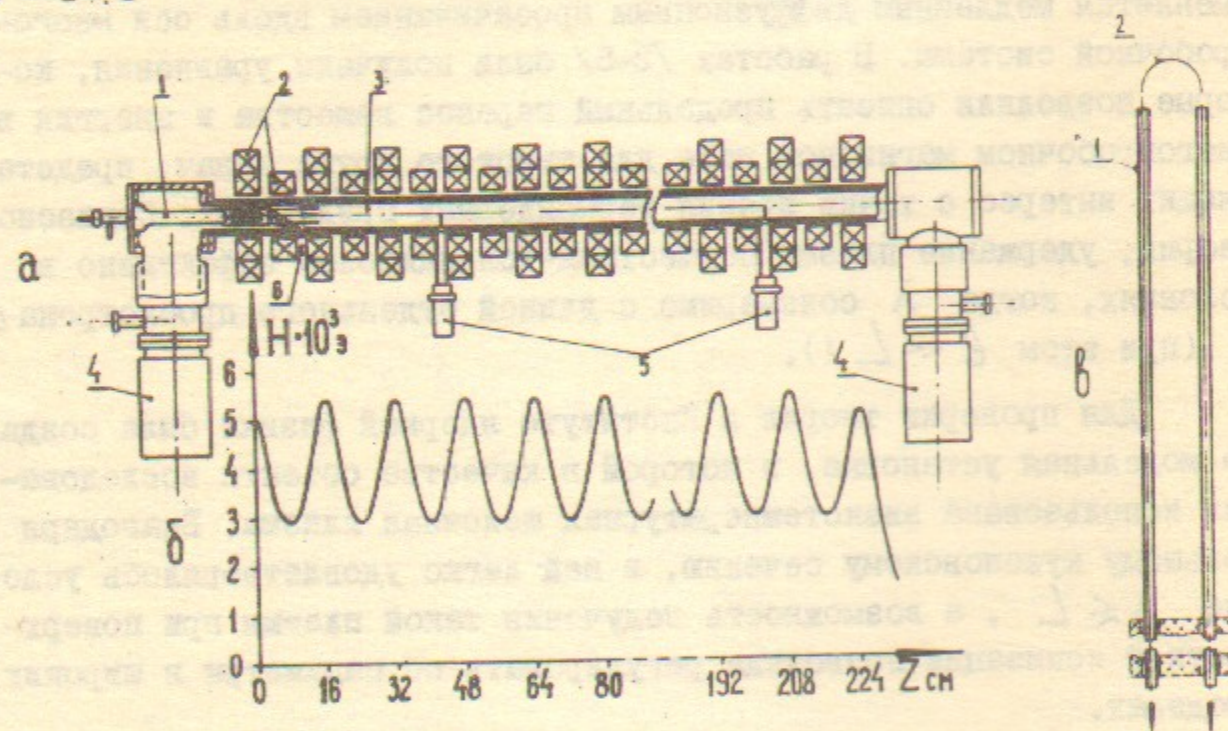


Рис. I. а. Схема экспериментальной установки. 1 — ионизатор, 2 — катушки магнитной системы, 3 — вакуумная камера, 4 — магниторазрядные насосы, 5 — подвижные лэнгмюровские зонды, 6 — контейнер с цезием и импульсный клапан; в) Магнитное поле на оси системы (при включении только больших катушек). с) Схематическое устройство лэнгмюровского зонда. 1 — кварцевые капилляры (диаметр 80–100 микрон), 2 — вольфрамовая проволока (диаметр 4 микрона)

Плотность плазмы измерялась тонкими (диаметр $4 \cdot 10^{-4}$ см, длина на открытой части 0,5 см) лэнгмюровскими зондами, расположенными на оси системы в геометрически эквивалентных точках различных пробкотронов. Схематическая конструкция зондов показана на рис. I, с. Максимальное количество зондов, использованных в данных экспериментах — 7^I . Непосредственно перед каждым измерением все зонды прокаливались, что значительно улучшало воспроизводимость результатов.

Концентрация ионов плазмы на выходе установки измерялась зондом, расположенным в предпоследнем (тринадцатом) пробкотроне, если счет вести от ионизатора, и обозначена везде через n_z . Остальные зонды располагались через один, три, пять, семь, девять и одиннадцать пробкотронов от последнего зонда. Положение любого зонда относительно последнего определяется цифровым индексом при n . Например, сочетание n_{11} означает, что концентрация измерена зондом, расположенным на расстоянии в 11 пробкотронов относительно последнего зонда.

Импульсное (за время 0,25 мсек) включение или выключение потока нейтральных атомов цезия осуществлялось с помощью механического затвора, представляющего собой хорошо притертый стакан с прорезью, приводимый в движение относительно неподвижного цилиндрического контейнера с парами цезия мощной пружиной.

2.2. Динамика установления стационарного течения

Согласно теории [2–5], многопробочное удержание эффективно с точки зрения УТС при условии $\lambda < L$. Поведение плазмы в этом случае определяется уравнением [3/

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} D \frac{\partial n}{\partial z} \quad (I)$$

где z — расстояние от ионизатора, D — коэффициент диффузии плазмы в многопробочном магнитном поле. В области относительно малых концентраций, где $\lambda \geq l$, D пропорционально $1/n$, а при

I) Отметим, что несмотря на большое количество зондов, вносимых одновременно в плазму, суммарные потери плазмы за счет рекомбинации на изолирующих капиллярах меньше 10%.

больших плотностях (когда $\lambda \approx l$) D пропорционально n . Если всюду в установке плотность не слишком велика ($\lambda \geq l$), то в стационарном состоянии

$$n(z) = n_L \exp\left\{A \frac{L-z}{\lambda_L}\right\} = n_L \exp\left\{\frac{L-z}{\lambda_L}\right\} \quad (2)$$

В отсутствие поперечных потерь плазмы концентрация n_L близка к своему значению в однородном магнитном поле (поскольку поток на выходе равен $n_L v_{Te}$). Как видно из (2), при $\lambda_L \approx L$ плотность на входе в установку (вблизи ионизатора) делается много больше n_L (т.е. плотности в однородном поле). Существенно возрастает и полное число частиц в установке. Это обстоятельство было проверено в работах /8,9/.

Рост числа частиц в стационарном состоянии должен приводить к тому, что время установления стационарного состояния (равное, грубо говоря, полному числу частиц, деленному на поток с ионизатора) должно существенно возрасти по сравнению со случаем однородного поля (когда оно равно L/v_{Te}). Это обстоятельство было экспериментально проверено и иллюстрируется рис.2.

Здесь приведена серия осциллограмм, демонстрирующих поведение во времени плотности плазмы в двух точках установки (n_{II} и n_L) после быстрого включения потока.

Как видно из рис.2,а, который соответствует течению плазмы в однородном поле, стационарное распределение концентрации в этом случае действительно устанавливается за время $\sim L/v_{Te}$. Такой же вид имеют осциллограммы в многопробочном поле при малой плотности плазмы, когда эффекты гофрировки несущественны.

На рис.2 (в,с,д) приведены осциллограммы зондовых токов с тех же зондов в случае многопробочной конфигурации. Простого сравнения рис.2, в,с,д с рис.2,а достаточно для того, чтобы обнаружить кардинальную разницу процессов установления течений плазмы в различных магнитных конфигурациях.

Приведенные в подрисуночной подписи значения температуры определялись с помощью соотношения (2) по измеренным значениям установившегося перепада плотности. Обращает на себя внимание тот

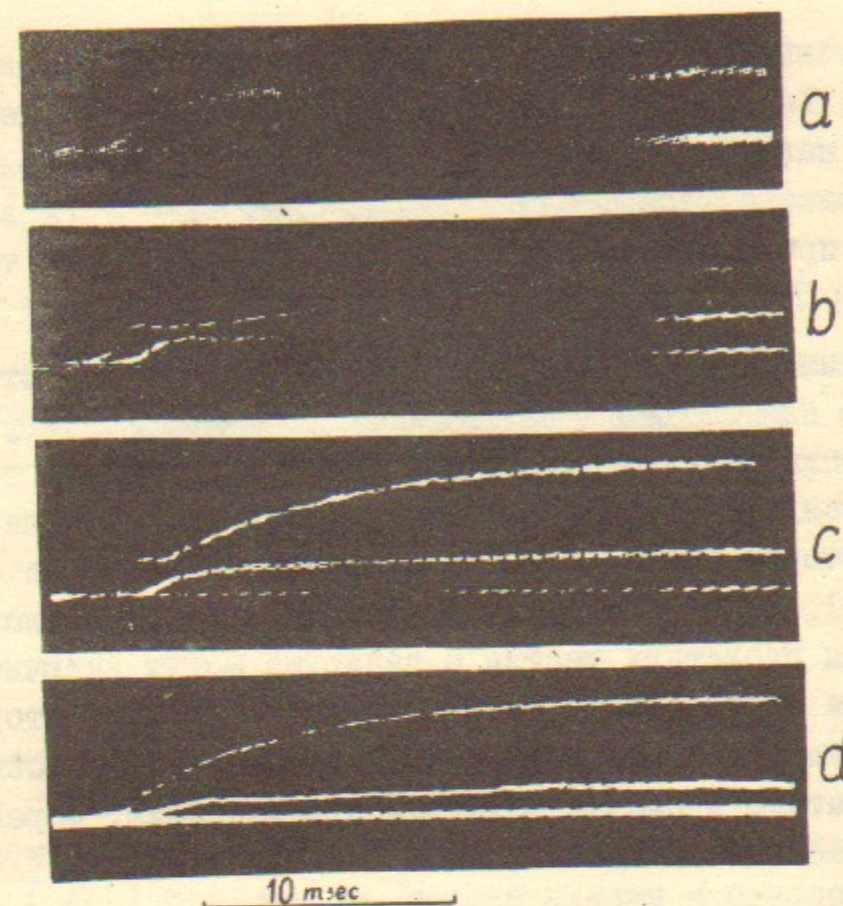


Рис.2.

Осциллограммы, иллюстрирующие динамику установления стационарного течения. На каждом рисунке показаны сигналы с двух зондов, измеряющих плотности n_{II} и n_L . (Напомним, что счет ведется от последнего зонда!). На рис.2,а приведены осциллограммы для однородного магнитного поля; остальные осциллограммы, — многопробочного.

- а) $n_{II}/n_L = 1$; $n_L = 6,7 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$
 в) $n_{II}/n_L = 2,2$; $n_L = 8,1 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ $T_e = 0,67 \text{ эВ}$
 с) $n_{II}/n_L = 3,6$; $n_L = 5,6 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ $T_e = 0,46 \text{ эВ}$
 д) $n_{II}/n_L = 4,4$; $n_L = 12,1 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ $T_e = 0,67 \text{ эВ}$

факт, что температура ионов существенно превышает температуру ионизатора. Такого рода эффект уже наблюдался нами ранее (см./8/) и связан с наличием ускоряющего ионы дебаевского слоя у поверхности ионизатора. Ионы, набравшие энергию $E \gg T_0$ в нескольких первых пробкотронах термализуются и приобретают температуру $T_i = E/2 + T_0$ (подробнее см./8/).

Отметим интересную особенность осциллограмм, относящихся к измерению плотности $n_{ii}(t)$ в многопробочной конфигурации. После прохождения переднего фронта потока плазмы через точку расположения зонда нарастание концентрации начинается не сразу, а спустя некоторое время (особенно хорошо это видно на осциллограммах в,с). Этот факт имеет следующее простое объяснение: эффекты трения пролетных частиц о запертые могут включиться лишь тогда, когда фронт потока плазмы удалится от ионизатора на расстояние, превышающее среднюю длину пробега ионов, поскольку лишь после этого в плазме начнутся столкновения, переводящие пролетные частицы в захваченные.

Наличие плато, которые надежно наблюдаются на четырех зондах из семи, упростило процедуру контроля отсутствия радиальных потерь плазмы. В данной работе контроль осуществлялся сравнением уровней плотности на плато ($n_{11}^{(0)}, n_{9}^{(0)}, n_{7}^{(0)}, n_{5}^{(0)}$) с установленными значениями плотности n_L и n_{10} .

Численное решение уравнения теории показало, что имеется вполне разумное количественное соответствие теории с экспериментом, если принять, что скорость потока плазмы на выходе системы равна средней скорости полумаксвелловского распределения, т.е.

$$v_L = \left(\frac{2 T_i}{\pi M} \right)^{1/2}$$

Были продолжены начатые в работе /7/ эксперименты по изучению распада плазмы после быстрого выключения её потока. В области применимости соотношения (I) время жизни плазмы $\tau^{(1/2)}$ (определяемое как время, в течение которого плотность плазмы спадает вдвое по сравнению со своим исходным значением) увеличивается с ростом n_L , что находится в качественном соответствии с расчетами.

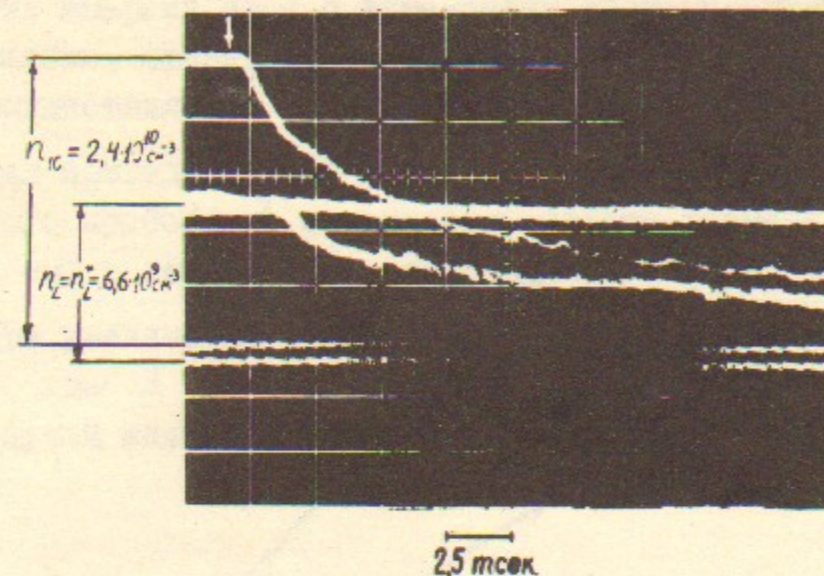


Рис.3.

Картина распада плазмы в двух точках ловушки. Верхний луч — сигнал с зонда, измеряющего n_{10} , нижний — n_L . Горизонтальная линия — контрольный сигнал с последнего зонда (n_L) при том же потоке плазмы и однородном магнитном поле.

На рис.3 представлены осциллограммы, определяющие зависимость от времени плотности плазмы в двух точках установки (n_{10} и n_L). В данном случае стационарное отношение $n_{10}/n_L = 3,6$. Время полураспада плазмы на выходе установки $\tau_L^{(1/2)} \approx 12$ мсек. В однородном магнитном поле характерное время полураспада порядка времени пролета L/v_{Te} и в данном случае равно 2 мсек. Итак, приведенные осциллограммы с несомненностью свидетельствуют об эффективности удержания плазмы в многопробочной системе.

2.3. Стационарное распределение плотности плазмы в многопробочной конфигурации

В экспериментах по исследованию установления стационарного течения плазмы одновременно использовалось 7 зондов, что давало возможность в каждом включении находить стационарное распределение концентрации на оси системы и сопоставлять его с предсказанным теоретически.

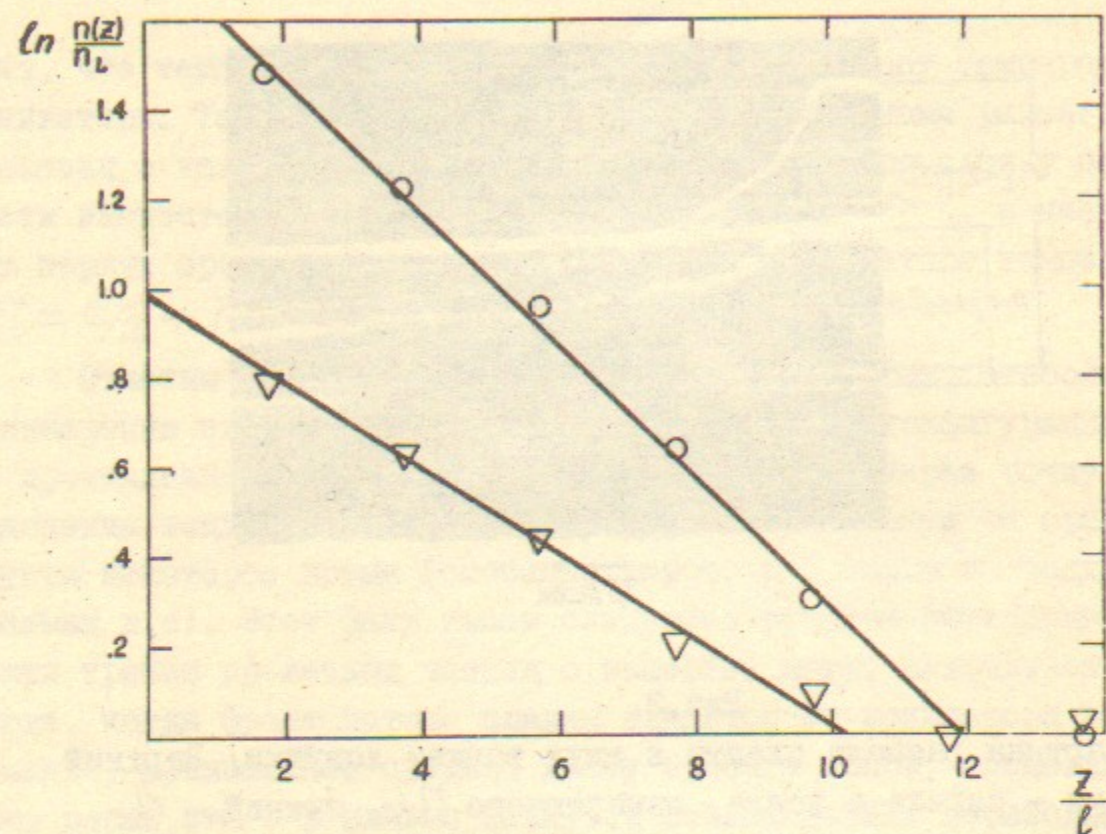


Рис.4

Стационарное распределение плотности по длине установки. Сплошные линии — экспоненты: ∇ — $n_L = 8,1 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, величина λ_L , определенная по наклону кривой, — 165 см, \circ — $n_L = 12,1 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, величина λ_L , определенная по наклону кривой, — 108 см.

На рис.4 представлен два стационарных пространственных распределения, соответствующие различным длинам свободного пробега ионов λ_L на выходе системы. Видно, что диффузионное распределение, описываемое уравнением (2), нарушается вблизи выхода из установки, что связано с малой плотностью плазмы в этой области (ниже мы будем обозначать расстояние от ионизатора до той точки, где происходит нарушение экспоненциальной зависимости, через L_{eff}).

Описываемый здесь метод проверки соотношения (2) предпочтительнее ранее использованного [7,8], поскольку при анализе пространственного распределения исключаются ошибки, связанные с непостоянством ионной температуры от измерения к измерению, меняющейся как за счет нестабильности температуры ионизатора, так и вследствие

изменения энергии слоя с изменением концентрации. Исключаются также ошибки, связанные с неопределенностью базы L_{eff} , на которой осуществляется диффузионное течение.

Для приведенных на рис.4 распределений концентраций длина свободного пробега λ оказывается больше размера пробкотрона ($l = 16 \text{ см}$) в любой точке исследованного интервала.

При увеличении потока плазмы вблизи ионизатора появляется область, где λ делается меньше l и зависимость (2) нарушается. Такой случай иллюстрируется рис.5.

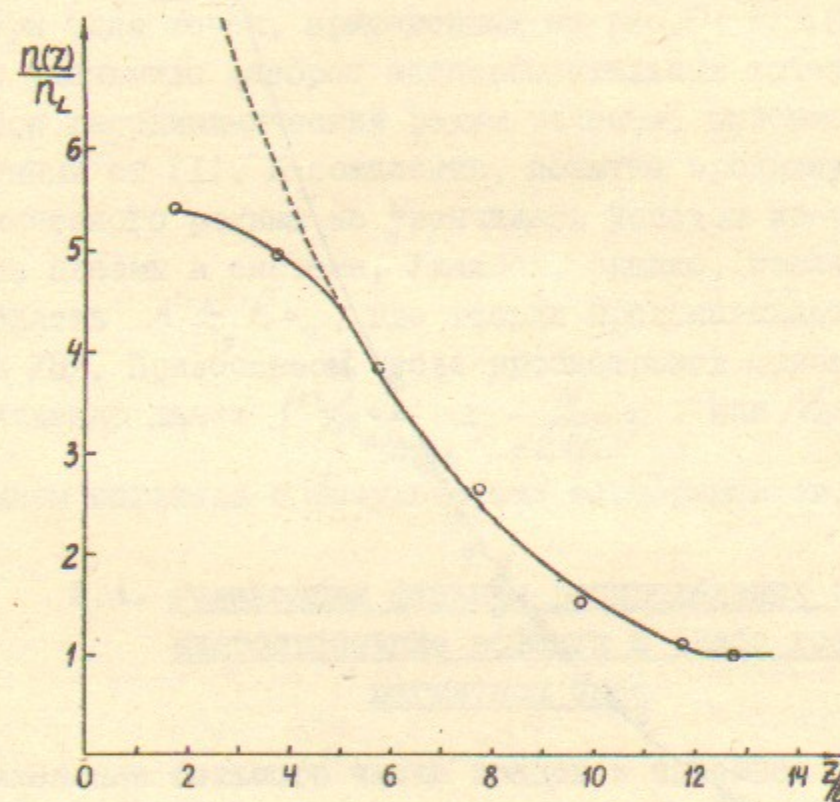


Рис.5.

То же, что и рис.4, но с отклонением от экспоненциальной зависимости; $n_L = 13,6 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, $\lambda_L = 77 \text{ см}$. В точке отклонения " $\lambda = 18 \text{ см}$.

Другая возможность сравнения экспериментов с теорией, реализованная нами ранее [7,8], заключается в контроле эффекта изменения концентрации плазмы в фиксированной точке установки при из-

менении потока плазмы. В /7,8/ приведены результаты такого сопоставления с теорией для величины n_{II}/n_L , измеряемой в функции от n_L (при $T_i = const$ поток $\propto n_L$). При таком подходе требовалась жесткая стабилизация температуры (поскольку $\lambda_L \propto T_i^2/n_L$). Прямое определение величины $N_{eff}l/\lambda_L$ в экспериментах данной работы позволило отказаться от стабилизации температуры ионизатора и варьировать параметры плазмы не только за счет плотности плазмы в потоке, но и за счет изменения ионной температуры.

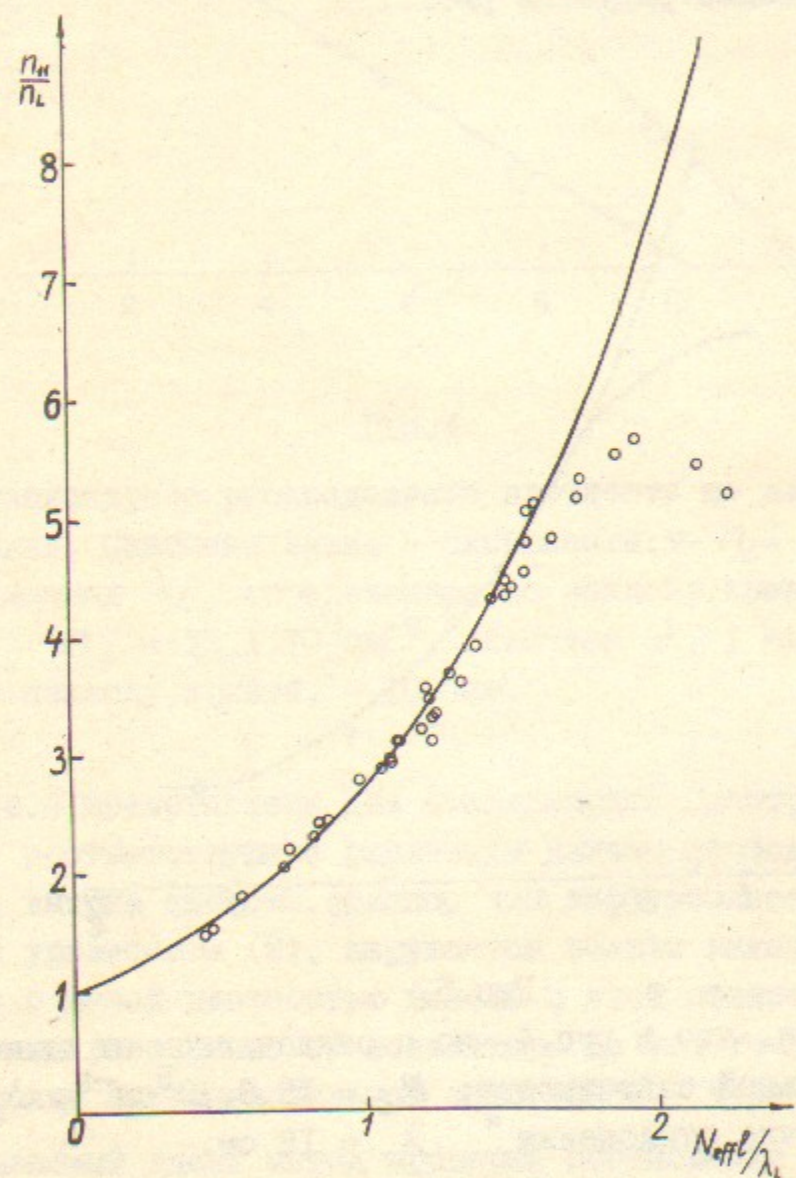


Рис.6 Относительное изменение концентрации n_{II} в зависимости от $N_{eff}l/\lambda_L$ (стационарный случай). Сплошная линия — теория. Каждая точка — результат обработки пространственного распределения концентрации в установке.

На рис.6 показано поведение концентрации плазмы в точке, расположенной на расстоянии одиннадцати пробкотронов от последнего зонда в зависимости от величины $N_{eff}l/\lambda_L$, определяемой в описанных выше экспериментах по исследованию распределения плотности на оси системы, при различных T_i и n_L . Каждая точка на графике — результат обработки отдельного пространственного распределения, сплошная кривая, — независимо построенная теоретическая кривая вида: $\exp(N_{eff}l/\lambda_L)$. Как видно, в довольно широкой области параметров плазмы имеется хорошее соответствие теории с экспериментом. Отметим, что в принятой форме построения графика $n_{II}/n_L = f(N_{eff}l/\lambda_L)$ полностью исключено влияние изменения ионной температуры (для точек, приведенных на рис.6 ($T_i \approx 0,4 \div 0,8$ эВ), что резко уменьшило разброс экспериментальных точек. При $\lambda \ll l$ реализуется газодинамический режим течения, описываемый уравнениями, отличными от (I). К сожалению, попытка продвинуться в область газодинамического режима не увенчалась успехом из-за возникновения потерь плазмы в системе. Удалось, однако, исследовать промежуточную область $\lambda \lesssim l$, где теория предсказывает существование максимума /8/. При большом числе пробкотронов сшивание двух решений приближенно дает: $(n/n_L)_{max} \approx \frac{N}{\sqrt{2 \ln N}}$. Для $N_{eff} = 11$ $(n/n_L)_{max} \approx 5$ — в разумном согласии с результатами экспериментов.

2.4. Релаксация функции распределения ионов и многопробочные эффекты в слабо гофрированном магнитном поле

Применение большого числа зондов в нынешней серии экспериментов позволило надежно регистрировать эффекты релаксации функции распределения, которые впервые обсуждались в /8/. С другой стороны, переход к большим плотностям плазмы сделал возможным также наблюдение многопробочных эффектов, возникающих за счет слабой гофрировки $\Delta H/H \approx 0,15$ (такая гофрировка оставалась в наших экспериментах при одновременном включении больших и малых катушек. Рассмотрим вначале эффекты релаксации.

В результате ускорения ионов в дебаевском слое их функция распределения на входе в систему становится существенно отличной

от максвелловской. Далее, по мере продвижения в глубь установки, функция распределения максвеллизируется на масштабах порядка

$$l_m \sim \lambda(T_0) \sqrt{\frac{E}{T_0}}$$

Учитывая, что диапазон концентраций, который перекрывался экспериментально, имеет границы

$$2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3} \leq n \leq 3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3},$$

а значение E колеблется в пределах

$$0,4 \text{ эВ} \leq E \leq 1,5 \text{ эВ},$$

мы можем оценить верхнее и нижнее значения длины релаксации

$$16 \text{ см} \leq l_m \leq 150 \text{ см}$$

При малых плотностях плазмы ($n \leq 8 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$) длина релаксации превышает расстояние от ионизатора до первого зонда. Поскольку в процессе максвеллизации поток ионов замедляется, а концентрация, соответственно, увеличивается, в промежутке между первым и последним зондами должно происходить некоторое нарастание плотности. Наибольший относительный перепад $\Delta n/n = (n_H - n_L)/n_L$ реализуется при наименьшей плотности, когда релаксация, в основном, идет между первым и последним зондами:

$$\left(\frac{\Delta n}{n}\right)_{\max} = \frac{2}{3} \frac{T_0}{2E + T_0} \quad (3)$$

При больших плотностях плазмы ($n \geq 8 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$) длина релаксации становится меньше расстояния от ионизатора до первого зонда, так что в интервале между первым и последним зондами концентрация уже не меняется, и эффекты релаксации никак не проявляются экспериментально. Главной причиной формирования перепада плотности здесь становится слабая гофрировка магнитного поля. Влияние малых неоднородностей поля на движение плазмы исследовалось в работе [4], где теория была построена для случая длинных систем

$$L \gg l / (k-1)^2, \quad (4)$$

когда даже слабая гофрировка приводит к возникновению значительного перепада плотности и торможению потока до скоростей, много меньших v_{Ti} . В нашем случае установка в смысле неравенства (4)

была короткой, так что скорость движения и, соответственно, плотность плазмы изменялись за счет силы трения незначительно ($\Delta n/n < 1$, $\Delta u/u < 1$), поэтому вычисления необходимо проделать заново.

Задача нахождения силы трения плазмы о магнитное поле по своему физическому содержанию аналогична задаче о линейном затухании Ландау монохроматической волны. Такая аналогия справедлива лишь при достаточно малой модуляции магнитного поля: $(k-1)^{3/2} \leq l/\lambda$, когда быстрое перемешивание пролетных и запертых частиц в фазовом пространстве выравнивает их функции распределения. В обсуждаемых экспериментах это неравенство выполнялось во всех режимах. Выражение для силы трения, полученное в предположении, что плазма движется с направленной скоростью u , записывается в виде:

$$F_{TP} = -\alpha \frac{n M^{1/2} T_i^{1/2}}{e} (k-1)^2 u \exp\left(-\frac{M u^2}{2 T_i}\right) \quad (5)$$

(функция распределения считается максвелловской, что заведомо справедливо в нашем случае ввиду малости длины свободного пробега). Численный множитель α зависит от профиля гофрировки и для синусоидального профиля равен $(\pi/2)^{3/2}$.

Пространственное распределение параметров стационарного течения плазмы описывается обычными уравнениями двухжидкостной гидродинамики [10] с силой трения (5):

$$n u = \text{const} \quad (6)$$

$$M n u \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{\partial}{\partial z} (p_e + p_i) + F_{TP} \quad (7)$$

Электрическое поле однозначно связано с градиентом электронного давления:

$$n e E = -\frac{\partial p_e}{\partial z} \quad (8)$$

Вследствие высокой электронной теплопроводности течение электронов во всех режимах является изотермическим. Напротив, ионная компонента имеет очень низкую теплопроводность. Поэтому с точностью до работы, производимой электрическим полем, движение ионов можно

считать адиабатическим

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{Mu^2}{2} + \frac{5}{2} T_i \right) = eE \quad (9)$$

Комбинируя формулы (6) - (9), получаем уравнение для концентрации плазмы

$$\frac{\partial n}{\partial z} \left[T_i + \frac{3}{5} (T_e - Mu^2) \right] = F_{тр} \quad (10)$$

Рассматривая силу трения в уравнении (10) как возмущение, находим относительный перепад плотности:

$$\frac{n_H - n_L}{n_L} = 11\alpha \frac{(T_i M)^{1/2} u (k-1)^2}{T_i + \frac{3}{5} (T_e - Mu^2)} \exp\left(-\frac{Mu^2}{2T_i}\right) \quad (11)$$

Эта величина зависит от многих параметров, значения которых в обсуждаемых экспериментах колебались в довольно широких пределах. Учитывая возможные разбросы в значениях T_i , T_e и u , мы можем с помощью (11) приблизительно оценить соответствующий диапазон значений $\Delta n/n$:

$$\frac{\Delta n}{n} \approx 0,3 + 0,5 \quad (12)$$

Суммируя сказанное, можно сделать следующие выводы относительно зависимости отношения n_H/n_L от концентрации плазмы:

1) при низких концентрациях ($n < 8 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$) отношение n_H/n_L складывается в результате конкуренции процессов релаксации, которые стремятся сделать его меньше единицы, и торможения потока на неоднородностях магнитного поля, которое изменяет соотношение между n_H и n_L в другую сторону. Как следует из (3) и (12), в обсуждаемых экспериментах эти эффекты численно одного порядка, поэтому отношение n_H/n_L здесь может быть как больше, так и меньше единицы,

2) при больших плотностях ($n > 8 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$) процесс релаксации практически перестает оказывать влияние на величину перепада концентрации вдоль установки. Регистрируемые показания зондов n_H и n_L определяются эффектами слабой гофрировки в соответствии с формулой (11).

Эти выводы находятся в хорошем соответствии с результатами экспериментов по прохождению потока плазмы в слабо гофрированном поле.

III. УСТАНОВКА ГОЛ-1

Схема установки представлена на рис. 7. Магнитная система состоит из 85 последовательно включенных витков с внешним диаметром 30 см, внутренним диаметром 20 см, шириной 2,5 см каждый. Витки установлены равномерно с шагом 9 см вдоль длины системы (за исключением четырех витков с каждой стороны, образующих пробки). Такая магнитная система позволяет получить однородное магнитное поле напряженностью до 30 кэ при длительности периода $T = 15$ мсек.

Для создания многопробочной магнитной конфигурации используется система короткозамкнутых витков из каленой бронзы со средним диаметром 10,5 см, толщиной стенок 5 мм и длиной 15 см, вкладываемых внутрь вакуумной камеры. Эти витки расположены с шагом 27 см, образуя многопробочное магнитное поле с пробочным отношением 3,2 при максимальном поле в пробках $H_{\text{макс}} = 23$ кэ.

Вакуумная камера с внутренним диаметром 13 см и длиной около 8 м выполнена из нержавеющей стали в виде взаимозаменяемых секций длиной 1 м и имеет окна для диагностики плазмы.

Для нагрева плазмы создан сильноточный источник релятивистских электронов "Водяной" со следующими параметрами: ток пучка $I_{\text{макс}} \approx 10^5 \text{ а}$, энергия электронов $E \approx 0,8$ Мэв длительность $\tau \approx 50$ нсек, запас энергии в пучке электронов $Q = 1,5$ кдж /I, II/.

Эксперимент по исследованию многопробочного удержания ставится следующим образом. Плазма готовится в центральной части установки путем предионизации газового облака длиной около 100 см, создаваемого с помощью десяти импульсных клапанов. Нагрев плазмы осуществляется с помощью пучка релятивистских электронов, инжектируемого с одного из торцов установки. Получаемый в результате плазменный сгусток с плотностью $n_e \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и температурой $T \sim 100$ эв является оптимальным для исследования процесса

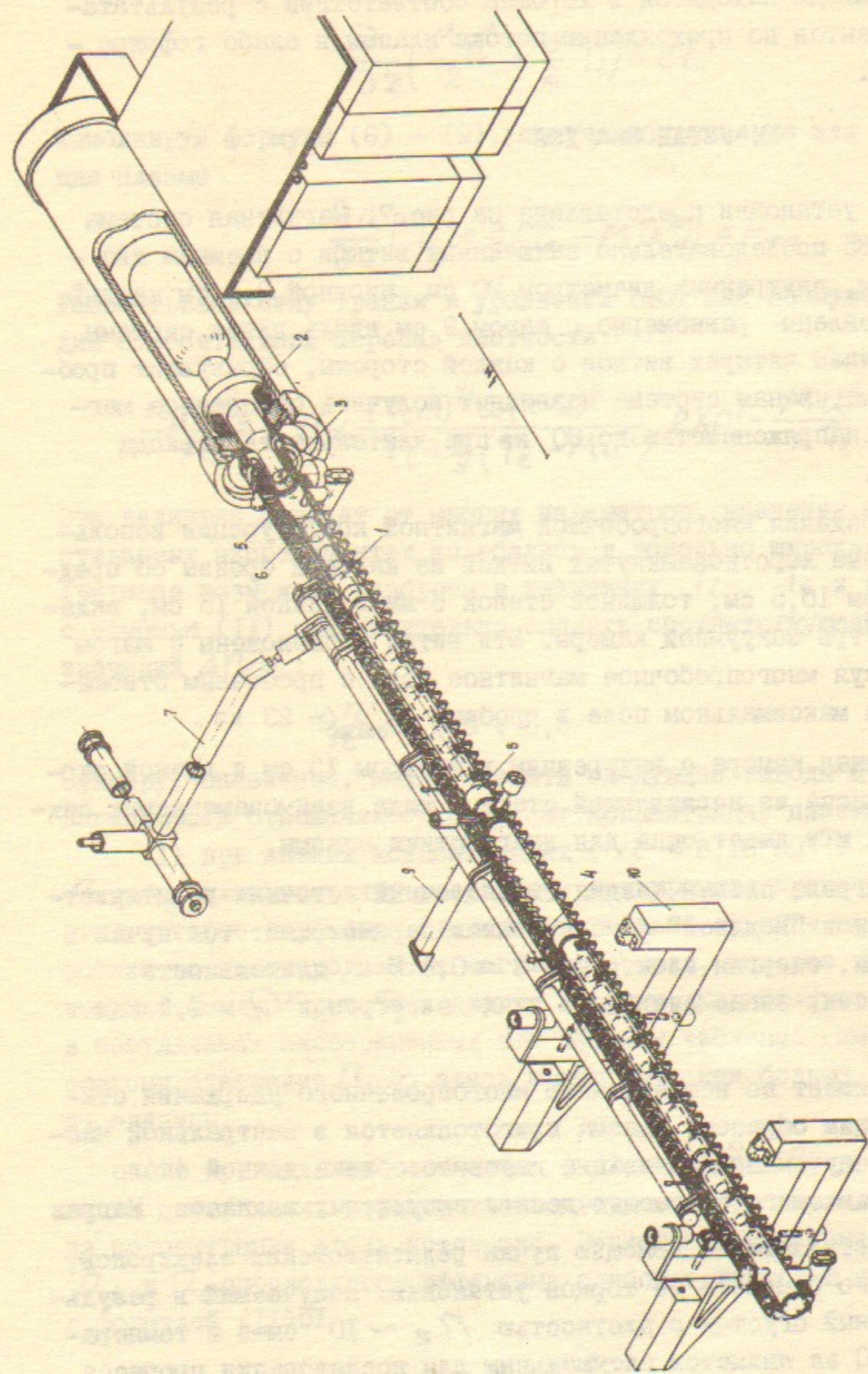


Рис. 7. Схема установки ГОМ-1. 1 - вакуумная камера, 2 - генератор пучка релятивистских электронов "Водяной", 3 - диод ускорителя, 4 - инжектор нейтрального газа, 5 - соленоид, 6 - короткозамкнутые витки, 7 - токоподвод, 8 - шунты для измерения обратного тока, 9 - устройство для диагностики по лазерному рассеянию, 10 - лазерный интерферометр.

расширения плазмы, поскольку, согласно теории, максимальное время удержания соответствует случаю, когда $\lambda \approx \ell$.

Поскольку ток пучка существенно превышает критический вакуумный ток (равный в нашем случае примерно 6 кА), то для транспортировки пучка от источника до сгустка плазмы соответствующий отрезок установки заполняется относительно редкой плазмой (с плотностью порядка нескольких единиц на 10^{12} см^{-3}), которая обеспечивает зарядовую нейтрализацию пучка (токовая нейтрализация не обязательна, поскольку в установке имеется сильное магнитное поле).

Для проведения физических измерений параметров плазмы и пучка, помимо стандартных для подобных экспериментов методов диагностики (диамагнитные зонды, шунты, calorиметры и т.д.), будут использоваться оптические методы: определение локальной электронной температуры и плотности плазмы методом томсоновского рассеяния и измерение средней по сечению плотности плазмы с помощью интерферометров Майкельсона на длине волны $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$ (CO_2 -лазер). Использование этих методов в присутствии мощного рентгеновского излучения встречает значительные трудности (главным образом из-за люминесценции оптических материалов). В настоящее время помехи от рентгеновского излучения удалось подавить настолько, что метод томсоновского рассеяния позволяет осуществлять измерения при $n_e \lesssim 10^{14}$. Сейчас на установке ГОМ-1 начаты первые эксперименты по транспортировке пучка в однородном магнитном поле.

Л и т е р а т у р а

- I. Будкер Г.И. Доклад на 6-й Европ.Конф. по Физике Плазмы, Москва (1973). Природа № 5 (1974) 15.
2. Будкер Г.И., Мирнов В.В., Рютов Д.Д. Письма ЖЭТФ 14 (1974) 320.
3. Мирнов В.В., Рютов Д.Д. Ядерный синтез 12 (1972) 627.
4. Мирнов В.В., Рютов Д.Д. Труды 5-й Европ.Конф. по Физике Плазмы, Гренобль (1972) 100.
5. Будкер Г.И., Мирнов В.В., Рютов Д.Д. Труды Межд.Конф. по Теории Плазмы, Киев (1972) 145.
6. Grant Logan V., Brown I.G., Lieberman M.A., Lichtenberg A.G., Phys.Rev.Letters 290 2 (1972) 1435.
7. Будкер Г.И., Данилов В.В., Кругляков Э.П., Рютов Д.Д., Шунько Е.В. Письма ЖЭТФ 17 2 (1973) 117.
8. Будкер Г.И., Данилов В.В., Кругляков Э.П., Рютов Д.Д., Шунько Е.В. ЖЭТФ 65 2 (1973) 562.
9. Данилов В.В., Кругляков Э.П., Шунько Е.В. Труды 6-й Европ. Конф. по Физике плазмы, Москва (1973) 415.
10. Брагинский С.И. В сб. Вопросы Теории Плазмы. Госатомиздат, М., I, 1963, стр. 183.
11. Бояринцев Э.Л., Капитонов В.А., Корнилов В.А. ДАН 217 4 (1974).

Ответственный за выпуск Г.А.СПИРИДОНОВ
Подписано к печати от 13.XI-1974г. МН 08554
Усл. 1,3 печ.л., тираж 300 экз. Бесплатно
Заказ № 92 . ПРЕПРИНТ

Отпечатано на ротапринте в ИЯФ СО АН СССР