

118

13

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

ПРЕПРИНТ И Я Ф 74 - 101

В.В.Данилов, Э.П.Кругляков

**ДИНАМИКА ПЛАЗМЫ В МНОГОПРОВОДНОЙ**  
**МАГНИТНОЙ СИСТЕМЕ**

Новосибирск

1974

В.В.Данилов, Э.П.Кругляков

ДИНАМИКА ПЛАЗМЫ В МНОГОПРОБОЧНОЙ МАГНИТНОЙ СИСТЕМЕ

А Н Н О Т А Ц И Я

Экспериментально исследовано временное поведение плазмы в многопробочной ловушке при быстром ( $\tau \ll \frac{L}{v_{Te}}$ ) импульсном включении и выключении потока. Показано, что в случае мелкомасштабной гофрировки ( $\ell < \lambda_i < L$ ) поведение плазмы количественно согласуется с теорией удержания плазмы в многопробочном магнитном поле.

$$n(x) = n_0 \exp\left[-A \frac{L-x}{\lambda_i}\right] = n_0 \exp\left[-\frac{L-x}{\lambda_i}\right] \quad (2)$$

Здесь  $n_0$ ,  $\lambda_i$  — плотность плазмы и длина свободного пробега ионов на выходе из системы в точке симметричной конфигурации. Координата  $x$  отсчитывается от противоположного конца ускорителя. Эксперимент /1-3/ подтверждает справедливость соотношения (2) количественно. Кроме того, экспериментально подтверждено совпадение многопробочной ловушки с ловушкой в виде /7/.

БИБЛИОТЕКА  
Института ядерной  
физики СО АН СССР  
ИНВ. № \_\_\_\_\_

Для установления количественного времени удержания плазмы в сравнении с временем ее свободного пробега в однородном магнитном поле следует, что процесс переноса плотности определяется уравнением (1) при условии, что температура плазмы однородна вдоль всей системы ( $\nabla T_e = 0$ ) и не зависит от времени. В дальнейшем рассуждениях эти условия выполняются.

## 1. Введение

В работах /1-3/, посвященных экспериментальной проверке эффективности предложенного Г.И.Будкером, В.В.Мирновым и Д.Д.Рютовым /4/ метода продольного удержания плотной плазмы в многопробочной магнитной ловушке, было показано, что теоретическое описание процессов продольного переноса в значительной степени согласуется с результатами экспериментов. Для наиболее интересного случая, когда длина свободного пробега ионов  $\lambda_L$  меньше общей длины системы  $L$ , но больше размера  $\ell$  отдельного пробкотрона, согласно теории /4-6/, поведение плазмы в многопробочной ловушке описывается уравнением<sup>1)</sup>

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \xi \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial z}, \quad (1)$$

где  $\xi/n$  имеет смысл коэффициента продольной диффузии плазмы /5/. Проведенные ранее эксперименты /1-3/ относились, в основном, к случаю, когда  $\partial n/\partial t = 0$  и уравнение (1) с учетом конкретного вида коэффициента продольной диффузии позволяет найти распределение концентрации на оси при стационарном течении плазмы вдоль магнитного поля:

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

Здесь  $n_L$ ,  $\lambda_L$  - плотность плазмы и длина свободного пробега ионов на выходе из системы в точке измерения концентрации. Координата  $z$  отсчитывается от противоположного конца установки. Эксперименты /1-3/ подтвердили справедливость соотношения (2) количественно. Качественно нарастание концентрации вдоль оси многопробочной ловушки в стационарных условиях наблюдалось в работе /7/.

Для нестационарных условий ( $\frac{\partial n}{\partial t} \neq 0$ ) теория предсказывает существенное увеличение времени удержания плазмы в сравнении с временем её свободного разлета в однородном магнитном

1) Отметим, что процессы переноса вещества определяются уравнением (1) при условии, что температура плазмы однородна вдоль длины системы ( $\partial T/\partial z = 0$ ) и не зависит от времени. В большинстве наших экспериментов эти условия выполнялись.

поле. Эксперименты с быстрым выключением потока /2,3/ действительно показали увеличение времени распада плазмы, однако, количественного сравнения с теорией сделано не было.

Данная работа посвящена количественному сопоставлению результатов нестационарных экспериментов (быстрое включение и выключение потока плазмы) с теорией.

2. Экспериментальная установка. Установка с цезиевой плазмой ранее уже была описана /1,2/. Её схема приведена на рис.1а. Магнитная система состояла из 14 пробкотронов длиной 16 см каждый и позволяла получить поле с напряженностью в пробках  $H_{max} = 5400\text{э}$  при пробочном отношении  $K=1,83$ . Профиль магнитного поля вдоль оси установки изображен на рис.1,в. Ионизация цезия осуществлялась на поверхности горячей ( $T_0 = 2100-2450^\circ\text{К}$ ) пластины из тантала.<sup>х)</sup>

Благодаря большому кулоновскому сечению столкновений низкотемпературная щелочная плазма позволила смоделировать процессы продольного переноса в плотной плазме при выполнении условия теории  $\ell < \lambda_i < L$ .

Концентрация плазмы измерялась тонкими прокаливаемыми лентгмровскими зондами (см.рис.1,с), обычно располагавшимися на оси системы в геометрически эквивалентных точках различных пробкотронов с напряженностью магнитного поля  $H = 0,72 H_{max}$ . Для оценки коэффициента поперечной диффузии по величине  $\frac{\partial n}{\partial z}$  (см./8,9/), была предусмотрена возможность радиального перемещения зондов. (Эксперименты показали, что поперечный коэффициент диффузии несколько больше или порядка классического, откуда следует, что поперечные потери в описываемых ниже экспериментах несущественны).

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

х) В /1-3/ ионизация осуществлялась на поверхности вольфрама ( $T_0 = 2400^\circ\text{К}$ ).

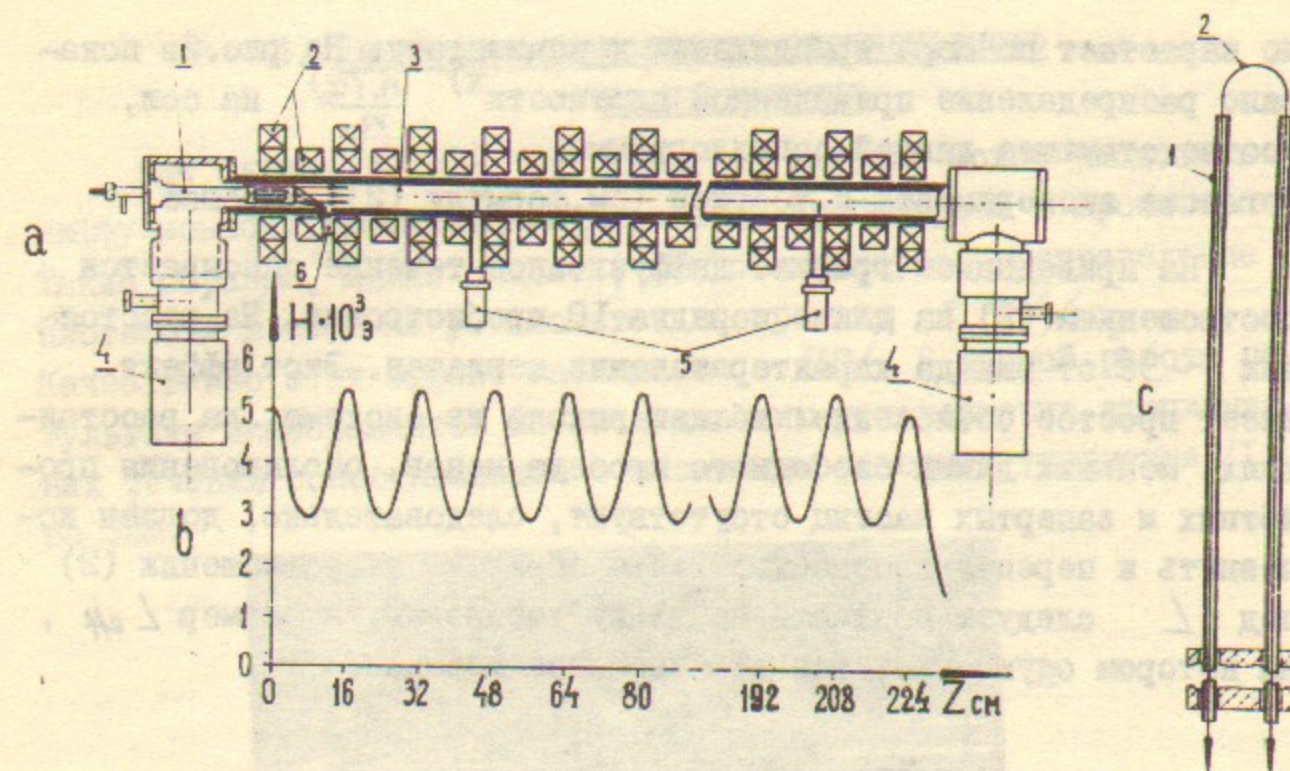


Рис.1. а - схема экспериментальной установки: 1-ионизатор, 2-катушки магнитного поля, 3-вакуумный объем, 4-магниторазрядные насосы; 5-зонды; в - профиль магнитного поля на оси системы, с - конструкция прокаливаемого зонда: 1-кварцевый капилляр ( $\varnothing = 10^{-2}$  см); 2-вольфрамовая нить ( $d = 4 \cdot 10^{-4}$  см).

### 3. Стационарное течение плазмы

Прежде чем перейти к обсуждению нестационарных эффектов, приведём пример стационарного распределения плотности на оси системы и обратим внимание на одну из его особенностей. На рис.2а представлена осциллограмма, иллюстрирующая неоднородный характер стационарного распределения плотности плазмы вдоль оси. Осциллограмма получена следующим образом: на вход осциллографа поочередно подключались зонды одинаковой чувствительности, расположенные в пробкотронах № 2,4,5,6,7,8,9,10,13 (счет ведётся от ионизатора, расположенного в пробкотроне № 1). Из осциллограммы видно, что плотность плазмы действитель-

но нарастает по мере приближения к ионизатору. На рис. 2в показано распределение приведенной плотности  $n(z)$  на оси, соответствующее данной осциллограмме.

Согласие эксперимента с теорией (см. формулу (2)) хорошее.

На приведенном графике диффузионное течение описывается соотношением (2) на длине порядка 10 пробкотронов. На расстоянии  $\sim 3\ell$  от выхода характер течения меняется. Этот эффект имеет простое объяснение: вблизи выхода из системы, на расстояниях, меньших длины свободного пробега ионов, столкновения пролетающих и запертых частиц отсутствуют, следовательно, должен исчезнуть и перепад плотности. Таким образом, в соотношении (2) под  $L$  следует понимать не длину установки, а размер  $L_{\text{eff}}$ , на котором осуществляется диффузионное течение.

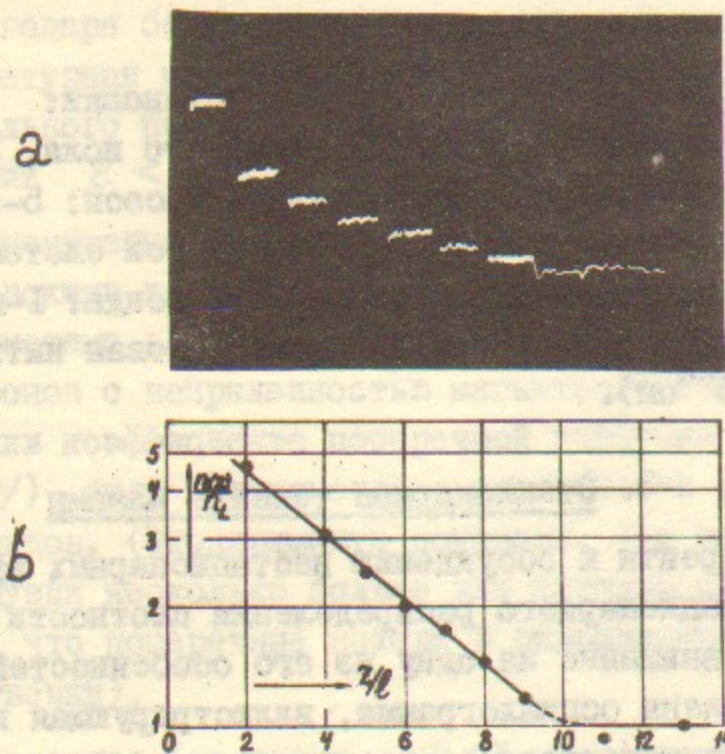


Рис. 2. Стационарное распределение концентрации плазмы вдоль оси многопробочной системы ( $N=13$ ).

а) Зондовые сигналы, последовательно считанные с зондов, расположенных в различных пробкотронах

б) Продольное распределение плотности плазмы в многопробочном магнитном поле;  $n_L=10^{10} \text{ см}^{-3}$ ,  $\lambda_L=85 \text{ см}$ .

в) Плотность  $n_L$  измеряется зондом, расположенным в предпоследнем от выхода пробкотроне.

#### 4. Динамика установления стационарного распределения

Для случая  $\ell < \lambda_i < L$  характер течения можно уподобить диффузионному просачиванию плазмы из пробкотрона в пробкотрон. Таким образом, можно ожидать, что стационарное распределение плотности в системе установится за времена  $t \gg L/v_{Ti}$ . Качественно этот эффект наблюдался в [10]. В данной работе результаты экспериментов по исследованию установления стационарных течений сопоставляются с численным решением уравнения (1) на ЭВМ.

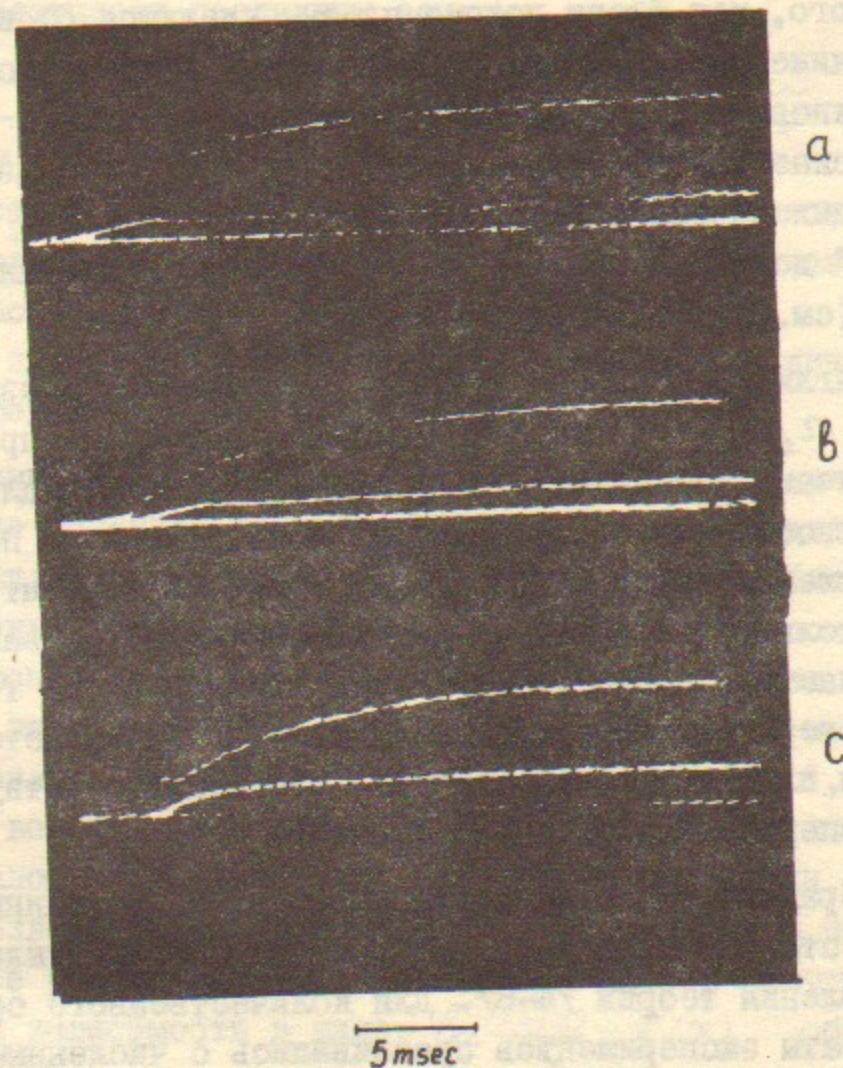


Рис. 3. Временное поведение плотности плазмы  $n_{ii}(t)$  - верхние сигналы, и  $n_i(t)$  - нижние сигналы при быстром включении потока. а)  $n_L(\infty) = 1,2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ,  $n_{ii}/n_L(\infty) = 5,0$ ,  $T_i = 0,55 \text{ эВ}$ , б)  $n_L(\infty) = 1,2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ,  $n_{ii}/n_L(\infty) = 4,3$ ,  $T_i = 0,67 \text{ эВ}$ , в)  $n_L(\infty) = 6,1 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ ,  $n_{ii}/n_L(\infty) = 3,3$ ;  $T_i = 0,48 \text{ эВ}$ .

На рис.3 приведена серия осциллограмм, демонстрирующих поведение во времени плотности плазмы в двух точках установки ( $n_{II}$  и  $n_I \approx n_L$ ) после быстрого включения потока. <sup>х)</sup> Отметим интересную особенность осциллограмм, относящихся к измерению плотности  $n_{II}(t)$ . После прохождения переднего фронта потока плазмы через точку расположения зонда нарастание концентрации начинается не сразу, а спустя некоторое время. Особенно хорошо это видно на рис.3,с. (См. также рис.2 работы /10/).

Появление "плато" на осциллограммах имеет простое объяснение: эффекты трения пролетных частиц о запертые могут включиться лишь после того, как фронт потока плазмы удалится от ионизатора на расстояние, превышающее среднюю длину пробега ионов, поскольку столкновения, переводящие пролетные частицы в захваченные, начнут сказываться спустя время  $\tau \sim \lambda_i / v_{Ti}$ . С увеличением концентрации плазмы в потоке (т.е. с уменьшением  $\lambda_i$ ) длительность "плато" должна сокращаться. Это реально наблюдалось в экспериментах (см. рис.3а и 3в).

Иначе выглядят зондовые сигналы, относящиеся к измерению концентрации  $n_I(t)$  <sup>хх)</sup>. Быстрое нарастание плотности прекращается в этом случае, спустя  $\sim L / v_{Ti}$ . Дальнейшее медленное нарастание плотности  $n_I$  объясняется "несохранением" потока во время установления стационарного распределения концентрации в системе, поскольку часть потока расходуется на образование газа захваченных частиц. После установления стационарного течения (см.конец развертки) концентрации плазмы  $n_I$  оказывается равной плотности плазмы  $n_{II}$  на "плато", что свидетельствует об отсутствии поперечных потерь в системе.

Таким образом, качественно экспериментальные данные по установлению стационарного течения довольно хорошо укладываются в представления теории /4-6/. Для количественного сопоставления результаты экспериментов сравнивались с численным решением на ЭВМ уравнения (I) со следующими граничными и началь-

х) Здесь и далее цифровым индексом при  $n$  обозначается положение зонда относительно последнего. В частности,  $n_{II}$  означает, что концентрация измерена зондом, расположенным на расстоянии в II пробкотронах относительно последнего зонда.

хх) Заметим, что  $n_I \approx n_L$ , а  $n_L \propto q_L$  (см. формулу (4)). Поэтому  $n_I$  также может служить мерой потока.

ными условиями:

$$-\frac{H_0}{H_{max}} \approx \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial z} = q_0 \quad (z=0)$$

$$-\frac{H_L}{H_{max}} \approx \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial z} = q_L \quad (z=L_{eff}) \quad (3)$$

$$n(z) = const \quad (t \leq 0)$$

Здесь  $q_L$  — плотность потока на выходе системы (см./2/) в точке измерения плотности последним зондом;

$$q_L = \frac{H_L}{H_{max}} \cdot \frac{n_L v_{Ti}}{\sqrt{\pi} (1 - \sqrt{1 - H_L/H_{max}})} = 0,86 n_L v_{Ti} = n_L \tilde{v}, \quad (4)$$

$q_0$  — плотность потока с ионизатора;  $q_0 \approx q_L$ . Поскольку ионизатор располагался в магнитном поле  $H_0$ , мало отличавшемся от  $H_L$ , в расчетах принималось, что  $q_0 = q_L(\infty)$ . В качестве параметра в расчетах использовалась величина  $\frac{L_{eff}}{\lambda_L}$ , которая определялась из экспериментов.

Уравнение (I) справедливо для области, где осуществляется диффузионное течение. Как видно из рис.2, полная длина установки может служить параметром длины  $L_{eff}$  лишь приближенно. Точное нахождение эффективной длины  $L_{eff}$  осуществлялось следующим образом. Процесс установления стационарного течения плазмы при импульсном включении потока исследовался одновременно с помощью семи зондов, расположенных в пробкотронах № II, 9, 7, 5, 3, I (счет ведется от последнего зонда). Одновременная регистрация сигналов всех семи зондов (на рис.3 приведены только два сигнала) позволяла в каждом отдельном эксперименте получать стационарное распределение концентрации на оси системы. Построение этой зависимости в виде:  $\ln \frac{n(z)}{n_L} = f(z)$  обеспечивает определение сразу двух параметров: эффективной длины, на которой осуществляется диффузионное течение плазмы,  $L_{eff}$ , и показателя экспоненты  $\frac{L_{eff}}{\lambda_L}$ .

Рассмотрим вопрос о точности сопоставления экспериментальных данных с результатами численного решения уравнения (I).

Показатель экспоненты в распределении (2) известен с точностью до множителя  $A$ , вычислить который аналитически не удастся. Однако, известно, что  $A \sim 1$  (см./2/). Таким образом, длина свободного пробега ионов  $\lambda_L$  может быть определена из экспериментальных данных с помощью соотношения (2) с точностью до неопределенного множителя  $A \sim 1$ . С другой стороны, длина свободного пробега  $\lambda_L$  связана с температурой ионов  $T_i$  соотношением:

$$\lambda_L \approx \frac{3 \cdot 10^{-12} T_i^2 (\text{эВ})}{n_L}$$

Отсюда видно, что  $T_i$  определяется с точностью до  $\sqrt{A}$ .

Поскольку машинные расчеты производились в единицах времени  $\tau = \frac{H_L}{H_{\max}} \cdot \frac{L_{\text{eff}}}{v} \sim v_{T_i}^{-1}$ , то основная ошибка при сопоставлении экспериментов с теорией будет связана с точностью определения тепловой скорости ионов, т.е.  $\sqrt{A}$ .

На рис.4 представлены результаты сравнения экспериментов (сплошные линии) с теорией (экспериментальные кривые соответствуют осциллограммам, приведенным на рис.3).

Учитывая замечание о точности определения тепловой скорости ионов  $v_{T_i}$ , иными словами, о точности совмещения временных масштабов, совпадение эксперимента с теорией в случаях рис.4в и с следует признать очень хорошим. Что касается рис.4а, то наблюдающееся при  $n_{II}/n_L \approx 4$  значительное отклонение расчетной кривой от экспериментальной осциллограммы можно объяснить следующим образом. Уравнение (I) с коэффициентом диффузии  $D \sim n^{-2}$  справедливо при  $\lambda_i > \ell$ . Для  $\lambda_i < \ell$  поведение плазмы описывается другим уравнением с коэффициентом диффузии  $D \sim n$  (см./6/). В случае рис.4а при установившемся течении  $\lambda_L = 77$  см, так что в точке расположения зонда, сигнал с которого приведен на рис.3а, длина свободного пробега  $\lambda_{II}$  формально будет равна размеру пробокотрона  $\ell$  при  $n_{II}/n_L = 4,8$ . С учетом замечания о точности определения длины свободного пробега ионов ( $\sim A$ ), приведенное объяснение наблюдающегося расхождения эксперимента с результатами расчетов можно признать вполне разумным. Вторая возможная причина отклонения расчетной кривой от эксперимента может быть связана с эффектами рекомбинации плазмы на поверхности ионизатора /II/ при больших

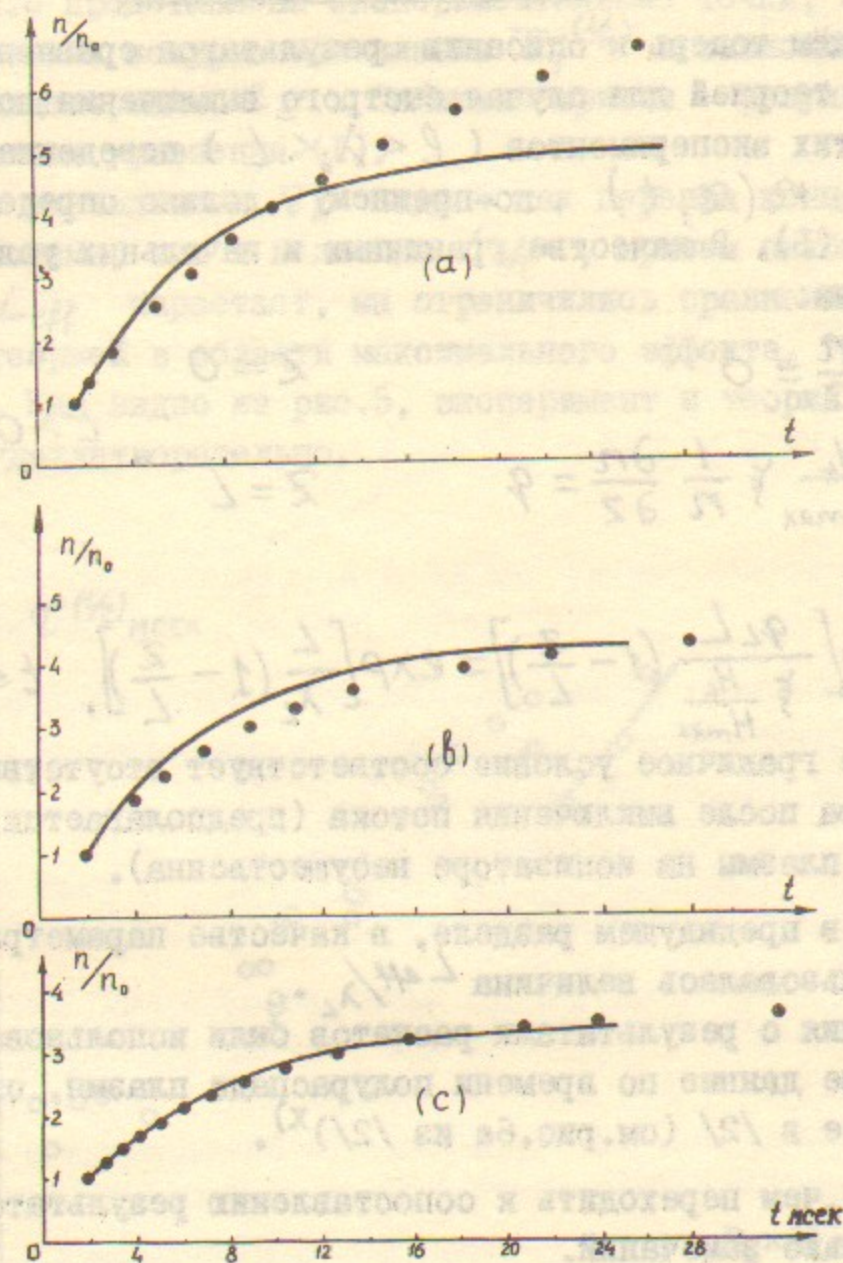


Рис.4. Динамика установления стационарного распределения. Сплошные линии - эксперимент, точки - теория. Экспериментальные кривые соответствуют осциллограммам рис.3.

плотностях. Однако, как показали оценки, при плотности плазмы у ионизатора  $n \sim 6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$  рекомбинационный поток составляет 6% от  $q_L$  и не может служить причиной наблюдающегося отклонения.

### 5. Динамика распада плазмы

Перейдем теперь к описанию результатов сравнения экспериментов с теорией для случая быстрого выключения потока. В условиях этих экспериментов ( $l < \lambda_L < L$ ) поведение плотности плазмы  $n(z, t)$ , по-прежнему, должно определяться уравнением (I). В качестве граничных и начальных условий были использованы:

$$\begin{cases} \frac{\partial n}{\partial z} = 0 & z = 0 \\ -\frac{H_L}{H_{max}} \approx \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial z} = q & z = L \end{cases} \quad t > 0 \quad (5)$$

$$\frac{n(z)}{n_L} = \exp\left[\frac{q_L L}{\frac{H_L}{H_{max}}} \left(1 - \frac{z}{L}\right)\right] = \exp\left[\frac{L}{\lambda_L} \left(1 - \frac{z}{L}\right)\right], \quad t \leq 0$$

Первое граничное условие соответствует отсутствию потока с ионизатора после выключения потока (предполагается, что рекомбинация плазмы на ионизаторе несущественна).

Как и в предыдущем разделе, в качестве параметра в расчетах использовалась величина  $L_{eff}/\lambda_L$ . Для сравнения с результатами расчетов были использованы экспериментальные данные по времени полураспада плазмы, опубликованные ранее в /2/ (см. рис. 6а из /2/)<sup>х</sup>.

Прежде чем переходить к сопоставлению результатов, сделаем несколько замечаний.

1) В /2/ эффективный размер области диффузионного течения плазмы не определялся. В дальнейшем, однако, пространственные распределения плотности плазмы в широком диапазоне параметров были исследованы достаточно подробно /10/. На основании этих исследований удалось "восстановить" значения  $L_{eff}$  для величин  $n_0/n_L$ , приведенных в /2/. Естественно, что описанная процедура несколько снизила точность сопоставления результатов.

2) Замечание, сделанное в предыдущем разделе о точности сопоставления временных масштабов за счет неопределенности численного коэффициента  $A$  справедливо и в данном случае.

х) В /2/ распад плазмы исследовался в точке, отстоящей от последнего зонда на девять пробкотронов.

На рис. 5 представлены экспериментальные точки, соответствующие времени полураспада плазмы  $\tau_0^{(1/2)}$  в зависимости от выходной концентрации  $n_L$ . Сплошная кривая — результат численного решения уравнения (I). Поскольку с уменьшением  $n_L$  падает как перепад концентраций на длине системы, так и величина  $L_{eff}$ , причем ошибка в определении  $L_{eff}$  нарастает, мы ограничились сравнением эксперимента с теорией в области максимального эффекта, где ошибки минимальны. Как видно из рис. 5, эксперимент и теория согласуются вполне удовлетворительно.

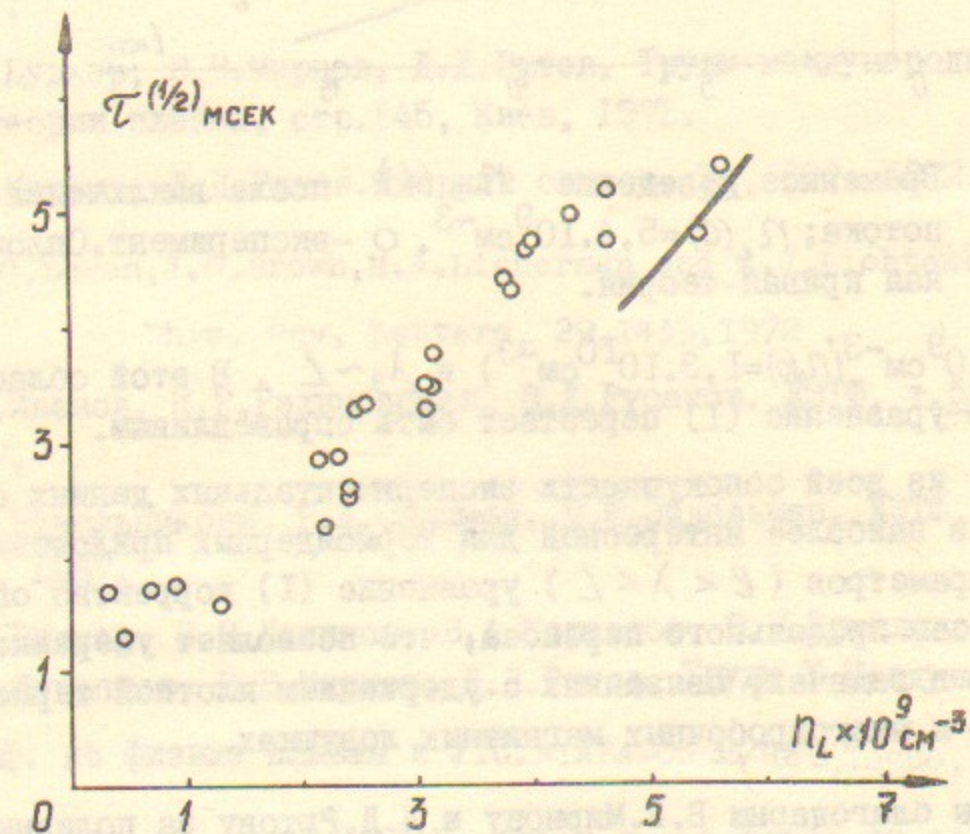


Рис. 5. Время полураспада плазмы  $\tau_0^{(1/2)}$  в зависимости от плотности плазмы на выходе ловушки,  $\circ$  — эксперимент, — — теория.

На рис. 6 представлены результаты сопоставления временного поведения плотности плазмы  $n_0(t)$  после выключения потока. Сплошная кривая соответствует осциллограмме, приведенной в /2/ на рис. 5,а. Можно отметить хорошее согласие эксперимента с теорией. Отклонение расчетной кривой от эксперимента наблюдается спустя  $\sim 10$  мсек после выключения потока, когда



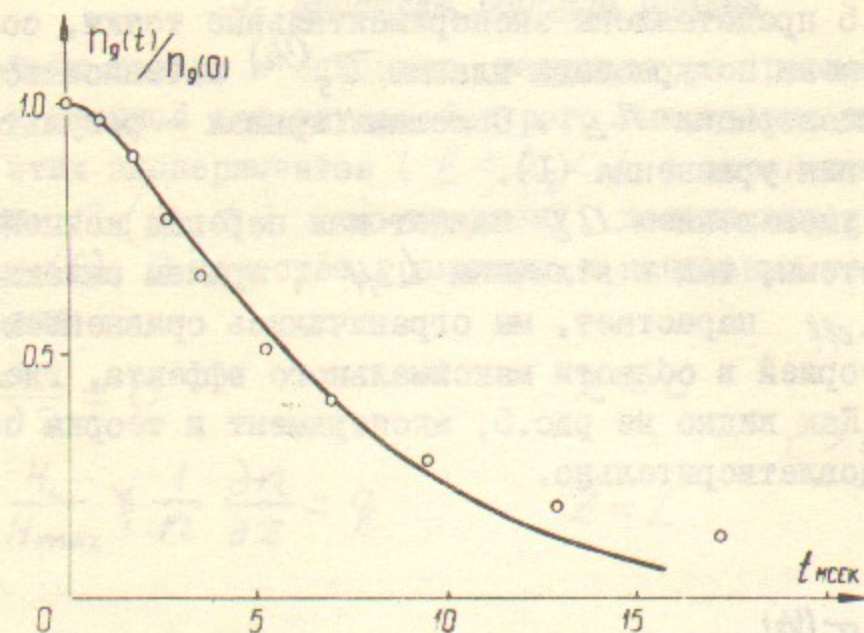


Рис.6. Временное поведение  $n_g(t)$  после выключения потока;  $n_g(0) = 5,4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ .  $\circ$  — эксперимент. Сплошная кривая — теория.

$n_g < 3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$  ( $n_g(0) = 1,3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ) и  $\lambda_g \sim L$ . В этой области параметров уравнение (I) перестает быть справедливым.

Итак, из всей совокупности экспериментальных данных следует, что в наиболее интересной для термоядерных приложений области параметров ( $\ell < \lambda < L$ ) уравнение (I) корректно описывает процессы продольного переноса; что позволяет уверенно применять его в задачах, связанных с удержанием плотной термоядерной плазмы в многопробочных магнитных ловушках.

Авторы благодарны В.В.Мирнову и Д.Д.Рятову за полезные обсуждения и П.З.Чеботаеву за помощь в проведении расчетов.

## Л и т е р а т у р а

1. Г.И.Будкер, В.В.Данилов, Э.П.Кругляков, Д.Д.Рятов, Е.В.Шуныко. Письма в ЖЭТФ 17, 117, 1973.
2. Г.И.Будкер, В.В.Данилов, Э.П.Кругляков, Д.Д.Рятов, Е.В.Шуныко. ЖЭТФ 65, 562, 1973.
3. В.В.Данилов, Э.П.Кругляков, Е.В.Шуныко. Труды VI Европ. конф. по физике плазмы и проблеме УТС, стр.415, Москва, 1973.
4. Г.И.Будкер, В.В.Мирнов, Д.Д.Рятов. Письма в ЖЭТФ 14, 320, 1971.
5. Г.И.Будкер, В.В.Мирнов, Д.Д.Рятов. Труды международной конф. по теории плазмы, стр.145, Киев, 1971.
6. В.В.Мирнов, Д.Д.Рятов. Ядерный синтез, 12, 627, 1972.
7. B.G.Logan, J.G.Brown, M.A.Lieberman and A.J.Lichtenberg. Phys. Rev. Letters, 29, 1435, 1972.
8. А.А.Иванов, Я.Р.Рахимбабаев, В.Д.Русанов. ЖЭТФ, т.52, 833, 1967.
9. Н.С.Бучельникова, Р.А.Салимов, Ю.И.Эйдельман. ЖЭТФ, т.52, 837, 1967.
10. Г.И.Будкер, В.В.Данилов, В.А.Корнилов, Э.П.Кругляков, В.Н.Лукьянов, В.В.Мирнов, Д.Д.Рятов. Труды V Международной конф. по физике плазмы и УТС. NIAEA-CN-33/H8-3, Токио, 1974.
11. R.W.Motley and D.L.Jassby, Phys.Rev.Letters, 22, 333, 1969.

1. Т.Н.Вульф, В.В.Давыдов, С.Н.Крутицкий, М.В.Романов, В.В.Сидорин  
по теории в квантовой механике, 1974, 117, 1974.
2. Т.Н.Вульф, В.В.Давыдов, С.Н.Крутицкий, М.В.Романов, В.В.Сидорин  
по теории в квантовой механике, 1974, 117, 1974.
3. В.В.Давыдов, С.Н.Крутицкий, Е.В.Шульц, Т.Н.Вульф  
по теории в квантовой механике, 1974, 117, 1974.
4. Т.Н.Вульф, В.В.Давыдов, С.Н.Крутицкий, М.В.Романов, В.В.Сидорин  
по теории в квантовой механике, 1974, 117, 1974.
5. Т.Н.Вульф, В.В.Давыдов, С.Н.Крутицкий, М.В.Романов, В.В.Сидорин  
по теории в квантовой механике, 1974, 117, 1974.
6. В.В.Давыдов, С.Н.Крутицкий, Е.В.Шульц, Т.Н.Вульф  
по теории в квантовой механике, 1974, 117, 1974.
7. Т.Н.Вульф, В.В.Давыдов, С.Н.Крутицкий, М.В.Романов, В.В.Сидорин  
по теории в квантовой механике, 1974, 117, 1974.
8. А.А.Насонов, В.В.Давыдов, С.Н.Крутицкий, М.В.Романов, В.В.Сидорин  
по теории в квантовой механике, 1974, 117, 1974.
9. В.В.Давыдов, С.Н.Крутицкий, Е.В.Шульц, Т.Н.Вульф  
по теории в квантовой механике, 1974, 117, 1974.
10. В.В.Давыдов, С.Н.Крутицкий, Е.В.Шульц, Т.Н.Вульф  
по теории в квантовой механике, 1974, 117, 1974.
11. В.В.Давыдов, С.Н.Крутицкий, Е.В.Шульц, Т.Н.Вульф  
по теории в квантовой механике, 1974, 117, 1974.

---

Ответственный за выпуск Г.А.СПИРИДОНОВ  
Подписано к печати 11.12.1974г. МН 08607  
Усл. 0,9 печ.л., тираж 200 экз. Бесплатно.  
Заказ № 101 . ПРЕПРИНТ

---

Отпечатано на ротапринтере в ИЯФ СО АН СССР, вг.