

## ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ НА УСТАНОВКЕ "ТУМАН-2" МЕТОДОМ АКТИВНОЙ КОРПУСКУЛЯРНОЙ ДИАГНОСТИКИ

*Е.Л. Березовский, А.И. Кисляков, Е.А. Михайлов*

На тороидальной установке для магнитного адиабатического нагрева "Туман-2" измерены распределения плотности плазмы по малому сечению плазменного шнура для различных моментов времени сжатия и расширения. Измерения выполнены путем зондирования плазмы пучками быстрых атомов водорода по различным хордам разрядной камеры. Показано, что во время сжатия общее число заряженных частиц в плазменном шнуре увеличивается на 60–90%, что связано с увеличением их времени жизни. Коэффициент диффузии плазмы поперек магнитного поля, в режиме омического нагрева совпадающий по величине с боровским ( $8 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{сек}$ ), уменьшается во время сжатия до величины, не превосходящей  $2 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{сек}$ .

Установка "Туман-2" предназначена для изучения адиабатического сжатия плазмы нарастающим тороидальным магнитным полем [1]. Ади-

абатическое сжатие является одним из возможных методов нагрева плазмы в замкнутых системах. Важнейшая характеристика процесса сжатия — изменение распределения концентрации плазмы во времени, которое позволяет судить об эффективности сжатия. Во время сжатия диаметр плазменного шнура не ограничивается диафрагмой, и изменение распределения концентрации во времени определяется изменением напряженности магнитного поля  $H$  и диффузией плазмы поперек  $H$ . При этом по изменению распределения концентрации во времени становится возможным прямое измерение коэффициента диффузии плазмы.

Тороидальная разрядная камера установки "Туман-2" имеет большой радиус 40 см, малый — 10 см, радиус диафрагмы — 8 см. Давление водорода перед разрядом в настоящих экспериментах составляло  $2 \cdot 10^{-4}$  мм рт. ст. Предварительный нагрев плазмы осуществлялся током разряда величиной 5 кА. Сжатие включалось спустя 1 мсек после начала разряда, когда ток, концентрация плазмы и электронная температура выходили на плато. Для сжатия плазменного шнура продольное магнитное поле увеличивалось с 3,2 до 11,5 кГс за 125 мсек и в последующие 125 мсек опять уменьшалось до первоначального значения.

Определение распределения концентрации производилось путем зондирования пучком быстрых атомов по различным хордам малого сечения разрядной камеры. Подробное описание диагностической установки для зондирования и метода определения концентрации по ослаблению атомного пучка приведено в [2]. В данной работе зондирование производилось пучком атомов водорода с энергией 8 кэВ. По величине ослабления вычислялась плотность плазменной мишени, равная

$$\bar{n}l(x, t) = \int_l n(y) dy, \quad (1)$$

где  $l(x)$  — длина хорды плазменного шнура, расположенной на расстоянии  $x$  от оси камеры,  $n(x, y)$  — концентрация плазмы,  $t$  — время. Зондирование по различным хордам осуществлялось путем параллельного перемещения атомного пучка вдоль малого диаметра разрядной камеры, лежащего в экваториальной плоскости тора. Допустимое перемещение ограничивалось размерами патрубков и составляло 13 см ( $\pm 6,5$  см от центра камеры). По полученным для разных хорд значениям  $\bar{n}l$ , относящимся к одинаковым моментам времени, были построены профили,  $\bar{n}l$ , часть из которых приведена на рис. 1.

Путем интегрирования профилей  $\bar{n}l$  по  $x$  можно определить общее число заряженных частиц  $N$ , приходящееся на единицу длины плазменного шнура. Результаты такого интегрирования в пределах  $x$ , "видимых" пучком, представлены точками на рис. 2. Видно, что  $N$  увеличивается в процессе сжатия от  $1 \cdot 10^{15}$  до  $1,9 \cdot 10^{15}$  частиц/см. Увеличение  $N$  может быть связано, во-первых, с поступлением заряженных частиц с периферийных участков плазменного шнура, "невидимых" пучком ( $|x| > 6,5$  см), во-вторых, с увеличением потока нейтралей со стенок во время сжатия, и наконец, с увеличением времени жизни заряженных частиц в сжатом шнуре. Для оценки возможного вклада периферийных частиц в увеличение  $N$  была произведена экстраполяция профиля  $\bar{n}l$ , соответствующего началу сжатия (показана на рис. 1 штриховой линией).

Результат интегрирования экстраполированного профиля, обозначенный на рис. 2 треугольником, показывает, что вклад таких частиц в увеличение  $N$  не превосходит  $0,15 \cdot 10^{15}$  частиц/см. Из результатов исследования свечения плазмы, приведенных в [3], следует, что поток атомов, поступающий в плазму со стенки, не возрастает при сжатии. Таким образом, наблюдаемый рост  $N$  свидетельствует об увеличении времени жизни заряженных частиц в сжатом шнуре.

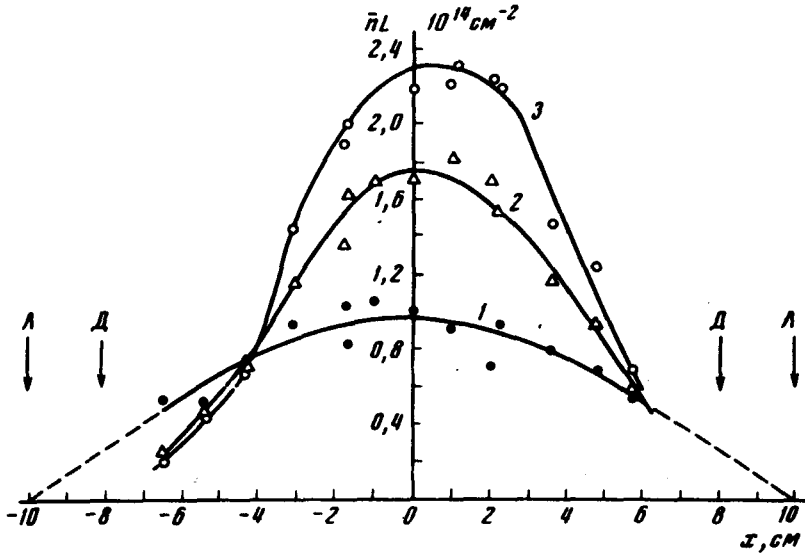


Рис. 1. Профили линейной плотности  $\bar{n}l$ , относящиеся к различным моментам времени: 1 – 0 мксек, 2 – 50 мксек, 3 – 125 мксек после начала сжатия;  $D$  – радиус диафрагмы,  $L$  – радиус лайнера

Рассмотрение баланса заряженных частиц в плазменном шнуре позволяет определить разницу между коэффициентами диффузии плазмы в режиме омического нагрева  $D_{\text{ом.н}}$  и при сжатии  $D_{\text{сж}}$ , если предположить, что поток атомов со стенки не меняется при включении сжатия. Отмеченное выше постоянство концентрации плазмы непосредственно перед сжатием означает, что в режиме омического нагрева увеличение числа заряженных частиц, связанное с ионизацией поступающего потока, компенсируется уходом их из шнура за счет диффузии. После начала сжатия уход замедляется, и ионизация потока атомов со стенки приводит к увеличению  $N$ . Отсюда можно определить разницу между потоками заряженных частиц до и после включения сжатия, и следовательно, разницу между  $D_{\text{ом.н}}$  и  $D_{\text{сж}}$ . Расчеты показывают, что

$$D_{\text{ом.н}} - kD_{\text{сж}} = 8 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{сек}, \quad (2)$$

где  $k$  – численный коэффициент порядка нескольких единиц.

Для определения коэффициента в сжатом шнуре производилось сравнение формы профилей  $\bar{n}l$  для моментов времени сжатия и расширения, соответствующих одинаковой напряженности продольного магнитного

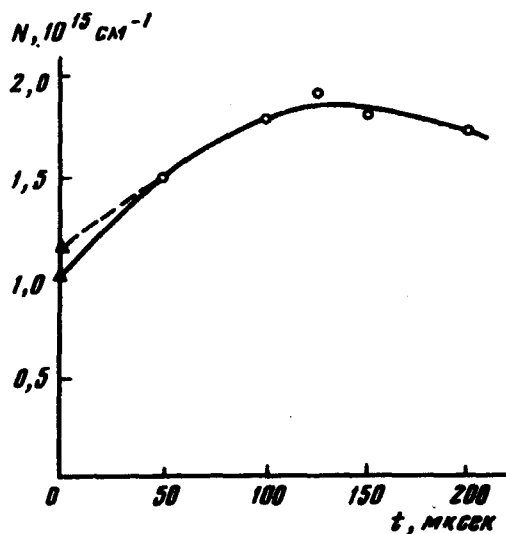


Рис. 2: Изменение во времени общего числа заряженных частиц, приходящихся на единицу длины плазменного шнура

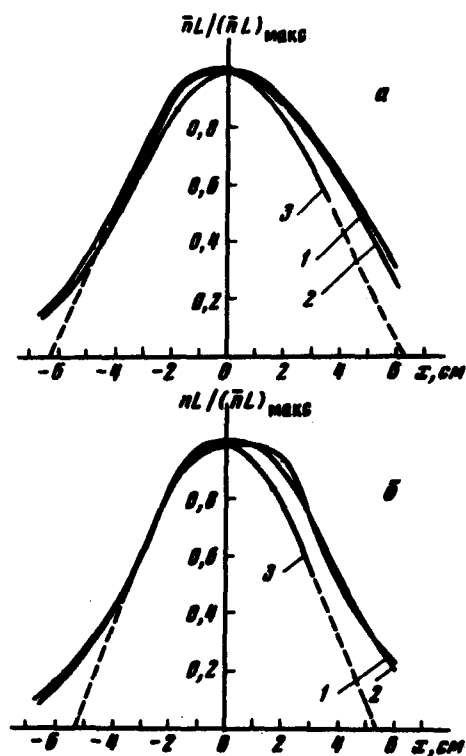


Рис. 3. Сравнение формы профилей  $\bar{n}l$ , соответствующих одинаковой напряженности магнитного поля. а -  $H = 8$  кГс, 1 - 50 мксек, 2 - 200 мксек от начала сжатия; б -  $H = 11$  кГс, 1 - 100 мксек, 2 - 150 мксек от начала сжатия

поля  $H$ . Заметим, что ионизация атомов водорода, поступающих со стенок, не может заметно повлиять на форму профилей  $\bar{n}l$ , так как длина свободного пробега атомов водорода в плазме по отношению к ионизации сравнима с радиусом плазменного шнура. Для сравнения профилей производилась нормировка их на единицу в максимуме. Нормированные профили для двух значений напряженности  $H$  представлены на рис. 3 (кривые 1 и 2). Здесь же приведены профили, полученные в результате пересчета кривой 1 (рис. 1), относящейся к началу сжатия, к соответствующим значениям  $H$  в предположении вмороженности плазмы в магнитное поле (кривые 3). Из рисунка видно, что профили  $\bar{n}l$ , относящиеся к одинаковым значениям  $H$  при сжатии и расширении плазмы, по форме совпадают между собой в пределах погрешностей измерений. Это означает, что за интервал времени от 50 до 200  $\mu\text{сек}$  диффузия плазмы не приводит к уширению профиля  $\bar{n}l$  на величину, выходящую за пределы погрешностей измерений. Отсюда можно определить верхний предел коэффициента диффузии плазмы в сжатом шнуре. Расчеты показали, что  $D_{\text{сж}} \leq 2 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{сек}$ . При этом из (2) следует, что  $D_{\text{ом.н}} \approx 8 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{сек}$ . Из рис. 3 видно также, что экспериментальные профили, относящиеся к моментам времени 50 и 200  $\mu\text{сек}$  ( $H = 8 \text{ кгс}$ ) и 100 и 150  $\mu\text{сек}$  ( $H = 11 \text{ кгс}$ ) шире расчетных. Это указывает на то, что на начальной стадии сжатия плазма не является полностью вмороженной в магнитное поле.

Таким образом, настоящие результаты свидетельствуют об уменьшении коэффициента диффузии плазмы поперек магнитного поля во время сжатия при отрыве плазменного шнура от диафрагмы. Как отмечается в [3], по абсолютной величине коэффициент диффузии плазмы в режиме омического нагрева близок к боровскому ( $4 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{сек}$ ), а для сжатого шнура не превосходит значений, получаемых из псевдоклассических расчетов ( $3 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{сек}$ ).

В заключение авторы выражают признательность М.Г.Каганскому и всему коллективу сотрудников, работающих на установке "Туман", за содействие в проведении экспериментов и полезные обсуждения. Авторы благодарны профессору В.В.Афросимову за постоянное внимание.

Физико-технический институт  
им. А.Ф.Иоффе  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
28 января 1974 г.

### Литература

- [1] A.I.Anisimov et al. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Vienna, 3, 543, 1971.
- [2] В.В.Афросимов, Б.А.Иванов, А.И.Кисляков, М.П.Петров. ЖТФ, 36, 89, 1966.
- [3] Е.Л.Березовский, В.К.Гусев, М.Г.Каганский, С.Г.Калмыков, А.И.Кисляков, Г.М.Мальшев, В.Л.Паутов, Г.Т.Раздобарин, Л.В.Соколова, С.С.Тюльпанов, К.Г.Шаховец. ЖТФ, 1974 г. (в печати)