

ЖУРНАЛ
ТЕХНИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ТОМ XLVI

ОТДЕЛЬНЫЙ ОТТИСК



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
ЛЕНИНГРАДСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО БАЛАНСА ИОННОГО КОМПОНЕНТА ПРИ СЖАТИИ ПЛАЗМЫ НА УСТАНОВКЕ «ТУМАН-2»

Е. Л. Березовский, А. И. Кисляков, А. В. Худолев и Я. Щтекел¹

В настоящей работе исследовано влияние адиабатического сжатия нарастающим магнитным полем на ионный компонент водородной плазмы. Эксперименты выполнены на тороидальной установке «Туман-2» [1] путем анализа атомов перезарядки, испускаемых плазмой. На рис. 1 приведены осциллограммы, характеризующие режим работы установки «Туман-2». На предварительной стадии разряда с помощью омического нагрева создавалась плазма с плотностью и температурой электронов, равными соответственно $n_e = 0.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и $T_e = 110 \text{ эВ}$. Примерно через 2 мс после начала тока, когда плотность и температура выходили на плато, начиналось сжатие, которое осуществлялось путем увеличения тороидального магнитного поля H_0 в 3 раза за 0.125 мс. При этом n_e и T_e увеличивались соответственно до $1.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и 300 эВ.

Для исследования спектра атомов перезарядки и измерения абсолютной величины потока атомов применялся анализатор атомных частиц, описанный ранее [2] и позволявший измерять спектр атомов с энергией свыше 100 эВ. Ось анализатора была направлена перпендикулярно экваториальной плоскости тора и располагалась вдоль его малого диаметра. Измерения велись как в режиме со сжатием плазмы, так и без сжатия в режиме омического нагрева.

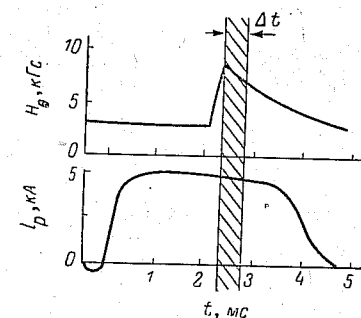


Рис. 1. Осциллограммы продольного магнитного поля H_0 и тока разряда I_p на установке «Туман-2» [1].

Δt — интервал времени, к которому относятся результаты измерения потока атомов перезарядки.

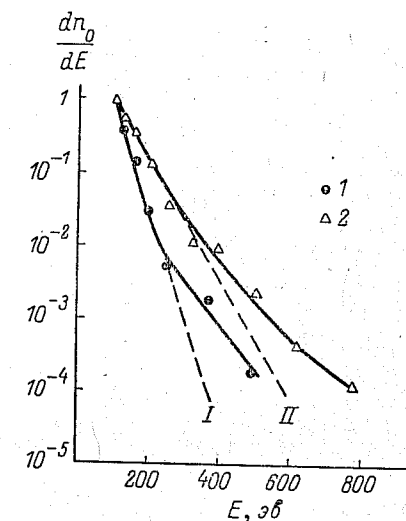


Рис. 2. Энергетические распределения атомов dn_0/dE , усредненные за интервал времени $\Delta t = 0.5 \text{ мс}$.

I — омический нагрев, II — сжатие.
I — $kT = 30$, II — 55 эВ.

На рис. 2 приведены спектры атомов перезарядки dn_0/dE . Эти спектры относятся к интервалу времени длительностью 0.5 мс, заштрихованному на рис. 1. Начало этого интервала совпадало с моментом достижения максимума сжимающим магнитным полем при работе со сжатием. Для удобства сравнения спектры построены в относительных единицах и нормированы на 1 при энергии атомов 100 эВ. Из этого рисунка видно, что спектры имеют характер, близкий к максвелловскому, в диапазоне энергий до 300 эВ с наклонами, соответствующими температурам ионов $T_i^{(ом)} = 30 \text{ эВ}$ для омического нагрева и $T_i^{(сж)} = 55 \text{ эВ}$ для сжатия. Наблюдаемое изменение T_i совпадает по

величине с эффектом, ожидаемым от адиабатического сжатия и равным $\left(\frac{H_0^{(сж)}}{H_0^{(ом)}}\right)^{2/3} = 1.95$ (с учетом уменьшения H_0 в интервале Δt). При энергии свыше 300 эВ характер спектров отличается от максвелловского, что, вероятно, следует связать с наличием ускорительного механизма нагрева ионов. Однако доля ускоренных ионов является незначительной и не превосходит нескольких процентов от общего количества ионов.

Измерения абсолютной величины потока быстрых атомов позволяют оценить плотность атомов в центре плазменного шнура. Для этого необходимо проэкстраполировать измеренные спектры в область низких энергий, предполагая распределение максвелловским с температурой, соответствующей прямой участку спектра, и найти величину полного потока быстрых атомов из плазмы. Величина полного потока в предположении изотропного распределения атомов оказалась равной для омического нагрева $I_0^{(ом)} = 1 \cdot 10^{15} \text{ атомов/см}^2 \cdot \text{с}$ и для сжатия $I_0^{(сж)} = 6 \cdot 10^{14} \text{ атомов/см}^2 \cdot \text{с}$.

¹ Институт физики плазмы АН ЧССР, Прага.

Величина полного потока I_0 связана с диаметром d центральной части плазменного шнура, ответственной за образование измеряемого потока, и плотностью ионов n_i и атомов n_0 в ней соотношением

$$I_0 = \frac{1}{4} n_0 n_i \langle \sigma_n v_i \rangle d, \quad (1)$$

где $\langle \sigma_n v_i \rangle$ — произведение сечения резонансной перезарядки протонов на их относительную скорость, усредненное по распределению по скоростям. Считая, что профиль T_i близок к профилю T_e , приведенному в [1], берем d равным 5 см для омического нагрева и 3 см для сжатия и получаем $n_i^{(ом)} = 3.5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ и $n_i^{(сж)} = 1.5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$.

Располагая данными о величине T_i и n_0 и используя результаты, приведенные в работе [1], оценим роль возможных каналов потери энергии ионным компонентом плазмы из центральной части шнура. Прежде всего найдем энергетическое время жизни ионов τ_E , которое в стационарном режиме в предположении, что нагрев ионов происходит только за счет кулоновских столкновений, определяется соотношением

$$\tau_E = \frac{3}{2} \frac{T_i}{Q_{ei}}, \quad (2)$$

где Q_{ei} — энергия, передаваемая в единицу времени от электронов к ионам в расчете на одну частицу. И для омического нагрева, и для сжатия τ_E оказывается порядка 1 мс. Заметим, что τ_E мало по сравнению с временем передачи энергии от электронов к ионам τ_{ei}

$$\tau_{ei} = 17 \frac{T_e^{3/2}}{n_e}, \quad (3)$$

равным для омического нагрева $\tau_{ei}^{(ом)} = 5$ мс и для сжатия $\tau_{ei}^{(сж)} = 7$ мс, и, следовательно, должно наблюдаться существенное отставание T_i от T_e , что и подтверждается измерениями.

Потери энергии ионного компонента плазмы происходят за счет перезарядки, диффузии и ионной теплопроводности, и, следовательно,

$$\frac{1}{\tau_E} = \frac{1}{\tau_{ii}} + \frac{1}{\tau_d} + \frac{1}{\tau_T}, \quad (4)$$

где τ_{ii} и τ_d — время жизни ионов по отношению к перезарядке и диффузии и τ_T — энергетическое время жизни ионов по отношению к теплопроводности.

Время жизни по отношению к перезарядке τ_{ii} можно оценить исходя из полученных значений для плотности нейтральных атомов в плазме

$$\tau_{ii} = \frac{1}{n_0 \langle \sigma_n v_i \rangle}. \quad (5)$$

Для омического нагрева получаем $\tau_{ii}^{(ом)} = 10$ мс и для сжатия $\tau_{ii}^{(сж)} = 20$ мс. Чтобы оценить время жизни по отношению к диффузии τ_d , можно воспользоваться тем обстоятельством, что плотность плазмы в стационарной фазе разряда не меняется во времени. Это означает, что уход ионов вследствие диффузии компенсируется ионизацией нейтральных атомов в объеме плазмы

$$\frac{dn_i}{dt} = -\frac{n_i}{\tau_d} + n_e n_0 \langle \sigma_n v_e \rangle = 0, \quad (6)$$

где $\langle \sigma_n v_e \rangle$ — произведение сечения ионизации атомов водорода электронами на их относительную скорость, усредненное по распределению по скоростям. Отсюда, считая $n_i = n_e$, находим

$$\tau_d = \frac{1}{n_0 \langle \sigma_n v_e \rangle}, \quad (7)$$

что дает для омического нагрева $\tau_d^{(ом)} \sim 10$ мс и для сжатия $\tau_d^{(сж)} \sim 25$ мс. Следует заметить, что полученные значения носят оценочный характер в связи с возможным влиянием примесей.

Сравнение полученных значений τ_{ii} и τ_d с энергетическим временем жизни ионов τ_E показывает, что как в омическом нагреве, так и при сжатии потери энергии ионного компонента следует отнести в основном за счет теплопроводности и $\tau_T \sim \tau_E \sim 1$ мс.

Измеренное нами значение T_i в режиме омического нагрева хорошо совпадает со значением, предсказываемым формулой Арцимовича [3]

$$T_i = 6 \cdot 10^{-7} (I_p n_e H_0 R^2)^{1/3}, \quad (8)$$

где R — большой радиус тора. Эта формула выведена из уравнения энергетического баланса для ионов в тороидальных системах в предположении неоклассической теплопровод-

ности из области «плато». Для $I_p = 5$ кА, $H_0 = 4$ кГс, $n_e = 0.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и $R = 40$ см, соответствующих условиям на установке «Туман», формула (8) дает $T_i = 30$ эВ. Указанное совпадение является подтверждением нашего вывода о том, что основным механизмом потери энергии ионами является ионная теплопроводность. Оно свидетельствует также о том, что роль ускорительных механизмов в нагреве основной массы ионов незначительна.

В работе [1] указывается, что общие потери энергии из плазмы характеризуются энергетическим временем жизни, составляющим в омическом режиме нагрева 0.15 мс и в режиме сжатия 0.6 мс. Сравнивая эти значения с полученными в данной работе τ_E , относящимися к ионному компоненту плазмы, можно видеть, что в режиме омического нагрева общие потери определяются в основном уходом энергии из электронного компонента. В режиме же сжатия скорости потерь энергии ионами и электронами сравнимы между собой.

В заключение следует отметить, что приведенная в данной работе трактовка полученных результатов не является единственно возможной, что связано с отсутствием данных о низкоэнергетической части спектра и о плотности атомов-мишеней для перезарядки в плазменном шнуре. Однако эта трактовка находится в хорошем соответствии с другими результатами, полученными в данной серии экспериментов, и кажется нам наиболее вероятной.

Литература

- [1] В. К. Гусев, В. А. Ипатов, М. Г. Каганский, С. Г. Калмыков, Г. Т. Раздобарин, К. Г. Шаховец, И. Д. Шприц. Письма ЖЭТФ.
- [2] В. В. Аффросимов, И. П. Гладковский, А. И. Кисляков, М. П. Петров. ЖТФ, 33, 205, 1963.
- [3] Л. А. Арцимович, А. В. Глухов, М. П. Петров. Письма ЖЭТФ, 11, 449, 1970.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
29 июля 1975 г.

УДК 621.384.633.51

ЗАПУСК ЭЛЕКТРОННОЙ МОДЕЛИ УСКОРИТЕЛЯ С АЗИМУТАЛЬНОЙ ВАРИАЦИЕЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Н. П. Бельский, М. Ф. Ворогушин, А. К. Ливеровский, В. И. Петрунин,
И. С. Скрыдлык, Г. Г. Чирков и И. И. Якунина

В работе [1] показана целесообразность применения азимутально-варьированного электрического поля для изохронного ускорения ионов до пороговой энергии. Логическим продолжением явилось создание электронной модели подобной установки. В качестве прототипа выбран ускоритель дейтронов на энергию 3 МэВ для активационного анализа [2]. Моделирование проведено по скорости частиц $\beta = 0.0567$ и кратности ускорения $\nu = 10$. Основные параметры электронной модели выбраны следующими: апертура канала для пучка 0.004 м, начальный и конечный радиусы ускорения 0.0155 и 0.05 м соответственно, напряженность магнитного поля в центре 18.53 Э, частота поля 526.16 мГц, число оборотов частицы до конечной энергии 10.

Изохронное магнитное поле с точностью $4 \cdot 10^{-4}$ формируется десятию концентрическими обмотками (см. рисунок), ось симметрии которых ориентирована по силовой линии магнитного поля земли и близлежащих масс, что позволило избежать экранировки.

Азимутально-варьированное высокочастотное электрическое поле с амплитудой 10 В создается посредством синфазной прямоугольной вариации границ зазора тороидального резонатора. В модели применены внутренняя инжекция частиц с энергией 75 эВ из целевого источника и мишенное устройство для измерения спектра.

Основные трудности, возникшие при запуске модели, оказались связанными со вторичными процессами: искажением электрического поля, вызванного зарядкой диэлектрических пленок масла электронами, и влиянием неускоренных или дрейфующих частиц.

Пучок с проектной энергией 820 эВ был получен при расчетных значениях уровня магнитного поля, частоты и амплитуды электрического поля. Ток ускоренных электронов на мишени составлял 1 мкА, при этом кулоновское поле пучка на первом обороте оказывалось соизмеримым с компонентами высокочастотного поля. При этих условиях

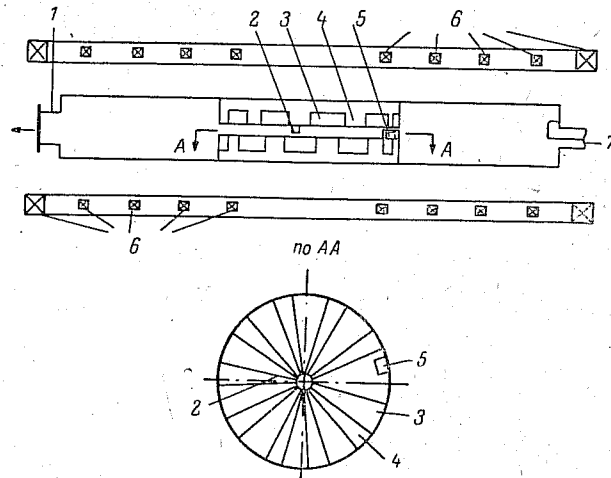


Схема установки.

1 — патрубок для откачки; 2 — целевой источник; 3, 4 — впадины и выступы ускоряющей структуры; 5 — мишенное устройство; 6 — обмотки, формирующие магнитное поле; 7 — высокочастотный ввод.

ширина резонансной кривой по магнитному полю составила 0.5%, а ширина энергетического спектра на полувысоте 5%.

Таким образом, запуск электронной модели подтверждает корректность физических представлений и теоретического аппарата, примененных для расчета ускорителя, а также доказывает возможность использования азимутальной вариации электрического поля для изохронного ускорения и фокусировки частиц в магнитном поле, не зависящем от азимута.

Литература

- [1] М. Ф. Ворогушин, В. И. Петрунин. ЖТФ, 44, 1484, 1974.
 [2] Н. Е. Ковпак и др. Тр. Всес. совещ. по ускорителям заряженных частиц, 426. Изд. «Наука», М., 1970.

Научно-исследовательский институт
 электрофизической аппаратуры
 им. Д. В. Ефремова
 Ленинград

Поступило в Редакцию
 1 августа 1975 г.

УДК 621.372.826

ЗАТУХАНИЕ СОБСТВЕННЫХ ВОЛН В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ

Г. И. Гордон, П. А. Мишнаевский и И. И. Теумин

Для передачи информации в оптическом диапазоне предполагается использование диэлектрических волноводов с малыми потерями. Поэтому в существующих теоретических работах при определении структуры поля и постоянных распространения не учитывается затухание в материале. Однако при решении задач, связанных с определением искажений распространяющихся сигналов, необходимо знать величины затухания для различных собственных волн.

В работах [1, 2] приведены выражения для затухания различных волн, однако в [1] они являются приближенными и справедливы только для двухслойного волокна при условии малых потерь. Кроме того, они громоздки и неудобны для исследования. В [2] по существу определяются потери для слоистого волновода путем расчета на ЭВМ