

НАГРЕВ ИОНОВ В УСТАНОВКЕ ТОКАМАК – 3

Л.А.Арцимович, А.М.Анашкин, Е.П.Горбунов, Д.П.Иванов,
М.П.Петров, В.С.Стрелков

В тороидальных магнитных ловушках типа токамак плазменный вихрь с продольным кольцевым током нагревается джоулевым теплом и стабилизируется сильным магнитным полем, напряженность которого во много раз превышает напряженность поля тока.

Эксперименты [1,2] показали, что в установках токамак достигается эффективное подавление основных магнитогидродинамических неустойчивостей плазмы. Показателем устойчивости может служить среднее время жизни частиц в плазме. В самой большой из действующих установок токамак (установке Т-3, в которой радиус поперечного сечения плазменного шнура составляет 12–15 см, а большой радиус тороидальной камеры равен 100 см) время жизни заряженных частиц превышает 10^{-2} сек.

В настоящей работе описываются результаты измерений ионной температуры, выполненные за последнее время на этой установке.

Измерения проведены при напряженности продольного магнитного поля $25+38$ кэ, силе продольного тока $60+120$ кэ и длительности процесса $30+70$ мсек. При этом концентрация плазмы составляла $3+6 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$, а температура электронной компоненты была ~ 1 кэв.

Величина T_i в установках токамак обычно измеряется путем анализа энергетического распределения вылетающих из шнура нейтральных атомов, возникающих в результате перезарядки ионов плазмы на остаточном газе [3].

Распределение атомов перезарядки по энергии отражает энергетическое распределение ионов плазмы. На рис. 1 приведена в логарифмическом масштабе типичная кривая энергетического распределения ионов, полученная указанным методом. При интерпретации этой кривой следует учитывать, что процесс перезарядки атомов в плазме должен иметь многоступенчатый характер. Медленный нейтральный атом, попадающий в плазму из окружающего пространства, испытывает перезарядку во внешних областях плазменного шнура. При первом акте перезарядки возникают

нейтральные атомы с энергией, соответствующей температуре ионов в периферийных слоях плазмы. С потоком этих атомов связана начальная часть кривой энергетического распределения, в пределах которой происходит быстрый спад величины $dn_0(E)/dE$. Пологая часть кривой, охватывающая область высоких ионов энергий, обязана своим происхождением атомам, вылетающим из плазмы после второго акта перезарядки, происходящего в глубоких слоях плазменного шнура. Температура ионов, определенная по наклону логарифмического графика в области высоких энергий, должна приближаться к максимальному значению ионной температуры по сечению плазмы, т.е. к значению T_i вблизи осевой линии плазменного шнура. Все сказанное далее относится к этой величине температуры. Измерения показывают, что T_i увеличивается с ростом концентрации плазмы и увеличением силы тока.

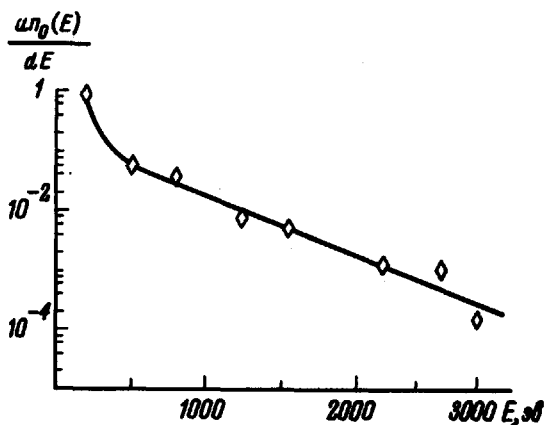


Рис.1. Энергетический спектр нейтральных атомов. Наклон кривой дает $T_i = 390$ эВ.
 $I = 120$ кА, $H = 36$ кэ

На рис. 2 показано изменение T_i во время прохождения тока через плазму (кривая 1). Через 20 мсек после начала разряда температура ионов достигает $300 + 400$ эВ и сохраняется на этом уровне в течение процесса. При этих значениях ионная температура дейтериевой плазмы может быть определена на основании измерения интенсивности термоядерного нейтронного излучения, поскольку измеренный спектр атомов перезарядки (рис. 1) указывает на максвелловский характер энергетического распределения дейтронов вплоть до 3 кэВ.

Измерения интенсивности нейтронного излучения (рис. 2) на установке Т-3 выполняется с помощью пропорциональных счетчиков, наполнен-

ных BF_3 . Контрольные эксперименты, в которых счетчик, помещаемый внутри парафинового блока, закрывался толстым слоем бора, позволяли исключить влияние жесткого рентгеновского излучения плазмы на измеряемый эффект. Для определения абсолютной величины нейтронного выхода счетчики градуировались с помощью источника ($\text{Pu} + \text{Be}$) при геометрических условиях, аналогичных тем, которые имеют место в установке Т-3.

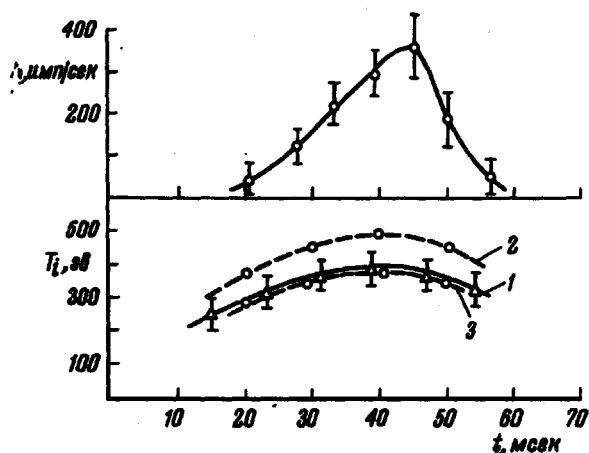


Рис.2. Вверху — интенсивность нейтронного излучения, как функция времени. Внизу — кривые изменения во времени температуры ионов. Кривая 1 — по спектру атомов перезарядки, кривые 2, 3 — по интенсивности нейтронного излучения

При определении T_i по величине нейтронного потока, вообще говоря, нужно знать распределение температуры и концентрации по сечению плазменного шнура. Однако благодаря экспоненциальной зависимости нейтронного излучения от T_i , ошибка в определении максимального значения ионной температуры, обусловленная допуском произволом в выборе функции распределения температуры по сечению плазмы, относительно невелика. Еще меньшее значение при оценке T_i имеет неточность в определении профиля концентрации плазмы, который можно определить методом многоканальной радиоинтерферометрии.

На рис. 2 кривыми 2 и 3 показаны результаты определения максимальной температуры ионов по нейтронному выходу, при разных предположе-

ниях о характере распределения $T_i(r)$: когда температура изменяется по параболическому закону, т.е. пропорционально $1 - (r^2/a^2)$, где r — расстояние от осевой линии плазменного витка (кривая 2), и когда температура ионов одинакова по всему сечению плазменного витка (кривая 3). В обоих случаях принято $a = 12$ см.

Сравнение вида зависимости $T_i(t)$, полученной по нейтронному выходу (кривые 2 и 3), с зависимостью $T_i(t)$, найденной по энергетическому спектру атомов перезарядки (кривая 1), показывает, что при одном из выбранных профилей распределения температуры разность значений T_i , определенных двумя различными экспериментальными методами, лежит в пределах ошибок измерений, при другом — она не превосходит 25%.

Этот основной результат экспериментов, с одной стороны, подтверждает предположение о том, что пологая часть кривой рис. 1 отражает истинное значение T_i для внутренних слоев плазмы, и, с другой стороны, является убедительным аргументом в пользу термоядерного происхождения наблюдаемого нейтронного излучения. Регулярность и большая длительность (~ 40 мсек) этого излучения также говорит в пользу теплового механизма возникновения ядерных реакций. Нетрудно убедиться в том, что нейтронное излучение обусловлено объемным эффектом. При том энергетическом спектре, который изображен на рис. 1, выход нейтронов за счет бомбардировки стенок быстрыми дейтронами, вылетающими из плазмы, должен быть по крайней мере на 5 порядков величины меньше измеренного на опыте. Специальные опыты показали, что нейтронное излучение изотропно вдоль обхода тора. Таким образом можно считать, что в описываемых экспериментах впервые зарегистрировано длительное термоядерное нейтронное излучение устойчивого плазменного витка.

Поступила в редакцию
13 июня 1969г.

Литература

- [1] Л.А.Арцимович, Г.А.Бобровский и др. АЭ, 22, 259, 1967.
- [2] Е.П.Горбунов, К.А.Разумова. АЭ, 15, 363, 1963.
- [2] В.В.Афросимов, М.П.Петров. ЖТФ, 37, 1995, 1967.