

## АНОМАЛЬНОЕ РАССЕЯНИЕ ЭНЕРГИИ ПЛАЗМЕННОГО ПОТОКА ПРИ ЕГО ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ГАЗООБРАЗНЫМИ МИШЕНЯМИ

*К.Б.Карташев, В.И.Пистуневич, В.В.Платонов,  
В.Д.Рютов, Е.А.Филимонова*

Обнаружено аномальное рассеяние энергии плазменного потока при его взаимодействии с газообразными мишенями. Наблюдаемое явление проявляется при перезарядке плазменного потока с плотностью тока  $j \geq 10$  а/см<sup>2</sup>.

Одним из методов нагрева плазмы в установках токамак является инжекция в них быстрых нейтральных частиц [1 – 3]. Расчеты показывают, что для нагрева ионов в существующих установках до температуры  $T_i \sim 1$  кэв требуется вложить в ионную компоненту мощность масштаба 1 вт/см<sup>3</sup>. Для осуществления подобных режимов в установках объемом  $\sim 500$  л необходимы потоки атомов с плотностью тока  $j \geq 1$  а/см<sup>2</sup> и энергией в диапазоне 5 – 10 кэв [4].

При получении потоков быстрых атомов необходимым этапом является перезарядка ионного потока на нейтральной мишени. Так как толщина мишени ограничена сверху кулоновским рассеянием, перезарядка потока с указанными параметрами должна приводить к образованию в мишени плазмы с плотностью, сравнимой с плотностью самой мишени. Это может привести к дополнительному взаимодействию первоначального потока ионов с частично ионизованной мишенью.

В работе описываются результаты экспериментального исследования перезарядки потока водородной плазмы с плотностью тока протонов  $j \geq 10$  а/см<sup>2</sup> в различных газообразных мишенях. Ранее было показано [5], что перезарядка плазменного сгустка с плотностью ионов  $n_i \approx 10^{11}$  см<sup>-3</sup> ( $j \sim 1$  а/см<sup>2</sup>) происходит в соответствии с моделью пар-

ных столкновений. При увеличении плотности плазменного потока более, чем на порядок величины, нами обнаружены аномально большие потери энергии потока, прошедшего через мишень.

Эксперименты проводились на установке ИНЕС [6]. Плазменный поток, создаваемый коаксиальной плазменной пушкой, в зоне перезарядки имел следующие параметры: среднюю плотность  $n \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , среднюю скорость протонов  $u = 8 \cdot 10^7 \text{ см/сек}$ , плотность энергии (энергия, переносимая плазменным сгустком через  $1 \text{ см}^2$  за импульс)  $\epsilon \geq 0,1 \text{ Дж/см}$  (плотность тока  $j \geq 10 \text{ а/см}^2$  при длительности импульса  $\sim 2 \text{ мксек}$ ). Схема установки и расположение диагностических средств приведены на рис. 1.

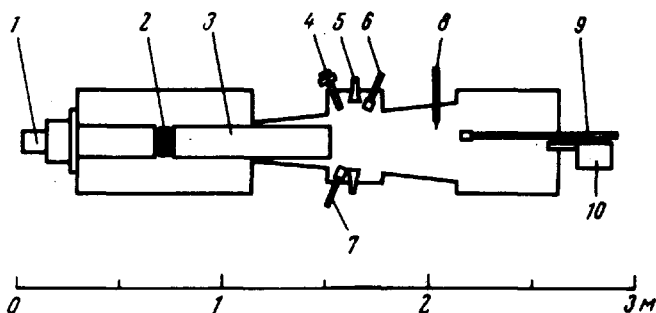


Рис. 1. Схема установки: 1 - плазменная пушка, 2 - сверхзвуковое магнитоное сопло, 3 - плазмодовод, 4 - клапан газовой мишени, 5 - СВЧ антенны, 6 - боковой термозонд, 7 - боковой болометр, 8 - двойной электрический зонд, 9 - прямой термозонд, 10 - анализатор атомов

Эксперименты по перезарядке на сверхзвуковой струе паров магния показали, что мишень толщиной  $nl \approx 10^{15} \text{ см}^{-2}$  уменьшает плотность энергии первоначального потока в два раза. Такое ослабление из-за кулоновского рассеяния можно было бы ожидать при  $nl \geq 10^{16} \text{ см}^{-2}$ . В связи с этим был исследован характер потерь энергии при прохождении плазменного потока через различные мишени. При этом преследовалась цель получить зависимость величины ослабления от заряда рассеивающих центров и от скорости налетающего потока, т. е. от основных параметров, входящих в формулу Резерфорда.

Выбор материала мишени определялся возможностью эффективной перезарядки протона с энергией 2 - 4 кэв и существенным различием в эффективном заряде рассеивающих центров. Поэтому в качестве мишени использовались струи водорода, углекислого газа и аргона.

На рис. 2 приведены зависимости плотности энергии плазменного сгустка, прошедшего через мишень, от ее толщины для разных сортов газа. Плотность энергии сгустка измерялась с помощью термозонда с разрешающим временем  $\tau < 1 \text{ мксек}$ , толщина мишени определялась импульсным манометром. Видно, что ослабление почти не зависит от сорта газа, в то время как при кулоновском рассеянии должно было бы наблюдаться существенное различие в поведении кривых. Кроме то-

го, величина наблюдаемого уменьшения плотности энергии потока и величина энергии, рассеянная на углы  $80$  и  $120^\circ$ , не могут быть объяснены рассеянием при парных столкновениях.

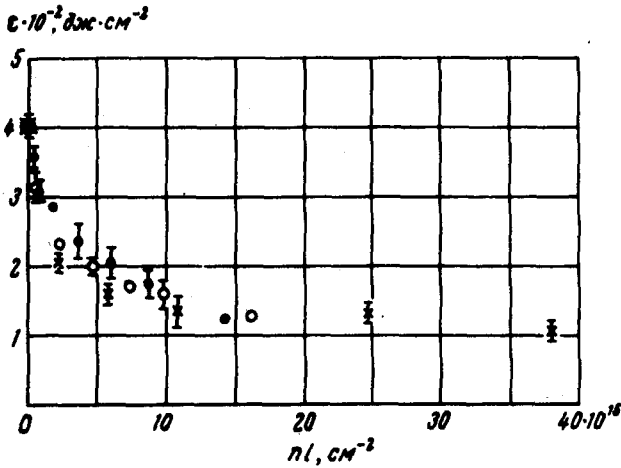


Рис. 2. Зависимость плотности энергии плазменного сгустка от толщины мишени. Обозначение:  $\times$  — мишень  $H_2$ ,  $\circ$  — Ar,  $\square$  —  $CO_2$

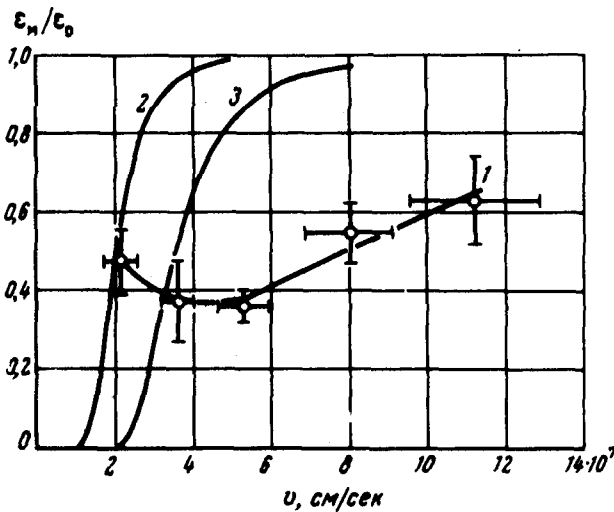


Рис. 3. Зависимость отношения  $\epsilon_M/\epsilon_0$  от скорости сгустка, измеренная при толщине водородной мишени  $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$  (кривая 1),  $\epsilon_M$  — плотность энергии сгустка, прошедшего через мишень,  $\epsilon_0$  — плотность энергии без мишени. Кривые 2 и 3 — теоретические при толщине водородной мишени  $2 \cdot 10^{15}$  и  $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$  соответственно

На рис. 3 приведено отношение плотности энергии плазменного потока, прошедшего через водородную мишень толщиной  $nl = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ , к его начальной энергии в зависимости от скорости сгустка. Здесь же приведены вычисленные значения этого отношения для двух толщин мишени в предположении кулоновского рассеяния при угловой апертуре приемника  $\theta = 0,1$ , соответствующей условиям эксперимента. Наблюдается качественное отличие экспериментальной кривой от зависимости, характерной для кулоновского рассеяния.

Потери энергии при прохождении плазменного сгустка через газовую мишень, в принципе, могут быть связаны с торможением сгустка как целого на электронах плазмы, образующейся в мишени. Однако, как показывает расчет, в условиях нашего эксперимента этот эффект не должен проявляться. Действительно, включение мишени не приводит к смещению во времени сигналов двойного электрического зонда и термозонда, расположенных за мишенью, что указывает на отсутствие заметного изменения скорости частиц, прошедших мишень. Об этом же свидетельствует подобие формы спектров быстрых атомов, полученных без мишени и с мишенью.

Таким образом, приведенные экспериментальные факты показывают, что обнаруженное уменьшение плотности энергии плазменного потока не связано с кулоновским взаимодействием.

По-видимому, наблюдаемое явление обусловлено развитием неустойчивости при взаимодействии плазменного потока с плазмой, образующейся в мишени.

Поступила в редакцию  
31 января 1974 г.

### Литература

- [1] Л.А.Арцимович. УФН, **91**, 365, 1967.
- [2] М.В.Незлин. Письма в ЖЭТФ, **16**, 112, 1972.
- [3] T. Stix. Plasma Phys., **14**, 367, 1972.
- [4] В.И.Пистунович. Токамак с инжекцией быстрых нейтралов. Препринт ИАЭ-2209, 1972 г., Москва.
- [5] К.Б.Карташев, В.И.Пистунович, В.В.Платонов, Е.А.Филимонова, ЖЭТФ, **59**, 779, 1970.
- [6] И.Н.Головин и др. Доклад CN-28/6-9 на Международной конференции по физике плазмы и УТС, 1971 г., Мэдисон.