

## ИНТЕНСИВНЫЙ ПОПЕРЕЧНЫЙ ПЕРЕНОС БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ТОКАМАКЕ

*А.В.Гуревич, Я.С.Димант, Ю.Н.Днестровский  
К.А.Разумова*

Обнаружен интенсивный вынос электронов с энергией, на порядок превышающей  $T_e$ , из центра плазменного шнура токамака к его периферийным областям.

Поведение быстрых электронов плазмы в постоянном электрическом поле  $E$  в тороидальных магнитных ловушках рассмотрено в [1]. В идеальном торе на данной магнитной поверхности функция распределения и поток убегающих электронов близки к полученным в случае пространственно однородной плазмы без магнитного поля. В частности, в относительно слабом поле,  $E \ll E_c$ ,  $E_c = 4\pi e^3 N \ln \Lambda / T_e$ , ( $N$ ,  $T_e$  – концентрация и температура электронов,  $\ln \Lambda$  – кулоновский логарифм) при не очень высоких энергиях электронов  $\mathcal{E} < \mathcal{E}_c = \frac{T_e}{2} \frac{E_c}{E}$  функция распределения, как и в [2], равна

$$\ln f \approx -\frac{\mathcal{E}}{T_e} + \frac{E}{E_c} \left( \frac{\mathcal{E}}{T_e} \right)^2. \quad (1)$$

Важная особенность тороидальной системы заключается, однако, в том, что температура электронов и поле  $E_c$ , зависящие от  $T_e$  и  $N$ , могут существенно различаться на разных магнитных поверхностях. Обмен быстрых частиц между магнитными поверхностями практически отсутствует. Поэтому, даже при относительно небольшом изменении  $T_e$  и  $E_c/E$ , функция распределения быстрых электронов ( $\mathcal{E} \gg T_e$ ), как видно из (1), изменяется по сечению тора экспоненциально резко. Она имеет резкий максимум вблизи оси тора (если там максимальна электронная температура). В этом случае функция распределения энергичных электронов, а вместе с ней и поток убегающих электронов, образуют узкий шнур в центре плазмы.

Эта простая картина заметно меняется в случае гофрированного вдоль главной оси, тороидального магнитного поля. В реальных токамаках относительная глубина гофров  $\delta \sim 0,01 \div 0,1$  ( $\delta = \Delta B/B$ , где  $B$  – магнитное поле,  $\Delta B$  – глубина магнитной ямы, в данном гофре). Наличие гофрировки магнитного поля приводит к захвату части электронов в гофры – суперзапертые частицы [3]. Для этих частиц, обладающих короткими траекториями, не справедливо вращательное преобразование, так что важное значение для них приобретает дрейф поперек магнитного поля. Этот, практически вертикальный дрейф приводит к перемешиванию частиц между различными магнитными поверхностями (чего не было в случае идеального тора) и к их выходу на стенку камеры. Физически процесс перемешивания можно представить себе следующим образом. В области, где число быстрых электронов экспоненциально велико, большая доля запертых частиц, вследствие кулоновских соударе-

ний с основной массой тепловых электронов и ионов, превращается в суперзапертые и дрейфует по вертикали, уходя из области вблизи оси шнура на периферийные магнитные поверхности. Здесь, вследствие тех же соударений, суперзапертые частицы переходят в запертые, не обладающие вертикальным дрейфом. Расстояние, которое продрейфовывает электрон за время пребывания в гофре, резко возрастает с увеличением энергии частицы. Поэтому рассматриваемый процесс существует лишь для достаточно быстрых электронов с энергией  $\mathcal{E} > \mathcal{E}_d$ , где

$$\mathcal{E}_d(\rho) = \frac{e^2}{2} \left[ \frac{8\pi(1+Z)BR \ln \Lambda}{c m^{1/2}} \int_0^{\rho} \frac{N}{\delta} d\rho \right]^{2/5}. \quad (2)$$

Здесь  $R$  — большой радиус тора,  $Z = \sum_i Z_i \frac{N_i}{N}$  — средний заряд ионов. Анализ решения кинетического уравнения с учетом дрейфового переноса в гофрах показывает, что функция распределения на данной магнитной поверхности  $\rho$  остается невозмущенной (т. е. убывает с ростом энергии электрона согласно (1) с  $T_e = T_e(\rho)$ ,  $E_c = E_c(\rho)$ ) только до  $\mathcal{E} \approx \mathcal{E}_o(\rho)$ , где

$$\mathcal{E}_o(\rho) = k \mathcal{E}_d T_e(\rho) / 2 T_e(0) \quad \begin{cases} k = 2 - \frac{\mathcal{E}_d}{\mathcal{E}_{c0}}, & \mathcal{E}_d < \mathcal{E}_{c0} \\ k \approx 1, & \mathcal{E}_d \sim \mathcal{E}_{c0} \end{cases}. \quad (3)$$

Здесь  $T_e(0)$ ,  $E_c(0)$  и  $\mathcal{E}_{c0} = \frac{T_e(0)E_c(0)}{2E}$  — температура электронов, поле

$E_c$  и энергия  $\mathcal{E}_c$  на оси шнура. От  $\mathcal{E} \approx \mathcal{E}_o$  до  $\mathcal{E} \approx \mathcal{E}_d$  функция распределения примерно постоянна, т. е. имеет область "плато". При  $\mathcal{E} > \mathcal{E}_d$  она вновь убывает, но медленнее, чем (1). Таким образом, дрейфовый перенос приводит к значительному изменению функции распределения на периферии шнура, сильно обогащая ее быстрыми частицами. Вблизи же оси шнура перенос не вызывает ее существенного изменения. Как показывает детальное рассмотрение, эффект должен быть наиболее ярко выражен на наружной стороне тора.

Быстрые электроны изучались на опыте в Токамаке Т-10. В [4, 5] было обнаружено, что распределения по сечению температуры электронов, измеренные двумя методами — по лазерному рассеянию и по рентгеновскому излучению, заметно различаются. Анализ этих данных показал, что относительное число быстрых электронов, определяющих рентгеновское излучение, сильно возрастает к периферии плазменного шнура [5]. Это качественно согласуется с результатом изложенной выше теории. На рис. 1 представлено распределение электронов с энергией  $2 \text{ кэВ} \leq \mathcal{E} \leq 8 \text{ кэВ}$  в Токамаке Т-10 на различных расстояниях  $\rho$  от оси шнура на наружной стороне тора. Экспериментальные точки получены при обработке спектров рентгеновского излучения.

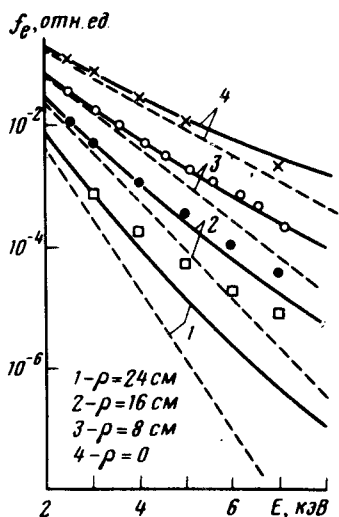


Рис. 1

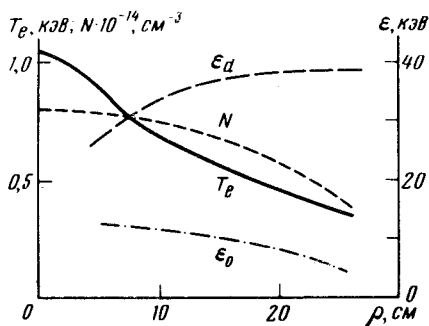


Рис. 2

Сопоставим данные эксперимента с теорией. Распределения температуры электронов  $T_e(\rho)$  и концентрации  $N(\rho)$  в Т-10, согласно [4], представлены на рис. 2. Максвелловское распределение с  $T_e = T_e(\rho)$  показано на рис. 1 пунктиром, а возмущенная электрическим полем функция распределения (1) — сплошной кривой. Видно, что функция распределения (1) значительно отличается от максвелловской. На оси  $\rho = 0$ , и при  $\rho = 8$  см результаты эксперимента хорошо согласуются с теорией, не учитывающей переноса. Это понятно: перенос существенен лишь при  $\mathcal{E} > \mathcal{E}_0$ . Характерные энергии  $\mathcal{E}_0$  (3) и  $\mathcal{E}_d$  (2), т. е. минимальная и максимальная границы области "плато", показаны на рис. 2. При  $\rho \leq 18$  см энергия  $\mathcal{E}_0 > 8$  кэв, и дрейфовый перенос для исследованного на опыте диапазона энергий несущественен. Напротив, при  $\rho = 24$  см энергия  $\mathcal{E}_0 \approx 6$  кэв. Как видно из рисунка, эксперимент примерно в этой области показывает существенное изменение характера функции распределения электронов. Таким образом, наблюдаемые на опыте особенности распределения по энергиям электронов в периферийной области шнура Токамака Т-10, по-видимому, могут быть объяснены, как результат усиленного дрейфового переноса быстрых электронов. Можно

ожидать, что при не слишком высоком значении характерной энергии ( $\mathcal{E}_d \lesssim 10 \div 15 T_e$ ), дрейфовый перенос приведет к существенному увеличению поперечной теплопроводности электронов плазмы.

Физический институт  
им. П.Н.Лебедева  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
31 октября 1977 г.

Институт атомной энергии  
им. И.В.Курчатова

### Литература

- [1] А.В.Гуревич, Я.С.Димант. Препринт ФИАН СССР, №120, 1977.
  - [2] А.В.Гуревич. ЖЭТФ, 39, 1296, 1960.
  - [3] В.В.Kadomtsev, О.Р.Pogutse. Nucl. Fus., 11, 67, 1971.
  - [4] А.В.Berlizov et al. Nucl. Fusion Suppl. p.3, 1977.
  - [5] А.В.Berlizov et al. 8<sup>th</sup> European Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys., Prague. 1977, v. 1, p. 29.
-