

"РАЗМНОЖЕНИЕ" УСКОРЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ТОКАМАКЕ

Ю. А. Соколов

В токамаке "близкие" столкновения ускоренного электрона с электроном основной компоненты плазмы могут увеличить скорость ухода электронов в режим непрерывного ускорения.

Как известно, в токамаке из-за наличия продольного электрического поля ϵ , электроны энергии W которых превышает некоторую критическую величину $W_{кр}$ [1]

$$W_{кр} = T e \frac{\epsilon_{кр}}{2\epsilon} \approx 2 \cdot 10^4 \frac{n_e}{10^{13}} \frac{10^{-3} \ln \lambda}{\epsilon} \left[\text{эВ}, \text{см}^{-3}, \text{В}, \text{см}^{-1} \right] \quad (1)$$

переходят в режим непрерывного ускорения. Число электронов, уходящих в ускорение, определяется кулоновскими столкновениями, обеспечивающими поток электронов в энергетическом пространстве в область $W > W_{кр}$. Обычно при расчете скорости ухода в область ускорения, рассматриваются только столкновения в основной компоненте плазмы при учете дальнедействующего характера кулоновского взаимодействия [2].

При наличии "хвоста" ускоренных электронов скорость ухода в ускорение может существенно возрасти благодаря "близким" столкновениям быстрого и медленного электронов, при которых последнему передается энергия $\Delta W > W_{кр}$. При таких столкновениях число ускоренных электронов возрастает – происходит их "размножение". Процесс размножения имеет место, если время жизни ускоренного электрона τ_B больше времени между двумя "близкими" столкновениями.

Вопрос о времени жизни ускоренных электронов τ_B в плазме токамака не решен достаточно определенно. В одних экспериментах это время равно или несколько больше времени жизни электронов основной компоненты плазмы τ_p [3]. В других величина $\tau_B \gg \tau_p$ и объясняется потерями ускоренных электронов на диафрагму из-за дрейфового смещения их траекторий от магнитных поверхностей, на которых они были рождены [4].

Рассмотрим случай наиболее благоприятный для процесса размножения, когда время жизни ускоренного электрона τ_B^{max} равно времени свободного ускорения до энергии W_{max} – максимальной энергии электрона, дрейфовое смещение траектории которого равно радиусу плазменного шнура [1]

$$\tau_B^{max} = \frac{m_0 c}{e \epsilon} \sqrt{\gamma_{max}^2 - 1} \approx \frac{m_0 c}{e \epsilon} \gamma_{max} \quad (2)$$

$$\gamma_{max} = \frac{W_{max}}{m_0 c^2} + 1 \approx 0,47J (\text{kA}) \frac{R/a}{4} . \quad (3)$$

Сечение однократного кулоновского взаимодействия двух электронов с передачей энергии больше чем ΔW равно [5]:

$$\sigma = 2\pi r_e^2 \frac{\gamma^2}{\gamma^2 - 1} \frac{m_0 c^2}{\Delta W} , \quad (4)$$

где $r_e = \frac{e^2}{m_0 c^2} = 2,8 \cdot 10^{-13}$ см – классический радиус электрона.

Частота столкновений релятивистского электрона в плазме с концентрацией n_e :

$$\nu = \sigma n_e c . \quad (5)$$

Коэффициент "размножения" ускоренного электрона K за время τ_B^{max} можно получить из (1) – (5), учитывая

$$\Delta W = W_{кр}, \quad R/a = 4, \quad \gamma^2 \gg 1:$$

$$K = \nu \tau_B^{max} \approx 3 \cdot 10^{-2} J (\text{kA}). \quad (6)$$

Соотношение (6) получено при $\gamma^2 \gg 1$. Однако это условие не сильно ограничивает применимость соотношения (6), так как при токе в плазме более 30 кА $\gamma_{max} \geq 14$, а время ускорения до энергии $W_0 = m_0 c^2$ $\tau_B(\gamma = 2)$ существенно меньше времени жизни ускоренного электрона τ_B^{max} :

$$\frac{\tau_B^{max}}{\tau_B(\gamma = 2)} = \sqrt{\gamma_{max}^2 - 1} \approx \gamma_{max} . \quad (7)$$

Из (7) видно, что большую часть своей жизни ускоренный электрон имеет энергию большую энергии покоя.

Число ускоренных электронов $n_B(t)$, когда процесс размножения является доминирующим ($\nu \gg 1/\tau_B$) равно:

$$n_B(t) \approx n_B(0) \exp \left\{ \gamma - \frac{1}{\tau_B} \right\} t \approx n_B(0) e^{\nu t} . \quad (8)$$

Таким образом, в токамаке с током в плазме более 30 кА и длительностью разрядного импульса $\Delta t > \tau_B$ может происходить "размножение" ускоренных электронов при их столкновениях с электронами основной компоненты плазмы.

Приведем расчетные результаты для некоторых токамаков:

	Δt сек	J кА	ϵ В/см	τ_B^{max} сек	K	ν сек ⁻¹	γ_{max}
ТМ-3	0,015	30	$8 \cdot 10^{-3}$	0,03	1	30	14
Т-10	1	400	$5 \cdot 10^{-3}$	0,65	12	18	190

В токамаке Т-10 размножение ускоренных электронов может идти достаточно эффективно. Даже в случае, если время жизни ускоренных электронов будет меньше τ_B^{max} , размножение возможно вплоть до $\tau_B \approx 55$ мсек. Такая величина времени жизни ускоренного электрона сравнивается с энергетическим временем жизни плазмы.

Размножение ускоренных электронов возможно объясняет большую длительность ускорительного разряда в Т-10 [6]. В таком разряде ускоренные электроны образуются в основном в момент "срыва", когда резко возрастает электрическое поле. В последующие моменты электрическое поле уменьшается, а концентрация плазмы несколько возрастает, при этом условия для ухода в ускорение становятся даже хуже, чем были до "срыва". Несмотря на это, а также на непрерывные потери ускоренных электронов, регистрируемые по рентгеновскому излучению с диафрагмы, ускорительный разряд продолжается по крайней мере $\Delta t = 0,5$ сек. Компенсация потерь ускоренных электронов возможна в этом случае благодаря "размножению".

Действительно, в ускорительном разряде зарегистрированы электроны с энергией до 30 МэВ. Время свободного ускорения до этой энергии больше, чем время между двумя "близкими" столкновениями ν^{-1} . Каждый такой электрон обеспечит переход в ускорение еще четырех электронов $\tau_B (\gamma = 60) \nu = 4$. Теперь видно, что если 25% уходящих в ускорение электронов достигают энергии 30 МэВ, то процесс размножения обеспечит поддержание стационарного ускорительного разряда.

Итак, в токамаке учет столкновений ускоренного электрона с электроном основной компоненты плазмы с передачей последнему энергии $\Delta W > W_{кр}$ приводит к увеличению скорости ухода электронов в режим ускорения. Этот процесс не играет существенной роли в малых токамаках, а также в плазме с $W_{кр} \approx m_0 c^2$. Роль его возрастает в токамаках с большей длительностью разрядного импульса и лучшим удержанием электронов.

Институт атомной энергии
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию
16 января 1979 г.

Литература

- [1] H.Knoepfel, D.A.Spong. CNEN SULLA Fusione 77.24/p, 1977.
- [2] R.M.Kulsrud, Y.C.Sun, N.K.Winsor, H.A.Fallon. Phys. Rev. Lett., 31, 690, 1973.
- [3] В.В.Аликаев, Г.А.Бобровский, В.И.Позняк, К.А.Разумова, В.В.Саников, Ю.А.Соколов, А.А.Шмарин, Физика плазмы, 2, 390, 1976.
- [4] H.Knoepfel, D.A.Spong, S.J.Zweben. The Physics of Fluids, 20, 511, 1977.
- [5] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Теоретическая физика, М., изд. Наука, IV, 1968.
- [6] А.Б.Берлизов и др. АЭ, 43, 90, 1977.