

01;04

Моделирование формирования внутреннего транспортного барьера на токамаке ФТ-2

© С.П. Воскобойников, С.И. Лашкул, А.Ю. Попов, В.А. Рожанский

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, С.-Петербург
С.-Петербургский государственный технический университет

Поступило в Редакцию 24 мая 2000 г.

Изменение теплового переноса и механизм формирования внутренних транспортных барьеров анализируются с помощью самосогласованного кода VATRAC. Показывается, что в эксперименте на токамаке ФТ-2 в результате эффективного поглощения ионами нижнегибридной мощности и роста ионной температуры в центре плазменного шнура со 100 до 300 eV создаются условия для резкого снижения теплового переноса. Ключевым моментом является рост радиального электрического поля и ширины скорости полоидального вращения.

Введение

В экспериментах на токамаке ФТ-2 ($R = 55$ см, $a = 8$ см, $I_{pl} = 22$ кА, $B_T = 2.2$ Т, $P_{Hf} = 100$ кВт, $f = 920$ МГц) при дополнительном нижнегибридном нагреве (НГН) было обнаружено формирование внутреннего транспортного барьера (ИСС) [1]. В результате эффективного поглощения ВЧ мощности ионная температура T_i начинает расти сразу с момента включения дополнительного нагрева. В то же время резкий рост температуры (T_e) электронов и плотности (n_e) в центре плазменного шнура начинается спустя 1–2 мс от начала ВЧ нагрева. Характерно, что на профилях T_e и n_e , полученных с помощью диагностики томсоновского рассеяния [2], наблюдается образование областей с большими градиентами на $r = 3$ см и $r = 6$ см соответственно, что свидетельствует о формировании транспортных барьеров. Отмечается, что при этом примерно в 8–10 раз падает коэффициент эффективной электронной теплопроводности в центре плазменного шнура, сравниваясь при этом с его неоклассическими значениями. Тот факт, что рост T_e и n_e , главным

образом, был связан с улучшением удержания в плазменном шнуре, подтверждается также сохранением и даже ростом этих параметров в постнагревной стадии.

Для объяснения возникновения ИСС предполагается, что эффективный центральный нагрев ионов (со 100 до 300 eV) приводит к изменению профиля радиального электрического поля, а как следствие, шира полоидального вращения. Этот процесс может служить ключевым моментом, обуславливающим подавление транспортных процессов в плазме.

Экспериментальная проверка гипотезы о возникновении дополнительных радиальных полей и соответственно дополнительного шира полоидального вращения плазмы (ω_s), влияющего на перенос, является одной из важных задач плазменного эксперимента.

Следует отметить, что механизм подавления переноса за счет шира полоидального вращения, объясняющий переход в режим улучшенного удержания, был высказан ранее и подтвержден экспериментально на ряде крупных установок [3,4], где формирование ИСС было связано с дополнительным нагревом пучками нейтральных атомов (NBI) или ВЧ нагревом (IBW). Несмотря на определенные достижения в выявлении физических механизмов, ответственных за подавление аномального переноса, восстановление реальной картины события требует использования численного моделирования с помощью самосогласованного кода.

В данной работе приводятся результаты подобных расчетов, выполненных с помощью самосогласованного транспортного кода VATRAC [5].

В использованном коде эволюция плазменных параметров (и формирование транспортного барьера) зависела от коэффициентов переноса, которые полагались функцией ω_s . В свою очередь, для того, чтобы восстанавливать профиль радиального электрического поля E_r в каждый момент времени, используются найденные в ходе численного счета профили n_e , T_i и тороидального электрического поля E_ϕ . Проведенное моделирование показало, что центральный нагрев ионов может играть ключевую роль в подавлении турбулентного переноса частиц и тепла, а также в формировании внутреннего транспортного барьера.

Теоретическая модель

Транспортный код ВАТРАС включает в себя самосогласованную систему уравнений, описывающих динамику профилей концентрации, температуры и полоидального поля:

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[rD(\omega_s) \frac{\partial n}{\partial r} - V(\omega_s)n \right] = S; \quad (1)$$

$$\frac{3}{2}n \left(\frac{\partial T_{e,i}}{\partial t} + \frac{\Gamma}{n} \nabla T_{e,i} \right) + nT_{e,i} \nabla \frac{\Gamma}{n} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \frac{3}{2} n \chi(\omega_s) \frac{\partial T_{e,i}}{\partial r} \right] = Q_{e,i}; \quad (2)$$

$$\frac{\partial B_\vartheta}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{c^2}{4\pi\sigma_{\parallel}r} \frac{\partial}{\partial r} (rB_\vartheta) \right]. \quad (3)$$

Здесь σ_{\parallel} — неоклассическая проводимость.

В коде предполагается, что транспортные коэффициенты зависят только от шира полоидального вращения ω_s [4]:

$$\omega_s = \frac{RB_\vartheta}{B} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{E_r}{RB_\vartheta} \right). \quad (4)$$

При этом тороидальным вращением плазмы из-за наличия аномальной вязкости пренебрегается.

Радиальное электрическое поле в (4) определяется следующим выражением [5]:

$$E_r = E_r^{(\text{STAND})} - \frac{2.3en\sqrt{\varepsilon}E_\phi}{(1 + \nu_e^*\varepsilon^{3/2})(1 + \nu_e^{*1/3} + \nu_e^*)\sigma_\perp^{\text{approx}}B_\vartheta}, \quad (5)$$

где

$$E_r^{(\text{STAND})} = \frac{T_i}{e} \left[\frac{d \ln n}{dr} + (1 - k) \frac{d \ln T_i}{dr} \right] + B_\vartheta \bar{u}_\phi, \quad \sigma_\perp^{\text{approx}} = \frac{\sigma_\perp^b}{1 + \nu_i^*},$$

$$\nu_i^* = \frac{qR\nu_i}{\sqrt{2T_i/m_i}\varepsilon^{3/2}}, \quad \sigma_\perp^b = \frac{3}{2} \frac{\sqrt{\varepsilon}m_i n \nu_i}{B_\vartheta^2}.$$

Результаты моделирования

Как показало моделирование, трехкратное увеличение ионной температуры $T_i(0)$ в течение 1 (первой) ms нижнегибридного нагрева является основной причиной изменения E_r в плазме. В ходе расчета был подобран профиль плотности источника тепла Q_i , стоящий в правой

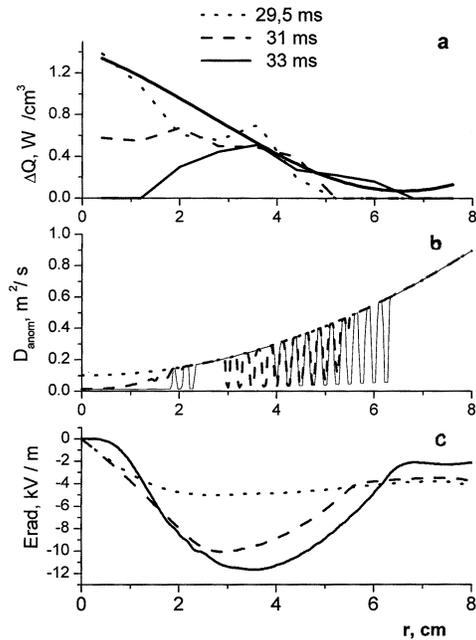


Рис. 1. *a* — профили источников дополнительного нагрева ионов $\Delta Q, \text{W/cm}^3$, рассчитанные по экспериментальным данным в разные моменты времени (точки — 29.5 ms, пунктир — 31 ms, сплошная линия — 33 ms); жирной линией изображена кривая, аппроксимирующая источник нагрева ионов, использованный в численных расчетах. *b* — профили коэффициентов аномальной диффузии $D_{\text{аном}}$ в разные моменты времени (точки — 29.5 ms, пунктир — 31 ms, сплошная линия — 33 ms). *c* — профили радиального электрического поля $E_{\text{рад}}, \text{kV/m}$ в разные моменты времени (точки — 29.5 ms, пунктир — 31 ms, сплошная линия — 33 ms).

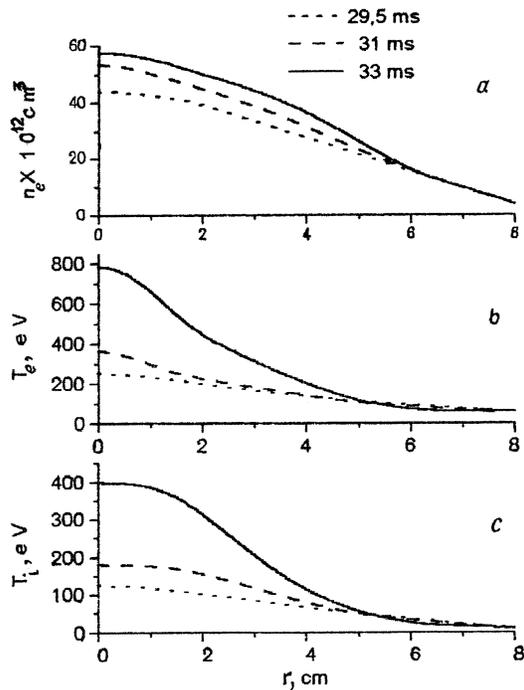


Рис. 2. *a* — профили концентрации n_e, cm^{-3} в разные моменты времени (точки — 29.5 ms, пунктир — 31 ms, сплошная линия — 33 ms). *b* — профили электронной температуры T_e, eV в разные моменты времени (точки — 29.5 ms, пунктир — 31 ms, сплошная линия — 33 ms). *c* — профили ионной температуры T_i, eV в разные моменты времени (точки — 29.5 ms, пунктир — 31 ms, сплошная линия — 33 ms).

части уравнения для ионной температуры (2). Он оказался в хорошем согласии с экспериментально найденными значениями (рис. 1, *a*). Система уравнений (1), (2), (3), (4) является замкнутой. Для выполнения расчетов подбираются профили источников тепла и частиц. При задании профиля нейтральных атомов (или источника частиц) было принято во внимание, что источником заряженных частиц может быть не только водород, но и примесь, поскольку $Z_{eff} \approx 3$ [6].

Важным моментом является задание характера зависимости транспортных коэффициентов как функции от ω_s . Исходная величина $D(\omega_s)$ выбиралась такой, чтобы при моделировании эволюции профилей концентрации n_e и температуры $T_{e,i}$ соответствовали экспериментально полученным данным [1]. Пороговые значения шира $\omega_{s1} = 1.2 \cdot 10^5 - s^{-1}$ и $\omega_{s2} = 2.5 \cdot 10^5 - s^{-1}$, при которых происходит скачкообразное уменьшение коэффициентов переноса, подбирались как в работе [5]. Критерием выбора было соответствие экспериментальным данным.

На рис. 1, *b* приведены коэффициенты диффузии $D(\omega_s)$ для трех моментов времени: 1 — в исходный момент времени в фазе омического нагрева (29.5 ms), 2 — через 1.5 ms после начала нагрева (31 ms), 3 — через 3.5 ms после начала нагрева (33 ms). На рис. 1, *c* приведены профили E_r для трех моментов времени (для 29.5, 31, 33 ms соответственно). На рис. 2 приведена временная эволюция профилей n_e и $T_{e,i}$ в три момента времени (29.5, 31, 33 ms). Как видно из рисунков, первичный рост ионной температуры через ≈ 1.5 ms от начала HF импульса приводит в дальнейшем к изменению E_r в центре плазменного шнура, резкому уменьшению коэффициента диффузии, а как следствие, к образованию излома на профилях $T_e(r)$ и $n_e(r)$ на 3 и 5 cm соответственно.

Выводы

1. Самосогласованный код ВАТРАС хорошо моделирует процесс формирования ИСС при нижнегибридном нагреве на токамаке ФТ-2.

2. Центральный нагрев ионов являлся причиной формирования ИСС в эксперименте.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 98-02-18346).

Список литературы

- [1] *Lashkul S.I.* et al. // Proc. ICPP & 26th EPS Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics. Maastricht, 1999. V. 22C. P. 1729.
- [2] *Kantor M.Yu.* et al. // 25th EPS Conf. on Cont. Fusion and Plasma Phys. 1998. Praha. P. 1566.
- [3] *Biglari H., Daimond P.H., Terry P.W.* // Phys. Fluids. 1990. B. 2. P. 11.

- [4] *Syniakowsky E.* // Plasma Phys. and Control Fusion. 1998. V. 40. P. 597.
- [5] *Rozhansky V., Popov A., Voskoboynikov S.* // Proc. ICPP & EPS Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics. 1998. Praha. V. 22C. P. 1876–1879.
- [6] *Лаикул С.И.* и др. // Журнал прикладной спектроскопии. 1991. Т. 54. В. 6. С. 887–891.