

## ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ L- И H-РЕЖИМОВ В ТОКАМАКЕ

С.В.Базденков, О.П.Погуце

Для объяснения L- и H-режимов в токамаке анализируется структура потоков частиц и энергии плазмы. В зависимости от степени столкновительности плазмы включается или выключается пинч в потоке частиц. Это приводит к переходу из L- в H-режим.  $OH \rightarrow L$ -переход связан с включением нового турбулентного коэффициента переноса.

Наличие двух режимов удержания плазмы в токамаке (L- и H-моды) было обнаружено экспериментально несколько лет назад<sup>1</sup>, но до сих пор не существует единого представления о физике процесса перехода в L- и H-режимы. L-мода характеризуется ухудшением удержания по сравнению с омическим режимом. Переход в H-моду наиболее четко коррелирует с запиранием потока частиц на периферии плазмы и с наличием диверторной конфигурации магнитного поля<sup>2</sup>. Проанализируем следующие из теории возможный вид потоков частиц и энергии и выражения для коэффициентов переноса. Вначале рассмотрим перенос частиц, который контролируется электронами, обладающими меньшим коэффициентом диффузии. Перенос ионов будет подстраиваться под электронный перенос за счет амбиполярности. Можно показать<sup>3,4</sup>, что в бесстолкновительном режиме поток частиц  $\Gamma$ , обусловленный взаимодействием пролетных и запертых электронов с колебаниями плазмы, имеет вид:

$$\Gamma = \Gamma_u + \Gamma_{tr} = -D_u \left( \frac{\partial n}{\partial r} - a_u \frac{n}{T} \frac{\partial T}{\partial r} \right) - \epsilon^{1/2} D_{tr} \left( \frac{\partial n}{\partial r} - a_{tr} \frac{n}{T} \frac{\partial T}{\partial r} \right). \quad (1)$$

Здесь  $u$  и  $tr$  соответствуют пролетным и запертным частицам, остальные обозначения общепринятые. Числовые коэффициенты  $a_u \approx 1/2$  и  $a_{tr} \approx 1$ . Появление скорости пинчевания пролетных частиц  $V_u = (D_u/2T)\partial T/\partial r$  связано с одномерностью функции распределения пролетных электронов и с предположением о малости фазовой скорости колебаний ( $\omega/k_{\parallel} \approx V_{\parallel} \ll V_{Te}$ ), когда  $f_e \approx n/T^{1/2}$ . В случае запертых частиц скорость пинчевания  $V_{tr} = D_{tr}a_{tr}(1/T)\partial T/\partial r$  также возникает из дифференцирования функции распределения  $f_e$ , которая теперь двумерна. Кроме того,  $a_{tr}$  зависит от спектра колебаний в плазме<sup>4</sup>, меняясь в пределах  $0,5 \div 1,5$ .

При внешней похожести вида потоков пролетных  $\Gamma_u$  и запертых  $\Gamma_{tr}$ -частиц входящие в них коэффициенты диффузии  $D_u$  и  $D_{tr}$  имеют совершенно различную структуру. Для  $D_u$  квазилинейная теория дает<sup>3</sup>:

$$D_u = C^2 V_{Te} \epsilon^{\alpha} (\omega_{pe}^2 / qR), \quad (2)$$

что совпадает с известным скейлингом Мережкина–Муховатова<sup>5</sup> при  $\alpha = 1,75$ . Для запертых частиц оценка  $D_{tr}$  в рамках квазилинейной теории приводится в<sup>4</sup>.

Структура потока (1) и коэффициенты диффузии  $D_u$ ,  $D_{tr}$  получены в бесстолкновительном режиме в квазилинейном приближении. С ростом уровня колебаний в плазме реализуется сильнонелинейный турбулентный режим, в котором структура потока частиц изменяется — исчезает пинч и меняется коэффициент диффузии, который можно оценить как

$$D_d = C_s \hat{\rho}_s^2 q (1 + q^2/2)^{0,5} / (r_n S \epsilon_n). \quad (3)$$

Здесь  $r_n = n/(\partial n/\partial r)$ ,  $\epsilon_n = r_n/R$ ,  $C_s = (T_e/M)^{1/2}$ ,  $\rho_s = C_s/\omega_B r$ ,  $S = (r/q)\partial q/\partial r$  — шир,  $q$  — коэффициент запаса устойчивости в токамаке. Оценка (3) следует из формулы  $D = \sum_k \gamma_k |\xi_k|^2 \sim \gamma/k^2$ , где  $\xi_k$  — радиальное смещение элемента плазмы. Сложность оцен-

ки состоит в том, что конвективные ячейки в плазме с дрейфовой турбулентностью имеют вид не одномасштабных "круглых" вихрей размером  $\sim \rho_s$ , а двумасштабных узких ( $\sim \rho_s$ ), но сильно вытянутых образований ("рек"), в которых за время декорреляции  $\sim \gamma^{-1}$  плазма переносится на расстояния  $L$  гораздо большие  $\rho_s$ . Опираясь на результаты численного счета<sup>8</sup>, естественно в качестве  $k_x^{-1}$  выбрать наибольшее смещение  $L$ , связанное с длиной реки:  $k_x^2 \approx (\gamma/\omega_*^2) J |k_{\parallel} C_s| / \rho_s$ , откуда и следует оценка (3) (здесь  $\omega_*$  — дрейфовая частота). Учет тороидальной кривизны приводит к дополнительному усилению конвекции на фактор  $(1 + q^2/2)^{0.5}$ . Более подробно оценка коэффициента  $D_d$  изложена в работе<sup>6</sup>. Коэффициент  $D_d$  обладает тем важным свойством, что при  $q > 1$  он уже не зависит от величины тороидального магнитного поля  $B_T$ . Вместо этого появляется зависимость от поля тока  $B_\phi$ , то есть, от величины тока  $I$ . Соответствующий  $D_d$  скейлинг  $\tau_E \propto \sqrt{f(n)I^{0.8}P^{0.6}}$ , где  $P$  — мощность вклада энергии, совпадает с экспериментально измеренным скейлингом удержания в  $L$ -моде<sup>7</sup>, за исключением зависимости от  $n$ . Размерностные оценки без учета пинча и профилей дают  $f(n) \propto n^{0.6}$ . Численное моделирование показывает, что  $f(n) \approx \text{const}$ , как и в эксперименте<sup>7</sup>. Это расхождение легко объясняется обсуждаемым ниже включением и выключением пинча в потоке частиц  $\Gamma$ , являясь фактически расхождением между локальным и глобальным скейлингами.

Суммируя, придем к следующей структуре потока частиц  $\Gamma$ :

$$\Gamma = -(D_u + D_d) \partial n / \partial r + a_1 D_u (n/T) \partial T / \partial r, \quad a_1 \approx 1. \quad (4)$$

С уменьшением длины пробега  $\lambda$  константа  $a_1$  становится функцией  $n$ ,  $T$ ,  $r$  и при достаточно малых  $\lambda$  пинч исчезает. Физическая причина выключения пинча связана с тем, что при увеличении частоты столкновений  $\nu_{eff}$  волны из-за уширения резонансов взаимодействуют уже не с какой-то отдельной группой частиц в фазовом пространстве, а практически со всеми частицами в данном элементе объема плазмы. Структура фазового пространства при этом уже не существенна. Столкновительное выключение пинча моделировалось нами следующим образом:

$$a_1 \neq 0, \text{ если } \lambda > \lambda_*, \quad a_1 = 0, \text{ если } \lambda < \lambda_*, \quad (5)$$

где  $\lambda = V_{Te}/\nu_{eff}$  — длина пробега частиц,  $\lambda_* = qRF(\epsilon)Z_{eff}^{1/2}$ , а  $F(\epsilon)$  учитывает вклад пролетных ( $F_u \approx 1$ ) и запертых ( $F_{tr} \approx \epsilon^{1.5}$ ) частиц. Условие (5) играет ключевую роль в модели перехода в  $H$ -режим.

Аналогично (1), поток энергии в общем виде содержит два слагаемых, пропорциональных градиентам  $\partial T / \partial r$  и  $\partial n / \partial r$ :

$$Q = -1.5\chi(n \partial T / \partial r - a_2 T \partial n / \partial r). \quad (6)$$

Здесь  $|a_2| \approx 1$ . Выражая  $\partial n / \partial r$  из (4), получим:

$$Q = -\frac{3}{2}\chi(1 - a_1 a_2 D_u / D)n \frac{\partial T}{\partial r} + \left(-\frac{3}{2}a_2 \frac{\chi}{D}\right)T\Gamma = -\frac{3}{2}\chi_{eff}n \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{5}{2}T\Gamma, \quad (7)$$

где  $D = D_u + D_d$ .

Первое слагаемое в (7) описывает обычный поток тепла, второе слагаемое связано с переносом энергии непосредственно частицами. Отсюда следует, что  $a_2 < 0$ , то есть суммарный пинч в потоке энергии отсутствует. Коэффициент при  $T\Gamma$  в (7) имеет вид

$$1.5(\chi_{eff}/D)|a_2| / (1 + a_1 |a_2| D_u / D) \approx 1.5 \div 3,$$

и обычно его полагают равным  $5/2$ , что достаточно условно из-за неопределенности значений отношения  $\chi_{eff}/D$ ,  $a_1$  и  $a_2$ .

В соответствии с моделью переносов (4), (7) сценарий разряда можно сформулировать следующим образом. В омическом режиме температура плазмы не очень велика,

и преобладают коэффициенты переноса  $D_u$  и соответствующий ему  $\chi_{eff} \sim D_u$ , так как  $D_d \ll D_u$ . При этом пинч в первую очередь включается в центральной части шнура и отсутствует на периферии плазмы. В этом режиме реализуется скейлинг Мережкина–Муховатова<sup>5</sup>, несколько осложненный наличием пинча. При дополнительном нагреве температура плазмы возрастает, и коэффициент  $D_d \propto T^{3/2}$  начинает превышать  $D_u \propto T^{0.5}/n$ . Это ухудшение удержания соответствует переходу в  $L$ -режим, в котором как отмечалось выше, скейлинг удержания контролируется коэффициентом  $D_d$ . В  $L$ -моде пинч в потоке частиц существует почти по всему сечению шнура, кроме периферии, где плазма еще достаточно холодна и загрязнена ( $Z_{eff} > 1$ ), так что выполняется второе неравенство в (5). Если же произойдет дополнительный прогрев периферии и (или) ее очистка за счет действия дивертора (снижение  $Z_{eff}$ ), то пинч, согласно (5), включится и на периферии, приводя к запиранию потока частиц Г и существенному улучшению удержания (переход в  $H$ -режим). Описанный сценарий переходов в  $L$ - и  $H$ -режимы подтверждается результатами проведенного нами численного моделирования на основе уравнений баланса частиц и энергии (4), (7) с учетом (2), (3), (5).

Таким образом, наличие двух режимов удержания плазмы в токамаке ( $L$ - и  $H$ -моды) мы связываем с проявлением двух главных эффектов: включением и выключением пинча в потоке частиц Г в зависимости от степени столкновительности плазмы, в особенности на периферии шнура, и с изменением относительной роли бесстолкновительного квазилинейного ( $D_u \propto T^{0.5}$ ) и турбулентного ( $D_d \propto T^{1.5}$ ) механизмов потерь в зависимости от величины температуры плазмы.

#### Литература

1. Wanger F. et al. Phys. Rev. Lett., 1982, 49, 1408.
2. Ohyabu N., Burrell K.H., Carlstrom T.N. et al. 15<sup>th</sup> Europ. Conf. Contr. Fusion and Plasma Heating, Dubrovnik, 1988, part 1, p. 227.
3. Kadomtsev B.B., Pogutse O.P. Course and Workshop on Appl. of RF Waves to Tokamak Plasmas, Varenna, Italy, Sept., 1985, 2, p. 542.
4. Морозов Д.Х., Оспенко М.В., Погуче О.П., Шурыгин Р.В. Физика плазмы, 1988, 14, 259.
5. Merezshkin V., Mukchovatov V. Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Research (Baltimore), IAEA, 1983, 1, p. 83.
6. Gribkov V.M., Pogutse O.P. 8<sup>th</sup> Internat. Conf. Plasma Theory, New-Delhi, India, 1989.
7. Abe M. et al. Preprint GA-A18891, July 1987, GA Techn. Inc., USA.
8. Scott J.D. J. of Comput. Phys., 1988, 78, 114.

Институт атомной энергии  
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию  
9 января 1989 г.