

04

Возможность инициирования перехода плазмы в режим улучшенного удержания вспышкой колебаний геодезической акустической моды в токамаке ТУМАН-3М

© Л.Г. Аскинази, А.А. Белокуров

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
E-mail: Leonid.askinazi@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 3 июня 2015 г.

Представлена простая численная модель для изучения возможности перехода плазмы в режим улучшенного удержания под воздействием вспышки колебаний радиального электрического поля. Одномерная эволюция профиля концентрации определяется коэффициентом аномальной диффузии, зависящим от степени неоднородности (шира) радиального электрического поля. Если параметры переменной компоненты поля (амплитуда, частота и т.д.) подобраны нужным образом, формируется транспортный барьер на периферии плазмы, сохраняющийся после выключения переменного поля, что соответствует переходу плазмы в режим улучшенного удержания (H-моду). Параметры переменного электрического поля, необходимые для инициирования перехода в H-моду, сравниваются с параметрами колебаний геодезической акустической моды (ГАМ), наблюдаемыми на токамаке ТУМАН-3М в омическом разряде с переходом. На основании сравнения сделан вывод, что ГАМ может способствовать переходу в режим улучшенного удержания.

Геодезическая акустическая мода (ГАМ, GAM), не участвуя непосредственно в переносе вещества и энергии, за счет нелинейного взаимодействия отбирает энергию высокочастотной части спектра фоновой турбулентности и создает сильную неоднородность радиального электрического поля (шир) и, как следствие, неоднородность скорости поперечного вращения, и тем самым влияет на аномальный перенос, контролируя уровень турбулентности [1–3]. В отличие от квазистационарного радиального электрического поля, шир E_r , возникающий под воздействием ГАМ, непостоянен во времени, поэтому возможность

иницирования ЛН-перехода в этом случае неочевидна и требует отдельного исследования.

В токамаке ТУМАН-3М колебания ГАМ регистрировались в разрядах с низкой плотностью плазмы ($< 1.4 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$) с помощью диагностики пучком тяжелых ионов (ДПТИ, англ. НВР) [4] и доплеровской СВЧ-рефлектометрии [5]. В экспериментах с ДПТИ были обнаружены колебания потенциала плазмы, иногда сопровождающиеся слаборазличимыми колебаниями плотности, на частоте $\sim 30 \text{ kHz}$, что соответствует теоретическому значению, определяемому формулой

$$f_{\text{ГАМ}} = \sqrt{(T_e + T_i)/M_i} (1/2\pi R) \sqrt{(2 + 1/q^2)}.$$

Измерения с помощью доплеровской рефлектометрии выявили сильные колебания скорости полоидального вращения плазмы в узкой области внутри последней замкнутой магнитной поверхности [5]. В работе [6] представлены результаты исследования на токамаке ТУМАН-3М взаимодействия между ГАМ и высокочастотными компонентами фоновой турбулентности плазмы, отмечающие явную антикорреляцию амплитуды ГАМ и турбулентности.

Основной целью данной работы является понимание возможной роли ГАМ в инициировании ЛН-перехода. Для этого была применена простая модель, рассчитывающая эволюцию профиля плотности плазмы под воздействием шира переменного радиального электрического поля, аналогичного полю ГАМ. Модель учитывает изменение коэффициентов переноса в зависимости от шира радиального электрического поля: подобный механизм ранее использовался в [7] для расчетов ЛН-перехода в токамаке ТУМАН-3М под действием подъема тока.

Пространственно-временная эволюция профиля плотности плазмы рассчитывалась в одномерном случае для цилиндрической геометрии

$$\frac{\partial n(r, t)}{\partial t} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \left(D(r, t) \frac{\partial n(r, t)}{\partial r} - v(r) n(r, t) \right) = S(r). \quad (1)$$

Здесь $n(r, t)$ — плотность плазмы, $D(r, t)$ — коэффициент диффузии, $v(r)$ — скорость конвекции, $S(r)$ — плотность источника заряженных частиц (считается постоянной во времени). Коэффициент диффузии был представлен в виде $D = K(\omega_{E \times B}(r, t)) D_0(r)$, где $D_0(r)$ — сомножитель,

характеризующий невозмущенное пространственное распределение коэффициента диффузии (аномальной), а сомножитель

$$K(\omega_{E \times B}) = \frac{1}{1 + (\omega_{E \times B}/\gamma)^2} + K_0 \quad (2)$$

(в виде, предложенном в работе [8], здесь $\omega_{E \times B}$ — шир радиального электрического поля, γ — линейный инкремент нарастания турбулентности) определяет подавление диффузии неоднородным электрическим полем. В L-моде, когда шир радиального электрического поля незначителен, стационарный профиль плотности определяется коэффициентами переноса D_0 и ν . Если шир возрастает, величина $K(\omega_{E \times B})$ уменьшается, моделируя локальное подавление аномального переноса под воздействием неоднородного радиального электрического поля. Величина K_0 такова, что $K_0 D_0$ соответствует полностью подавленному аномальному переносу.

В работе [9] было установлено, что шир переменного поля оказывает менее выраженный эффект на подавление турбулентности: определяющим параметром является отношение частоты колебаний поля к линейному инкременту нарастания турбулентности $2\pi f/\gamma$ — чем это отношение больше, тем менее действенно подавление. Чтобы учесть это в модели, в расчетах использовалась эффективная величина шири $\omega_{E \times B}^{eff} = \omega_{E \times B} F(2\pi f_{OSC}/\gamma)$; функция F описана в работе [9]. Для неустойчивости на запертых электронах, определяющей, как предполагается, аномальный перенос в токамаке ТУМАН-3М, $\gamma = 0.7 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$ и коэффициент ослабления подавления переноса $F \approx 0.2$.

Начальные профили источника частиц и коэффициентов переноса были взяты на основе расчетов такими, чтобы стационарное решение уравнения (1) было близко к профилю плотности, измеренному в L-моде на токамаке ТУМАН-3М, а время удержания частиц было порядка экспериментальной величины $\tau_p \sim 3 \text{ ms}$.

Переменное радиальное электрическое поле моделировалось в виде бегущей наружу волны, существующей во временном окне T с началом в момент t_0 :

$$E_{OSC}(r, t) = E_{OSC} \cos(2\pi f t - \frac{2\pi}{\lambda} r) \exp\left(-\frac{(r - r_0)^2}{w^2}\right) \text{rect}(t_0, T). \quad (3)$$

Параметры переменного поля — амплитуда E_{OSC} , частота f , длина волны λ , полуширина огибающей w , ее максимум r_0 и временное

окно T могли варьироваться независимо в расчетах, чтобы возможно было определить их влияние на инициирование перехода в H-моду. Позже, при сравнении с экспериментом параметры расчетного переменного поля, при которых инициировался переход, сравнивались с аналогичными параметрами переменного поля ГАМ, полученными из измерений на токамаке ТУМАН-3М.

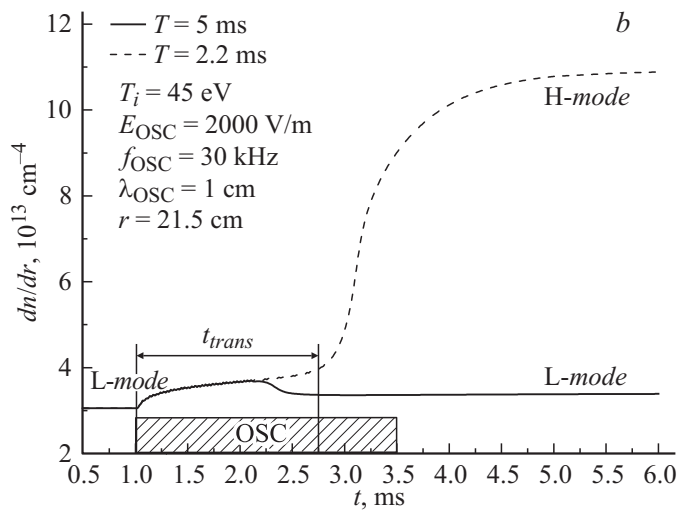
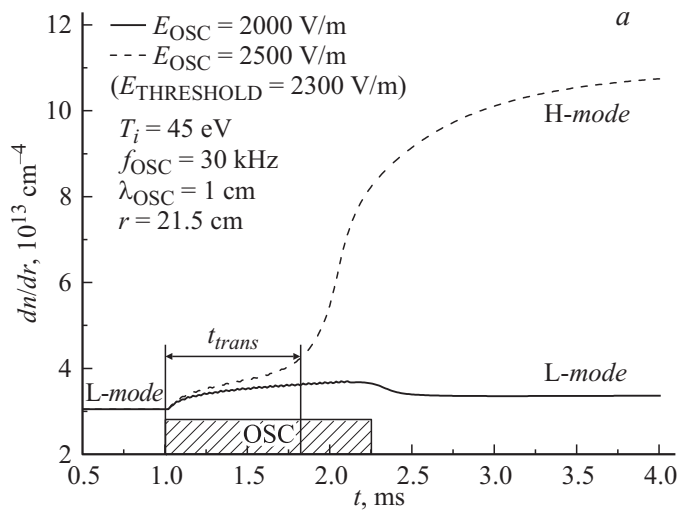
Полное радиальное электрическое поле представлялось в виде $E = E_{\text{NEO}} + E_{\text{GAM}}$, где неоклассическое поле, в пренебрежении тороидальным вращением, определяется градиентами плотности и ионной температуры:

$$E_{\text{NEO}} = \frac{T_i}{e} \left[\frac{\partial \ln n}{\partial r} + k_T \frac{\partial \ln T_i}{\partial r} \right]. \quad (4)$$

Поскольку надежные данные о профиле пространственного распределения ионной температуры в токамаке ТУМАН-3М отсутствуют, он принимался подобным профилю плотности плазмы; нормировка проводилась по измеренной в центре ионной температуре плазмы $T_i(0) \approx 200 \text{ eV}$.

В результате расчетов обнаружено, что при увеличении неоднородности суммарного радиального электрического поля $E = E_{\text{NEO}} + E_{\text{OSC}}$ в области локализации возмущения возможно образование области с увеличенным градиентом плотности и подавленным диффузионным переносом вещества — транспортного барьера. При определенных сочетаниях параметров переменного радиального электрического поля и фоновой плазмы (плотность, ионная температура) инициированный под воздействием переменного поля транспортный барьер оказывается самоподдерживающимся, т.е. сохраняется и после отключения переменного поля. При этом новое стационарное состояние плазмы — H-мода, характеризуется сильным градиентом плотности на периферии и поддерживается за счет возникновения самосогласованного сильного радиального электрического поля E_{NEO} .

Данный эффект инициирования перехода носит пороговый характер: если амплитуда или длительность вспышки колебаний E_{OSC} недостаточна, после отключения переменного поля область транспортного барьера разрушается, и система возвращается в состояние с исходным пологим профилем плотности — L-моду (см. рисунок). Минимальное время существования переменного поля, необходимое для формирования такого самоподдерживающегося барьера, обозначено на рисунке как t_{trans} .



Поведение градиента плазмы на периферии при наличии вспышки осциллирующего радиального электрического поля (длительность вспышки обозначена прямоугольником по временной оси). ЛН-переход возможен, если амплитуда колебаний (a) или длительность вспышки (b) превосходят пороговое значение.

Представляется интересным проверить, может ли переменное радиальное электрическое поле, создаваемое ГАМ в токамаке ТУМАН-3М, способствовать переходу в режим улучшенного удержания, иными словами, превосходят ли амплитуда и длительность всплеск ГАМ пороговые значения для перехода. Некоторые параметры ГАМ были измерены в эксперименте — частота $f_{\text{ГАМ}} = 33 \text{ kHz}$, амплитуда колебаний электрического поля E_{OSC} до 5 kV/m , и характеристики пространственной локализации $r_0 = 20 \text{ cm}$ и $w = 0.3 \text{ cm}$ (пространственное положение максимума огибающей и ее полуширина соответственно) были получены с помощью доплеровской рефлектометрии [5]; возмущения потенциала плазмы $\Delta\Phi = 10 \text{ V}$ с той же частотой были измерены в центральной области разряда диагностическим пучком тяжелых ионов (НВР) [4]. Длина волны напрямую не измерялась, однако, учитывая связь между колебаниями потенциала и поля

$$\Delta\Phi = \int_a^{r_{\text{НВР}}} E_{\text{OSC}} dr, \quad (5)$$

можно рассмотреть определенные комбинации длины волны и амплитуды, дающие величину колебаний потенциала в центре, равную измеренной. Значение возмущения потенциала в центре $\Delta\Phi = 10 \text{ V}$ соответствует сочетанию длины волны $\lambda_{\text{ГАМ}} = 1 \text{ cm}$ и амплитуды $E_{\text{ГАМ}} = 4.5 \text{ kV/m}$, близкой к измеренной с помощью доплеровской рефлектометрии. Амплитуда колебаний в этом случае превосходит пороговое значение для инициирования перехода при ионной температуре в области локализации свыше 45 eV , что близко к оценкам T_i на периферии токамака ТУМАН-3М. Таким образом, можно заключить, что моделирование поддерживает гипотезу о роли неоднородного поля ГАМ в инициировании перехода в режим улучшенного удержания плазмы.

Список литературы

- [1] *Diamond P., Itoh S.-I., Itoh K., Nahm T.S.* // Plasma Phys. Controlled Fusion. 2005. V. 47. P. R35–R161.
- [2] *Fujisawa A., Ido T., Shimizu A. et al.* // Nucl. Fusion. 2007. V. 47. S718–S726.

- [3] *Fujisawa A.* // Nucl. Fusion. 2009. V. 49. P. 013001.
- [4] *Аскинази Л.Г.* et al. // Письма в ЖТФ. 2012. Т. 38. В. 6. С. 29–36.
- [5] *Bulanin V.V.* et al. // 40th EPS Conference on Plasma Phys. Helsinki, 2013.
- [6] *Askinazi L.G.* et al. // 38th EPS Conference on Plasma Phys. 2011.
- [7] *Rozhansky V.A.* // Plasma Phys. Controlled Fusion. 2004. V. 46. P. A1–A17.
- [8] *Staebler G.M.* // Plasma Phys. Controlled Fusion. 1998. V. 40. P. 569–580.
- [9] *Hahn T.S.* et al. // Phys. Plasmas. 1999. V. 6. N 3. P. 922–926.