

ГЕНЕРАЦИЯ ТОКА В ТОКАМАКАХ ПРИ ЗАХВАТЕ ИОНОВ В МАГНИТНЫЕ ЯМЫ БЕГУЩЕЙ БМЗ ВОЛНЫ.

И.А.Кован, А.А.Чернов

Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова

123182, Москва

Поступила в редакцию 2 августа 1991 г.

После переработки 23 апреля 1992 г.

Захват ионов, образовавшихся при инжекции нейтральных атомов в плазму токамака, в магнитные ямы быстрой магнитозвуковой волны, бегущей в направлении инжекции, может приводить к "накоплению" этих частиц и формированию пучка ионов с токовой скоростью, равной продольной фазовой скорости волны. Такой физический механизм является основой нового безиндукционного метода генерации стационарного тока в токамаке, выгодно отличающегося от ранее предложенных методов.

Предлагается безиндукционный метод генерации тока в токамаке, основанный на воздействии бегущей в направлении тороидального магнитного поля быстрой магнитозвуковой (БМЗ) волны на ионы, образующиеся в результате процесса ионизации при инжекции пучка нейтральных атомов в плазму токамака. Такое воздействие должно привести к захвату ионов в магнитные ямы БМЗ волны и замедлению процесса столкновительной релаксации ионного пучка. В результате, за счет накопления ионов в магнитных ямах можно сформировать пучок ионов с токовой скоростью, равной продольной фазовой скорости волны. Поскольку концентрация ионов пучка оказывается зависимой от амплитуды продольного магнитного поля БМЗ волны \tilde{B}_{\parallel} , выбором величины \tilde{B}_{\parallel} можно обеспечить необходимую величину тока в токамаке.

Накопление ионов в магнитных ямах оказывается возможным из-за того, что в результате инжекции с продольной скоростью, равной продольной фазовой скорости БМЗ волны, ион в течение определенного времени – времени "жизни" τ_i^* – находится в захваченном состоянии. Если это время оказывается сравнимым с временем продольного замедления иона τ_s ,

$$\tau_i^* \geq \tau_s = \frac{3}{16\sqrt{\pi}} \frac{m_e M_b V_{Te}^3}{e^4 n_e Z_b^2 \Lambda}, \quad (1)$$

(Λ – кулоновский логарифм), которое при скорости пучка большей критической, $V_b \geq V_c \simeq V_{Te} (m_e/M_i)^{1/3}$ связано с торможением на электронах, величина тока, генерируемого за счет захваченных частиц, оказывается сравнимой с током пролетных частиц.

Динамика инжектированных ионов в первом приближении описывается уравнением движения в поле волны с учетом силы трения (в системе координат, связанной с волной):

$$M_b \frac{d^2 z}{dt^2} = \mu k_{\parallel} \tilde{B}_{\parallel} \sin k_{\parallel} z - \frac{M_b}{\tau_s} \left(V_{p\parallel} + \frac{dz}{dt} \right). \quad (2)$$

Здесь z – координата, направленная вдоль тороидального магнитного поля токамака \vec{B}_0 , $\mu = M_b V_{\perp}^2 / 2B_0$ – магнитный момент иона, k_{\parallel} – продольное волновое число БМЗ волны. Наличие диссипативного члена приводит к захвату пролетных частиц, имеющих скорость большую продольной фазовой скорости волны. Оценка вероятности такого захвата для уравнения (2), согласно ¹, дает следующий результат:

$$p_t \simeq \frac{V_{\perp}}{V_{p\parallel}} \left(\frac{\tilde{B}_{\parallel}}{B_0} \right)^{1/2}. \quad (3)$$

Для параметров, близких к токамаку-реактору ITER эта величина не превышает 10^{-1} , то есть сравнительно небольшая доля первоначально пролетных частиц попадает в область захвата, и для того, чтобы эту долю значительно увеличить, необходимо, чтобы источник находился непосредственно в области резонанса, обозначенного границей:

$$|u| = |V_{\parallel} - V_{p\parallel}| \leq \Delta V \simeq V_{\perp} \left(\frac{\tilde{B}_{\parallel}}{B_0} \right)^{1/2}. \quad (4)$$

Накоплению частиц в области резонанса препятствует процесс диффузии на электронах и ионах основной плазмы. В результате, частицы, покидающие область захвата, становятся источником пролетных ионов в интервале скоростей от скорости инжекции V_b до тепловой скорости ионов V_{Ti} . Согласно ², концентрация ионов пучка в этом скоростном интервале оценивается формулой:

$$n_u \simeq S_0 \tau_s \ln \frac{V_b}{V_{Ti}}, \quad (5)$$

где S_0 – источник или плотность потока инжектированных частиц. При этом эффективное время жизни пролетных частиц

$$\tau_u^* \simeq \tau_s \ln \frac{V_b}{V_c}. \quad (6)$$

а характерная токовая скорость $v \simeq 0,44V_b$ ².

Для того, чтобы выяснить, возможно ли накопление частиц в области захвата, необходимо решить кинетическое уравнение для захваченных частиц ишить полученное решение с решением кинетического уравнения для пролетных частиц. Кинетическое уравнение, описывающее динамику захваченных в магнитные ямы ионов, в системе координат, связанной с БМЗ волной, приводится к следующему виду:

$$u \frac{\partial f_i}{\partial z} + \frac{F_{\parallel}}{M_b} \frac{\partial f_i}{\partial u} = St\{f_i\} + S(u, v_{\perp}); \quad (7)$$

$$St\{f\} = \frac{1}{\tau_s} \left[\frac{\partial}{\partial u} (V_{p\parallel} + u)f + \frac{1}{v_{\perp}} \frac{\partial}{\partial v_{\perp}} v_{\perp}^2 f + \left(\frac{T_e}{2M_b} + \alpha^3 v_{\perp}^2 \right) \frac{\partial^2 f}{\partial u^2} + \alpha^3 \left(-2v_{\perp} V_b \frac{\partial^2 f}{\partial u \partial v_{\perp}} + V_b^2 \frac{\partial^2 f}{\partial v_{\perp}^2} \right) \right]; \quad (8)$$

$$\alpha^3 = \frac{V_c^3}{2V_b^3}; \quad F_{\parallel} = -e \frac{\partial \phi_{eff}}{\partial z}; \quad e\phi_{eff} \simeq \mu \tilde{B}_{\parallel}(z) = \mathcal{E}_{\perp} \frac{\tilde{B}_{\parallel}}{B_0} \cos k_{\parallel} z. \quad (9)$$

Основные процессы, описываемые уравнением (7) – торможение и рассеяние ионов пучка на частицах основной плазмы, а также ускорение этих ионов полем бегущей БМЗ волны. Главный источник потерь направленной скорости ионов в режиме захвата – продольное торможение на электронах – оказывается скомпенсированным ускорением в поле БМЗ волны, в этих условиях основными становятся процессы поперечного торможения и продольной диффузии. В

отличие от задачи В.Е.Захарова и В.И.Карпмана ³, для рассматриваемого случая характерны наличие источника и двумерность области захвата. Уравнение (7) удается свести к двумерному в частных производных:

$$\frac{\partial}{\partial \bar{u}} \left(\bar{u} f_t + (1 + \delta \bar{\mathcal{E}}_{\perp}) \frac{\partial f_t}{\partial \bar{u}} \right) + 2 \frac{\partial}{\partial \bar{\mathcal{E}}_{\perp}} \left(\bar{\mathcal{E}}_{\perp} f_t + \alpha^3 \bar{\mathcal{E}}_{\perp} \frac{\partial f_t}{\partial \bar{\mathcal{E}}_{\perp}} \right) + \bar{S}(\bar{u}, \bar{\mathcal{E}}_{\perp}) = 0; \quad (10)$$

$$\bar{u} = \frac{\left[\frac{u^2}{2} + e\phi_{eff}(z) + \frac{V_{p\parallel}}{\tau_s} z \right]^{1/2}}{V_{T_i}/\sqrt{2}}; \quad \bar{\mathcal{E}}_{\perp} = \frac{V_{\perp}^2}{2V_{p\parallel}^2}; \quad \delta = \frac{V_{Te}}{V_{p\parallel}}; \quad \bar{S} = \tau_s S(u, v_{\perp}); \quad V_b^2 = V_{p\parallel}^2 + V_{\perp}^2. \quad (11)$$

В предположении, что основной источник потерь – диффузия в продольном направлении, уравнение (10) удается решить для простейших видов источника. Для равномерно распределенного по некоторой области источника $S(u, v_{\perp}) = S_V = S_0/\Delta V_{\parallel} \Delta \mathcal{E}_{\perp}$, где ΔV_{\parallel} , $\Delta \mathcal{E}_{\perp}$ – характерная ширина области инжекции в фазовом пространстве скоростей, функцию распределения f_t можно представить следующим образом:

$$f_t = \sum_i C_i X_i(x, \lambda_i) Y_i(y, \lambda_i);$$

$$x = \bar{u}/\bar{\mathcal{E}}_{\perp}^{1/2}; \quad y = (\bar{\mathcal{E}}_{\perp}^2 + 2\bar{\mathcal{E}}_{\perp}/\delta + \alpha^3 \bar{u}^2/2\delta)^{1/2}. \quad (12)$$

Функции $X(x)$ и $Y(y)$ определяются из решений простых дифференциальных уравнений, а константы C_i и собственные значения λ_i для области фазового пространства $-x_m \leq x \leq x_m$, $0 \leq y \leq y_m$ (x_m пропорционально $(\bar{B}_{\parallel}/B_0)^{1/2}$ а y_m пропорционально поперечной энергии инжектированных атомов $\mathcal{E}_{\perp m}$) находятся из условий шивки функций распределения для захваченных и пролетных частиц и их потоков:

$$\lambda \simeq \frac{\xi}{x_m} = \xi \frac{V_{T_i}}{V_{p\parallel}} \left(\frac{B_0}{B_{\parallel}} \right)^{1/2}, \quad C \simeq \frac{S_V \tau_s}{3 \cos \lambda x_m}, \quad \Delta y = \frac{\Delta \mathcal{E}_{\perp}}{V_{p\parallel}^2} \leq \frac{y_m}{3}, \quad (13)$$

$\xi \simeq 0,7$ – численный коэффициент, определяемый из граничных условий. При $\alpha^3 \ll 1$ функция f_t допускает простую аппроксимацию:

$$f_t \approx AC \cos \lambda x \left(\frac{y}{y_m} \right)^q \exp(-\lambda^2/2y), \quad q = -\frac{3}{2} + \frac{\delta \lambda^2}{2}, \quad (14)$$

где $A(\alpha)$ – численный коэффициент, связанный с процессом диффузии ионов в поперечном направлении, $A = 1$ при $\alpha = 0$. При этом плотность ионного пучка, захваченного БМЗ волной, определяется формулой:

$$\bar{n}_i = k_{\parallel} \int \int \int f_t u 2\pi v_{\perp} dv_{\perp} dz \simeq S_0 \tau_s H(A, q, y_m, y_s), \quad (15)$$

в которой величина H играет роль параметра накопления, $y_m \simeq \bar{\mathcal{E}}_{\perp m} (1 + 2/\delta \bar{\mathcal{E}}_{\perp m})^{1/2}$, а $y_s \simeq \lambda^2/2$, является фактически границей области возможного накопления. В рассматриваемом случае

$$H = 2A \begin{cases} \frac{1}{|q+1|} \left(1 + \left| 1 - \frac{y_s^{q+1}}{y_m^{q+1}} \right| \right), & \text{при } q \neq -1; \\ 1 + \ln(y_m/y_s), & \text{при } q = -1. \end{cases} \quad (16)$$

Физический смысл полученного решения следующий. Область возможного накопления в фазовом пространстве скоростей соответствует большим поперечным энергиям $\bar{\mathcal{E}}_{\perp} \geq (V_{T_i}^2/2V_{p\parallel}^2)(\bar{B}_0/B_{\parallel})$, ($y_s \leq y \leq y_m$), когда ширина области в продольном направлении (по координате u) велика по сравнению с величиной

$(T_e/M_b)^{1/2}$, и диффузия в продольном направлении не сказывается. При меньших поперечных энергиях ($y \leq y_s$) диффузия ионов в продольном направлении фазового пространства не позволяет "накопить" необходимого числа частиц из-за малости "пробочного" отношения $\tilde{B}_{\parallel}/B_0$, и все частицы, попавшие в эту область, за время $t \leq \tau_s$ уходят из области захвата. При фиксированном $V_{b\perp}/V_{b\parallel}$ величина y_s фактически задает минимальную амплитуду продольного магнитного поля волны \tilde{B}_{\parallel} , при которой можно накопить пучок нужной плотности в магнитных ямах БМЗ волны.

Накоплению же в области больших поперечных энергий ($y_s \leq y \leq y_m$) препятствует "остывание" ионов в поперечном направлении из-за трения об электроны. Уменьшение поперечной энергии при таком торможении мог бы компенсировать нагрев захваченных ионов в поперечном направлении, связанный с рассеянием ионов пучка на ионах основной плазмы. При малом ($\alpha \ll 1$), но конечном α такой "нагрев" приводит к увеличению коэффициента A примерно в два раза. Введение дополнительного поперечного нагрева ионов пучка, например, с помощью циклотронного нагрева, описываемого в кинетическом уравнении аналогично рассеянию членом со второй производной по \mathcal{E}_{\perp} функции распределения ⁴, может привести к значительному увеличению коэффициента A , и, следовательно, к значительному накоплению частиц в области захвата.

Параметр H , определяющий время жизни захваченных частиц,

$$\tau_t^* \simeq \tau_s H, \quad (17)$$

как следует из формулы (16), кроме параметров A и y_s , зависит также от величин q и y_m . Зависимость от параметра y_m , пропорционального поперечной энергии инжектированных ионов, очевидна: с ростом отношения y_m/y_s растет и параметр H , так как растет время жизни, связанное с торможением захваченных ионов в поперечном направлении. Зависимость же от параметра q связана с процессом диффузии ионов пучка на ионах основной плазмы, который оказывается важным при больших поперечных энергиях пучка. Рост величины H связан с увеличением продольной скорости инжекции и амплитуды продольного магнитного поля волны \tilde{B}_{\parallel} . При низких температурах плазмы, когда отношение $V_{p\parallel}/V_{Ti}$ велико, величина λ оказывается небольшой, и при $q \leq -1$ параметр H может быть значительно увеличен.

Для захвата ионов пучка в центральной области плазмы токамака необходимо возбудить БМЗ волну определенной структуры. Наилучшим образом этому соответствует мода $m = 0$ низшего радиального типа тороидального плазменного резонатора, возбуждаемая внешним источником во всем объеме плазмы на частоте $\omega_{\nu} \simeq \nu V_A/a$ ⁵ (V_A - альфвеновская скорость на оси шнура, a - малый радиус тора, ν - численный коэффициент, зависящий от распределения концентрации плазмы по малому радиусу, например, $\nu \simeq 4,67$ для параболического профиля концентрации). У такой БМЗ волны основную энергию составляет энергия магнитного поля, продольное волновое число k_{\parallel} выбирается из условий фазового резонанса с инжектированными ионами и сдвигания точки альфвеновского резонанса на край шнура, $k_{\parallel} \ll k_{\perp}$, откуда следует, что продольная фазовая скорость волны $V_{p\parallel} = \omega/k_{\parallel} \gg \omega/k_{\perp} \simeq V_A$ намного превышает альфвеновскую. При этом структура магнитного поля волны такова, что максимум находится на оси плазменного шнура, область захвата ионов в магнитные ямы БМЗ волны будет представлять тор с малым радиусом примерно равным половине малого радиуса токамака.

Для определения эффективности предлагаемого метода оценим мощность БМЗ волны, поглощаемую пучком ионов, которая в первую очередь связана

с работой поля волны для компенсации потерь на кулоновское торможение:

$$P_b \simeq \frac{n_t M_b V_{p\parallel}^2}{\tau_s} \quad (18)$$

Для горячей плазмы – основной конкурирующий механизм – поглощение на электронах. При небольших амплитудах БМЗ волны, когда за счет столкновений функция распределения электронов в резонансной области остается максвелловской, поглощение на электронах связано с затуханием Ландау и его магнитным аналогом ⁶. При амплитудах, больших некоторой, $\tilde{B}_{\parallel} \geq \tilde{B}^*$, определяемой из условия равенства столкновительного \mathcal{D}^c и квазилинейного \mathcal{D}^{QL} коэффициентов диффузии в пространстве скоростей (для параметров, близких к параметрам ITER, $B^* \sim 25$ Гс), функция распределения электронов сильно деформируется в резонансной области ($\partial f_e / \partial V_{\parallel} \approx 0$), и поглощение на основании ⁷ определяется столкновениями,

$$P_e \simeq \frac{\mathcal{D}^c \mathcal{D}^{QL}}{\mathcal{D}^c + \mathcal{D}^{QL}} m_e n_{re} \frac{V_{p\parallel}^2}{V_{Te}^2} \simeq 0,7 \frac{n_e m_e V_{p\parallel}^3}{\tau_{ee} V_{Te}} \left(\frac{\tilde{B}_{\parallel}}{B_0} \right)^{1/2}, \quad (19)$$

где n_{re} – плотность резонансных электронов, n_e – плотность основной плазмы. Сравнивая между собой P_b и P_e , получим:

$$\frac{P_b}{P_e} \simeq 1,8 \frac{n_t}{n_0} \frac{V_{Te}}{V_{p\parallel}} \left(\frac{B_0}{\tilde{B}_{\parallel}} \right)^{1/2}. \quad (20)$$

Для параметров плазмы, типичных для токамака-реактора ITER, это отношение близко к двум при инжекции водорода и возрастает еще в два раза при инжекции дейтерия. Это означает, что большая часть вкладываемой мощности поглощается ионами пучка.

Важно отметить, что электронные токи, связанные с поглощением волны на электронах или захватом электронов, отсутствуют в случае возбуждения в объеме токамака стоячей БМЗ волны, поскольку стоячую волну можно представить в виде суммы двух бегущих навстречу друг другу волн, с электронами они взаимодействуют одинаково, а с пучком ионов взаимодействует только та, которая "бежит" в направлении инжектированных ионов.

Эффективность предлагаемого метода оценим через локальную эффективность η , определяемую как отношение плотности генерируемого тока к плотности вкладываемой мощности:

$$\eta = \frac{j}{P_{RF} + P_s} = \frac{j_t + j_u}{P_b + P_e + P_s} \simeq \eta_{Nb} \frac{1,6(H + 0,44)}{\left(1 + \frac{P_s}{P_b}\right) H + 1}, \quad (21)$$

где P_{RF}, P_s – плотности вводимых ВЧ мощности и пучка нейтральных атомов, j_t, j_u – плотности тока захваченных и пролетных частиц, H – параметр накопления.

Для параметров плазмы, типичных для проектируемого токамака-реактора ITER – $n_e \simeq 10^{20} \text{ м}^{-3}$, $T_e \simeq T_j \simeq 20 \text{ кэВ}$, $V_{Te} \simeq 8,4 \cdot 10^7 \text{ м/с}$, $V_c \simeq 3 \cdot 10^6 \text{ м/с}$, величине требуемого тока пучка $I_b \simeq 13 \text{ МА}$ – при инжекции атомов водорода с $V_{b\perp} \simeq V_{b\parallel} \simeq 1,4 \cdot 10^7 \text{ м/с}$, $\varepsilon_b \geq 2 \text{ МэВ}$, для того, чтобы получить $H \geq 2$, необходимо:

$$\frac{n_t}{n_e} \leq 2 \cdot 10^{-2}; \quad \frac{\tilde{B}_{\parallel}}{B_0} \geq 10^{-2}; \quad \tilde{B}_{\parallel} \geq 500 \text{ Гс}. \quad (22)$$

В токамак-реакторе, где поглощение ВЧ мощности на электронах достаточно сильное, при $H \geq 1$ эффективность предлагаемого метода близка к эффективности метода генерации тока с помощью "чисто" нейтральной инжекции. Однако предлагаемый метод уже при $H \simeq 2$ позволяет уменьшить мощность источника нейтральных атомов почти в 5 раз за счет того, что большая часть тока переносится захваченными ионами, которые имеют токовую скорость в 2,3 раза большую, чем пролетные. Такая замена оказывается выгодной, поскольку источник ВЧ мощности, с помощью которого генерируется БМЗ волна в объеме плазмы токамака, имеет гораздо более высокий КПД, чем источник нейтральных атомов.

В небольших установках, например, $T - 11$ М, где существует возможность экспериментальной проверки предлагаемого метода, поглощение БМЗ волны на электронах невелико, и эффективность предлагаемого метода может оказаться почти в 1,5 раза выше, чем для метода "чисто" нейтральной инжекции.

Кроме того, как уже было отмечено, существуют пути повышения параметра накопления H , например, с помощью дополнительного циклотронного нагрева захваченных ионов.

В заключение авторы благодарят В.В.Параила, А.Р.Полевого, В.П.Пастухова, А.И.Нейштадта за ценные замечания, сделанные в процессе работы, а также Ю.В.Петрова за помощь в работе.

-
1. A.I.Neishtadt, In: CHAOS/ХАОС, Interdisciplinary J. of Nonlinear Science. Ed. D. Campbell, AIP 1, 261 (1990).
 2. J.D.Gaffey, Jr., J. of Plasma Phys. 16, 149 (1976).
 3. В.Е.Захаров, В.И.Карпман, ЖЭТФ 43, 490 (1962).
 4. C.S.Chang, and P.Colestock; Phys. of Fluids B 2, 310 (1990).
 5. Н.В.Иванов, И.А.Кован, Атомная энергия 38, 240 (1975).
 6. T.Stix, Nuclear Fusion 15, 737 (1975).
 7. Я.И.Колесниченко, В.В.Параил, Г.В.Переверзев, Генерация безиндукционного тока в токамаке. В сб.: Вопросы теории плазмы. Под ред. Б.Б.Кадомцева, М.: Энергоатомиздат, 1989, 17, 3.