

УДК 533.9

ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ И ПОЛОИДАЛЬНОЕ ВРАЩЕНИЕ В ТУРБУЛЕНТНОЙ ПРИСТЕНОЧНОЙ ПЛАЗМЕ ТОКАМАКА Т-10

© 2019 г. Р. В. Шурыгин^{а,*}, А. В. Мельников^а^а Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

* e-mail: regulxx@rambler.ru

Поступила в редакцию 04.06.2018 г.

После доработки 20.09.2018 г.

Принята в печать 20.09.2018 г.

Проведен численный расчет турбулентной динамики пристеночного слоя плазмы токамака Т-10 на основе решения нелинейных МГД-уравнений в рамках редуцированной двухжидкостной гидродинамики Брагинского. Показано, что генерация полоидальной скорости определяется действием двух основных сил: турбулентной силы Рейнольдса F_R и геодезической силы Стрингера–Винзора F_{SW} , связанной с ГА-модой полного давления плазмы $\langle p \sin \theta \rangle$. Из расчетов следует, что силы F_R и F_{SW} направлены в разные стороны, компенсируя друг друга. Показано, что с ростом температуры электронов результирующий баланс этих сил изменяется таким образом, что амплитуда полоидальной скорости ионов течения и соответственно электростатического потенциала $\phi_0(r, t)$ уменьшаются. В случае роста плотности плазмы увеличиваются “движущие силы” турбулентности – градиенты dn_0/dr , dp_0/dr , одновременно уменьшается диссипация за счет продольного тока, что приводит к росту амплитуды турбулентных флуктуаций и силы Рейнольдса F_R . В то же время величина силы F_{SW} увеличивается за счет роста давления $\langle p \sin \theta \rangle$, но уменьшается за счет фактора $1/n_0$. Суммарная результирующая сила, генерирующая полоидальную скорость, возрастает, что приводит к росту потенциала. Данные численного моделирования как в случае ЭЦР-нагрева, так и в рассматриваемых случаях изменения плотности плазмы качественно согласуются с результатами эксперимента по измерению электростатического потенциала на Т-10.

DOI: 10.1134/S0367292119020100

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из наиболее важных параметров, характеризующих турбулентную динамику пристеночной плазмы токамака, считается электрическое поле. Значительное число теоретических и экспериментальных работ посвящено механизму подавления турбулентности за счет радиального градиента электрического поля. Эксперименты по определению величины и пространственного распределения электрического поля проведены на ряде установок [1–5]. Показано, что электрические поля существенно зависят от многих параметров плазмы, таких как температуры электронов и ионов, плотность основной плазмы, мощность дополнительного нагрева, величина магнитного поля, концентрации ионов примеси и нейтралов. Активно изучается возможность воздействия на удержание пристеночной плазмы электрически заряженными электродами.

В экспериментальной практике широко используются методы дополнительного нагрева, связанные с введением ВЧ-мощности в плазму

токамака. В данной работе проводится численный расчет поведения турбулентных полей плазмы в плоском пристеночном слое $r_0 < r < a$ токамака Т-10 в режиме дополнительного нагрева с помощью метода электронного циклотронного резонанса (ЭЦР). Режим увеличения мощности ЭЦР-нагрева моделировался увеличением электронной температуры T_{be} на внутренней границе слоя, примыкающей к основной плазме. Измерения на токамаке Т-10 показывают падение электростатического потенциала в направлении от стенки к центру ($\partial\phi_0/\partial r > 0$) [4, 5]. При переходе от омического режима (ОН) к режиму ЭЦР-нагрева это падение уменьшается, то есть модуль радиального электрического поля также уменьшается $|E_n|^{ECR} < |E_n|^{OH}$, при этом поле остается отрицательным. Однако, если продолжать увеличение электронной температуры путем увеличения мощности ЭЦР-нагрева, ситуация меняется – электростатический потенциал в направлении от стенки к центру начинает расти ($\partial\phi_0/\partial r < 0$), и величина электрического поля вблизи стенки ста-

новится положительной $E_r^{ECR} > 0$. Иная картина наблюдается при увеличении плотности плазмы.

В настоящей работе для сравнения теории с экспериментом проводится численное моделирование поведения радиального профиля электростатического потенциала, а также полоидального вращения плазмы, в турбулентных режимах с ростом температуры электронов и плотности в пристеночной плазме токамака Т-10. Показано, что причиной возникновения радиального электрического поля является полоидальная скорость плазмы, а не наоборот. Причина генерации полоидальной скорости заключена в действии на плазму внутренних сил: турбулентных напряжений Рейнольдса и силы Стригера–Винзора.

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Для описания низкочастотной электростатической дрейфово-резистивной турбулентности используем 5-ти полевую $\{\phi, n, p_e, p_i, V_{||i}\}$ систему редуцированных двухжидкостных нелинейных МГД-уравнений Брагинского для сильностолкновительной плазмы в тороидальном пристеночном слое токамака [6–9]. Эту систему удобно привести к безразмерному виду, используя преобразование переменных

$$n \rightarrow \frac{n}{n_*}, \quad p \rightarrow \frac{p}{p_*}, \quad \phi \rightarrow \frac{\phi}{\phi_*}, \quad t \rightarrow \frac{t}{t_*},$$

$$r \rightarrow \frac{r}{L_*}, \quad v_{\perp}, D_{\perp}, \chi_{e,i\perp} \rightarrow \frac{v_{\perp}, D_{\perp}, \chi_{e,i\perp}}{D_*},$$

$$n_* = n_{13} \frac{L_*}{d}, \quad p_* = n_{13} T_* \left(\frac{L_*}{d} \right)^2, \quad \phi_* = \frac{B_0 L_*^2}{c t_*},$$

$$D_* = \frac{L_*^2}{t_*}, \quad V_* = \frac{L_*}{t_*},$$

где $t_* = \gamma_B^{-1} = C_S^{-1} \sqrt{\frac{R_0 d}{2}}$ – обратный инкремент идеальной баллонной моды,

$$L_* = 2\pi q \sqrt{\frac{0.51 \rho_S R_0 v_{ei0}}{\omega_{ce}}} \left(\frac{2R_0}{d} \right)^{1/4}, \quad L_{||} = 2\pi q R_0,$$

$$C_S = \sqrt{\frac{T_*}{m_i}}, \quad \rho_S \frac{C_S}{\omega_{ci}}, \quad \omega_{ce,i} = \frac{e B_0}{m_{e,i} c}, \quad n_{13} = 10^{13} \text{ см}^{-3}.$$

Для коэффициентов поперечного переноса по соображениям численной устойчивости были выбраны величины $[v_{\perp}, \mu_{\perp}, D_{\perp}, \chi_{e,i\perp}] \cong 0.005 - 0.01 D_{Bohm}$. Далее для удобства рассмотрения выделим сред-

нюю по полоидальному углу величину в каждой из рассматриваемых полевых переменных

$$f(r, \theta, t) = f_0(r, t) + \tilde{f}(r, \theta, t), \quad f_0 = \langle f \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f d\theta.$$

После процедуры нормализации МГД-уравнения преобразуются к виду

$$\frac{Dw}{Dt} = \frac{1}{v} \nabla_{||}^2 H - \frac{1}{n_0} C[(p_e + p_i) - G_{||} + v_{\perp} \Delta_{\perp} w + \Lambda_w]; \quad (1a)$$

$$\frac{Dn}{Dt} = \sigma n \nabla_{||}^2 H + \Psi_n - \gamma \nabla_{||}(n \cdot V_{||i}) + D_{\perp} \Delta_{\perp} n + \Lambda_n; \quad (1b)$$

$$\begin{aligned} \frac{Dp_e}{Dt} = & \sigma \nabla_{||} H \nabla_{||} p_e + \sigma p_e \nabla_{||}^2 H + G_{pe} + \hat{\chi}_{||e} \nabla_{||}^2 p_e + \\ & + \chi_{\perp e} \Delta_{\perp} p_e + \Psi_{pe} - W_{ie} + \Lambda_{pe}, \quad (1c) \\ G_{pe} = & V_{||i} \nabla_{||} p_e + \frac{5}{3} p_e \nabla_{||} V_{||i}; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{Dp_i}{Dt} = & \sigma \nabla_{||} H \nabla_{||} p_i + \sigma p_i \nabla_{||}^2 H + G_{pi} + \hat{\chi}_{||i} \nabla_{||}^2 p_e + \\ & + \chi_{\perp i} \Delta_{\perp} p_e + \Psi_{pi} + W_{ie} + \Lambda_{pi}, \quad (1d) \\ G_{pi} = & V_{||i} \nabla_{||} p_i + \frac{5}{3} p_i \nabla_{||} V_{||i}; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{DV_{||i}}{Dt} + \gamma V_{||i} \nabla_{||} V_{||i} = & - \frac{\varepsilon_V}{n_0} \nabla_{||}(p_e + p_i) + \\ & + \Psi_V - \mu_{||} \nabla_{||} \Pi_i + \mu_{\perp} \Delta_{\perp} V_{||i}, \end{aligned}$$

$$\Pi_i = Y \sin \theta - S_{||} \nabla_{||} V_{||i}, \quad \mu_{||} = \frac{0.64}{q} \frac{C_S t_*}{R^2 v_{i0}} T_{i0}^{5/2}, \quad (1e)$$

$$S_{||} = \frac{2 C_S t_*}{q L_*}, \quad Y = \frac{d\tilde{\phi}}{dr} + \frac{\alpha}{n_0} \frac{d\tilde{p}_i}{dr};$$

$$w = \nabla \cdot \left[\nabla_{\perp} \phi + \frac{\alpha \nabla_{\perp} p_i}{n_0} \right], \quad H = \frac{\alpha}{n_0} p_e - \phi. \quad (1f)$$

Для продольной вязкости Π_i использовано упрощенное выражение, которое в размерном виде выглядит как [6]

$$\begin{aligned} \Pi_i \approx & \eta_0 \{ \mathbf{k} \cdot (\mathbf{V}_E + \mathbf{V}_{Di} + 1.61 \mathbf{V}_{Ti}) - 2 \nabla_{||} V_{||i} \}, \\ \mathbf{V}_E = & \frac{c}{ZeB} \mathbf{b} \times \nabla \phi, \quad \mathbf{b} = \frac{\mathbf{B}}{B}, \quad \mathbf{V}_{Di} = \frac{c}{ZeB} \mathbf{b} \times \nabla p_i, \\ \mathbf{V}_{Ti} = & \frac{c}{ZeB} \mathbf{b} \times \nabla T_i, \quad \mathbf{k} = \frac{\nabla B}{B}, \quad \eta_0 = 0.96 \frac{p_i}{v_{ii}}. \end{aligned}$$

Считалось, что в тороидальной системе координат (r, θ, ζ) равновесное магнитное поле имеет вид $\mathbf{B} = \frac{B_0 R_0}{R} \mathbf{e}_{\zeta} + \frac{\varepsilon B_0}{q(r)} \mathbf{e}_{\theta}$, $R = R_0 + r \cos \theta$, где r и R – малый и большой радиусы токамака, q – коэффициент запаса устойчивости. Функции Ψ_j в уравнениях (1.a)–(1.d) включают эффекты, связанные с кривизной магнитного поля токамака, оператор

кривизны $C(f)$ определяется как $C(f) = \sin\theta \frac{\partial f}{\partial r} + \cos\theta \frac{\partial f}{r\partial\theta} = -\frac{R_0 B_0}{2} \left(\nabla \times \frac{\mathbf{b}}{B} \right) \cdot \nabla f$,

$$\Psi_n = g \cdot [nC(\varphi) - \alpha C(p_e)],$$

$$\Psi_{pe} = \frac{5}{3} g \cdot [p_e C(\varphi) - \xi C(p_e T_e)],$$

$$\Psi_{pi} = \frac{5}{3} g \cdot \{ [p_i C(\varphi) + \xi C(p_i T_i) - \xi T_i C(p_e + p_i)] \},$$

$$\Psi_V = \frac{\alpha g p_i}{n_0} C(V_{\parallel i}),$$

$$G_{\parallel} = v_{\parallel} C[T_{i0}^{5/2} C(S)], \quad S = \varphi + \frac{\alpha}{n_0} p_i + 1.61 \xi T_i,$$

$$v_{\parallel} = 0.16 \frac{d \omega_*}{R_0 v_{i0}}.$$

Введены обозначения

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \{ \phi, \}, \quad \{ A, B \} = \frac{\partial A}{\partial r} \frac{\partial B}{r \partial \theta} - \frac{\partial B}{\partial r} \frac{\partial A}{r \partial \theta},$$

$$\nabla_{\parallel} = \frac{\partial}{\partial \theta},$$

$$g = \frac{2L_*}{R_0}, \quad \alpha = \frac{\rho_S C_S t_*}{d \cdot L_*}, \quad \xi = \alpha \frac{d}{L_*},$$

$$\sigma = \frac{g\alpha}{v}, \quad \gamma = \frac{C_S t_*}{L_{\parallel}}, \quad \varepsilon_V = \gamma \frac{L_*}{d},$$

$$v_0 = \frac{C_S^2 t_*}{L_{\parallel}^2}, \quad \hat{\chi}_{\parallel e} = k_e \frac{m_i v_0 T_{e0}^{5/2}}{m_e v_{0e} n_0},$$

$$\hat{\chi}_{\parallel i} = k_i \frac{v_0 T_{i0}^{5/2}}{v_{0i} n_0}, \quad k_e = \frac{2}{3} 3.16, \quad k_i = \frac{2}{3} 3.9,$$

$$v = \left(\frac{n_0 L_*}{T_{e0}^{3/2} d} \right), \quad v_{e0} = \frac{10^{-5} Z_{eff} \Lambda n_{13}}{3.5 T_*^{3/2}},$$

$$v_{i0} = \frac{10^{-7} (2m_H)}{3.0} \left(\frac{2m_H}{m_i} \right) \frac{Z^3 \Lambda n_{13}}{T_*^{3/2}}, \quad W_{ei} = \frac{2m_e v_{e0}}{m_i \omega_*} v(p_e - p_i).$$

$$\Lambda_e = \ln \sqrt{\frac{m_i}{2\pi m_e}}, \quad \eta = \gamma \frac{\omega_{ci}}{\omega_*}.$$

Фигурирующие в $k_{e,i}$ числа 3.16 и 3.9 (вычисляемые в кинетической теории) происходят из размерных коэффициентов теплопроводности $\chi_{\parallel e} = 3.16 \frac{p_e}{m_e v_{ei}}$, $\chi_{\parallel i} = 3.9 \frac{p_i}{m_i v_{ii}}$.

Расчеты проводились в прямоугольной области $r_0 < r < a$, $0 < \theta < 2\pi$, $d = a - r_0$ — ширина расчетного слоя. Значения нормировочных величин для плотности, электронной температуры и маг-

нитного поля принимались равными $n_{13} = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $T_* = 100 \text{ эВ}$, $B_0 = 2 \text{ Тл}$.

Токамак T-10, для параметров которого проводились расчеты, имеет кольцевой полоидальный лимитер, расчетная область $r_0 < r < a$, $r_0 = 26 \text{ см}$, $a = 32 \text{ см}$. При этом незамкнутые силовые линии магнитного поля, или SOL-слой, занимали область $r_{SOL} < r < a$, $r_{SOL} = 30 \text{ см}$. Таким образом, ширина расчетной области равнялась $d = a - r_0 = 6 \text{ см}$, а ширина SOL-слоя (область “тени” лимитера) $d_{SOL} = a - r_{SOL} = 2 \text{ см}$.

Диссипация в SOL-слое связана с продольным движением ионов и электронов вдоль незамкнутых силовых линий магнитного поля (sheath current), которые оканчиваются на кольцевой поверхности лимитера. Источниковые члены Λ_j описывают этот ток в области SOL-слоя и имеют вид [10]

$$\Lambda_W = \eta \sqrt{T_{e0}} (1 - e^{\Psi}), \quad \Psi = \Lambda_e - \frac{\Phi_0}{\xi T_{e0}},$$

$$\Lambda_n = -\gamma n e^{\Psi}, \quad \Lambda_{pe} = -\frac{5}{3} \gamma p_e e^{\Psi}, \quad \Lambda_{pi} = -\frac{5}{3} \gamma p_i e^{\Psi}.$$

Так как вне области SOL члены Λ_j отсутствуют, эти выражения умножались на ступенчатую функцию

$$h(r) = 0, \quad r_0 < r < r_{SOL}; \quad h(r) = 1, \quad r_{SOL} < r < a.$$

Для описания турбулентной динамики преобразуем систему (1.a)–(1.f), используя подход, развитый в работе [11], основанный на введении “медленных” и “быстрых” полевых переменных. В этом случае в тороидальной системе координат $\{r, \theta, \zeta\}$ любая полевая переменная представляется в виде суммы “медленной” аксиальносимметричной (не зависящей от угла ζ) переменной $f_A(r, \theta, t)$ и “быстрой” баллонной переменной $f_B(r, \theta, \zeta, t)$ имеющей зависимость от тороидального угла ζ . Рассмотрение существенно упрощается, если изучать только одну тороидальную баллонную моду вблизи резонанса $m = nq$. Для плазменных полей в этом случае справедливо представление

$$f(r, \theta, \zeta, t) = f_A(r, \theta, t) + f_B(r, \theta, \zeta, t),$$

$$f_B(r, \theta, \zeta, t) = f_{BS}(r, \theta, t) \sin \lambda + f_{BC}(r, \theta, t) \cos \lambda, \quad (2)$$

$$\lambda = m\theta - n\zeta = nq\theta - n\zeta.$$

После замены переменных $r \rightarrow r'$, $\theta \rightarrow \theta'$, $\zeta \rightarrow \lambda$ и усреднения по углу λ полная система МГД-уравнений разбивается на две взаимодействующие подсистемы уравнений для аксиальносимметричных переменных f_A и баллонных $f_{BS, BC}$ [9]. Такой подход дает возможность существенно экономить временной ресурс при численных расчетах, перейдя от решения пространственно трех-

мерной $\{r, \theta, \zeta\}$ задачи к двумерной $\{r, \theta\}$, при этом сохраняя физически важную трехмерную природу турбулентных флуктуаций. Более того, появляется возможность рассмотрения наиболее неустойчивых баллонных мод с $m \gg 1$. В настоящей работе используется теоретическая модель, включающая 5 полевых переменных $\{\phi, n, p_e, p_i, V_{\parallel i}\}$. Расчеты показали, что в исследуемой низкотемпературной области токамака введенные переменные дают больше физической информации о свойствах турбулентности и позволяют адекватно рассчитать величину полоидальной скорости вращения плазмы и радиального электрического поля.

Система эволюционных уравнений для баллонных мод $f_{BS,BC}(r, \theta, t)$, полученная из исходной системы (1a)–(1f) усреднением по углу λ в приближении $m \gg 1$, приведена в [12]. Численная схема, используемая для решения этих уравнений, подробно рассмотрена в [9].

3. РАСЧЕТ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Исходя из стандартной процедуры вывода редуцированных МГД-уравнений [6, 7], пренебрегая инерцией и диссипацией, получаем (из уравнения импульса для ионов) в нулевом приближении уравнение, описывающее поперечную динамику ионов

$$\begin{aligned} \mathbf{V}_{\perp} &\approx \mathbf{V}_E + \mathbf{V}_{Di}, & \mathbf{V}_E &= \frac{c}{B} \mathbf{b} \times \nabla \phi, \\ \mathbf{V}_{Di} &= \frac{c}{enB} \mathbf{b} \times \nabla p_i, \end{aligned} \quad (3)$$

Полная скорость ионов имеет вид

$$\mathbf{V} = \mathbf{V}_{\perp} + \mathbf{b}V_{\parallel i}. \quad (4)$$

Уравнение (3) описывает приближенное равновесие ионов находящейся под действием трех основных сил: электрической, силы Лоренца и силы, возникающей из-за градиента давления, — которые в магнитном поле токамака приводят к дрейфовому движению плазмы. Можно сказать, что в случае малого градиента давления радиальное электрическое поле образуется за счет электроиндукционного механизма $E \sim VB/c$, а при малых скоростях плазмы электрическая сила уравновешивается градиентом ионного давления, $E \sim dp_i/dr$. В общем случае радиальное поле возникает за счет действия двух указанных механизмов.

Для расчета электрического поля в квазинейтральной плазме токамака $Zn_e = n_i$ используем уравнение сохранения заряда, исходя из полного

уравнения движения ионов с учетом поляризационной скорости V_{pol} :

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{J} &= 0, & \nabla \cdot (\mathbf{J}_{pol} + j_{\parallel} \mathbf{b} + \mathbf{J}_{\perp}) &= 0, \\ \mathbf{J}_{pol} &= enV_{pol}. \end{aligned}$$

Подставляя в это уравнение выражение для токов поляризации, продольного и поперечного [6],

$$\begin{aligned} \mathbf{J}_{pol} &\approx \frac{en\mathbf{b}}{\omega_{ci}} \times \left[\frac{\partial \mathbf{V}_{\perp}}{\partial t} + (\mathbf{V}_{\perp} \nabla) \mathbf{V}_{\perp} + \frac{\nabla \Pi_i}{m_i n} \right], \\ j_{\parallel} &= \sigma \left(-\nabla_{\parallel} \phi + \frac{\nabla_{\parallel} p_e}{en} \right), \\ \mathbf{J}_{\perp} &= \frac{c}{B} \mathbf{b} \times \nabla p, \end{aligned} \quad (5)$$

и вводя новую полевую переменную (вихрь) $w = \nabla \cdot (\mathbf{V}_{\perp} \times \mathbf{b}) = \nabla \cdot \left(\nabla_{\perp} \phi + \frac{\alpha}{n_0} \nabla_{\perp} p_i \right)$, получим (после нормализации) эволюционное уравнение (1.a) для вихря $w(r, \theta, t)$. Величину электрического потенциала $\tilde{\phi}(r, \theta, t)$ после решения вихревого уравнения (1.a) находим из уравнения (1.f)

$$\nabla_{\perp}^2 \tilde{\phi} = \tilde{w} - \nabla \cdot \left(\frac{\alpha}{n_0} \nabla_{\perp} \tilde{p}_i \right).$$

Заметим, что независимо от величины электрического поля для рассматриваемой плазмы выполняется условие амбиполярности $\langle j_r \rangle = 0$.

Выражение для величины радиального электрического поля через нулевую гармонику потенциала получим, используя полоидальную компоненту усредненного уравнения (3):

$$\frac{d\phi_0}{dr} = V_0 - V_{Di}. \quad (6)$$

Здесь $V_0(r, t) = V_0/V_*$, $V_{\parallel 0i}(r, t) = V_{\parallel 0i}/V_*$ и $V_{Di} = (\alpha/n_0) dp_{i0}/dr$ — безразмерные усредненные полоидальная, продольная и диамагнитная скорости ионов.

Интегрируя (6) по радиусу, получаем (безразмерное) уравнение для величины электростатического потенциала

$$\begin{aligned} \phi_0(r, t) &= \int_{r_0}^r [V_0 - V_{Di}] dr + K, \\ K &= -\int_{r_0}^a [V_0 - V_{Di}] dr + \phi_0(r = a). \end{aligned} \quad (7)$$

Граничное условие берем в виде $\phi_0(r = a) = \xi T_{e0} \Lambda_e$.

Отметим, для расчета величины ϕ_0 требуется знание величин $V_0, p_{0i}, n_0, V_{\parallel 0i}$, для получения которых используются соответствующие эволюционные усредненные по магнитной поверхности МГД-уравнения (см. Приложение). Учитываем,

что $w_0 = d(rV_0)/rdr$ (в случае узкого слоя $\approx dV_0/dr$). Усредняя по углу уравнение (1а) для вихря и интегрируя по радиусу, получим эволюционное уравнение, необходимое для определения полоидальной скорости ионов $V_0(r, t)$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial V_0}{\partial t} &= +F_R + F_{SW} + F_{neo} + F_{SOL} + v_{\perp} \frac{d^2 V_0}{dr^2}, \\ F_R &= -\langle \tilde{V}_{Er} \tilde{w} \rangle, \quad \tilde{V}_{Er} = -\frac{1}{r} \frac{\partial \tilde{\Phi}}{\partial \theta}, \\ F_{neo} &= -v_{neo}(V_0 - V_{neo}), \\ F_{SOL} &= \int_{r_0}^r \Lambda_w dr, \\ F_{SW} &= -\frac{1}{n_0} \langle (\tilde{p}_e + \tilde{p}_i) \sin \theta \rangle, \\ v_{neo} &= \frac{0.16 C_S^2}{R_0^2 v_{i0} \omega_*} T_{i0}^{5/2}, \quad V_{neo} = -1.6 l \xi \frac{dT_{i0}}{dr}, \end{aligned} \quad (8)$$

где F_R — сила турбулентных напряжений Рейнольдса, F_{SW} — сила Стрингера–Винзора [13], F_{neo} — сила неоклассического торможения за счет продольной вязкости, сила F_{SOL} отлична от нуля только в области SOL-слоя и возникает из-за радиального тока, протекающего по кольцевой диафрагме.

Анализ показывает, что основными силами в области замкнутых магнитных поверхностей ($r_0 < r < r_{SOL}$), определяющими генерацию полоидальной скорости, являются силы F_R и F_{SW} . Для пояснения физического смысла силы F_{SW} заметим, что уравнение для эволюции полоидальной скорости соответствует условию амбиполярности $\langle j_r \rangle = 0$. С учетом выражения для основных токов (5) это условие запишется как

$$\langle j_r \rangle \approx \langle j_{POL}^r \rangle + \langle j_{\perp}^r \rangle + \dots$$

Видно, что выражение для усредненной по углу радиальной составляющей поперечного тока $\langle j_{\perp}^r \rangle = \left\langle -\frac{c}{B(r, \theta) r \partial \theta} \frac{\partial p}{\partial r} \right\rangle \approx -\frac{c}{B_0 R_0} \langle p \sin \theta \rangle$, $B = B_0 / (1 + (r/R_0) \cos \theta)$ соответствует силе Стрингера–Винзора F_{SW} .

Отметим, что истинная полоидальная скорость плазмы, как следует из (4), с учетом тороидальной скорости $V_{\zeta} \approx V_{\parallel}$ вычисляется как

$$V_{\theta} = V_0 + (\varepsilon/q) V_{\parallel}.$$

На установке Т-10 в течение многих лет проводились эксперименты по определению радиального хода электрического потенциала $\phi_0(r, t)$ в зависимости от различных параметров плазмы. Ниже приведены численные расчеты, демон-

стрирующие, как изменяется величина электростатического потенциала, полоидальной скорости и радиального электрического поля в зависимости от изменения электронной температуры (ЭЦР-нагрев) и плотности плазмы в расчетном слое в режиме развитой турбулентности.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

Численный код дает возможность, используя систему уравнений (1.a)–(1.f), рассчитать величины ϕ , n , $p_{e,i, \parallel}$, полоидальную скорость $V_0(r, t)$ и потенциал $\phi_0 = \phi_0(r, t) + \phi_1(r, \theta, t)$.

Численные расчеты проводились в пристеночной области $r_0 = 26 \text{ см} < r < a = 32 \text{ см}$ при следующих параметрах токамака Т-10: $R = 150 \text{ см}$, $d = 6 \text{ см}$, $B = 2.1 \text{ Тл}$, $q = 3-5$, $n_0(r_0) = 0.5-1.2$, $n_0(a) = 0.3$ (плотность измеряется в единицах 10^{13} см^{-3}), $T_{be}(r_0) = 50-160 \text{ эВ}$, $T_{bi}(r_0) = 50 \text{ эВ}$, $T_{we}(a) = T_{wi}(a) = 30 \text{ эВ}$. Рабочий газ — дейтерий $m_i = 2$, $Z_{eff} = 1.6$. Номер полоидальной гармоники баллонной моды, $m = 30$, выбирался из условия максимальной величины турбулентного потока частиц.

В турбулентном режиме рассматриваемые полевые переменные осциллируют во времени, поэтому при построении графиков использовалась формула усреднения

$$A \Rightarrow \frac{1}{T} \int_0^T A(\mathbf{r}, t) dt.$$

Переход в режим ЭЦР-нагрева при различных уровнях вводимой мощности моделировался изменением температуры электронов $T_e(r = 26 \text{ см})$ на внутренней границе слоя $r_0 = 26 \text{ см}$. Считалось, что тепловая волна от ЭЦР-нагрева приходит из центра плазмы, повышая температуру электронов T_{be} на границе слоя $r = r_0 = 26 \text{ см}$, примыкающей к основной плазме.

Условно будем считать, что омический нагрев соответствует температуре электронов $T_{be} = T_e(26) = 50 \text{ эВ}$. Из рис. 1 видно, что переход от низких температур электронов к более высоким (переход из ОН-режима в ЭЦР-режим) в интервале температур $50 \text{ эВ} < T_{be} < 125 \text{ эВ}$ радиальная производная потенциала, в основном, положительна $d\phi_0/dr > 0$, то есть электрическое поле остается на ширине слоя отрицательным $E_r < 0$. При этом с ростом мощности нагрева происходит уменьшение модуля электрического поля $|E_r|^{ECR} < |E_r|^{OH}$. В этих расчетах были выбраны следующие граничные условия для плотности плазмы $n_0(26) = 0.5$, $n_0(32) = 0.1$, которые в процессе вычислений не менялись.

Как следует из уравнения (8), генерация полоидальной скорости определяется действием двух

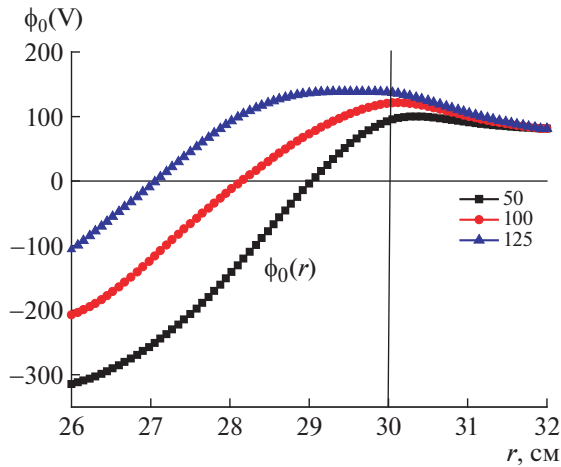


Рис. 1. Радиальная зависимость электрического потенциала для $T_e(26) = 50, 100, 125$ эВ.

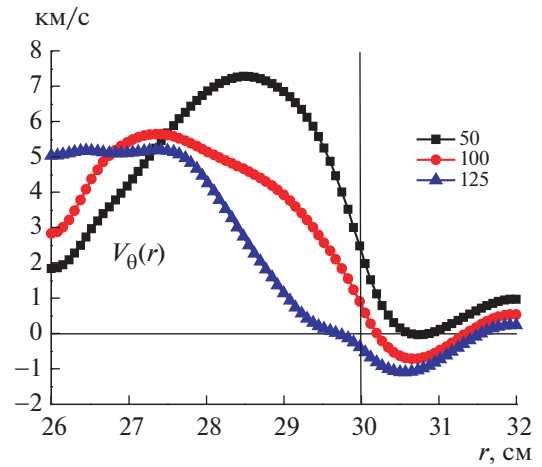


Рис. 2. Радиальная зависимость полоидальной скорости плазмы для $T_e(26) = 50, 100, 125$ эВ.

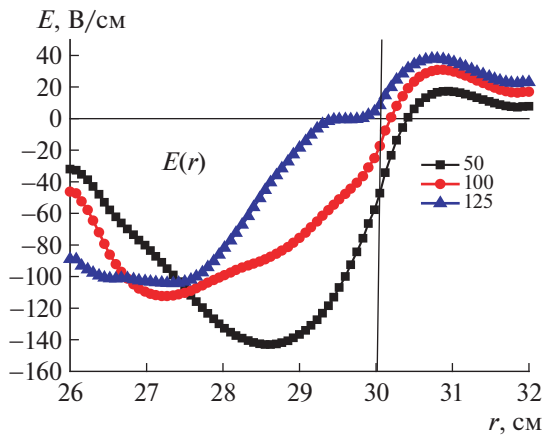


Рис. 3. Радиальная зависимость электрического поля для $T_e(26) = 50, 100, 125$ эВ.

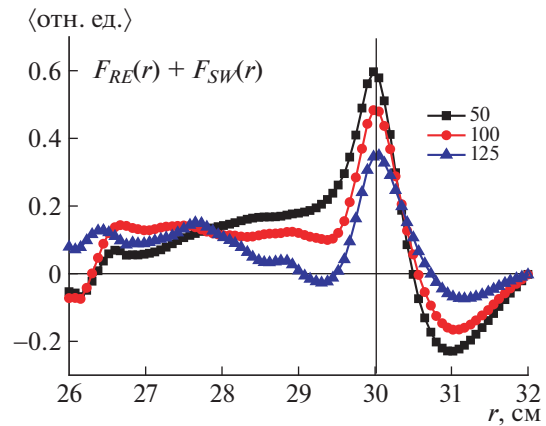


Рис. 4. Радиальная зависимость суммарной силы $F_R + F_{SW}$ для $T_e(26) = 50, 100, 125$ эВ.

основных сил: турбулентной силы Рейнольдса F_R и геодезической силы Стрингера–Винзора F_{SW} , связанной с ГА модой полного давления плазмы $\langle (p_e + p_i) \sin \theta \rangle$. Расчеты показывают, что силы F_R и F_{SW} направлены в разные стороны, отчасти компенсируя друг друга [14]. При этом сила $F_R > 0$, что приводит к вращению плазмы в направлении диамагнитного вращения электронов. В то же время сила $F_{SW} < 0$ действует в противоположном направлении. Как правило, $|F_R| > |F_{SW}|$.

На рис. 2 показано уменьшение радиальной зависимости полоидальной скорости $V_\theta(r, t)$ с ростом электронной температуры T_{be} при увеличении вводимой мощности ЭЦР-нагрева в области замкнутых силовых линий. С ростом температуры электронов (при ЭЦР-нагреве) турбулентные флуктуации растут из-за увеличения dp_{e0}/dr , одна-

ко этот рост ограничен из-за одновременного увеличения диссипации ($\sim T_{e0}^{3/2}$) за счет продольного тока и продольной теплопроводности ($\sim T_{e0}^{5/2}$). В то же время рост ГА моды давления $\langle (p_e + p_i) \sin \theta \rangle$ приводит к увеличению силы F_{SW} . В результате суммарная сила $F_R + F_{SW}$ уменьшается (за счет разнонаправленности), что приводит к падению величины скорости $V_\theta(r, t)$ с последующим уменьшением электростатического потенциала (7) и величины радиального поля (см. рис. 3). Рисунок 4 демонстрирует уменьшение суммарной силы $F_R + F_{SW}$ с ростом ЭЦР-нагрева. В области SOL важную роль начинает играть сила F_{SOL} , и величина скорости теперь определяется действием суммы сил $F_R + F_{SW} + F_{SOL}$. Из рис. 5 следует, что сила F_{SOL} отрицательна вблизи сепаратрисы и затем,

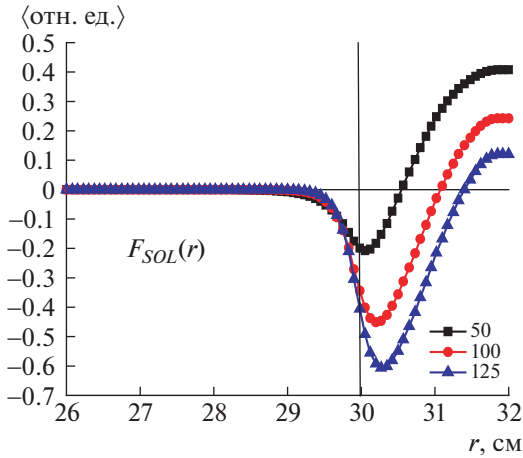


Рис. 5. Радиальная зависимость силы F_{SOL} для $T_e(26) = 50, 100, 125$ эВ.

меняя знак, становится положительной на стенке. В результате суммарного действия указанных сил электрическое поле меняет знак при переходе через сепаратрису, $E(r, t) > 0$, и растет с ростом электронной температуры. Поведение электрического поля, близкое к рассмотренному выше, наблюдалось в численных расчетах в работах [15–18].

На рис. 6 приведены экспериментальные данные по измерению радиальной зависимости потенциала в области замкнутых силовых линий магнитного поля для различных мощностей ЭЦР-нагрева. Видно, что максимальный наклон потенциала с $d\phi_0/dr > 0$, и максимальное электрическое поле $E < 0$ достигается в случае омического нагрева [19]. С увеличением мощности ЭЦР-нагрева происходит постепенное уменьшение наклона производной, что качественно совпадает с вышеприведенными результатами численного моделирования.

Также были проведены расчеты профиля потенциала для различных величин плотности плазмы. При рассмотрении поведения потенциала при изменении плотности и последующем сравнении результатов численного моделирования с данными эксперимента плазмы важно учесть тот факт, что в эксперименте изменение плотности, как правило, приводит к изменению температуры электронов [20].

В таблице 1 приведены граничные величины $T_e(26)$ и $n_0(26)$, а также соответствующие величины для температуры электронов и плотности на стенке при $r = a = 32$ см, полученные из эксперимента [5] и используемые ниже при численном моделировании.

На рис. 7 представлена радиальная зависимость потенциала для различных величин плот-

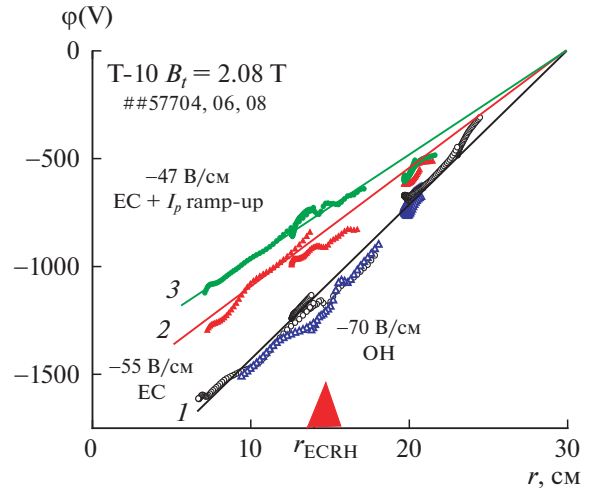


Рис. 6. Радиальная зависимость потенциала при различных мощностях ЭЦР-нагрева (эксперимент на T-10 [4]). 1 – 0 МВт; 2 – 0.9 МВт; 3 – 1.2 МВт.

ности плазмы $n_0(26)$, $n_0(32)$ и соответствующих температур электронов на границах расчетного слоя $T_e(26)$, $T_e(32)$. Температура ионов была выбрана близкой к данным эксперимента $T_i(26) = 60$ эВ, $T_i(32) = 30$ эВ.

Для объяснения наблюдаемого роста модуля потенциала с ростом плотности плазмы (и одновременным ростом T_e) заметим, что с увеличением плотности плазмы увеличиваются “движущие силы” турбулентности – градиенты dn_0/dr , $dp_{0e,i}/dr$, и, несмотря на определенный рост $T_e^{3/2}/n_0$ диссипации за счет продольного тока, в результате получаем рост кинетической (содержащей \vec{V}_{Er} , $\vec{V}_{E\theta}$, \vec{V}_{Di}) и тепловой (\tilde{n} , \tilde{p}_e , \tilde{p}_i) энергии флуктуаций и соответственно увеличение турбулентной силы Рейнольдса F_R . В то же время величина силы F_{SW} увеличивается из-за роста давления $\langle p \sin \theta \rangle$, но уменьшается за счет фактора $1/n_0$. В результате суммарная результирующая сила $F_R + F_{SW}$, ответственная за раскрутку плазмы в полоидальном направлении, возрастает (см. рис. 9), что приводит к росту потенциала. Рисунок 8 демонстрирует радиальную структуру поля $E(r)$, со-

Таблица 1

$T_e(26)$, эВ	$T_e(32)$, эВ	$n_0(26)$	$n_0(32)$
60	30	1.2	0.3
80	30	1.0	0.3
110	30	0.7	0.3
140	30	0.4	0.3
160	30	0.2	0.3

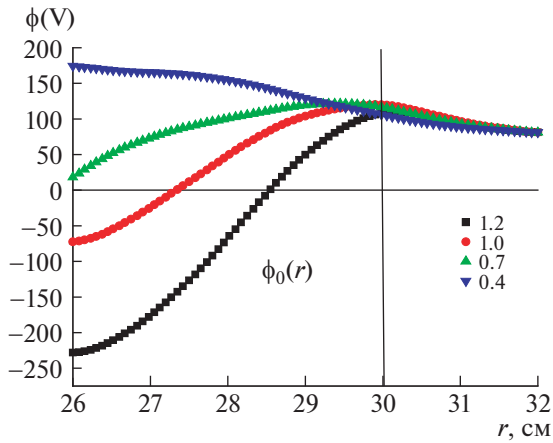


Рис. 7. Радиальная зависимость электрического потенциала для параметров плазмы из таблицы.

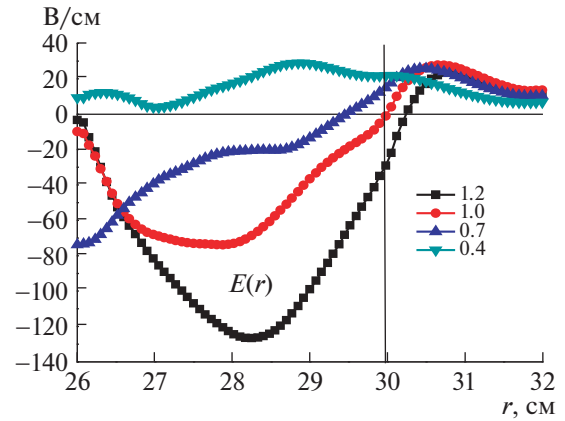


Рис. 8. Радиальная зависимость электрического поля для $n_0(26) = 1.2-0.4$.

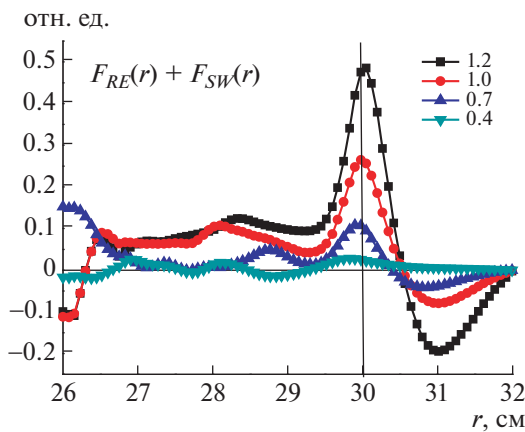


Рис. 9. Радиальная зависимость суммарной силы $F_R + F_{SW}$ для $n_0(26) = 1.2-0.4$.

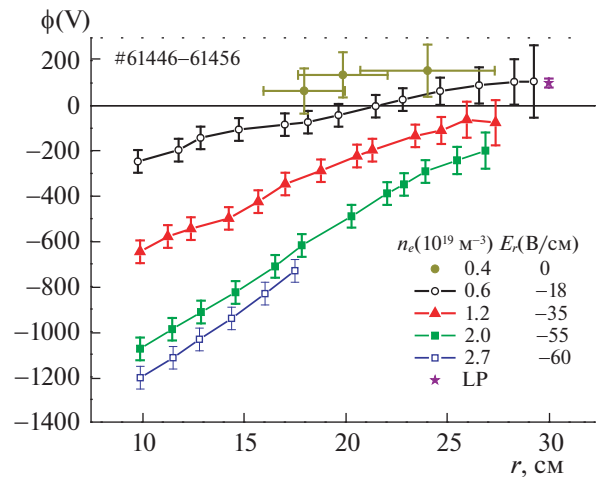


Рис. 10. Радиальная зависимость потенциала при различных плотностях (эксперимент на T-10 [5]).

ответствующую радиальной зависимости потенциала на рис. 7. Важная особенность приведенных численных результатов заключается в появлении отрицательной производной потенциала (и соответственно положительного поля $E(r) > 0$) при низких плотностях $n_0 \sim 0.4$ плазмы. Такое же поведение потенциала наблюдается и на рис. 10, где приведены радиальные зависимости потенциала для различных величин плотности $n_0(26)$, полученных в эксперименте на T-10 и опубликованных в работе [4]. Видно качественное согласие результатов численных расчетов с данными эксперимента, что подтверждает адекватность выбранной теоретической модели для расчета электрических полей и полоидального вращения плазмы в пристеночной зоне токамака.

Численное моделирование в рамках представленной теоретической модели показывает, что важную роль в поведении радиального электрического поля в токамаке играет турбулентная сила F_R , которая существенным образом зависит от электронной температуры. Это приводит к выводу о том, что в турбулентной плазме расчеты указанного поля, основанные на неоклассической теории (в которой $F_R = 0$ и основная зависимость связана с температурой ионов), не могут быть признаны адекватными.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе в рамках решения нелинейных редуцированных двухжидкостных МГД-уравнений проведен численный расчет турбулентной динамики пристеночного слоя плазмы токамака T-10.

Изучалось поведение потенциала электрического поля в зависимости от величины вводимой в пристеночный слой ЭЦР-мощности. В расчетах изменение мощности ЭЦР-нагрева моделировалось изменением температуры электронов T_{be} на внешней стороне расчетного слоя. Из результатов расчетов следует, что в зависимости от величины вводимой ЭЦР-мощности потенциал электрического поля имеет различное радиальное распределение в рассматриваемой периферийной зоне токамака. Так, при низких уровнях ЭЦР-нагрева (низких температурах электронов) величина потенциала электрического поля имеет спадающий вид до некоторой величины $\phi_0 < 0$ на внешней стороне расчетного слоя ($d\phi_0/dr > 0$). Причем с ростом уровня ЭЦР-нагрева (увеличением электронной температуры) наблюдается уменьшение величины спада потенциала. Показано, что генерация полоидальной скорости, а значит, и величина потенциала, определяется действием двух разнонаправленных основных сил: турбулентной силы Рейнольдса $F_R > 0$ и геодезической силы Стрингера–Винзора $F_{SW} < 0$. Если первая сила определяется, в основном, мелкомасштабными флуктуациями, связанными с диссипативной баллонной турбулентностью, то вторая пропорциональна ГА моде суммарного давления $\langle (p_e + p_i) \sin \theta \rangle$. Как правило, $|F_R| > |F_{SW}|$. При ЭЦР-нагреве сила Рейнольдса F_R уменьшается вследствие роста продольной диссипации $\sim T_e^{3/2}$ и продольной теплопроводности $\sim T_e^{5/2}$ из-за падения амплитуды турбулентных флуктуаций. В то же время за счет роста ГА моды давления $\langle (p_e + p_i) \sin \theta \rangle$ величина силы F_{SW} увеличивается. Суммарная сила $F_R + F_{SW}$ уменьшается, что приводит к падению амплитуды полоидальной скорости ионов и, соответственно, к уменьшению величины электростатического потенциала $\phi_0(r, t)$ с ростом вводимой мощности ЭЦР-нагрева, что и наблюдается на эксперименте. В случае роста плотности плазмы увеличиваются “движущие силы” турбулентности – градиенты dn_0/dr , dp_0/dr , что приводит к росту кинетической энергии флуктуаций и силы Рейнольдса F_R . Величина силы F_{SW} увеличивается благодаря росту давления $\langle (p_e + p_i) \sin \theta \rangle$, но уменьшается из-за фактора $1/n_0$. Как следствие, результирующая сила $F_R + F_{SW}$, генерирующая полоидальную скорость, возрастает, что приводит к росту потенциала. Таким образом, данные численного моделирования как в случае ЭЦР-нагрева, так и в рассматриваемых случаях изменения плотности плазмы качественно согласуются с результатами эксперимента на Т-10.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 14-22-00193). Работа А.В. Мель-

никова частично поддержана Программой повышения конкурентоспособности НИЯУ МИФИ.

ПРИЛОЖЕНИЕ

В большинстве экспериментальных данных приводятся средние по полоидальному углу от параметров плазмы, $f_0(r, t) = \langle f(r, \theta, t) \rangle_\theta$. Полезно получить отдельные эволюционные уравнения для переменных $f_0 \{V_0, n_0, p_{e,i0}, V_{||0}\}$, используя разложение $f(r, \theta, t) = f_0(r, t) + \tilde{f}(r, \theta, t)$, $f_0 = \langle f \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f d\theta$. После усреднения уравнений, выписанных в разд. 2, приходим к уравнениям для усредненных величин

$$\frac{\partial n_0}{\partial t} + \nabla_r \Gamma_n = \Psi_n + D_\perp \frac{d^2 n_0}{dr^2}, \quad (\text{П.а})$$

$$\Gamma_n = \langle \tilde{V}_{Er} \tilde{n} \rangle, \quad \Psi_n = \langle g \cdot [nC(\phi) - \alpha C(p_e)] \rangle;$$

$$\frac{\partial p_{e0}}{\partial t} + \nabla_r Q_e = \Psi_{pe} - \frac{2}{3} \sigma \left\langle \frac{\partial \tilde{p}_e}{\partial \theta} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \theta} \right\rangle -$$

$$- \frac{2}{3} \gamma \left\langle \tilde{p}_e \frac{\partial \tilde{V}_{||e}}{\partial \theta} \right\rangle + \chi_{\perp e} \frac{d^2 p_{e0}}{dr^2} - \langle W_{ei} \rangle, \quad (\text{П.б})$$

$$Q_e = \langle \tilde{V}_{Er} \tilde{p}_e \rangle,$$

$$\Psi_{pe} = \left\langle \frac{5}{3} g \{ [p_e C(\phi) - \xi C(p_e T_e)] \} \right\rangle;$$

$$\frac{\partial p_{i0}}{\partial t} + \nabla_r Q_i = \Psi_{pi} - \frac{5}{3} \sigma \left\langle \frac{\partial \tilde{p}_i}{\partial \theta} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial \theta} \right\rangle -$$

$$- \frac{2}{3} \gamma \left\langle \tilde{p}_i \frac{\partial \tilde{V}_{||i}}{\partial \theta} \right\rangle + \chi_{\perp i} \frac{d^2 p_{i0}}{dr^2} + \langle W_{ei} \rangle, \quad (\text{П.с})$$

$$Q_i = \langle \tilde{V}_{Er} \tilde{p}_i \rangle, \quad \Psi_{pi} = \left\langle \frac{5}{3} g \{ [p_i C(\phi) + \xi C(p_i T_i) - \xi T_i C(p_e + p_i)] \} \right\rangle;$$

$$\frac{\partial V_{||0}}{\partial t} + \nabla_r \Pi_{r||} = \mu_\perp \frac{d^2 V_{||0}}{dr^2} + \xi g \frac{d \langle \tilde{V}_{||} \sin \theta \rangle}{dr}, \quad (\text{П.д})$$

$$\Pi_{r||} = \gamma \langle \tilde{V}_{Er} \tilde{V}_{||} \rangle.$$

К системе (П.а)–(П.д) необходимо добавить уравнение (8) для полоидальной скорости $V_0(r, t)$. При решении системы (П.а)–(П.д) были использованы граничные условия

$$n_0(r_0) = n_b, \quad n_0(a) = n_w, \quad p_{0e}(r_0) = p_{be},$$

$$p_{0e}(a) = p_{we}, \quad p_{0i}(r_0) = p_{bi}, \quad p_{0i}(a) = p_{wi},$$

$$dV_{||0}(r_0)/dr = 0, \quad V_{||0}(a) = C_S/V_{Ti}, \quad V_{Ti} = \sqrt{\frac{T_*}{m_i}}.$$

Турбулентные потоки импульса, частиц и тепла вычисляются как сумма потоков аксиально-симметричных (f_A) и баллонных мод (f_B):

$$\begin{aligned} \Pi &= \Pi_A + \Pi_B, \quad \Gamma_i = \Gamma_A + \Gamma_B, \quad q_{e,i} = Q_{Ae,i} + Q_{Be,i}, \\ \Pi_A &= \langle \tilde{V}_{Er} \tilde{w} \rangle, \quad \Gamma_{AX} = \langle \tilde{V}_{Er} \tilde{n} \rangle, \quad Q_{AXe,i} = \langle \tilde{V}_{Er} \tilde{p}_{e,i} \rangle, \\ \tilde{V}_{Er} &= -\frac{1}{r} \frac{\partial \tilde{\Phi}}{\partial \theta}, \\ \Pi_B &= -\frac{m}{r} \left\langle \tilde{\omega} \frac{\partial \tilde{\Phi}}{\partial \lambda} \right\rangle_\lambda = \frac{m}{2r} (\Phi_{BC} \omega_{BS} - \Phi_{BS} \omega_{BC}), \\ \Gamma_B &= -\frac{m}{r} \left\langle \tilde{n} \frac{\partial \tilde{\Phi}}{\partial \lambda} \right\rangle_\lambda = \frac{m}{2r} (\Phi_{BC} n_{BS} - \Phi_{BS} n_{BC}), \\ Q_{Bj} &= -\frac{m}{r} \left\langle \tilde{p}_j \frac{\partial \tilde{\Phi}}{\partial \lambda} \right\rangle_\lambda = \frac{m}{2r} (\Phi_{BC} p_{BSj} - \Phi_{BS} p_{BCj}), \\ & \quad j = e, i. \end{aligned}$$

Отметим, что основной вклад в переносы вносят потоки Π_B , Γ_B , Q_{Bj} , $j = e, i$, связанные с баллонными модами. Система уравнений для баллонных мод $f_{BS,BC} = \{W_{BS,BC}, n_{BS,BC}, p_{e,BS,BC}\}$ для случая $p_i = \tau p_e$ представлена в работе [12].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мельников А.В. Электрический потенциал в плазме тороидальных установок. М.: НИЯУ МИФИ, 2015.
2. Wagner F. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2007. V. 49. B1.
3. Viezzer T., Putterich G.D., Conway R., Dux I T., Hapfel J.C., Fuchs R.M., McDermott F., Ryter B., Sieglin W., Suttrop I M., Willensdorfer E. Wolfrum I and the ASDEX Upgrade Team // Nucl. Fusion. 2013. V. 53. 053005.
4. Melnikov A.V., Vershkov V.A., Grashin S.A. et al. // 37th EPS Conf. Plasma Physics, Dublin, Ireland, 2010. ECA. V. 34A. Rep.O5.1280.
5. Melnikov A.V., Eliseev L.G., Perfilov S.V., Andreev V.F., Grashin S.A., Dyabilin K.S., Chudnovskiy A.N., Isaev M.Yu., Lysenko S.E., Mavrin V.A., Mikhailov M.I., Ryzhakov D.V., Shurygin R.V., Zenin V.N. // Nucl. Fusion. 2013. V. 53. 093019.
6. Simakov A.N., Catto P. J. // Phys. Plasmas. 2003. V. 10. P. 4744.
7. Zeiler A., Drake J.F., Rogers B. // Phys. Plasmas. 1997. V. 39. P. 2134.
8. Шурыгин Р.В., Морозов Д.Х. // Физика плазмы. 2014. Т. 40. С. 1037.
9. Шурыгин Р.В., Маврин А.А. // Физика плазмы. 2010. Т. 36. С. 579.
10. Garsia O.E., Bian N.H., Fundamenski W. // Phys. Plasmas. 2006. V. 13. 082309.
11. Guzdar P.N., Hassam A.B. // Phys. Plasmas. 1996. V. 3. P. 3701
12. Шурыгин Р.В., Мельников А.В. // Физика плазмы. 2018. Т. 44. С. 263.
13. McCarthy D.R., Drake J.F., Guzdar P.N., Hassam A.B. // Phys. Fluids. 1993. V. 4. P. 1188.
14. Miyato N., Li J., Kishimoto Y. // Nucl. Fusion. 2006. V. 45. P. 425.
15. Rozhansky V.A., Voskoboynikov S.P., Kaveeva E.G., Coster D.P., Schneider R. // Nucl. Fusion. 2001. V. 41. P. 387.
16. Rozhansky V.A., Voskoboynikov S.P., Kaveeva E.G., Coster D.P., Bonnin X., Schneider R. // Nucl. Fusion. 2003. V. 43. P. 614.
17. Rozhansky V. // Contrib. Plasma Phys. 2006. V. 46. № 7–9. P. 575.
18. Rognlien T.D., Ryutov D.D., Mattor N., Porter C.D. // Phys. Plasmas. 1999. V. 6. P. 1851.
19. Melnikov A.V., Krupnik L.I., Eliseev L.G., Barcala J.M., Bravo A., Chmyga A.A., Deshko G.N., Drabinskij M.A., Hidalgo C., Khabanov P.O., Khrebtov S.M., Kharchev N.K., Komarov A.D., Kozachek A.S., Lopez J., Lysenko S.E., Martin G., Molinero A., J.L. de Pablos, Soletto A., Ufimtsev M.V., Zenin V.N., Zhezhera A.I., T-10 Team and TJ-II Team // Nucl. Fusion. 2017. 57. № 7. 072004.

Electric Field and Poloidal Rotation in the Turbulent Edge Plasma of the T-10 Tokamak

R. V. Shurygin and A. V. Melnikov

National Research Center “Kurchatov Institute”, Moscow, 123182 Russia

*e-mail:regulbxx@rambler.ru

Abstract—The dynamics of turbulent edge plasma in the T-10 tokamak is simulated numerically by solving reduced nonlinear MHD equations of the Braginskii two-fluid hydrodynamics. It is shown that the poloidal plasma velocity is determined by the combined effect of two forces: the turbulent Reynolds force F_R and the Stringer-Winsor geodesic force F_{SW} , which is associated with the geodesic acoustic mode of the total plasma pressure. It follows from the simulation results that the F_R and F_{SW} forces are directed oppositely and partially balance one another. It is shown that, as the electron temperature increases, the resulting balance of these forces changes in such a way that the amplitude of the poloidal ion flow velocity and, accordingly, the electrostatic potential decrease. As the plasma density increases, the “driving forces” of turbulence (the dn_0/dr and dp_0/dr gradients) also increase, while dissipation due to the longitudinal current decreases, which results in an increase in the amplitude of turbulent fluctuations and the Reynolds force F_R . On one hand, the force F_{SW} increases with increasing plasma density due to an increase in the pressure; however, on the other hand, it decreases in view of the factor $1/n_0$. As a result, the net force driving poloidal rotation increases, which leads to the growth of the plasma potential. Both under electron-cyclotron resonance heating and in regimes with evolving plasma density, the results of numerical simulations qualitatively agree with experimental data on the electrostatic potential of the T-10 plasma.