МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ ПРОФИЛЕЙ ПЛОТНОСТИ ПРИ ВКЛЮЧЕНИИ ЦЕНТРАЛЬНОГО ЭЦР-НАГРЕВА В ТОКАМАКЕ

Д.В. Смирнов

НИИ «Курчатовский институт», Москва, Россия

На основе численного моделирования турбулентной динамики плазмы проведено исследование эволюции профилей плотности при включении центрального электронно-циклотронного резонансного (ЭЦР) нагрева в токамаке в режимах с высокой плотностью $n_0 = 6,23 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Моделирование самосогласованной нелинейной турбулентной динамики плазмы проводилось в рамках уравнений адиабатически редуцированной магнитной гидродинамики. Профили плотности, полученные в результате моделирования, как и в эксперименте, имеют тенденцию к некоторому уплощению или даже формированию небольшой немонотонности вблизи оси после включения центрального ЭЦР-нагрева. Однако в проведённых расчётах профили плотности меняются заметно слабее, чем в реальных экспериментах.

Ключевые слова: моделирование, токамак, профили плотности, самосогласованные профили давления.

SIMULATION OF PLASMA DENSITY PROFILE EVOLUTION IN TOKAMAKS WITH CENTRAL ECR HEATING

D.V. Smirnov

NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

Plasma density profile evolutions in tokamaks' regimes with central electron cyclotron resonance (ECR) heating and relatively high density $n_0 = 6.23 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ were studied on the basis of turbulent plasma dynamics' computer simulations. Self consistent nonlinear turbulent plasma dynamics were simulated in the frame of adiabatically reduced magneto-hydrodynamic equations. Plasma density profiles obtained in the simulations have a tendency to a certain flattening or even to formation of slightly non-monotone profiles near the magnetic axis after the ECR turning on. However, the density profiles show appreciably weaker modifications in the simulations than in the real experiments.

Key words: simulations, tokamak, density profiles, self consistent pressure profiles.

ВВЕДЕНИЕ

Одной из ключевых проблем в исследованиях по магнитному удержанию термоядерной плазмы является транспорт энергии и частиц поперёк магнитного поля. Во многих теоретических работах эти процессы ассоциируются с флуктуациями плазмы, вызванными различными дрейфовыми неустойчивостями [1, 2]. При этом из-за мелкомасштабности дрейфовых волн довольно часто используется описание в терминах диффузионного приближения с локальными транспортными коэффициентами. Однако эксперименты показывают, что низкочастотная (НЧ) турбулентность плазмы и вызываемый ею аномальный транспорт демонстрируют нелокальные свойства (такие, как самосогласованность профиля давления, транспортные барьеры, L—H-переходы и т.п.), которые не могут быть адекватно описаны такими моделями. Подобные свойства присущи магнитным ловушкам с различной топологией магнитного поля: тандемным ловушкам [3, 4], стеллараторам [5, 6], токамакам [7—9]. Весьма перспективным подходом для исследования недиффузионного нелокального аномального транспорта является прямое компьютерное моделирование нелинейной динамики плазмы. Существует ряд гирокинетических кодов, которые моделируют НЧ-турбулентность в центральной области токамака. Такой подход даёт достаточно подробное описание горячей бесстолкновительной плазмы, однако требует больших затрат вычислительных ресурсов даже при расчётах на времени существенно меньше времени удержания плазмы.

В работах [10, 11] был предложен подход, позволяющий самосогласованно моделировать низкочастотную нелинейную динамику плазмы в цилиндрической системе с чисто полоидальным магнитным полем (цилиндрическая модель системы типа левитирующего диполя). В работе [12] были получены уравнения для моделирования нелинейной динамики плазмы в произвольных аксиально-симметричных системах с чисто полоидальным полем. В работах [13—16] указанный подход был обобщён и модифицирован применительно к исследованию самосогласованной нелинейной динамики плазмы в токамаке. Данная работа является продолжением указанных работ. В ней исследуется влияние включения центрального ЭЦР-нагрева на профили плотности плазмы, описаны основные уравнения и граничные условия для них,

приведены результаты расчётов для режимов с включением центрального ЭЦР-нагрева и режима, в котором при включении центрального ЭЦР-нагрева происходит увеличение напуска нейтрального газа.

ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Так же, как и в предшествующих работах [10—16], в данной работе эволюция плазмы описывается с помощью адиабатически редуцированных уравнений магнитной гидродинамики. С помощью адиабатического редуцирования исключены быстрые, устойчивые магнитозвуковые и альфвеновские моды. При этом предполагается, что плазма находится вблизи состояния, гранично-устойчивого (ГУ) относительно конвективной желобковой моды $S = pU^\gamma = \text{const}$ [17] в системе с чисто полоидальным полем. Здесь и далее $U = \oint dl/B_{\text{pol}}$ — удельный объём силовой трубки; p — давление плазмы; γ — показатель адиабаты; S — однозначная функция энтропии плазмы в удельном объёме силовой трубки (для краткости — энтропийная функция). Аномальный перенос в данной модели развивается в результате конкуренции между медленными диссипативными процессами (нагрев, напуск газа, фоновая теплопроводность, диффузия, потери в SOL) и быстрыми идеальными процессами (турбулентная конвекция). Диссипативные процессы вызывают отклонение профиля энтропийной функции от гранично-устойчивого состояния, что приводит к росту амплитуд флуктуаций и развитию нелинейной квази-2D-конвекции, которая стремится вернуть профиль энтропийной функции к гранично-устойчивому состоянию и приводит к возникновению аномальных потоков тепла.

Далее рассматривается модель, модифицированная для описания турбулентной конвекции и транспорта в цилиндрической модели токамака [13—16]. Эволюция квазистационарных параметров плазмы и их флуктуаций идёт на фоне баланса основных радиальных сил, который описывается уравнением Грэда—Шафранова. В цилиндрической модели это уравнение может быть записано в виде

$$\frac{\pi}{U} \partial_\rho \left(\frac{r^2 \rho}{U} \right) + \partial_\rho \bar{p} + \pi \frac{qR}{U} \partial_\rho \left(\frac{qR}{U} \right) = 0, \quad (1)$$

позволяющем непосредственно рассчитывать функцию U . Здесь r — радиальная координата в цилиндре; q — традиционный коэффициент запаса устойчивости в токамаке; R — эффективный большой радиус тора (система полагается периодичной по координате z вдоль оси цилиндра с периодом $2\pi R$); $\rho = \sqrt{\Psi/\pi B_0}$ — эффективный малый радиус (аналогичный используемому в транспортном коде ASTRA [17]); Ψ — поток тороидального магнитного поля; B_0 — тороидальное магнитное поле на оси. Здесь и далее черта над функцией обозначает однородный по магнитной поверхности (квазиравновесный) компонент этой функции, волна над функцией — тороидально-неоднородную часть этой функции (флуктуации). Для простоты коэффициент запаса устойчивости полагался заданной функцией $q = q(\rho)$. Хотя в $q < 1$ и входит в область моделирования, на данном этапе в нашей модели не учитывается возможное наличие пилообразных колебаний. В качестве второй независимой координаты используется эффективный тороидальный угол $\phi = z/R$.

Редуцированное уравнение движения, полученное в [10] и модифицированное к описанию НЧ-динамики плазмы в токамаке, имеет вид (в системе координат (ρ, ϕ))

$$\partial_t \hat{w} + \frac{h}{\rho} \left([\Phi, \hat{w}] - \left[D, \left\langle \frac{v_a^2}{2} \right\rangle \right] + \frac{\partial_\rho U}{U^2} \partial_\phi S \right) = \frac{3}{20} X \left(\frac{h}{\rho} \partial_\rho \left(R^2 D \frac{h}{\rho} \partial_\rho \left(\frac{\hat{w}}{U \sqrt{T_i}} \right) \right) + \frac{1}{R^2 B_{\text{pol}}^2} \frac{D}{U \sqrt{T_i}} \partial_{\phi\phi}^2 \hat{w} \right). \quad (2)$$

Динамическая завихренность $\hat{w}$ имеет смысл канонического импульса адиабатического движения [12, 16] и связана с потенциалом формулой

$$\hat{w} = \frac{h}{\rho} \partial_\rho \left(D \left\langle R^2 \right\rangle \frac{h}{\rho} \partial_\rho \Phi \right) + \partial_\phi \left(D \left\langle \frac{1}{R^2 B^2} \right\rangle \partial_\phi \Phi \right), \quad (3)$$

где $h = \partial \rho / \partial \psi$ — коэффициент перехода от переменной полоидального магнитного потока ψ в [10] к переменной ρ ; $[\Phi, \hat{w}] = \partial_\rho \Phi \partial_\phi \hat{w} - \partial_\phi \Phi \partial_\rho \hat{w}$ — скобка Пуассона; $D = m_i n_i U$ — масса плазмы в удельном объёме

ёме силовой трубки U (в дальнейшем для краткости будем называть D -функцией числа частиц); T_i — температура ионов (в данных расчётах отношение температуры ионов и электронов полагалось постоянным по радиусу); угловые скобки обозначают усреднение по удельному объёму силовой трубки; $X = \frac{8}{3} \sqrt{\pi m_i} e^2 \Lambda$; Λ — кулоновский логарифм. Выражение (3) используется как уравнение для восстановления потенциала по завихренности.

Уравнение для тороидально-однородного компонента энтропийной функции, которое выполняет роль уравнения переноса тепла, согласно [10] имеет вид

$$\partial_t \bar{S} - \frac{h}{\rho} \partial_\rho \overline{S \partial_\phi \Phi} = \frac{2}{3} R^2 X U \frac{h}{\rho} \partial_\rho \left(\frac{h}{\rho} \frac{\bar{D}^2}{U \sqrt{T_i}} \partial_\rho \frac{\bar{S}}{DU^{\gamma-1}} \right) + \frac{2}{3} \bar{Q}_E U^\gamma, \quad (4)$$

где второй член в левой части описывает турбулентно-конвективный перенос тепла, первый член в правой части описывает неоклассический теплопроводностный перенос, а $\bar{Q}_E = \bar{Q}_{OH} + \bar{Q}_{ECRH} - \bar{Q}_{rad} + \bar{Q}_{visc}$ — источник энергии, включающий в себя омический нагрев $\bar{Q}_{OH}$, ЭЦР-нагрев $\bar{Q}_{ECRH}$, радиационные потери $\bar{Q}_{rad}$ и вязкое тепловыделение $\bar{Q}_{visc}$, связанное с вязким затуханием флуктуаций скорости. Следует уточнить, что под $\bar{Q}_{ECRH}$ здесь подразумевается поглощённая плазмой мощность ЭЦР-нагрева, а не мощность гиротрона.

Уравнение для флуктуаций энтропийной функции имеет вид

$$\partial_t S + \frac{h}{\rho} \left([\Phi, S] + \partial_\rho \overline{S \partial_\phi \Phi} - \partial_\phi \Phi \partial_\rho \bar{S} \right) = \frac{2}{3} X \left(UR^2 \frac{h}{\rho} \partial_\rho \left(\frac{h}{\rho} \frac{\bar{D}^2}{U \sqrt{T_i}} \partial_\rho \left(\frac{S}{DU^{\gamma-1}} \right) \right) + \frac{1}{R^2 B_{pol}^2} \frac{\bar{D}}{U \sqrt{T_i}} \partial_{\phi\phi}^2 S \right).$$

Уравнение для тороидально-однородного компонента плотности, записанное в терминах функции числа частиц в удельном объёме силовой трубки и с учётом источника частиц и термосилы, имеет вид

$$\partial_t \bar{D} - \frac{h}{\rho} \partial_\rho \overline{D \partial_\phi \Phi} = \sqrt{\frac{m_e}{2m_i}} X \frac{h}{\rho} \partial_\rho \left(\frac{h}{\rho} \frac{\bar{D} U}{T^{3/2}} \partial_\rho \left(\frac{\bar{D} T}{U} \right) + \frac{3}{2} \frac{h}{\rho} \frac{\bar{D}^2}{T^{3/2}} \partial_\rho T_e \right) + \bar{Q}_D, \quad (5)$$

где второй член в левой части также описывает турбулентно-конвективный перенос массовой плотности плазмы; $\bar{Q}_D$ — источник частиц; T_e — температура электронов; $T = T_i + T_e$.

Соответствующее уравнение для флуктуаций плотности имеет вид

$$\partial_t D + \frac{h}{\rho} \left([\Phi, D] + \partial_\rho \overline{D \partial_\phi \Phi} - \partial_\phi \Phi \partial_\rho \bar{D} \right) = \sqrt{\frac{m_e}{2m_i}} X \left(\frac{h}{\rho} R^2 \partial_\rho \left(\frac{h}{\rho} \frac{\bar{D}}{U \sqrt{T}} \partial_\rho D \right) + \frac{1}{R^2 B_{pol}^2} \frac{\bar{D}}{U \sqrt{T}} \partial_{\phi\phi}^2 D \right). \quad (6)$$

Граничные условия для флуктуаций на оси цилиндра качественно отличаются от граничных условий на внутренней части расчётной области для случая, в котором расчётная область не дотягивается до центра цилиндра [14]. Флуктуации должны быть конечными и аналитическими на оси цилиндра. Для тороидально-однородных компонентов $\bar{S}$ и $\bar{D}$ граничные условия на магнитной оси соответствуют отсутствию потока тепла для $\bar{S}$ и потока частиц для $\bar{D}$ на оси.

В качестве внешнего граничного условия для тороидально-однородного компонента плотности в данных расчётах предполагалось граничное условие третьего рода, когда поток частиц через внешнюю границу области пропорционален плотности на этой границе. Для энтропийной функции граничные условия на внешней границе области — также третьего рода: предполагается, что поток энергии через границу пропорционален энергосодержанию на этой границе. Кроме того, в уравнении присутствует источник частиц, моделирующий образование ионов и электронов в результате ионизации нейтрального газа, поступающего через внешнюю границу. Этот источник задавался формулой $\bar{Q}_D = N_0 \frac{I_0(\rho/l_g)}{I_0(\rho_s/l_g)} \sqrt{T}$,

где l_g — глубина проникновения нейтралов; ρ_s — положение диафрагмы; I_0 — модифицированная функция Бесселя; N_0 — амплитуда источника. Такой источник частиц экспоненциально спадает к оси цилиндра, т.е. фактически локализован на краю, причём характерный размер области, в которой происходит ионизация частиц, имеет масштаб l_g .

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЁТОВ

В режимах с низкой плотностью в различных токамаках при включении ЭЦР-нагрева наблюдается так называемый эффект pump-out: вытеснение частиц из области ЭЦР-нагрева. В некоторых работах, например, [19, 20], этот эффект интерпретируется следующим образом: включение ЭЦР-нагрева приводит к росту электронной температуры в области нагрева и создаёт пикированный профиль температуры, в то время как профили давления приближённо сохраняют свою самосогласованную форму. В результате профили плотности демонстрировали уплощение или даже формирование немонотонности вблизи магнитной оси. В данной работе исследуется, в какой мере этот эффект может проявиться в нашей транспортной модели.

Низкочастотная турбулентная конвекция и транспортные процессы в плазме моделировались как самосогласованная эволюционная задача с граничными и начальными условиями. Параметры задачи подбирались близкими к условиям экспериментов на установке Т-10: тороидальное поле $B_T = 2,5$ Тл, большой радиус плазмы $R = 150$ см, малый радиус плазмы, ограниченный диафрагмой, $r_d = 30$ см. В моделируемых режимах плотность плазмы на оси $n_0 = 6,23 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$ (в данной работе моделирование проводилось с плотностями более высокими, чем плотности, при которых наблюдается эффект pump-out, поскольку в модели нет явного различия между высокими и низкими плотностями). При этом ожидалось, что для высоких плотностей эффект будет проявляться даже сильнее. Плазма предполагается электронно-горячей с $T_e = 0,9$ кэВ, $T_i = 0,5$ кэВ (в омической стадии), $T_e = 2,0$ кэВ, $T_i = 0,35$ кэВ (с ЭЦР-нагревом). Разность потенциалов между центром и периферией плазмы предполагалась равной $\Delta\Phi \approx 100$ В. Режимы с аналогичными параметрами рассматривались в работах [13, 16], поэтому можно ввести безразмерные единицы так же, как в этих работах. Здесь и далее, в том числе на рисунках, время будет приводиться в безразмерных единицах (обезразмеривание проведено на характерное время процессов, связанных с моделируемой нелинейной НЧ-конвекцией: $t = a/\epsilon c_s$, где a — малый радиус; c_s — скорость звука; ϵ^3 соответствует обратному числу Пекле), одна безразмерная единица времени для приведённых параметров плазмы соответствует примерно 111 мкс.

В описанной модели отклонения профилей энтропийной функции и $\bar{D}$ от турбулентно-релаксированного состояния ($\bar{S} = \text{const}$ и $\bar{D} = \text{const}$ соответственно) могут по-разному влиять на систему. Отклонение энтропийной функции от турбулентно-релаксированного состояния, означающее отклонение профиля давления от ГУ-состояния, приводит к усилению конвекции, стремящейся достаточно быстро восстановить ГУ-профиль давления. Отклонение профиля массы плазмы в удельном объёме силовой трубки от турбулентно-релаксированного состояния непосредственно не влияет на устойчивость плазмы и усиление конвективных течений, поэтому ожидается, что изменение профиля плотности не должно приводить к сильному влиянию на структуру и интенсивность конвекции, т.е. ожидается, что конвекция поддерживает турбулентно-релаксированный профиль плотности менее жёстко. Кроме того, источники тепла и частиц имеют различную структуру: источник частиц локализован на краю, а источник тепла, как правило, расположен в центре плазменного шнура.

В режиме с включением ЭЦР-нагрева без увеличения напуска нейтрального газа первая стадия моделирования проводилась при омическом нагреве. В момент времени $t = 100$ единиц безразмерного времени включался центральный ЭЦР-нагрев, мощность которого превышала мощность исходного омического нагрева в 5 раз (рис. 1). Далее на рисунках моменты времени приведены в безразмерных единицах.

Рис. 1. Профили плотности (а) и температуры (б) в различные моменты времени в режиме с включением центрального ЭЦР-нагрева: $t = 40$ (1), 80 (2), 110 (3), 145 б.ед. (4)

После включения ЭЦР-нагрева полное число частиц вначале немного возрастает, так как за счёт роста температуры увеличивается доля ионизирующихся частиц (т.е. источник частиц), при этом профиль плотности вместо уплощения становится более крутым. Затем из-за развития конвекции возрастают потоки тепла и частиц на периферию, общее число частиц уменьшается, и профиль плотности проседает в центре относительно омической стадии и приподнимается на периферии. Однако следует отметить, что уплощение профиля плотности в центре и рост на периферии в данных расчётах происходят значительно слабее, чем в эксперименте.

В дальнейшем при моделировании при включении ЭЦР-нагрева были учтены дополнительные факторы, которые могут приводить к отклонению профиля плотности от турбулентно-релаксированного состояния. На рис. 2 представлены профили плотности в режиме с включением центрального ЭЦР-нагрева при $t = 100$ безразмерного времени, в этом режиме одновременно с включением нагрева увеличивался напуск нейтрального газа, что моделировалось увеличением амплитуды источника частиц. Профили температуры в безразмерных единицах и нормированные профили давления ($p_0(r)/p_0(r = 10 \text{ см})$) для этого режима показаны на рис. 3.

Рис. 2. Профили плотности в режиме с напуском газа в моменты времени $t = 40$ (1), 80 (2), 110 (3), 120 б.ед. (4): а — полный профиль плотности (от оси до диафрагмы 30 см); б — увеличенный рисунок (радиус от оси до 12 см)

При включении ЭЦР-нагрева профиль температуры в центре становится пикированным (см. рис. 3, а). Однако одновременно с этим происходит отклонение профиля давления от ГУ-состояния. Впоследствии из-за напуска газа происходило охлаждение плазмы, и профиль давления возвращался к ГУ-состоянию (см. рис. 3, б), при этом в центре профиль плотности становится немного немонотонным (см. рис. 2, а, б).

Рис. 3. Профили температуры (а) и нормированные профили давления (б) в моменты времени $t = 40$ (1), 80 (2), 110 (3), 120 б.ед. (4)

Таким образом, в нашем моделировании, как и в эксперименте, при включении ЭЦР-нагрева профили плотности имеют тенденцию становиться более плоскими в центре, иногда даже с образованием небольшого провала вблизи оси. Однако следует отметить, что полученные изменения профилей плотности существенно слабее, чем наблюдаемые в экспериментах. По-видимому, простого поддержания профиля давления вблизи ГУ-состояния недостаточно для объяснения эффекта rim-out и нужно учитывать дополнительные факторы, влияющие на формирование профиля плотности при включении ЭЦР-нагрева.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведено численное моделирование нелинейной турбулентной динамики плазмы в режимах токамака с включением центрального ЭЦР-нагрева с относительно высокой плотностью. Моделирование проводилось с помощью кода на основе уравнений одножидкостной адиабатически редуцированной магнитной гидродинамики. При этом в отличие от наших предшествующих расчётов [15, 16] полное число частиц не было фиксированным: учитывались потоки частиц в SOL и напуск нейтрального газа с последующей его ионизацией. Расчётные профили плотности, как и экспериментальные, при включении центрального ЭЦР-нагрева имеют тенденцию, которая, впрочем, проявляется слабее, чем в реальных экспериментах, становиться более плоскими или даже немонотонными вблизи магнитной оси. В режиме с включением ЭЦР-нагрева без дополнительного напуска нейтрального газа профиль плотности становился более плоским, но отклонение от турбулентно-релаксированного профиля было достаточно малым. В режиме с дополнительным напуском нейтрального газа при включении центрального ЭЦР-нагрева общее число частиц плазмы возрастало, но при этом профиль плотности становился немонотонным вблизи магнитной оси.

Автору приятно выразить благодарность В.П. Пастухову, К.А. Разумовой и Н.В. Чудину за полезные обсуждения. Работа поддержана грантом НШ-4361.2012.2 Президента РФ для государственной поддержки ведущих научных школ РФ.

REFERENCES

1. Terry P.W. — Reviews of Modern Physics, 2000, vol. 72, p. 109.
2. Diamond P.H., Itoh S.I., Itoh K. et al. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2005, vol. 47, p. R35.
3. Cho T., Kohagura J., Numakura T. et al. — Phys. Rev. Lett., 2006, vol. 97, p. 055001.
4. Cho T., Pastukhov V.P., Horton W. et al. — Phys. Plasmas, 2008, vol. 15, p. 056120.
5. Yamada H. et al. — Nucl. Fusion, 2005, vol. 45, p. 1684.
6. Motojima O. et al. — Ibid., 2007, vol. 47, S668.
7. Wade M.R. and DIII-D Team. — Ibid., S543.
8. Takenaga H. and JT-60 Team. — Ibid., S563.
9. Gruber O. for the ASDEX Upgrade team. — Ibid., S622.
10. Pastukhov V.P., Chudin N.V. — Fizika plazmy (Plasma Physics), 2001, issue 27, p. 963 (in Russian).
11. Pastukhov V.P., Chudin N.V. — Pis'ma v ZhETF (JETP Letters), 2005, issue 82, p. 395 (in Russian).
12. Pastukhov V.P. — Fizika plazmy (Plasma Physics), 2005, issue 31, p. 628 (in Russian).
13. Pastukhov V.P., Chudin N.V. — Pis'ma v ZhETF (JETP Letters), 2009, issue 90, p. 722 (in Russian).
14. Pastukhov V.P., Chudin N.V. — In: 23rd IAEA Fusion Energy Conf. Daejeon, Republic of Korea, 2010. Report THC/P4-22.
15. Smirnov D.V. — VANT. Ser. Termoyadernyi sintez (Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Thermonuclear Fusion), 2011, issue 2, p. 76 (in Russian).
16. Pastukhov V.P., Chudin N.V., Smirnov D.V. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2011, vol. 53, p. 054015.
17. Pereverzev G.V., Yushmanov P.N. — Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, ID 282186, <http://edoc.mpg.de/282186>.
18. Kadomtsev B.B. — In b.: Voprosy teorii plazmy (Problems of the plasma theory), ed. by M.A. Leontovich — M.: Gosatomizdat, 1963, issue 2, p. 132 (in Russian).
19. Razumova K.A. et al. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2006, vol. 48, p. 1373.
20. Razumova K.A. et al. — Nucl. Fusion, 2009, vol. 49, p. 065011.

AUTHORS

Smirnov D.V. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; Smirnov_DV@nrcki.ru

Received 29 May 2012
Problems of Atomic Science and Technology
Ser. Thermonuclear Fusion, 2012, issue 3, pp. 69—74.