

УДК 533.9.01

УСТОЙЧИВОСТЬ ПЛАЗМЫ ТОКАМАКА С РЕАКТОРНЫМИ ТЕХНОЛОГИЯМИ С УЧЕТОМ ПЬЕДЕСТАЛА ДАВЛЕНИЯ

© 2021 г. С. Ю. Медведев^{a, b, c, *}, А. А. Мартынов^{a, b, c, **}, С. В. Коновалов^{b, c, ***}, В. М. Леонов^{b, c, ****}, В. Э. Лукаш^{b, c, *****}, Р. Р. Хайрутдинов^{b, c, *****}

^a Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия

^b Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия

^c Частное учреждение государственной корпорации по атомной энергии “Росатом”, “Проектный центр ИТЭР”, Москва, Россия

*e-mail: medvedevsyu@keldysh.ru

**e-mail: martynov@keldysh.ru

***e-mail: konovalov_sv@nrcki.ru

****e-mail: leonov_vm@nrcki.ru

*****e-mail: lukash08@yandex.ru

*****e-mail: khayrutd@mail.ru

Поступила в редакцию 10.05.2021 г.

После доработки 30.05.2021 г.

Принята к публикации 02.06.2021 г.

Исследование стационарных режимов с высоким удержанием плазмы в токамаке с реакторными технологиями (TRT) [1] предполагает расчеты устойчивости плазмы с учетом влияния профилей плотности тока и градиента давления в приграничном пьедестале. При этом должны быть определены операционные пределы по параметрам пьедестала, которые, в частности, определяются границей устойчивости пилинг-баллонных мод, служащих триггерами периферийных срывов Edge Localized Modes (ELM). На основе моделирования квазиравновесной эволюции плазмы при помощи кодов ASTRA и DINA, а также при помощи симулятора МГД-мод, локализованных на границе плазменного шнура, на основе кода KINX проведены расчеты устойчивости для различных сценариев плазмы в TRT при изменении профилей плотности и температуры плазмы, а также соответствующей плотности бутстреп-тока в области пьедестала. При этом также используются экспериментальные скейлинги для ширины пьедестала. Полученные величины давления оказываются ниже пределов для ИТЭР-подобной плазмы из-за меньшей треугольности и более высокого аспектного отношения плазмы TRT. По этой же причине обращение шира магнитного поля в пьедестале происходит при меньшей плотности тока, что приводит к неустойчивости мод с низкими тороидальными волновыми числами и снижает эффект диамагнитной стабилизации.

Ключевые слова: токамак, МГД-устойчивость, пьедестал давления

DOI: 10.31857/S0367292121110226

1. ВВЕДЕНИЕ

Режим с высоким временем удержания энергии в плазме токамака — H-mode — сопровождается формированием транспортного барьера во внешней области плазмы вблизи сепаратрисы: улучшение удержания связано с высотой пьедестала, т.е. величиной давления на границе транспортного барьера, представляющего собой область с пониженными транспортными коэффициентами. Достижение стационарных H-mode режимов является одной из целей проекта TRT. При этом операционные пределы установки определяются устойчивым удержанием плазмы с достаточно высокими значениями нормирован-

ного β_N и давления на пьедестале. Ограничения на высоту пьедестала основаны на предположении о том, что пилинг-баллонные моды, локализованные у границы плазмы, являются спусковым механизмом для развития ELM. Пилинг-баллонные моды — это идеальные МГД-неустойчивости, которые вызываются большими градиентами давления и соответствующим бутстреп-током в области транспортного барьера у границы плазмы. Границы устойчивости таких мод в плоскости “градиент давления—плотность тока” сильно зависят от формы плазмы, а траектория в этой плоскости, по которой эволюционируют параметры пьедестала, — от параметра столкнови-

тельности плазмы v^* [2, 3]. Для ИТЭР-подобной плазмы при высоких значениях v^* генерация бутстреп-тока становится менее эффективной, и в основном баллонные моды с относительно большими волновыми числами $n > 10$ ограничивают параметры плазмы. При низких v^* моды с меньшими $n = 1-5$, которые дестабилизируются большой плотностью тока, являются самыми неустойчивыми, в том числе из-за обращения ширины линий равновесного магнитного поля. Несмотря на локализацию в пьедестале, пилинг-баллонные моды обладают сложной пространственной структурой, и для определения их устойчивости необходимы численные расчеты по двумерным кодам. В расчетах по коду KINX [4] плазма распространяется до сепаратрисы магнитного поля.

В разделе 2 описаны опорные равновесные конфигурации TRT и найдены пределы устойчивости относительно внешних винтовых мод при повышении давления. В разделе 3 изложена модель пьедестала, ее применение к опорным равновесиям и скейлинги для ширины и высоты пьедестала. Расчеты предельных по устойчивости параметров пьедестала с учетом диамагнитной стабилизации представлены в разделе 4. В заключение сделаны выводы об операционных пределах плазмы TRT.

2. ОПОРНЫЕ РАВНОВЕСНЫЕ КОНФИГУРАЦИИ И ПРЕДЕЛЫ УСТОЙЧИВОСТИ

Равновесие со свободной границей, рассчитанное по коду DINA, задает геометрию плазмы для исследования пределов устойчивости TRT (рис. 1а). Параметры плазмы соответствуют большому плазменному току $I_p = 4.8$ МА (тороидальное поле $B_0 = 8$ Тл), но низкому давлению (рис. 1б). При заданной сепаратрисе, совпадающей с границей плазмы, сохраняя профиль плотности тока $\langle \mathbf{j} \cdot \mathbf{B} \rangle_\psi / \langle \mathbf{B} \cdot \nabla \phi \rangle_\psi$, параллельного полному винтовому равновесному магнитному полю \mathbf{B} с осреднением $\langle \rangle_\psi$ по объему между магнитными поверхностями, и пропорционально увеличивая давление, можно получить последовательность равновесий для изучения предельных по МГД-устойчивости параметров плазмы (рис. 1в).

Естественным условием для работы токамака в стационарном режиме является запас устойчивости по отношению к крупномасштабным внешним винтовым модам, которые ответственны за предел Тройона. На рис. 2 показаны пределы устойчивости в единицах нормированного бета β_N для мод с тороидальными волновыми числами $n = 1-5$: $\beta_N = \beta / I_N$, $\beta = 2\mu_0 \langle p \rangle_V / B_0^2$, $I_N = I_p [\text{МА}] / (a [\text{М}] B_0 [\text{Тл}])$, где $\langle p \rangle_V$, B_0 , a – осреднен-

ное по объему плазмы давление, вакуумное тороидальное поле в геометрическом центре и малый радиус плазмы соответственно. Заметим, что при более высоких значениях n может быть существенна диамагнитная стабилизация [5]. Таким образом, равновесие с $\beta_N = 1.8$ (рис. 1в) при предельном $\beta_N < 2.2$ является консервативным выбором опорного равновесия с пикированным профилем давления $p_0 / \langle p \rangle_V = 3.4$; внутренняя индуктивность равновесного тока $l_i(3) = 0.74$.

Другой вариант равновесной конфигурации TRT соответствует стационарному режиму, полученному по коду ASTRA (рис. 3) с током плазмы 4 МА. При этом из-за неиндукционного поддержания тока профиль запаса устойчивости является немонотонным ($q_{\min} = 1.85$), а показатель пикированности давления существенно ниже $p_0 / \langle p \rangle_V = 2.4$, внутренняя индуктивность $l_i(3) = 0.68$ (рис. 3а). При той же границе плазмы предельное $\beta_N \approx 2$ относительно устойчивости внешней винтовой моды $n = 1$ оказывается ниже (рис. 3б) по сравнению с $\beta_N \approx 2.5$ для первого равновесия (рис. 2). Учет стабилизирующего влияния проводящей стенки, подобной границе плазмы с коэффициентом 1.3, дает возможность увеличить этот предел до 2.7 при условии стабилизации моды, остающейся неустойчивой из-за конечной проводимости стенки ($n = 1$ resistive wall mode – RWM).

Следует отметить, что пределы по давлению связаны с показателем формы сечения плазмы, который можно оценить как произведение $q_{95} I_N$, где q_{95} – значение фактора запаса устойчивости на магнитной поверхности с долей полоидального потока 95% внутри сепаратрисы. Этот показатель оказывается меньше для плазмы TRT с аспектным отношением $A = 2.15/0.56 = 3.8$, вытянутостью $\kappa = 2$ и треугольностью $\delta = 0.2$: $q_{95} I_N = 3.7-3.9$ по сравнению с $q_{95} I_N = 4.4-5$ для ИТЭР ($A = 6.2/2 = 3.1$, $\kappa = 1.8$, $\delta = 0.4$). Скорее всего, более низкий показатель формы является причиной понижения предела Тройона по сравнению с $\beta_N > 3$ в подобных сценариях ИТЭР [5]. Предельное бета может быть увеличено при большей треугольности, а также за счет оптимизации профилей тока и давления.

3. МОДЕЛЬ ПЬЕДЕСТАЛА

Для самосогласованного расчета бутстреп-тока с учетом столкновительности плазмы нужны профили плотности и температуры [2, 3]. В коде EPED1 [6] используется следующая параметриза-

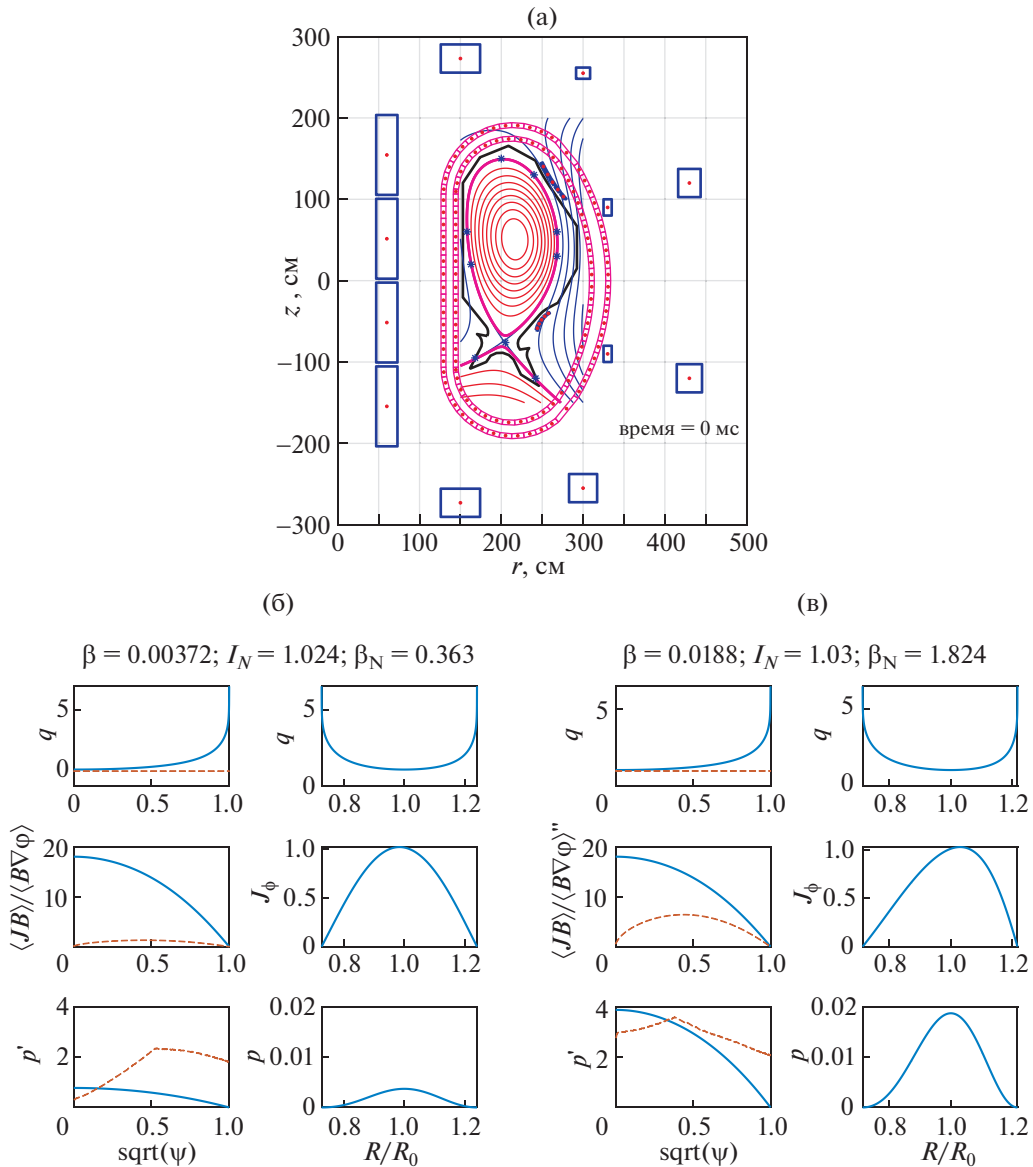


Рис. 1. Равновесие TRT со свободной границей: показаны линии уровня функции полоидального потока ψ (а). Профили плазмы для опорных равновесий: исходные профили, $\beta_p = 0.16$ (б); увеличенное в 5 раз давление плазмы, $\beta_p = 0.81$ (в). Плотность бесстолкновительного бутстреп-тока и предельный по баллонным модам градиент давления показаны штриховой линией на графиках для продольной плотности тока и градиента давления соответственно.

ция в пьедестале для профилей электронной плотности и температуры:

$$\begin{aligned}
 n_e &= n_{sep} + a_n \{ \tanh[2(1 - \psi_{mid})/\Delta] - \\
 &\quad - \tanh[2(\bar{\psi} - \psi_{mid})/\Delta] \}, \\
 T_e &= T_{sep} + a_T \{ \tanh[2(1 - \psi_{mid})/\Delta] - \\
 &\quad - \tanh[2(\bar{\psi} - \psi_{mid})/\Delta] \},
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

где Δ – ширина пьедестала, ψ_{mid} – положение центра пьедестала (в общем случае эти параметры могут отличаться для профилей плотности и тем-

пературы) в единицах нормализованного полоидального потока $\bar{\psi}$. Коэффициенты a_n , a_T определяются по заданным величинам плотности n_{ped} и температуры T_{ped} на вершине пьедестала при $\psi_{ped} = \psi_{mid} - \Delta/2$ и значениям на сепаратрисе n_{sep} , T_{sep} . В модели EPED1, проверенной в экспериментах на токамаке DIII-D, ширина пьедестала зависит от его высоты в соответствии со следующим скейлингом:

$$\Delta = 0.076 \beta_{p,ped}^{1/2}, \tag{2}$$

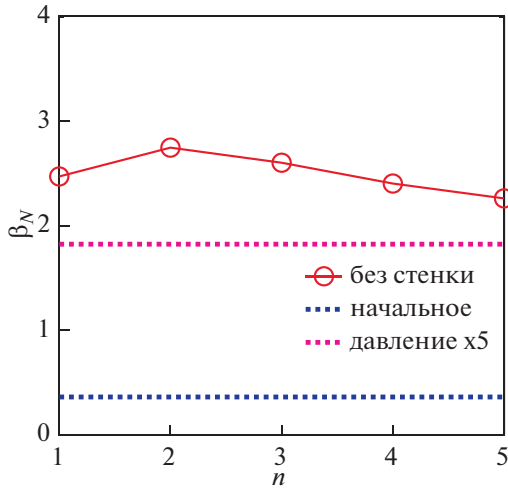


Рис. 2. Предельные значения нормированного бета по устойчивости внешних винтовых мод с тороидальными волновыми числами $n = 1-5$. Горизонтальные пунктиры показывают значения β_N для равновесий с рис. 1.

где $\beta_{p,ped}$ – величина полоидального бета на вершине пьедестала ψ_{ped} для профилей (1); $\beta_{p,ped} = 2\mu_0 p_{ped} / B_{p,sx}^2$, $B_{p,sx}^2 = (\mu_0 I_p / L_p)^2$, $B_{p,sx}$ – осредненное полоидальное поле на сепаратрисе, L_p – периметр сепаратрисы. В свою очередь, предельные по устойчивости пилинг-баллонных мод значения $\beta_{p,ped}$ зависят от ширины пьедестала Δ следу-

ющим образом: $\beta_{p,ped} \sim \Delta^{3/4}$, что соответствует уменьшению предельного значения нормированного градиента давления α с увеличением ширины пьедестала. В [7] скейлинг предельного $\beta_{p,ped}$ от ширины уточнен для более широкого класса профилей с произвольным положением пьедестала ψ_{mid} ($\psi_{mid} > 1 - \Delta/2$ соответствует сдвигу пьедестала к сепаратрисе и большим значениям градиента давления на границе) с использованием глубины пьедестала $D = 1 - \psi_{ped}$; при этом можно использовать независящее от профиля пьедестала определение положения вершины пьедестала ψ_{ped} : $p'(\psi_{ped}) = (1 - \tanh^2(1))p'_{max} \approx 0.42p'_{max}$, где максимум берется по пьедесталу, как для профиля давления через гиперболический тангенс: для профилей (1) $D \approx \Delta$. В дальнейшем этот скейлинг обобщен с учетом зависимости предела устойчивости от нормированного тока I_N [8]

$$\beta_{p,ped} = CD^{3/4} / I_N^{1/3}, \quad (3)$$

где коэффициент $C \approx 3$ для плазмы с геометрией сечения подобной ИТЭР. Вместе с (2), для глубины пьедестала D близкой к Δ для профилей EPED1 [7], это дает $\beta_{p,ped} = 3^{1.6} (0.076)^{1.2} / I_N^{8/15}$, что с учетом геометрии плазмы в ИТЭР ($L_p/a = 18.2/2$) и при приближенной замене $8/15 \approx 0.5$ приводит

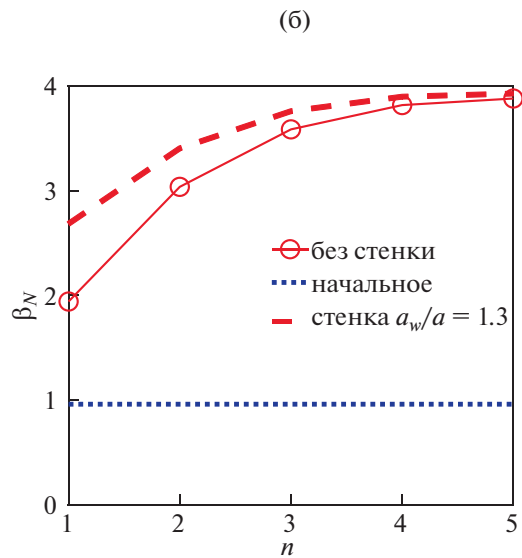
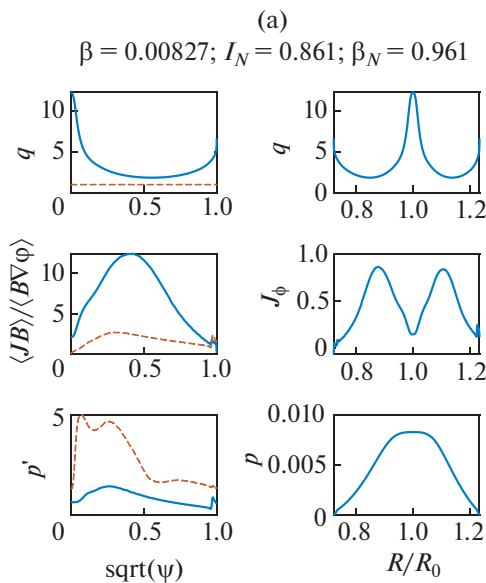


Рис. 3. Профили плазмы для опорного равновесия $\beta_p = 0.55$ (а); предельные значения нормированного бета по устойчивости внешних винтовых мод с тороидальными волновыми числами $n = 1-5$ (б). Горизонтальный пунктир показывает значение β_N для опорного равновесия.

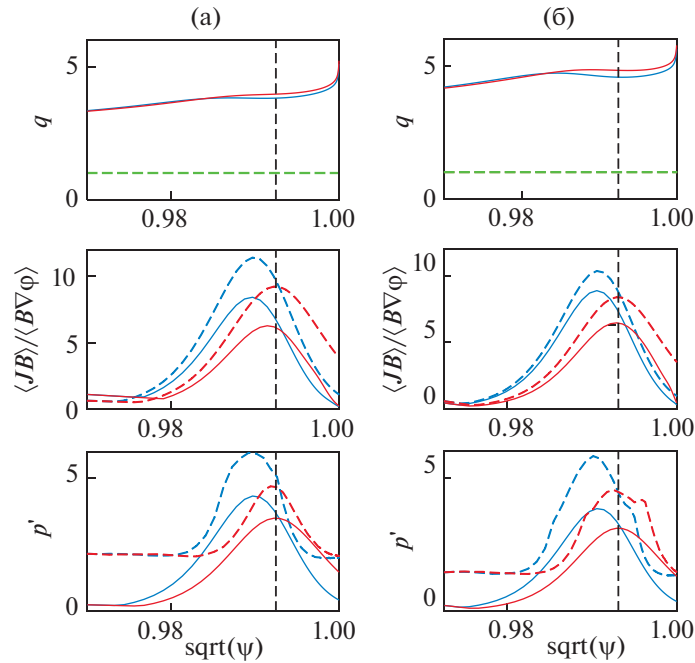


Рис. 4. Профили в пьедестале для пикированного ($n_{sep}/n_{ped} = 0.25$, синий цвет) и плоского ($n_{sep}/n_{ped} = 1$, красный) распределения плотности в пьедестале, $\Delta = 0.03$, $\beta_{p,ped} = 0.156$, $B_0 = 8$ Тл: равновесие с рис. 1в, $n_{ped} = 15 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$, $T_{ped} = 1.68$ и 1.60 кэВ, $p_{ped} = 81$ и 77 кПа, $I_p = 4.87$ и 4.76 МА (а); равновесие с рис. 3а, $n_{ped} = 5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$, $T_{ped} = 3.46$ и 3.35 кэВ, $p_{ped} = 55$ и 52 кПа, $I_p = 4.0$ и 3.95 МА (б). Штриховые кривые показывают плотность бесстолкновительного бутстреп-тока и предельный по баллонным модам градиент давления. Вертикальные штриховые линии показывают положение центра пьедестала $\sqrt{1 - \Delta/2} = 0.9925$.

удобному выражению для предельного давления на пьедестале

$$p_{ped}[\text{кПа}] = 2I_p[\text{МА}]^{1.5} B_0[\text{Тл}]^{0.5} / a[\text{М}]^{1.5}. \quad (4)$$

Для величины нормированного бета на пьедестале $\beta_{N,ped} = (2\mu_0 p_{ped} / B_0^2) / I_N$ это эквивалентно

$$\beta_{N,ped}[\%] = 0.5 I_N^{0.5} \quad (5)$$

при ширине пьедестала в единицах нормированного полоидального потока

$$\Delta \approx D = 0.04 I_N^{-0.25}. \quad (6)$$

Для получения равновесий, согласованных с моделью пьедестала при заданной ширине Δ , которое определяет $\beta_{p,ped}$ в соответствии с (2), достаточно задать плотность плазмы на вершине пьедестала и на сепаратрисе, а температуру подобрать по p_{ped} , при условии того, что температура на границе плазмы низка: стандартное значение $T_{sep} = 75$ эВ. Согласованное равновесие определяется итерационным способом при заданном вакуумном магнитном поле и величине $B_{p,sx}$, изменяющейся за счет плотности тока в пьедестале. На рис. 4 показаны пьедестальные про-

фили для $\Delta = 0.03$ при разных распределениях плотности. Важно отметить, что при более низкой и более пикированной плотности бутстреп-ток выше, что приводит к немонотонности профиля запаса устойчивости q в пьедестале. В случае низкой плотности это приводит к обращению шира даже при плоском профиле плотности.

4. ПРЕДЕЛЬНЫЕ ПО УСТОЙЧИВОСТИ ПАРАМЕТРЫ ПЬЕДЕСТАЛА И УЧЕТ ДИАМАГНИТНОЙ СТАБИЛИЗАЦИИ

4.1. Предельная высота пьедестала и диаграмма устойчивости

В рамках модели EPED1 можно построить последовательность равновесий с повышением давления на вершине пьедестала и соответствующим увеличением ширины пьедестала, а затем определить предел по устойчивости пилинг-баллонных мод. Другим способом исследования устойчивости пьедестала является построение диаграмм устойчивости [6]. При этом профили градиента давления и параллельной плотности тока можно пропорционально изменять при фиксированной ширине пьедестала [8]. Для каждой моды с заданным тороидальным волновым числом n находят-

ся границы устойчивости в параметрической плоскости $(\alpha, J_{\parallel}/\langle J \rangle)$, где в центре пьедестала Ψ_{mid} нормализованный градиент давления определяется как в [9]

$$\alpha = \frac{2\mu_0}{4\pi^2} \frac{dp}{d\psi} \frac{dV_{\psi}}{d\psi} \sqrt{\frac{V_{\psi}}{2\pi^2 R^2}},$$

а параллельная плотность тока $J_{\parallel} = \langle \mathbf{j} \cdot \mathbf{B} \rangle_{\psi} / \langle \|\mathbf{B}\| \rangle_{\psi}$ (осреднение по объему между магнитными поверхностями) нормирована на среднюю по сечению плотность полного тока плазмы $\langle J \rangle = I_p/S_p$.

4.2. Диамагнитная стабилизация

Для оценки воздействия диамагнитной стабилизации, которая в простейшей модели наступает при $\gamma < \omega_{*}/2$ [10], диамагнитная частота задается следующим выражением [11]: $\omega_{*} = \omega_{*pi} = (n/n_i e_i)(dp_i/d\psi)$, где ψ – полоидальный поток, p_i, n_i, e_i – давление, плотность и заряд ионов, n – тороидальное волновое число. Удобно использовать выражение ω_{*} через ионно-циклотронную частоту $\omega_{Bi} = e_i B_0/m_i$ и альфвеновскую частоту $\omega_A = B_0/(R\sqrt{\mu_0 \rho})$:

$$\omega_{*} = n \frac{\omega_A}{\omega_{Bi}} \omega_A \frac{R^2}{B_0} \mu_0 \frac{dp_i}{d\psi},$$

где m_i – масса иона, B_0 – вакуумное магнитное поле, R – большой радиус плазмы, ρ – массовая плотность на магнитной оси. Частота диамагнитного дрейфа ионов рассчитывается в середине пьедестала давления плазмы, предполагая, что $p'_i = p'/2$.

Диамагнитная стабилизация особенно эффективна для мод с высоким тороидальным волновым числом, величине которого пропорциональна диамагнитная частота. Для расчетов инкремента используется профиль массовой плотности, соответствующий моделированию по коду ASTRA (рис. 5).

Для построения диаграмм устойчивости были использованы равновесия с рис. 4 при фиксированной ширине пьедестала $\Delta = 0.03$ (рис. 6 и 7). Полоидальное бета для исходных равновесий одинаково $\beta_{p,ped} = (\Delta/0.076)^2 = 0.156$. При этом коэффициент C из скейлинга (5) для высоты пьедестала оказывается ниже стандартного предела $C = 3$ для ИТЭР-подобной плазмы: $C = 2.2$ – 2.1 . Это соответствует рассчитанной устойчивости исходных равновесий с рис. 6 (пикированный профиль давления, относительно высокое $\beta_p = 0.81$), но противоречит неустойчивости равновесий с рис. 7 (немонотонное $q, \beta_p = 0.56$). В по-

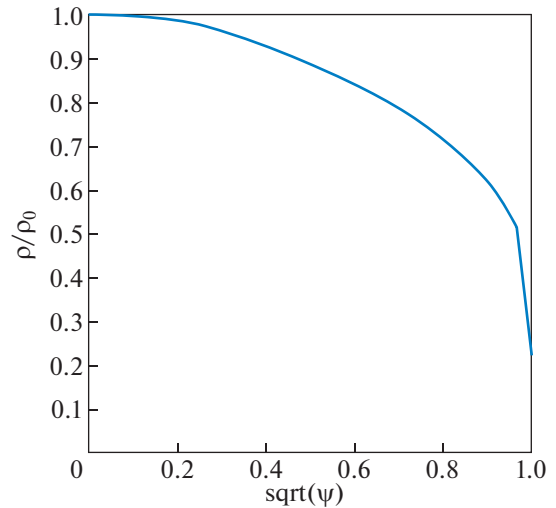


Рис. 5. Нормированная массовая плотность плазмы для расчета инкрементов.

следнем случае только учет диамагнитной стабилизации дает устойчивость: для дейтериевой плазмы в TRT с плотностью на магнитной оси $n_i = 2 \times 10^{20}$ (10^{20}) m^{-3} и $R = 2.15$ м имеем $\omega_A/\omega_{Bi} = 0.0106$ (0.015) для рис. 6 (рис. 7).

В табл. 1 и 2 приведены предельные параметры пьедестала по методу EPED1, т.е. для последовательности равновесий с профилями (1) при ширине пьедестала (2): плотность на пьедестале $n_{ped} = 15 \times 10^{19}$ и $5 \times 10^{19} m^{-3}$. Коэффициент $C = \beta_{p,ped}(\Psi_{ped}) I_N^{1/3} / \Delta^{3/4}$, $\Psi_{ped} = 1 - \Delta$ рассчитывается подобно скейлингу (5) для предельного значения ширины пьедестала Δ . Следует отметить, что пределы устойчивости достигаются в равновесиях с обращенным широм в пьедестале. При этом возможна дестабилизация идеальных мод при приближении резонансной магнитной поверхности к области малого шира и большого градиента давления (моды типа infernal [5]), так и их резистив-

Таблица 1. Предельные значения ширины пьедестала, номер наиболее неустойчивой моды и коэффициент в скейлинге высоты пьедестала для равновесий с пикированным профилем давления и монотонным $q, n_{ped} = 15 \times 10^{19} m^{-3}$ для разных профилей плотности в пьедестале без и с учетом диамагнитной стабилизации

	Δ_{lim}	n	C
$n_{sep}/n_{ped} = 1$	0.0341	15	2.54
диам. стабил.	0.0362	10	2.82
$n_{sep}/n_{ped} = 0.25$	0.0329	3	2.48
диам. стабил.	0.0329	3	2.48

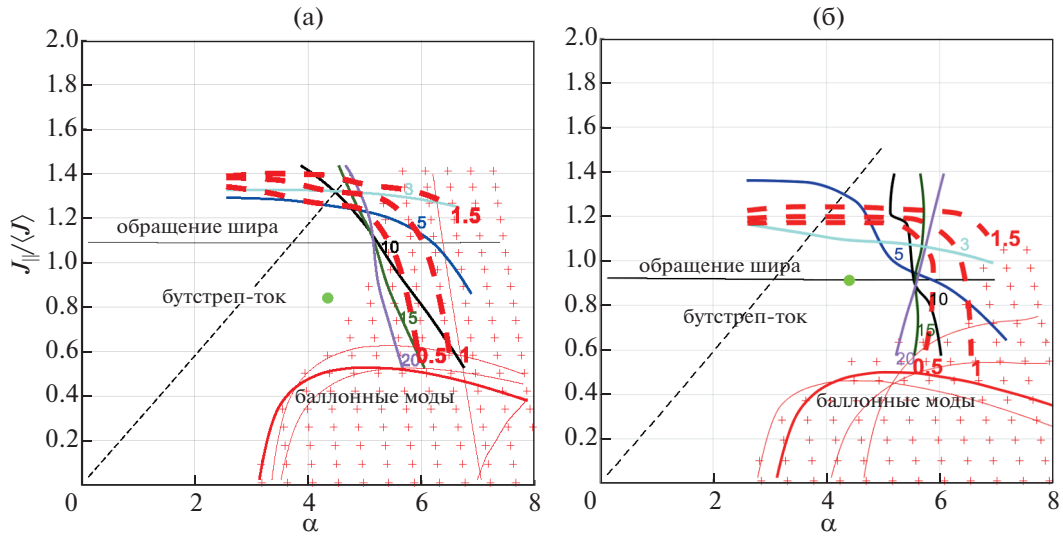


Рис. 6. Сравнение диаграмм устойчивости в плоскости $(\alpha, J_{\parallel} / \langle J \rangle)$ для равновесий с рис. 4а: плоская плотность (а); пикированная плотность (б), в этом случае максимальная плотность тока и нормированный градиент давления больше соответствующих величин в центре пьедестала ψ_{mid} примерно в 1.3 и 1.2 раза соответственно. Кресты показывают область неустойчивости по мелкомасштабным баллонным модам, сплошные красные линии – границы их устойчивости на отдельных магнитных поверхностях в пьедестале. Обращение шира (немонотонное q) происходит выше тонкой сплошной линии. Штриховая тонкая линия показывает плотность тока, соответствующую бесстолкновительному бутстреп-току. Полуцирковые волновые числа подписаны. Светлые линии показывают границы устойчивости для глобальных мод с $n = 3$. Кругок в центре диаграммы соответствует параметрам пьедестала для исходного равновесия. Толстые штриховые линии соответствуют линиям уровня инкремента, нормированного на диамагнитную частоту $\gamma / (\omega_* / 2) = 0.5, 1.0, 1.5$.

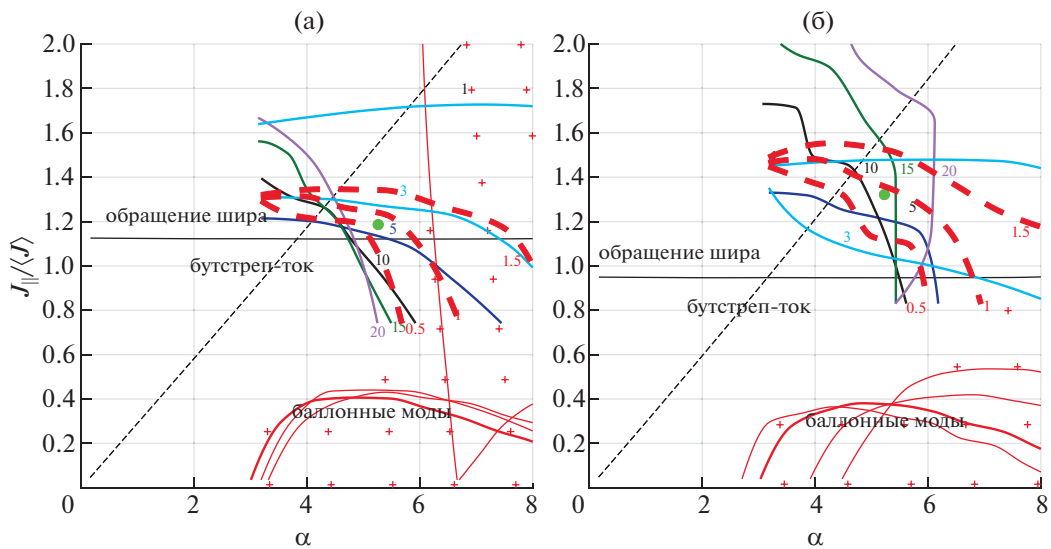


Рис. 7. Сравнение диаграмм устойчивости в параметрической плоскости $(\alpha, J_{\parallel} / \langle J \rangle)$ для равновесий на рис. 4б: плоская плотность (а); пикированная плотность (б). Светлые линии показывают границы устойчивости для глобальных мод с $n = 1, 3$.

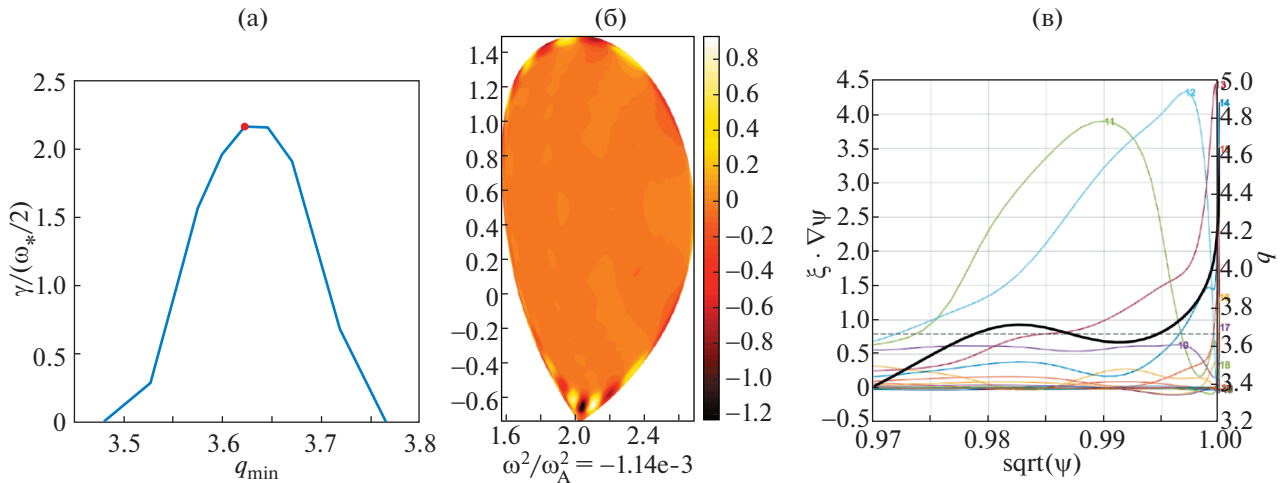


Рис. 8. Зависимость инкремента, нормированного на диамагнитную частоту, $\gamma/(\omega_*/2) > 1$ соответствует неустойчивости (а); структура неустойчивой моды $n = 3$ со свободной границей: линии уровня нормального к магнитным поверхностям смещения и гармоники радиального смещения $\xi \cdot \nabla \psi$ (произвольные единицы) (б, в). Жирная линия – профиль q , штриховая – $q = 11/3$, $q_{\min} = 3.62$. Ширина пьедестала $\Delta = 0.035$.

ных аналогов, включая двойные тиринг-моды. Таким образом, достижение величины плотности тока в пьедестале, приводящей к обращению шира еще до дестабилизации пилинг-баллонных мод, можно интерпретировать как еще один предел устойчивости пьедестала. С другой стороны, существование трехмерных равновесных конфигураций с большим вкладом гармоники $n = 1$ на границе и соответствующих нелинейному насыщению винтовых мод при достаточной величине бутстреп-тока (Quiescent H-mode – QH) может быть связано с малым или обращенным широм в пьедестале [12].

Две последние строки в табл. 1 показывают, что для данной серии равновесных конфигураций происходит дестабилизация моды $n = 3$ с резким ростом инкремента, так что диамагнитная стабилизация оказывается неэффективной. Это иллюстрирует рис. 8, на котором показаны зави-

симость инкремента, нормированного на диамагнитную частоту, от локального минимального значения q_{\min} при изменении тока плазмы и структуры моды. Максимум инкремента достигается при приближении резонансной поверхности $m/n = 11/3$ к q_{\min} – как раз для параметров EPED1 равновесия с пьедесталом шириной $\Delta = 0.035$.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Расчеты идеальной МГД-устойчивости плазмы токамака TRT с учетом пьедестала обозначают операционные пределы установки с нормированным $\beta_N \approx 2$, которые оказываются ниже, чем для ИТЭР-подобной плазмы: это связано с более низким показателем формы плазмы TRT. По этой же причине, а также из-за обращения шира в пьедестале при более низких значениях бутстреп-тока, высота пьедестала ограничивается скейлингом (3) с коэффициентом $C = 2-2.5$. С учетом зависимости $C^{1.6}$ для высоты пьедестала в равновесиях с шириной пьедестала (2) надо поправить и скейлинги (4), (5): $(2/3)^{1.6} \approx 0.5$, $(2.5/3)^{1.6} \approx 0.75$. Низкий показатель формы частично компенсируется большим шафрановским сдвигом для равновесий с пикированным профилем давления и большим β_p . Увеличение треугольности плазменного сечения является наиболее эффективным способом увеличить предельное бета и высоту пьедестала. Система полоидальных катушек TRT позволяет формировать плазменные конфигурации с различной треугольностью [13], что наряду с управлением профилями при помощи методов допол-

Таблица 2. Предельные значения ширины пьедестала, номер наиболее неустойчивой моды и коэффициент в скейлинге высоты пьедестала для равновесий с плоским профилем давления и немонотонным q , $n_{ped} = 5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ для разных профилей плотности в пьедестале без и с учетом диамагнитной стабилизации

	Δ_{lim}	n	C
$n_{sep}/n_{ped} = 1$	0.0281	15	1.85
диам. стабил.	0.0307	5	2.09
$n_{sep}/n_{ped} = 0.25$	0.0276	15	1.85
диам. стабил.	0.0302	3	2.09

нительного нагрева и генерации тока позволит оптимизировать параметры плазмы, необходимые для достижения проектных характеристик установки.

В предположении режима с высоким удержанием плазмы (H-mode) и в присутствии ELM типа I импульсная нагрузка на диверторные пластины TRT может быть оценена как $\Delta W_{ELM} / W_{ped} \sim 5-10\%$, где $W_{ped} = 3/2 n_{e,ped} (T_{e,ped} + T_{i,ped}) V_{plasma}$ [14]. При давлении на пьедестале 80 кПа и объеме плазмы $V_{plasma} = 24.2 \text{ м}^3$ эта оценка дает $\Delta W_{ELM} = 150-300 \text{ кДж}$.

Работа была выполнена при финансовой поддержке госкорпорации Росатом в рамках договора от 5 сентября 2019 г. № 313/1671-Д.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Красильников А.В., Коновалов С.В., Бондарчук Э.Н., Мазуль И.В., Родин И.Ю., Минеев А.Б., Кузьмин Е.Г., Кавин А.А., Карпов Д.А., Леонов В.М., Хайрутдинов Р.Р., Кукушкин А.С., Портнов Д.В. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 11.
2. Sauter O., Angioni C., Lin-Liu Y.R. // Phys. Plasmas. 1999. V. 6. P. 2834.
3. Sauter O., Angioni C., Lin-Liu Y.R. // Phys. Plasmas. 2002. V. 9. P. 5140.
4. Degtyarev L., Martynov A., Medvedev S., Troyon F., Villard L., Gruber R. // Comput. Phys. Comm. 1997. V. 103. P. 10.
5. Polevoi A.R., Ivanov A.A., Medvedev S.Yu., Huijismans G.T.A., Kim S.H., Loarte A., Fable E., Kuyanov A.Y. // Nuclear Fusion. 2020. V. 60. P. 096024.
6. Snyder P.B., Groebner R.J., Leonard A.W., Osborne T.H., Wilson H.R. // Phys. Plasmas. 2009. V. 16. 056118.
7. Medvedev S.Yu., Ivanov A.A., Martynov A.A., Poshekhonov Yu.Yu., Behn R., Martin Y.R., Moret J.-M., Piras F., Pitzschke A., Poshelon A., Sauter O., Villard L. // Contrib. Plasma Phys. 2010. V. 60. P. 324.
8. Медведев С.Ю., Иванов А.А., Мартынов А.А., Пошехонов Ю.Ю., Коновалов С.В., Полевой А.Р. // Физика плазмы. 2016. Т. 42. № 5. С. 483.
9. Groebner R.J., Osborne T.H. // Phys. Plasmas. 1998. V. 5. P. 1800.
10. Huysmans G.T.A., Sharapov S.E., Mikhailovskii A.B., Kerner W. // Phys. Plasmas. 2001. V. 8. P. 4292.
11. Hastie R.J., Catto P.J., Ramos J.J. // Phys. Plasmas. 2000. V. 7. P. 4561.
12. Brunetti D., Graves J.P., Lazzaro E., Mariani A., Nowak S., Cooper W.A., Wahlberg C. // Phys. Rev. Lett. 2019. V. 122. P. 155003.
13. Бондарчук Э.Н., Кавин А.А., Минеев А.Б., Коновалов С.В., Лукаш В.Э., Хайрутдинов Р.Р. // Физика плазмы. 2021. Т. 47. № 11.
14. Loarte A., Saibene G., Sartori R., Campbell D., Becoulet M., Horton L., Eich T., Herrmann A., Matthews G., Asakura N., Chankin A., Leonard A., Porter G., Federici G., Janeschitz G., Shimada M., Sugihara M. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2003. V. 45. P. 1549.