

АНАЛИЗ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ НАГРУЗОК НА ВАКУУМНУЮ КАМЕРУ ПРИ ТЕПЛОМ СРЫВЕ В ТОКАМАКЕ TRT

© 2021 г. Р. Р. Хайрутдинов^{a, b}, В. Э. Лукаш^{a, b}, В. Д. Пустовитов^{a, b, *}

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

^b Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия

*e-mail: Pustovitov_VD@nrcki.ru

Поступила в редакцию 16.06.2021 г.

После доработки 27.07.2021 г.

Принята к публикации 27.07.2021 г.

Проводится анализ электромагнитных нагрузок на вакуумную камеру (“стенку”) при тепловом срыве в токамаке TRT. Расчет делается с помощью кода ДИНА. Рассматривается быстрый срыв и последующая эволюция плазмы. Токамак считается аксиально симметричным, а стенка моделируется набором кольцевых проводников. Соответственно учитываются только тороидальные токи, наведенные в стенке, и связанные с ними силы. При такой постановке задачи показано, что суммарная радиальная сила на вакуумную камеру TRT после теплового срыва достигает уровня 8 МН, что ниже аналитических оценок примерно на 17%. Эта сила неравномерно распределена по полоидальному обходу, ее локальные максимумы в 2.8 раза превышают средний уровень. Поэтому такие нагрузки нужно обязательно учитывать при проектировании TRT.

Ключевые слова: токамак, проект TRT, тепловой срыв, ДИНА, электромагнитные нагрузки

DOI: 10.31857/S0367292121120039

1. ВВЕДЕНИЕ

Запуск токамака JT-60SA [1] и входящее в конечную стадию сооружение токамака ИТЭР [2] означают переход на существенно более высокий уровень исследований в УТС, чем прежде. При естественных отличиях в целях научных программ все установки следующего поколения, включая Токамак с Реакторными Технологиями (TRT) [3–5], должны быть стационарными термоядерными системами с большим $\beta \equiv 2\mu_0 \bar{p} / B^2$ — отношением усредненного по полоидальному сечению давления плазмы p к магнитному давлению $B^2 / (2\mu_0)$.

Фактически, это значения на уровне нескольких процентов (менее 3% в проекте TRT), но большими их называют из-за опасной близости к предельным значениям, превышение которых приводит к развитию неустойчивостей. Проблемы устойчивости до сих пор остаются критическими для тороидальных систем [6–10], хотя в исследованиях на токамаках достигнут значительный прогресс [6, 7, 11–16]. Однако с увеличением масштаба эксперимента возникают новые задачи, потому что порождаемые неустойчивостями выбросы тепла и магнитной энергии приводят к повреждениям стенки и внутрикамерных элементов. Одной из наибольших опасностей являются

срывы [6, 7, 11–19], избежать которых при работе в напряженных режимах токамака практически невозможно. Анализ импульсных нагрузок при срывах становится необходимостью.

Работа посвящена расчету электромагнитных сил на стенку вакуумной камеры, которые могут возникнуть на ранней стадии срывов в токамаке TRT. Анализ основан на вычислениях с помощью кода DINA [20–22] и сравнении с недавними аналитическими предсказаниями [23–26]. Одно из них состояло в том, что большая радиальная сила на стенку вакуумной камеры токамака

$$F_r \equiv \int_{wall} (\mathbf{j} \times \mathbf{B}) \cdot \mathbf{e}_r d\tau, \quad (1)$$

где $\mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{B} / \mu_0$ — плотность тока, а $\mathbf{e}_r \equiv \nabla r$, может быть произведена одним только тепловым срывом (TQ) еще до того момента, когда начинается изменение тока плазмы (срыв тока, CQ). Проведенное здесь численное исследование подтверждает это и дает точные количественные характеристики для TRT.

В целом, здесь реализована та же схема, по которой ранее вычислялись подобные силы для токамака ИТЭР в [22]. Это позволяет лишь кратко представить основные элементы метода, сосредоточившись на описании ключевых пунктов постановки задачи и на результатах расчетов.

Точно также аналитические соотношения вводятся с минимальными пояснениями и ссылками на работы, в которых содержатся подробные обоснования и определения. Для справки, полный список обозначений, часть из которых появится ниже в формулах, приведен в начале статьи [26].

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Параметры токамака TRT приведены в [3–5]. Соответственно в нашей задаче большой радиус вакуумной камеры $R_w = 2.15$ м, малый радиус плазмы (по горизонтальной оси) $b = 0.55$ м, а ее вытянутость $K = 2$. Двухслойная вакуумная камера с толщиной каждого слоя в полоидальном сечении $d_w = 2.5$ см схематически показана на рис. 1 красными точками.

В токамаке TRT планируется работа с плазмой во внешнем тороидальном поле $B_0 = 8$ Тл с продольным током J до 5 МА [3–5]. При этом предполагается достижение $\beta_N \cong 2$, где

$$\beta_N = \beta[\%] \frac{b[\text{м}] B_0[\text{Тл}]}{J[\text{МА}]} \quad (2)$$

– фактор Тройона [6, 27]. Опасность срывов в таких режимах TRT будет так же велика, как и в других токамаках. Для сравнения, значения рассчитанных пределов по устойчивости плазмы без учета стабилизации стенкой: $\beta_N^{no\ wall} = 2\text{--}2.5$ в токамаке ИТЭР [7, 28], $\beta_N^{no\ wall} = 1.8\text{--}2.2$ в токамаке DIII-D [29] и $\beta_N^{no\ wall} = 2$ в токамаке JT-60SA [30].

Здесь моделируется тепловой срыв плазмы в TRT из состояния с продольным током $J = 5$ МА, $\beta_p = 0.61$ и внутренней индуктивностью на единицу длины плазменного шнура $\ell_i(3) = 0.69$ со стандартными определениями [22]

$$\beta_p \cong 2\mu_0 \bar{p} / B_J^2, \quad (3)$$

$$\ell_i(3) \cong \frac{2V_{pl} \bar{B}_p^2}{(\mu_0 J)^2 R_w}. \quad (4)$$

Здесь B_p – полоидальное магнитное поле, B_J^2 – средняя величина B_p^2 на границе плазмы, V_{pl} – объем плазмы. При этом на границе плазмы запас устойчивости $q_{99} = 3.84$, а координаты магнитной оси $R_a = 2.19$ м, $z_a = 0.5$ м. Исходная равновесная конфигурация показана на рис. 1.

В расчетах предполагалось, что, как и в случае, рассмотренном в [22], до срыва профили температур и плотности параболические со средними значениями $n_e = 9.6 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$, $T_e^{avr} = T_i^{avr} =$

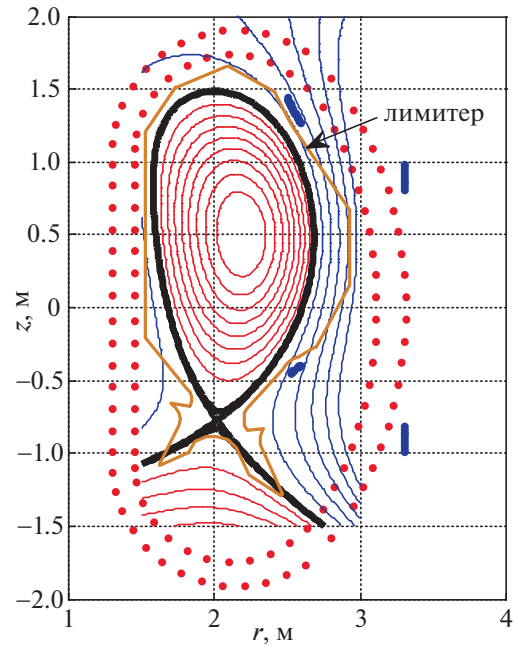


Рис. 1. Равновесная плазменная конфигурация TRT перед срывом.

$= 11.5$ кэВ, а на границе плазмы $T_e^{bnd} = T_i^{bnd} = 10$ эВ и $n_e^{bnd} = 9.55 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Профили плотности тока плазмы и температуры электронов в этом состоянии показаны на рис. 2.

Модель TRT с двухслойной вакуумной камерой (двойной стенкой), которая в коде DINA заменяется набором плотно расположенных кольцевых проводников, показана на рис. 3. Можно сказать, что стенка разделена на N частей продольными разрезами, и наведенный ток в стенке моделируется набором N тороидальных токов. Такое разбиение и алгоритм расчета, основанного на законе Ома для стенки

$$\mathbf{j}_w = \sigma \mathbf{E}, \quad (5)$$

подробно описаны в [22]. Здесь используется только тороидальная компонента (5), а проводимость σ материала обоих слоев вакуумной камеры в расчетах считается однородной ($\sigma^{-1} = 8.25 \times 10^{-7} \text{ Ом} \cdot \text{м}$).

TQ это явление, при котором практически мгновенно почти вся тепловая энергия плазмы теряется [6, 7]. На рис. 4 это представлено как быстрое падение β_p до нуля. В этой постановке оно не связано с какими-либо процессами, а задается как исходное условие. Предполагается, что после TQ температура падает до 10 эВ с однородным распределением по радиусу, а величина и профиль плотности не меняются. На принятой шкале времени TQ начинается в момент 0.6 мс и

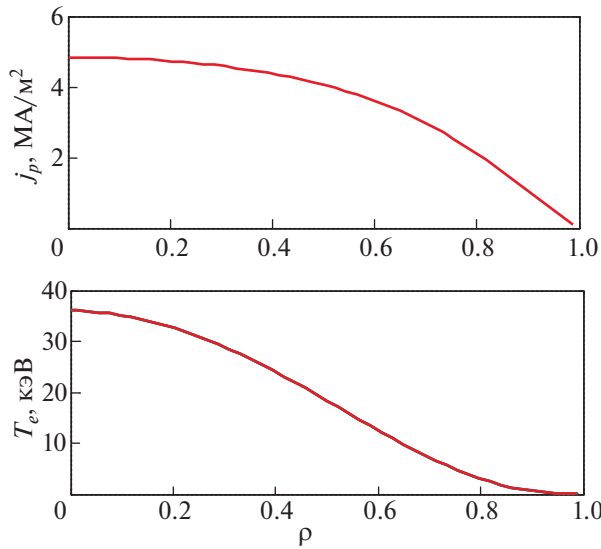


Рис. 2. Профили плотности тока $j_p \equiv dJ/dS_{\perp}$ и электронной температуры T_e перед срывом. Здесь J – тороидальный ток внутри магнитной поверхности, S_{\perp} – площадь ее поперечного сечения, а $\rho = \sqrt{S}$, где S – полоидальный поток, нормированный на единицу на краю плазмы.

продолжается 0.1 мс. Для сравнения, резистивное время стенки TRT, которое обычно оценивают [8, 9] как

$$\tau_w \equiv \mu_0 \sigma b_w d_w \quad (6)$$

(b_w – малый радиус стенки), составляет примерно 60 мс, что в 600 раз больше заданной длительности ТQ. Стенка вакуумной камеры должна реагировать на порождаемое таким ТQ изменение магнитного поля \mathbf{B} как идеальный проводник.

В подобной постановке задача о возникающих силах на стенку рассматривалась аналитически в [23–26] для плазмы и стенки круглого сечения. Здесь плазма и стенка вытянуты по вертикали, но можно ожидать, что основные закономерности, установленные в [23–26], должны проявляться и в нашем случае [22, 31, 32]. В частности, мы проверим предсказание о генерации большой радиальной силы при ТQ до начала СQ, хотя наличие опасных электромагнитных нагрузок в токамаках обычно связывают со срывом тока [6, 7, 11–19, 33–44], иногда явно указывая, что сила пропорциональна dJ/dt [7, 36, 42].

Расчет F_r производится в геометрии TRT в предположении, что магнитные поля, создаваемые полоидальными и тороидальными катушками, неизменны. Здесь интеграл (1) вычисляется как сумма подобных сил на каждое кольцо, показанное на рис. 3. Локальные распределения наведенных токов и сил также показаны ниже.

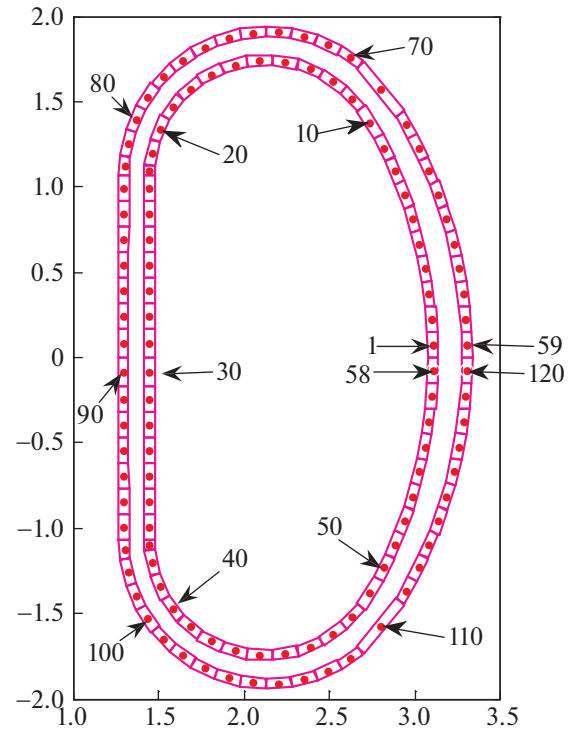


Рис. 3. Модель TRT с двойной стенкой и ее представление в виде кольцевых токов, используемое в коде DINA. В полоидальном сечении каждая стенка толщиной 2.5 см разделена на прямоугольные пластины. Внутренняя на 58, а внешняя на 62. Их центры показаны точками и пронумерованы против часовой стрелки.

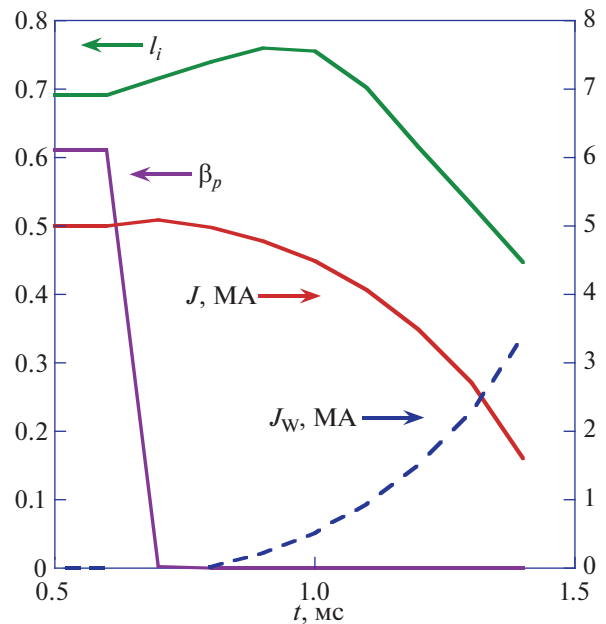


Рис. 4. Начальные значения и временная эволюция β_p , l_i , тока плазмы J и тока J_w , индуцированного в стенке, в процессе ТQ и последующих 0.7 мс СQ.

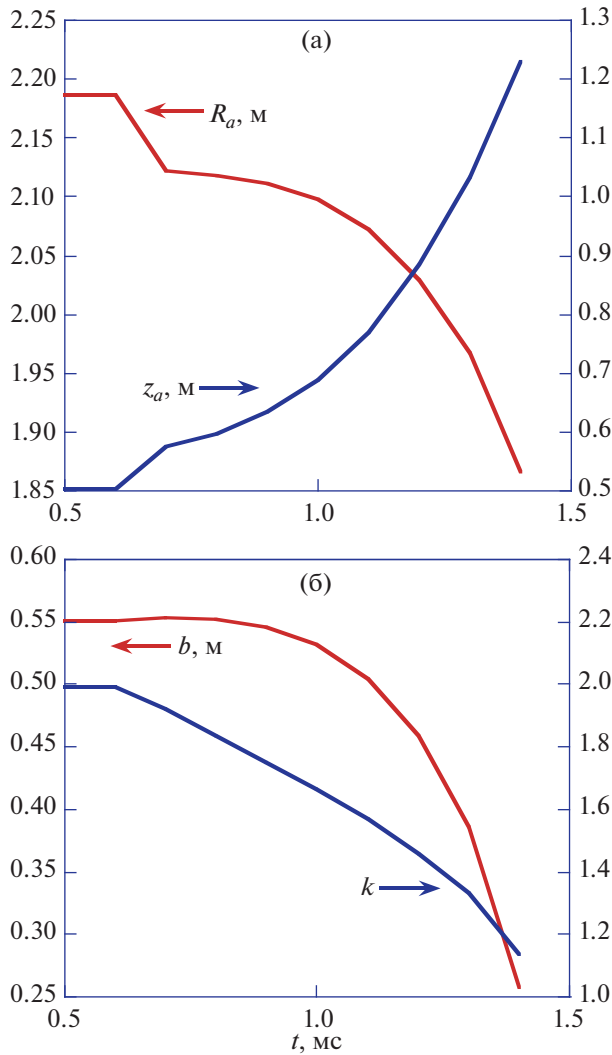


Рис. 5. Начальные значения и временная эволюция (а) радиального и вертикального положений (R_a, z_a) магнитной оси и (б) малого радиуса плазмы b и вытянутости K .

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Вместе с начальными данными, включая быстрый TQ, на рис. 4 также показаны результаты расчетов – временная эволюция внутренней индуктивности ℓ_i , тока плазмы J и тока J_w , индуцированного в стенке, в процессе TQ и последующих 0.7 мс CQ.

Падение давления при развитии такого TQ сопровождается уменьшением смещения Шафранова с максимальным эффектом на магнитной оси, как показано на рис. 5а. Для некруглой плазмы такой реакции сопутствует вертикальное движение, которое начинается в момент TQ и далее развивается в неустойчивость VDE (Vertical Displacement Event) вверх. На рис. 5а уход магнитной оси по вертикали оказывается довольно боль-

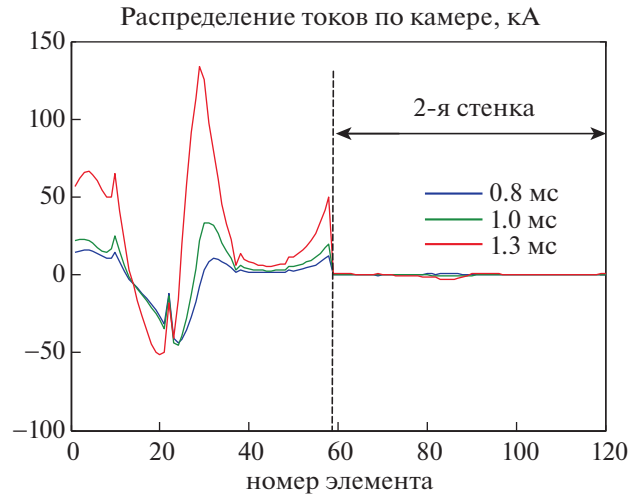


Рис. 6. Распределение индуцированного тока в стенке TRT сразу после TQ и в начале CQ.

шим. Следует ожидать быстрого контакта плазмы со стенкой.

Рассчитанные изменения малого радиуса и вытянутости плазмы показаны на рис. 5б. Ее граница заметно искажается в пределах 1 мс от начала срыва. Если площадь поперечного сечения плазмы оценивать как $\pi K b^2$, то в точке, где две кривые на рис. 5б пересекаются (в момент времени примерно 1.37 мс), она составляет лишь 18% от первоначальной.

Связанные с этим изменения ψ вне плазмы индуцируют токи в стенке. Их распределение, рассчитанное с помощью кода DINA, показано на рис. 6. Плотность наведенного тока в стенке \mathbf{j}_w хотя и велика, дает $J_w = 0$ в процессе TQ, см. рис. 4. Позже \mathbf{j}_w растет так, чтобы противодействовать CQ с $dJ/dt < 0$ в плазме. Соответственно, $dJ_w/dt > 0$. В наших расчетах длительность TQ и весь рассматриваемый интервал времени составляют лишь малую часть резистивного времени стенки, поэтому величина полного тока $J + J_w$ в системе плазма + стенка должна оставаться неизменной вплоть до конца расчета. Результаты расчетов на рис. 4 согласуются с этими ожиданиями.

Полоидальные распределения радиальной F_r^i и вертикальной F_z^i компонент силы на внутренней ($i \leq 58$) и внешней ($59 \leq i \leq 120$) стенках в различные моменты времени в течение 0.7 мс после начала TQ показаны на рис. 7 и 8. Здесь i – номер проводника, введенный на рис. 3. Рассчитанная по (1), но с интегрированием по объему проводника i , отрицательная F_r^i описывает силу,

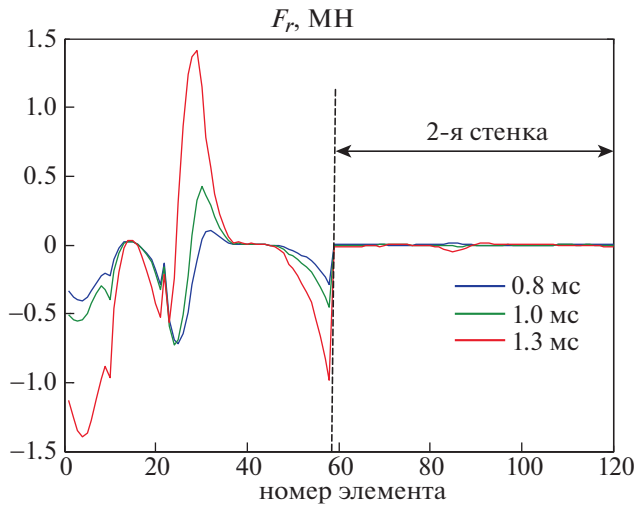


Рис. 7. Полоидальное распределение радиальной силы по внутренней ($i \leq 58$, налево от вертикальной штриховой линии) и внешней ($59 \leq i \leq 120$) стенкам в различные моменты времени в течение 0.7 мс после начала теплового срыва.

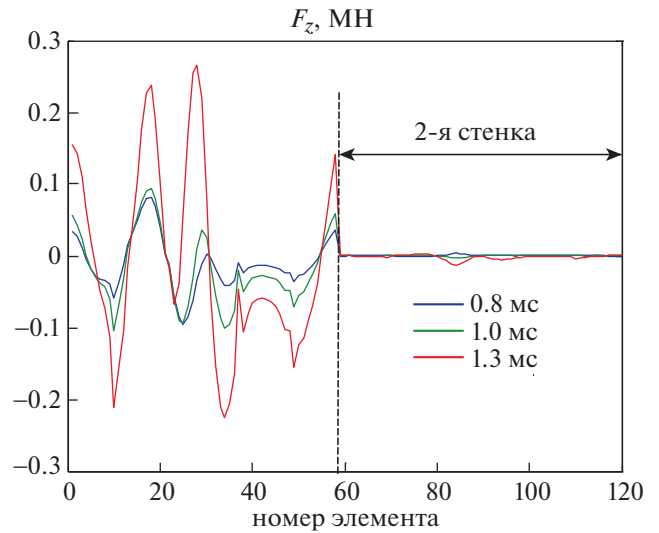


Рис. 8. Распределение вертикальной силы по внутренней ($i \leq 58$) и внешней ($59 \leq i \leq 120$) стенкам в различные моменты времени в течение 0.7 мс после начала теплового срыва.

направленную к центру тора. Радиальная сила на верхних и нижних частях стенки оказалась малой.

Сила, появляющаяся на внешней (дальней от центра) части стенки, увеличивается после TQ приблизительно в три раза к концу рассматриваемого интервала времени. Ясно, что это даст главный вклад в полный интеграл F_r . Отметим, что масштаб F_z^i на рис. 8 меньше, чем для F_r^i на рис. 7.

Эволюция распределения рассчитанной силы на первую стенку сразу после TQ и в начале CQ иллюстрируется на рис. 9.

Временная эволюция интегральных сил на стенку TRT показана на рис. 10. Следует отметить значительную величину F_r сразу после TQ. Производимые только TQ силы, описанные в [23–26, 31, 32] и моделируемые в настоящей работе, развиваются при $dJ/dt = 0$ (неизменный ток в плаз-

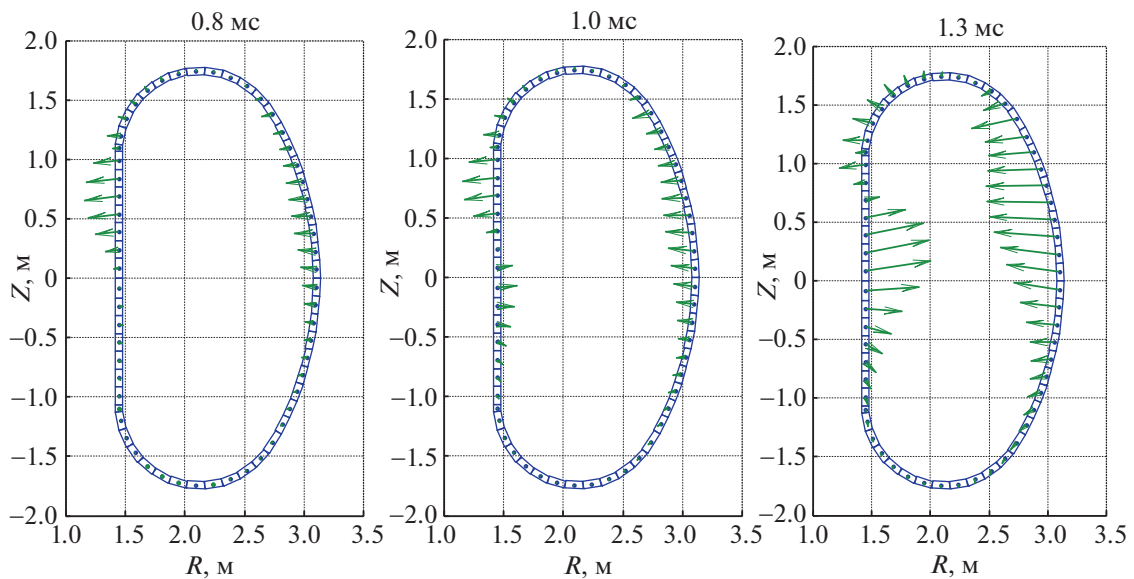


Рис. 9. Распределение силы, порожденной срывом, по первой стенке сразу после TQ и в начале CQ. Слева направо – моменты времени 0.8 мс, 1.0 мс и 1.3 мс.

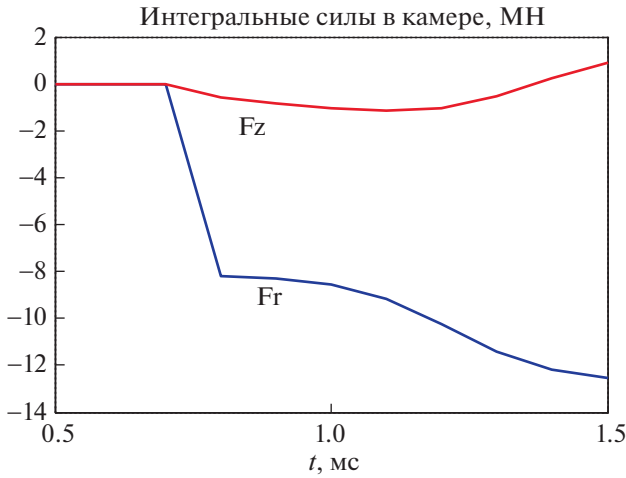


Рис. 10. Временная эволюция радиальной и вертикальной компонент полной силы, действующей на стенку вакуумной камеры TRT в начальной фазе срыва.

ме), перед стадией CQ. Токи в стенке генерируются из-за $d\mathbf{B}/dt \neq 0$, вызываемой практически скачкообразным $dp/dt < 0$. Мы подтвердили, что при таких условиях и типичных параметрах TRT тепловой срыв может индуцировать существенные вихревые тороидальные токи в стенке. При $dJ/dt = 0$ они имеют дипольную структуру так, что $J_w = 0$. Сила F_r — результат их взаимодействия с полоидальным полем.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Согласно формуле (44) из [25]

$$F_r = \frac{2}{3} \frac{\delta W_{th}}{R_0} + \frac{\mu_0 \delta J_{pl}^2}{2} \ln \frac{b_w}{b} + \frac{\mu_0}{4} \delta(J_{pl}^2 \ell_i), \quad (7)$$

полученной в приближении большого аспектного отношения для токамака с круглыми плазмой и стенкой, при тепловом срыве интегральная радиальная сила должна определяться только изменением запасенной в плазме тепловой энергии

$$W_{th} \equiv \frac{3}{2} \int_{plasma} p d\tau = \frac{3}{2} \bar{p} V_{pl}, \quad (8)$$

где δ означает приращение. В этом приближении полный объем плазмы $V_{pl} = 2\pi^2 R_0 b^2$, а $2\pi b B_J = \mu_0 J$, поэтому для TQ при постоянном токе J равенство (7) сводится к

$$\begin{aligned} F_r^{TQ} &= \frac{\mu_0 J^2}{4} \delta(\beta_p + \ell_i) = \\ &= \frac{\pi}{10} \left[\frac{J}{1 \text{ MA}} \right]^2 \delta(\beta_p + \ell_i) \text{ [МН]}. \end{aligned} \quad (9)$$

Величина F_r в (7) и (9) является суммой двух сил

$$F_r = F_r^{fil} + F_r^{pt}, \quad (10)$$

где два слагаемых соответствуют разбиению

$$\mathbf{j} \times \mathbf{B} = \mathbf{j}_t \times \mathbf{B}_p + \mathbf{j}_p \times \mathbf{B}_t \quad (11)$$

с индексами t и p , обозначающими тороидальную и полоидальную компоненты. Первые слагаемые в (10) и (11) дают силу на стенку, представленную набором тороидальных кольцевых проводников (филаментов), как показано на рис. 3. Именно F_r^{fil} вычислялась выше для TRT, см. рис. 3, 6, 7, 9 и 10. При такой имитации металлического окружения допускается протекание в нем лишь тороидального тока, тогда как аналитическая теория с результатом (7) учитывает также и полоидальный ток в стенке I_w , возникающий при TQ.

Влияние тока I_w на силы на стенку обсуждалось в [25, 45], а затем в [31, 32, 46, 47]. В [45] впервые было численно показано, что возникающие при срывах полоидальные токи могут оказывать существенное влияние как на полную радиальную силу, так и на нормальную силу на стенку в токамаке IGNITOR. В примере, рассмотренном в [45], наведенный ток I_w достигал 1 МА при CQ. В аналитической модели, приводящей к (7), его величина дается равенством [48] (см. также (39) в [47])

$$\frac{\delta I_w}{I_g} \approx \frac{V_{pl}}{2(V_{pl} + V_g)} \delta \left(\beta - \frac{B_J^2}{B_0^2} \right), \quad (12)$$

где $I_g \equiv 2\pi R_0 B_0 / \mu_0$ — полный полоидальный ток в катушках, создающих тороидальное поле B_0 на оси $r = R_0$, $B_J \equiv \mu_0 J / (2\pi b)$ — среднее значение полоидального поля на границе плазмы, V_{pl} и V_g — объемы плазмы и вакуумного зазора плазма-стенка. Радиальная сила, связанная с этим током, должна быть равна [25]

$$F_r^{pt} = -I_w B_0 \frac{V_{pl} + V_g}{2\pi R_0^2}, \quad (13)$$

где индекс pt указывает на происхождение этой парциальной силы: взаимодействие полоидального тока с тороидальным полем. Это общее выражение получено для стенки, которая реагирует на быстрые изменения магнитного поля как идеальный проводник. Такая модель всегда годится для быстрых событий, включая естественные (спонтанные) срывы и вынужденное гашение разряда [6, 7, 11–17, 19, 39, 41, 43] с помощью запуска газа или инъекции твердых частиц.

При подстановке в (13) тока I_w из (12) для TQ с неизменным током J получается

$$F_r^{pt} = -F_r^{TQ}, \quad (14)$$

где последняя величина определена равенством (9), в котором в данном случае следует оставить лишь слагаемое с $\delta\beta_p$. Для TQ в левой части (10) $F_r \rightarrow F_r^{TQ}$, а в правую часть следует подставить (14). Эти операции дают

$$F_r^{fil} = 2F_r^{TQ}. \quad (15)$$

Именно с этим предсказанием необходимо сравнивать результаты расчета.

В настоящей работе тепловой срыв плазмы и его последствия, представленные на рис. 4–10, моделируются точно так же, как делалось ранее в [22] для токамака ИТЭР с начальными значениями $\beta_p = 0.62$ и $\ell_i(3) = 0.72$. Здесь для токамака TRT использованы почти такие же $\beta_p = 0.61$ и $\ell_i(3) = 0.69$, но ток плазмы в 3 раза меньше, чем в ИТЭР. Поэтому, согласно (9) и (15), радиальная сила F_r^{fil} в TRT должна быть в 9 раз меньше, чем в ИТЭР. Результат, представленный на рис. 10, дает $F_r^{fil} = 8.2$ МН в TRT сразу после TQ. Величина 73.8 МН, получаемая после умножения на 9 как оценка для ИТЭР, отличается от рассчитанного в [22] значения 70 МН менее, чем на 5.5%. Это подтверждает, что простой скейлинг (9) с $F_r^{fil} = 2F_r^{TQ} \propto J^2\delta\beta_p$ даже без учета изменения ℓ_i вполне может быть использован для экстраполяции.

Последнее говорит только о пропорциональности F_r^{fil} и F_r^{TQ} квадрату тока J и величине $\delta\beta_p$, на которую указывают (9) и (15), но остается еще вопрос об абсолютной величине силы. При подстановке $\delta\beta_p = 0.61$ и $J = 5$ МА мы получим из (9) $F_r^{TQ} = 4.79$ МН, а из (15) $F_r^{fil} = 9.58$ МН вместо численно рассчитанного $F_r^{fil} = 8.2$ МН. Известно, что форма плазмы существенно влияет на распределения токов и полей, поэтому одной из причин несовпадения на 17% могут быть отличия в геометрии. Напомним, что здесь расчеты проводились для существенно некруглой плазмы, помещенной в вакуумную камеру с некруглым сечением, см. рис. 1 и 3, а при выводе формулы (7) они считались круглыми.

Этот вопрос требует отдельного рассмотрения, чтобы понять причину столь высокой точности аналитической теории. Возможно, это указание на слабую зависимость радиальной интегральной силы от вытянутости плазмы и стенки. С практической точки зрения более важной является проверка предсказания (15) применительно к TRT. Отметим, что справедливость оценки (12), проводящей к (13), (14) и (15), можно проверить экспериментально с помощью магнитных измерений [47].

Необходимость включения полоидальных токов в задачу и в целом аналитические предсказания, включая (7) и (15), были подтверждены сравнением с точными результатами численного моделирования с помощью кода CarMa0NL в [31, 32, 49]. Дополнительное аналитическое исследование [50], проведенное после демонстрации в [31, 32] зависимости локальных сил от положения плазмы относительно стенки, показало, что оно практически не сказывается на интегральной радиальной силе, когда в (10) учтены оба слагаемых.

Из сказанного можно сделать вывод, что, согласно (15), производимая TQ интегральная радиальная сила F_r^{TQ} должна быть в два раза меньше приведенного на рис. 10 значения F_r^{fil} . Это справедливо для сплошной хорошо проводящей оболочки без разрезов. В реальной установке стенка несимметрична, в ней есть неоднородности, разрезы и отверстия. В таких случаях для расчета силы необходимо учитывать трехмерность стенки, как в работах [51, 52], а для оценок вместе с (7) следует пользоваться полученными в [25] выражениями для парциальных сил F_r^{fil} и F_r^{pr} , связанных с токами J_w и I_w .

В обсуждении выше мы оперировали положительными значениями, но равенства (7) и (9) показывают, что при падении давления плазмы сила F_r^{TQ} должна быть отрицательной. Это объясняет знак радиальной силы на рис. 10 – она действует на сжатие тора.

Неожиданным является быстрое появление хотя и небольшой, но заметной вертикальной силы F_z на рис. 10. Для F_z и для так называемой боковой силы справедливо равенство [53]

$$\mu_0 \mathbf{c} \cdot \mathbf{F}_w = \oint_{w+} \left[(\mathbf{c} \cdot \mathbf{B})\mathbf{B} - \frac{\mathbf{B}^2}{2}\mathbf{c} \right] \cdot d\mathbf{S}_{w+}, \quad (16)$$

где \mathbf{c} – постоянный вектор ($\mathbf{e}_z \equiv \nabla z$ для получения F_z), а интегрирование выполняется по аксиально-симметричной тороидальной оболочке $w+$, охватывающей стенку с внешней стороны. В начальный момент времени, когда токов в стенке нет, $\mathbf{F}_w = 0$. Этот результат должен сохраняться при любых процессах внутри вакуумной камеры, если на поверхности $w+$ магнитное поле \mathbf{B} не меняется. Последнее означает реакцию стенки на внутренние процессы как идеального проводника. При быстрых процессах, как в нашем случае, должно быть в точности $F_z = 0$.

При аксиальной симметрии полоидальные токи, наводимые в стенке, не меняют тороидального поля в области за стенкой. Поэтому из (16) следует, что вертикальная сила F_z от таких токов не зависит. Это позволяет рассматривать результат для F_z на рис. 10 как полную силу, хотя стенка в

расчетах была заменена тороидальными кольцами. Отклонение от $F_z = 0$ в наших расчетах может означать, что разбиение стенки на рис. 3 является грубым. На это указывают и небольшие выбросы на кривых как для первой, так и для второй стенки на рис. 6–8.

В то же время почти нулевые значения плотности тока и силы для второй стенки показывают, что экранирующее действие первой стенки воспроизводится достаточно хорошо.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассчитана эволюция плазмы при быстром ТQ, тороидальные токи, наведенные в стенке, и силы их взаимодействия с полоидальным магнитным полем. Вычисления выполнены для геометрии токамака TRT. Показано, что радиальная компонента такой силы в токамаке TRT может достигать ~ 8 МН. Будучи неоднородно распределенной по стенке, которая здесь моделируется набором кольцевых проводников, эта сила имеет максимумы, примерно в 2.8 раза превышающие средний уровень. Тем самым доказано, что сила, произведенная тепловым срывом, может существенно увеличивать локальные нагрузки.

Рассмотрение подтверждает выводы аналитической теории и указывает на необходимость включения в код DINA дополнительного блока для расчета наводимого полоидального тока в стенке. Учет этого тока позволит улучшить точность предсказаний для токамака TRT.

Авторы благодарны С.В. Коновалову за постоянную поддержку.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kamada Y., Di Pietro E., Hanada M., Barabaschi P., Ide S., Davis S., Yoshida M., Giruzzi G. // 28th IAEA Fusion Energy Conference (FEC 2020). IAEA-CN-286-0731 OV/2-4.
2. Bigot B. // 28th IAEA Fusion Energy Conference (FEC 2020). IAEA-CN-286-1335 OV/1-1.
3. Kononov S.V., Krasilnikov A.V., Portnov D.V., Safonov V.M., Leonov V.M., Khayrutdinov R.R., Kukushkin A.S., Lukash V.E., Rodin I.Yu., Bondarchuk E.N. et al. // 28th IAEA Fusion Energy Conference (FEC 2020). IAEA-CN-286-1157 TECH/P8-24.
4. 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., Иванов А.А., Бельченко Ю.И., Денисов Г.Г. // Физика плазмы. 2021. № 11. С. 970.
5. Леонов В.М., Коновалов С.В., Жоголев В.Е., Кавин А.А., Красильников А.В., Куянов А.Ю., Лукаш В.Э., Минеев А.Б., Хайрутдинов Р.Р. // Физика плазмы. 2021. № 11. С. 986.
6. ITER Physics Basis. Chap. 3: MHD stability, operational limits and disruptions // Nucl. Fusion. 1999. V. 39. P. 2251.
7. Hender T.C., Wesley J.C., Bialek J., Bondeson A., Boozer A.H., Buttery R.J., Garofalo A., Goodman T.P., Granetz R.S., Gribov Y. et al. // Nucl. Fusion. 2007. V. 47. P. S128.
8. Chu M.S., Okabayashi M. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2010. V. 52. P. 123001.
9. Pustovitov V.D. // J. Plasma Phys. 2015. V. 81. P. 905810609.
10. Sakakibara S., Watanabe K.Y., Takemura Y., Okamoto M., Ohdachi S., Suzuki Y., Narushima Y., Ida K., Yoshinuma M., Tanaka K., Tokuzawa T., Yamada I., Yamada H., Takeiri Y., LHD Experiment Group // Nucl. Fusion. 2015. V. 55. P. 083020.
11. Romanelli F., Laxaback M., Durodie F., Horton L., Lehnen M., Murari A., Rimini F., Sips G., Zastrow K.-D. // Fusion Eng. Design. 2011. V. 86. P. 459.
12. Romanelli F., Laxaback M. // Nucl. Fusion. 2011. V. 51. P. 094008.
13. Greenwald M., Bader A., Baek S., Bakhtiari M., Barnard H., Beck W., Bergerson W., Bespamyatnov I., Bonoli P., Brower D. et al. // Phys. Plasmas. 2014. V. 21. P. 110501.
14. Litaudon X., Abduallev S., Abhangi M., Abreu P., Afzal M., Aggarwal K.M., Ahlgren T., Ahn J.H., Aho-Mantila L., Aiba N. et al. // Nucl. Fusion. 2017. V. 57. P. 102001.
15. Solomon W.M. for The DIII-D Team // Nucl. Fusion. 2017. V. 57. P. 102018.
16. Buttery R.J., Covele B., Ferron J., Garofalo A., Holcomb C.T., Leonard T., Park J.M., Petrie T., Petty C., Staebler G., Strait E.J., Van Zeeland M. // J. Fusion Energy. 2019. V. 38. P. 72.
17. Lehnen M., Arnoux G., Brezinsek S., Flanagan J., Gerasimov S.N., Hartmann N., Hender T.C., Huber A., Jachmich S., Kiptily V., Kruezi U., Matthews G.F., Morris J., Plyusnin V.V., Reux C., Riccardo V., Sieglin B., de Vries P.C. // Nucl. Fusion. 2013. V. 53. P. 093007.
18. Gerasimov S.N., Hender T.C., Morris J., Riccardo V., Zakharov L.E., JET EFDA contributors // Nucl. Fusion. 2014. V. 54. P. 073009.
19. Hollmann E.M., Aleynikov P.B., Fulop T., Humphreys D.A., Izzo V.A., Lehnen M., Lukash V.E., Papp G., Pautasso G., Saint-Laurent F., Snipes J.A. // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. P. 021802.
20. Khayrutdinov R.R., Lukash V.E. // J. Comput. Phys. 1993. V. 109. P. 193.
21. Miyamoto S., Isayama A., Bandyopadhyay I., Jardin S.C., Khayrutdinov R.R., Lukash V.E., Kusama Y., Sugihara M. // Nucl. Fusion. 2014. V. 54. P. 083002.
22. Khayrutdinov R.R., Lukash V.E., Pustovitov V.D. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2016. V. 58. P. 115012.
23. Пустовитов В.Д. // Физика плазмы. 2015. Т. 41. С. 1029. [V. D. Pustovitov, Plasma Phys. Rep. 41, 952 (2015)].
24. Пустовитов В.Д. // Физика плазмы. 2016. Т. 42. С. 957. [V. D. Pustovitov, Plasma Phys. Rep. 42, 1005 (2016)].

25. *Pustovitov V.D.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2017. V. 59. P. 055008.
26. *Pustovitov V.D., Kiramov D.I.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2018. V. 60. P. 045011.
27. *Troyon F., Gruber R., Sauremann H., Semenzato S., Succi S.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 1984. V. 26. P. 209.
28. *Liu Y.Q., Bondeson A., Gribov Y., Polevoi A.* // Nucl. Fusion. 2004. V. 44. P. 232.
29. *Strait E.J., Bialek J., Bogatu N., Chance M., Chu M.S., Edgell D., Garofalo A.M., Jackson G.L., Jensen T.H., Johnson L.C. et al.* // Nucl. Fusion. 2003. V. 43. P. 430.
30. *Kamada Y., Barabaschi P., Ishida S., Ide S., Lackner K., Fujita T., Bolzonella T., Suzuki T., Matsunaga G., Yoshida M. et al.* // Nucl. Fusion. 2011. V. 51. P. 073011.
31. *Yanovskiy V.V., Isernia N., Pustovitov V.D., Villone F., Abate D., Bettini P., Chen S.L., Havlicek J., Herrmann A., Hromadka J., Hron M., Imrisek M., Komm M., Paccagnella R., Panek R., Pautasso G., Peruzzo S., Sestak D., Teschke M., Zammuto I., the COMPASS team* // Fusion Eng. Design. 2019. V. 146. P. 2338.
32. *Isernia N., Pustovitov V.D., Villone F., Yanovskiy V.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2019. V. 61. 115003.
33. *Riccardo V., Walker S., Noll P.* // Fusion Eng. Design. 2000. V. 47. P. 389.
34. *Riccardo V., Walker S.P.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2000. V. 42. P. 29.
35. *Riccardo V., Noll P., Walker S.P.* // Nucl. Fusion. 2000. V. 40. P. 1805.
36. *Riccardo V., Andrew P.L., Kaye A.S., Noll P.* // Fusion Sci. Technol. 2003. V. 43. P. 493.
37. *Sugihara M., Shimada M., Fujieda H., Gribov Yu., Ioki K., Kawano Y., Khayrutdinov R., Lukash V., Ohmori J.* // Nucl. Fusion. 2007. V. 47. P. 337.
38. *Zakharov L.E.* // Phys. Plasmas. 2008. V. 15. P. 062507.
39. *Hawryluk R.J., Campbell D.J., Janeschitz G., Thomas P.R., Albanese R., Ambrosino R., Bachmann C., Baylor L., Becoulet M., Benfatto I. et al.* // Nucl. Fusion. 2009. V. 49. P. 065012.
40. *Strauss H.R., Paccagnella R., Breslau J.* // Phys. Plasmas. 2010. V. 17. P. 082505.
41. *Riccardo V., Arnoux G., Cahyna P., Hender T.C., Huber A., Jachmich S., Kiptily V., Koslowski R., Krlin L., Lehnen M., Loarte A., Nardon E., Paprok R., Tskhakaya D., Sr.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2010. V. 52. P. 124018.
42. *Shibata Y., Watanabe K.Y., Ohno N., Okamoto M., Isayama A., Kurihara K., Oyama N., Okamoto M., Kawano Y., Matsunaga G., Kamada Y., Sugihara M.* // Plasma Fusion Res. 2011. V. 6. P. 1302136.
43. *de Vries P.C., Arnoux G., Huber A.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2012. V. 54. P. 124032.
44. *Strauss H.R., Sugiyama L., Paccagnella R., Breslau J., Jardin S.* // Nucl. Fusion. 2014. V. 54. P. 043017.
45. *Villone F., Ramogida G., Rubinacci G.* // Fusion Eng. Design. 2015. V. 93. P. 57.
46. *Дубров М.Л., Лукаш В.Э., Хайрутдинов Р.Р., Докучка В.Н.* // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2019. Т. 42. Вып. 1. С. 39. [M.L. Dubrov, V.E. Lukash, R.R. Khayrutdinov and V.N. Dokuka, Physics of Atomic Nuclei, **83** 1058 (2020)].
47. *Пустовитов В.Д.* // Физика плазмы. 2020. Т. 46. С. 675. [V. D. Pustovitov, Plasma Phys. Rep. **46**, 747 (2020).]
48. *Pustovitov V.D.* // Fusion Eng. Design. 2017. V. 117. P. 1.
49. *Yanovskiy V.V., Isernia N., Pustovitov V.D., Scalera V., Villone F., Hromadka J., Imrisek M., Havlicek J., Hron M., Panek R.* // Nucl. Fusion. 2021. V. 61. 096016.
50. *Pustovitov V.D.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2020. V. 62. P. 065003.
51. *Villone F., Barbato L., Mastrostefano S., Ventre S.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2013. V. 55. P. 095008.
52. *Chen S.L., Villone F., Sun Y.W., Xiao B.J.* // Nucl. Fusion. 2018. V. 58. P. 076009.
53. *Pustovitov V.D.* // Nucl. Fusion. 2015. V. 55. P. 113032.