УДК 621.039.616

АНАЛИЗ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СИЛ В ВАКУУМНОЙ КАМЕРЕ ТОКАМАКА ЗА СЧЁТ ИНДУЦИРОВАННОГО ПОЛОИДАЛЬНОГО ТОКА ПОСЛЕ ТЕПЛОВОГО СРЫВА

М.Л. Дубров, В.Э. Лукаш, Р.Р. Хайрутдинов, В.Н. Докука

НИИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

Работа посвящена анализу влияния полоидального тока, индуцированного в вакуумной камере токамака за счёт изменения парамагнитных свойств плазмы в результате теплового срыва, на величину и распределение электромагнитных сил в вакуумной камере. Работа выполнена численно с использованием плазмифизического кода ДИНА для условий большого срыва в плазме токамаков ИТЭР и Т-15МД. Приводится сравнение полученного электромагнитного воздействия от индуцированных в вакуумной камере тороидальных и полоидальных токов в результате теплового срыва с оценками электромагнитных сил за счёт только тороидальных токов. Показано, что интегральная доминирующая при срыве радиальная составляющая электромагнитной силы в элементах вакуумной камеры токамака при учёте полоидального тока может быть намного ниже, чем в случае учёта только индуцированного в камере тороидального тока. В работе приведена модель расчёта индуцированного в вакуумной камере полоидального тока, впервые используемая в коде ДИНА.

Ключевые слова: токамак, электромагнитные нагрузки, срыв плазмы по вертикали, тепловой срыв, вычислительная программа ДИНА.

ANALYSIS OF ELECTROMAGNETIC FORCES IN TOKAMAK VACUUM CHAMBER DUE TO INDUCED POLOIDAL CURRENT AFTER THERMAL QUENCH

M.L. Dubrov, V.E. Lukash, R.R. Khayrutdinov, V.N. Dokuka

NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

The work is devoted to the analysis of the influence of poloidal current induced in a tokamak vacuum chamber due to change of paramagnetic plasma properties in result of thermal quench on the magnitude and distribution of electromagnetic forces in a vacuum chamber. Work was performed numerically using the plasma-physical code DINA for conditions of major disruption in the plasma of ITER and T-15MD. A comparison is made of the electromagnetic effect obtained from the toroidal and poloidal currents induced in the vacuum chamber as a result of thermal quench with estimates of the electromagnetic forces due to toroidal currents only. It is shown that the integral radial component of the electromagnetic force in the elements of the vacuum chamber, when the poloidal current is taken into account, can be much lower than in the case of only the toroidal current induced in the chamber. The paper presents a model for calculating the poloidal current induced in a vacuum chamber, firstly used of the DINA code.

Key words: tokamak, electromagnetic forces, major disruption, thermal quench, code DINA.

DOI: 10.21517/0202-3822-2019-42-1-39-50

ВВЕДЕНИЕ

Большой срыв в плазме токамака начинается с быстрого (порядка 0,1—1 мс) выброса из неё тепловой энергии (TQ — Thermal Quench), после чего начинается неуправляемое движение плазмы по вертикали (VDE — Vertical Displacement Event), сопровождаемое снижением плазменного тока (CQ — Current Quench) за счёт внезапно возросшего после TQ электрического сопротивления плазмы [1—4].

Принято считать, что одним из основных негативных последствий большого срыва для токамака является генерация электромагнитных сил в проводящих элементах вакуумной камеры, в которых из-за индуктивной связи элементов вакуумной камеры с плазмой наводится тороидальная составляющая тока в процессе CQ [3, 5]. При этом предшествующая стадии CQ начальная фаза большого срыва TQ до последнего времени не рассматривалась в качестве стадии, в процессе которой возникают значительные электромагнитные нагрузки в камере [3, 6—8]. Однако недавно появились работы, в которых как аналитически [9], так и численно [10] показано, что в расположенных вблизи плазмы проводящих элементах вакуумной камеры в процессе TQ наводятся существенные тороидальные токи. Это объясняется изменением плазменного давления в процессе TQ и соответствующего изменения магнитного поля внутри плазмы. По оценкам [10] интегральная электромагнитная сила от тороидальных токов в вакуумной камере ИТЭР после TQ может достигать уровня ~70 МН, что сравнимо с уровнем максимально допустимых механических нагрузок в камере ИТЭР [3, 5].

Кроме тороидальных токов в результате TQ, в процессе которого плазма становится парамагнитной с соответствующим подъёмом тороидального магнитного потока в ней, в вакуумной камере индуцируется полоидальный ток, компенсирующий такой подъём и оказывающий вклад в величину электромагнитного воздействия на вакуумную камеру. Роль полоидального тока в стенке анализируется аналитически в [11—13] и численно в [14].

В настоящей работе с помощью плазмозфизического кода ДИНА со свободной границей плазмы [15] получены результаты численного анализа суммарного электромагнитного воздействия на вакуумную камеру токамаков ИТЭР [3] и Т-15МД [16] за счёт индуцированных в процессе TQ тороидальных и полоидальных токов $\mathbf{j}_w = \mathbf{j}_w^{\text{pol}} + \mathbf{j}_w^{\text{tor}}$:

$$\mathbf{F}_w = \int_w (\mathbf{j}_w \times \mathbf{B}) dV. \quad (1)$$

При этом воспроизводятся приведённые в работе [10] результаты анализа электромагнитных воздействий на вакуумную камеру ИТЭР, возникающих за счёт только индуцированных в процессе TQ тороидальных токов.

В соотношении (1) интегрирование проводится по объёму проводящей структуры вакуумной камеры, $\mathbf{j}_w^{\text{pol}}$ и $\mathbf{j}_w^{\text{tor}}$ являются компонентами плотности индуцированного в стенке тока соответственно в полоидальном и тороидальном направлениях. Приводится сравнение полученного электромагнитного воздействия с оценками электромагнитных воздействий за счёт только наведённых тороидальных токов.

Данная работа посвящена анализу электромагнитного воздействия на проводящие структуры вакуумной камеры токамаков ИТЭР и Т-15МД в результате TQ. Аналогично [10] продолжительность TQ для обоих токамаков для удобства моделирования принята равной $\tau_{\text{TQ}} = 0,1$ мс. Эта величина ниже величины, принятой для ИТЭР (масштаба 1 мс [3]). При решении поставленной задачи выбор более низкой величины τ_{TQ} в расчётах не влияет на результат решения, так как выбранная величина намного ниже резистивного времени стенки (в случае ИТЭР эта величина порядка 300 мс [3, 19]). Таким образом, в работе представлены результаты моделирования электромагнитного воздействия в процессе стадии TQ и самого начала стадии CQ (~2 мс в случае ИТЭР и ~0,6 мс в случае Т-15МД). Полная продолжительность стадии CQ при срыве в плазме ИТЭР может варьироваться в пределах 30—150 мс, в случае Т-15МД соответственно 5—20 мс в зависимости от уровня температуры после TQ. В работе не рассматривается эффект генерации токов гало во время срыва, которые становятся заметными только в конце стадии CQ.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Срыв в плазме ИТЭР. Магнитная конфигурация плазмы перед началом теплового срыва, показанная на рис. 1, а, является стандартной плазменной конфигурацией плазмы ИТЭР в индуктивном 15 МА дейтерий-третиевом сценарии в режиме горения термоядерной мощностью 500 МВт [17].

Рис. 1. Магнитная конфигурация плазмы ИТЭР до начала TQ (рисунок из [10]), время 0,6 мс (а), сразу после TQ, время 0,7 мс (б)

Большой радиус плазмы $R_0 = 6,2$ м, малый радиус плазмы $b = 2$ м, вытянутость $\kappa = 1,7$, вакуумное тороидальное магнитное поле при $R = R_0$ равно $B_{T0} = 5,3$ Тл и ток плазмы $J = 15$ МА [3, 18]. Параметры плазмы перед срывом задавались следующими: профили температуры и плотности предполагались параболическими со средними значениями $n_e^{\text{avr}} = 9,6 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, $T_e^{\text{avr}} = 9,3$ кэВ, $T_i^{\text{avr}} = 9,3$ кэВ и граничными $T_e^{\text{bnd}} = T_i^{\text{bnd}} = 10$ эВ, $n_e^{\text{bnd}} = 9,55 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Это соответствует величинам относительного давления плазмы $\beta_p = 0,62$ и внутренней индуктивности $l_i(3) = 0,72$.

Тепловой срыв, в процессе которого $Jd/dt = 0$, моделируется внезапным падением электронной и ионной температур до уровня 5 эВ [5] за время $\tau_{TQ} = 0,1$ мс. В конце стадии TQ профили температуры приняты равномерными по сечению также, как и распределение примеси, обеспечивающей эффективный заряд плазмы $Z_{\text{эф}} = 1,7$.

Срыв в плазме Т-15МД. Магнитная конфигурация плазмы Т-15МД перед началом теплового срыва показана на рис. 2, а. Большой радиус плазмы $R_0 = 1,48$ м, малый радиус плазмы $b = 0,66$ м, вытянутость $\kappa = 1,8$, вакуумное тороидальное магнитное поле при $R = R_0$ равно $B_{T0} = 2$ Тл и ток плазмы $J = 2$ МА. Параметры плазмы перед срывом задавались следующими: профили температуры и плотности предполагались параболическими с значениями на магнитной оси $T_e^{\text{axis}} = T_i^{\text{axis}} = 5$ кэВ, $n_e^{\text{axis}} = 9,65 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ и граничными значениями $T_e^{\text{bnd}} = T_i^{\text{bnd}} = 2$ эВ, $n_e^{\text{bnd}} = 9,55 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Это соответствует величинам относительного давления плазмы $\beta_p = 0,65$ и внутренней индуктивности $l_i(3) = 0,74$.

Рис. 2. Магнитная конфигурация плазмы Т-15МД до начала ТQ, время 0,6 мс (а), сразу после ТQ, время 0,7 мс (б)

Время TQ в модели срыва в плазме Т-15МД аналогично времени TQ в модели срыва в плазме ИТЭР $\tau_{TQ} = 0,1$ мс, а уровень электронной и ионной температур после TQ принят 14 эВ.

Численная модель. Расчёты эволюции плазмы в процессе большого срыва в плазме токамака выполнены с помощью кода ДИНА [15]. Равновесие плазмы в каждый момент времени находится в результате решения осесимметричного 2D-уравнения Грэда—Шафранова. Эволюция тороидального плазменного тока J определяется решением 1D-уравнения диффузии для полоидального потока [20]

$$\Phi' \dot{\Psi} - \dot{\Phi} \Psi' = \frac{\mu_0}{\sigma_{\parallel}} (F'J - FJ'). \quad (2)$$

Здесь Φ — тороидальный магнитный поток; Ψ — полоидальный магнитный поток; $\dot{\Psi}$ и $\dot{\Phi}$ — производные по времени от потоков; Φ' и Ψ' — производные по радиальной потоковой переменной $\rho = \sqrt{\frac{\Psi - \Psi_b}{\Psi_a - \Psi_b}}$ (Ψ_b и Ψ_a обозначают полоидальный поток соответственно на границе плазмы и её магнитной оси); $\sigma_{||}$ — продольная по отношению к магнитному полю электропроводность плазмы (используется формула Спитцера); $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м.

Для расчёта тороидальных токов в вакуумной камере в коде ДИНА используется филаментная модель, традиционно рассматриваемая в численных кодах, таких, например, как TSC [21], CORSICA [22], PET [23]. В рамках такой модели вакуумная камера искусственно разделяется на тороидально симметричные проводящие в тороидальном направлении филаменты прямоугольного сечения. Реализованная в коде ДИНА модель двухслойной вакуумной камеры ИТЭР имеет 50 филаментов в каждом слое (рис. 3). Соответственно модель однослойной вакуумной камеры Т-15МД имеет 77 филаментов (рис. 4). Ток I_i ($i = 1, \dots, N$) в каждом филаменте определяется из решения уравнения

$$\dot{\Psi}_i + \Omega_i I_i = 0. \quad (3)$$

Рис. 3. Модель двухслойной вакуумной камеры ИТЭР, имеющей в каждом слое по 50 проводящих в тороидальном направлении элементов толщиной $d = 6$ см (рисунок из [10])

Рис. 4. Модель вакуумной камеры Т-15МД, имеющей 77 проводящих в тороидальном направлении элементов толщиной $d = 0,6$ см

Здесь сопротивление i -го филамента в тороидальном направлении $\Omega_i = 2\pi r_i / (\sigma_i S_i)$ в предположении равномерного распределения тока по сечению элемента S_i с центром (r_i, z_i) . Полоидальный поток Ψ_i на каждом филаменте с индуктивностью L_i может быть представлен

$$\Psi_i = L_i I_i + \sum_{j \neq i}^N M_{ij} I_j + \Psi_{pl}^i + \Psi_{pc}^i, \quad (4)$$

где M_{ij} — взаимная индуктивность между i -м и j -м филаментами; Ψ_{pl}^i — полоидальный поток в i -м филаменте от плазмы; Ψ_{pc}^i — полоидальный поток в i -м филаменте от полоидальных катушек. Тогда вместо уравнения (3) для расчёта тороидальных токов в N проводящих филаментах вакуумной камеры можно записать систему контурных уравнений

$$\frac{d}{dt} \left(L_i I_i + \sum_{j \neq i}^N M_{ij} I_j + \Psi_{pl}^i \right) + \Omega_i I_i = 0, \quad (5)$$

где Ψ_{pc}^i не участвует из-за того, что в процессе срыва токи в полоидальных катушках не меняются.

На рис. 3 и 4 точками показаны центры элементов, нумерация которых выполнена в направлении часовой стрелки. В качестве начального условия при решении системы уравнений (5) принято $I_i(0) = 0$. Полная величина индуцированного в вакуумной камере тороидального тока определяется как $I_w^{\text{tor}} = \sum_i^N I_i$, а вектор электромагнитной силы от тороидального тока соответственно

$$\mathbf{f}_i^{\text{tor}} = \mathbf{j}_i^{\text{tor}} \times \mathbf{B} = \frac{I_i}{2\pi r_i S_i} \nabla \Psi(r_i, z_i). \quad (6)$$

Приведённая модель описана также в [10].

Для расчёта полоидального тока в вакуумной камере I_w^{pol} в коде ДИНА реализована модель, которая впервые используется для моделирования усилий от генерируемого полоидального тока на вакуумную камеру. Модель основана на решении контурного уравнения, характеризующего баланс тороидального магнитного потока внутри вакуумной камеры:

$$\dot{\Phi}_w + I_w^{\text{pol}} R_w = 0. \quad (7)$$

Здесь $\dot{\Phi}$ — поток тороидального магнитного поля через площадку в полоидальном сечении, ограниченную стенкой камеры; R_w — сопротивление камеры полоидальному току; $L_w = \frac{\mu_0}{2\pi} \int_{S_w} \frac{ds}{r}$ — индуктивность камеры в полоидальном направлении, где S_w — полоидальное сечение камеры. В выражении (7) величину Φ_w можно записать следующим образом:

$$\Phi_w = \Phi_p + L_w (I_w^{\text{pol}} + I_{\text{tc}}), \quad (8)$$

где I_{tc} — ток в обмотке тороидального поля; Φ_p — разность между тороидальным потоком внутри плазменного объёма с полоидальным сечением S_p , создаваемым полоидальным током внутри плазмы F , и потоком от суммы токов в камере I_w^{pol} и тока в обмотке тороидального магнитного поля I_{tc} :

$$\Phi_p = \frac{\mu_0}{2\pi} \int_{S_p} \frac{\{F - (I_w^{\text{pol}} + I_{\text{tc}})\}}{R} ds. \quad (9)$$

Здесь интегрирование проводится по полоидальному сечению плазмы S_p . Подставляя (8) и (9) в уравнение (7) и предполагая $dL_w/dt = 0$, получается уравнение для расчёта I_w^{pol} , описывающего сохранение тороидального магнитного потока внутри камеры токамака:

$$L_w \frac{dI_w^{\text{pol}}}{dt} + R_w I_w^{\text{pol}} + \frac{d\Phi_p}{dt} + L_w \frac{dI_{\text{tc}}}{dt} = 0. \quad (10)$$

Уравнение (10) получено в работе [11], в которой оно впервые используется для аналитической оценки электромагнитного усилия в вакуумной камере за счёт индуцированного полоидального тока. В работе [14] уравнение (10) используется для численного моделирования эволюции электромагнитных нагрузок в камере токамака Игнитор. Для решения уравнения (10) используется начальное условие $I_w^{\text{pol}}(t_0) = I_{w0}^{\text{pol}}$. Результаты расчётов эволюции полоидального тока в стенке токамака получены в предположении $R_w = 0$ и $I_{w0}^{\text{pol}} = 0$, а также при условии $dI_{\text{tc}}/dt = 0$. Обоснованием предположения $R_w = 0$ служит необходимость получения оценки максимального вклада генерируемого в результате TQ полоидального тока в величину электромагнитного воздействия на проводящие элементы вакуумной камеры токамака. Вектор электромагнитной силы от полоидального тока в i -м филаменте вакуумной камеры определяется соответственно

$$\mathbf{f}_i^{\text{pol}} = \frac{I_w^{\text{pol}}}{2\pi r_i d_i} \mathbf{e}_{\text{pol}} \times \frac{B_{T0} R_0}{r_i} \mathbf{e}_{\phi}. \quad (11)$$

Здесь d_i — толщина i -го филамента в радиальном направлении; $\mathbf{e}_{\text{pol}}$ — единичный вектор, направленный по касательной к контуру вакуумной камеры; $\mathbf{e}_{\phi}$ — единичный вектор в тороидальном направлении.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЁТОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ НАГРУЗОК В КАМЕРЕ ИТЭР И Т-15МД В ПРОЦЕССЕ TQ

На рис. 5 и 6 показана эволюция основных параметров плазмы ИТЭР в процессе TQ, который начинается в момент времени 0,6 мс, и в процессе начальной стадии CQ.

Рис. 5. Эволюция β_p (—), l_i (—), плазменного тока J (—) (a), тороидального I_w^{tor} (—) и полоидального I_w^{pol} токов, индуцированных в вакуумной камере ИТЭР (рисунок частично из [10]) (б)

В течение TQ происходит смещение плазмы в радиальном и вертикальном направлениях (см. рис. 6), после чего начинается процесс VDE. Форма плазмы в результате TQ слегка деформируется (см. рис. 1, а, б) за счёт увеличения, в первую очередь, вытянутости плазмы.

Рис. 6. Эволюция положения центра плазмы ИТЭР R_a (—), Z_a (—) (a), а также её малого радиуса b (—) и вытянутости k (—) (рисунок из [10]) (б)

На рис. 7 и 8 показана эволюция основных параметров плазмы Т-15МД в процессе TQ, который начинается в момент времени 0,6 мс. Форма плазмы Т-15МД до начала TQ и сразу после него показана на рис. 2, а, б.

Рис. 7. Эволюция β_p (—), l_i (—), плазменного тока J (—) (a), тороидального I_w^{tor} (—) и полоидального I_w^{pol} токов, индуцированных в вакуумной камере Т-15МД (б)

Рис. 8. Эволюция положения центра плазмы Т-15МД R_a (—), Z_a (—) (а), а также её малого радиуса b (—) и вытянутости k (—) (б)

В процессе TQ тепловая энергия из плазмы полностью исчезает, о чём говорит быстрое падение β_p практически до 0 (см. рис. 5, 7). Во-первых, такое изменение газокINETического давления в процессе TQ приводит к генерации тороидального тока I_w^{tor} в вакуумной стенке, который за время TQ достигает величины ~200 кА для случая ИТЭР (см. рис. 5) и соответственно ~80 кА для случая Т-15МД (см. рис. 7). Во-вторых, падение β_p приводит к усилению парамагнитных свойств плазмы, что характеризуется ростом тороидального магнитного потока Φ_p внутри неё. На рис. 9, а видно, что TQ в плазме ИТЭР приводит к росту тороидального магнитного потока Φ_p внутри плазмы на величину ~1,3 Вб. Это обуславливает генерацию в вакуумной камере полоидального тока I_w^{pol} на уровне ~1,2 МА (см. рис. 5). Величина этого тока сравнима с оценкой индуцированного в стенке полоидального тока ~1 МА в плазме токамака Игнитор [14]. Соответственно TQ в плазме Т-15МД приводит к росту тороидального магнитного потока в ней на величину ~0,05 Вб (рис. 9, б) и генерации полоидального тока в вакуумной стенке на уровне ~90 кА (см. рис. 7).

Рис. 9. Изменение тороидального потока в плазме ИТЭР (а), Т-15МД (б)

В настоящей статье приведён сравнительный анализ электромагнитного воздействия на вакуумную камеру токамаков ИТЭР и Т-15МД в процессе TQ как за счёт только индуцированных в камере тороидальных токов I_w^{tor} (эти результаты для случая ИТЭР приведены в [10]), так и суммы их с индуцированными в камере полоидальными токами I_w^{pol} .

На рис. 10 показана эволюция радиального и вертикального компонентов интегральной электромагнитной нагрузки в вакуумной камере в процессе начальной фазы развития большого срыва в плазме ИТЭР, на рис. 11 — радиального и вертикального компонентов электромагнитной нагрузки в вакуумной камере Т-15МД. Интегральные электромагнитные нагрузки в вакуумной камере определяются в соответствии с соотношением (1). Электромагнитные нагрузки на каждом проводящем элементе вакуумной камеры определяются с использованием соотношений (6) и (11).

Рис. 10. Эволюция компонентов интегральной электромагнитной нагрузки от тороидального тока в вакуумной камере ИТЭР (рисунок из [10]) (а) и от тороидального и полоидального токов в вакуумной камере ИТЭР (рисунок из [10]) (б)

Рис. 11. Эволюция компонентов интегральной электромагнитной нагрузки от тороидального тока в вакуумной камере Т-15МД (а), и от тороидального и полоидального токов в вакуумной камере Т-15 (б)

Прежде всего видно, что как в случае ИТЭР, так и в случае Т-15МД радиальная составляющая интегральной электромагнитной силы является доминирующей. Кроме того, полученные результаты расчёта электромагнитных нагрузок от индуцированных в вакуумной камере ИТЭР и Т-15МД тороидального и полоидального токов показывают, что, во-первых, полоидальный ток оказывает влияние на величину радиального компонента электромагнитной силы после ТQ в сторону её уменьшения и, во-вторых, это влияние зависит от уровня тороидального магнитного поля в токамаке. Как, например, в случае токамака ИТЭР ($B_{T0} = 5,3$ Тл) снижение величины интегрального радиального компонента электромагнитной силы после ТQ более чем в 10 раз — с 70 МН (от тороидального тока) до ~6 МН (от суммы тороидального и полоидального токов). В случае токамака Т-15МД ($B_{T0} = 2$ Тл) влияние полоидального тока на электромагнитные силы в результате ТQ соответственно ниже. Из рассмотрения рис. 11, а, б видно, что снижение величины интегрального радиального компонента электромагнитной силы после ТQ в случае Т-15МД в ~3 раза, т.е. с 1,2 МН от тороидального тока до ~0,4 МН от суммы тороидального и полоидального токов. Вывод о заметном влиянии индуцированного в вакуумной стенке в процессе ТQ полоидального тока полностью согласуется с результатами других исследований [11—14]. Например, в работах [11, 13] аналитически получено, что учёт индуцированного в процессе ТQ полоидального тока в вакуумной камере токамака с круглой плазмой и большим аспектным отношением снижает интегральную электромагнитную радиальную силу в 2 раза по сравнению с силой только от индуцированного тороидального тока. Аналогичные результаты сравнения полной радиальной силы и силы только от тороидального тока получены в работе [14], в которой выполнено

3D-моделирование распределения электромагнитных сил в элементах вакуумной камеры токамака Игнитор после теплового срыва. При этом интегральная вертикальная сила на вакуумную камеру от индуцированных тороидального и полоидального токов очень мала (ниже 0,05 МН).

На рис. 12, *а, б* показаны полоидальные распределения тороидального тока, индуцированного в вакуумных камерах соответственно ИТЭР и Т-15МД сразу после TQ и в течение начальной фазы CQ. Для вакуумной камеры ИТЭР распределения показаны как для внутреннего ($i \leq 50$), так и наружного слоёв ($51 \leq i \leq 100$). Индекс i определяет номер проводящего филамента в соответствии с рис. 3. Соответственно для вакуумной камеры Т-15МД индекс $1 \leq i \leq 77$.

Рис. 12. Полоидальное распределение тороидального тока, индуцированного в вакуумной камере ИТЭР: — 0,7; — 1,7; — 2,6 мс (рисунки из [10]) (*а*) и в вакуумной камере Т-15МД: — 0,8; — 1,1; — 1,4 мс (*б*)

На рис. 13 показана эволюция полоидальных распределений компонентов электромагнитного усилия, рассчитанных с использованием соотношений (6) и (11) в течение 2 мс после TQ в вакуумной камере ИТЭР как от тороидального тока, так и от суммы тороидального и полоидального токов. На рис. 14 показана эволюция таких усилий в вакуумной камере Т-15МД в течение 0,6 мс после TQ.

Рис. 13. Полоидальное распределение радиальных усилий на элементы вакуумной камеры ИТЭР от тороидального тока (*а*) и полоидальное распределение вертикальных усилий на элементы вакуумной камеры ИТЭР от тороидального и полоидального токов (*б*) в различные моменты времени в течение 2 мс после TQ: — 0,7; — 1,7; — 2,6 мс

Рис. 14. Полоидальное распределение радиальных усилий на элементы вакуумной камеры Т-15МД от тороидального тока (*а*) и полоидальное распределение вертикальных усилий на элементы вакуумной камеры Т-15МД от тороидального и полоидального токов (*б*) в различные моменты времени в течение 0,6 мс после TQ: — 0,8; — 1,1; — 1,4 мс

Из-за малой продолжительности рассматриваемого промежутка времени после TQ полоидальный и тороидальный магнитные потоки не успевают проникнуть через внутренний слой вакуумной камеры ИТЭР. Поэтому тороидальный ток в элементах наружного слоя вакуумной камеры пренебрежимо мал по сравнению с током в элементах внутреннего слоя камеры (см. рис. 12), и электромагнитные усилия от тороидального тока в элементах наружного слоя вакуумной камеры ИТЭР также малы (см. рис. 13). Предполагается, что индуцированный полоидальный ток непосредственно после TQ также протекает только по внутреннему слою вакуумной камеры ИТЭР.

Полоидальное распределение электромагнитного усилия имеет косинусоидальную формы, при которой верхняя ($10 \leq i \leq 16$) и нижняя ($36 \leq i \leq 42$) части вакуумной камеры ИТЭР испытывают наименьшее электромагнитное влияние со стороны тороидальных токов (см. рис. 12), так как эти части наиболее удалены от центра плазмы и в них индуцируются наименьшие токи (см. рис. 13). Аналогичное явление наблюдается в отношении полоидального распределения электромагнитного воздействия от тороидальных токов на элементы вакуумной камеры токамака T-15МД (см. рис. 14) — наименьшее электромагнитное влияние со стороны тороидальных токов испытывают элементы $30 \leq i \leq 36$ и $62 \leq i \leq 71$. Максимальное воздействие радиальной силы F_r наблюдается на внешней части вакуумной камеры обоих токамаков. Вертикальная сила F_z также максимальна на внешней части камеры, однако её величина намного ниже.

На рис. 15 и 16 показана эволюция распределения электромагнитных сил после TQ и в течение начальной стадии CQ на стенке вакуумной камеры соответственно токамаков ИТЭР и T-15МД от тороидального тока (см. рис. 15, а и 16, а) и от суммы тороидального и полоидального токов (см. рис. 15, б и 16, б). Силы определены с использованием соотношений (6) и (11). Видно, что вектор электромагнитной нагрузки с учётом полоидального тока I_w^{pol} становится направленным, главным образом, внутрь камеры в каждой точке полоидального обхода камеры.

Рис. 15. Распределение электромагнитных сил после TQ и в течение начальной стадии CQ в вакуумной камере ИТЭР с учётом только тороидального тока (рисунок из [10]) (а), и с добавлением полоидального тока (б)

Рис. 16. Распределение электромагнитных сил после ТQ и в течение начальной стадии CQ в вакуумной камере Т-15МД с учётом только тороидального тока (а), с добавлением полоидального тока (б)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью плазмозфического кода ДИНА выполнен численный анализ влияния полоидального тока, индуцированного в вакуумной камере токамака за счёт изменения парамагнитных свойств плазмы в результате теплового срыва, на величину и распределение электромагнитных сил в вакуумной камере токамаков ИТЭР и Т-15МД. Сравнение электромагнитного воздействия на вакуумную камеру индуцированного в ней тороидального тока с вариантом воздействия суммы индуцированных тороидального и полоидального токов показывает существенное влияние последнего на доминирующую радиальную составляющую электромагнитной силы. При этом воздействие увеличивается с ростом тороидального магнитного поля в токамаке. Получено, что в случае рассмотрения срыва в плазме ИТЭР в сценарии с плазменным током 15 МА ($B_{T0} = 5,3$ Тл) радиальный компонент интегральной электромагнитной силы после теплового срыва снижается более чем в 10 раз в случае учёта индуцированного в вакуумной камере полоидального тока. При этом вектор электромагнитной нагрузки становится направленным внутрь камеры в каждой точке полоидального обхода. В случае токамака Т-15МД ($B_{T0} = 2$ Тл) снижение электромагнитной нагрузки с учётом индуцированного в результате теплового срыва полоидального тока ниже в ~ 3 раза. Это объясняется более низкой по сравнению с токамаком ИТЭР величиной тороидального магнитного поля в токамаке Т-15МД. Полученные результаты подтверждают выводы более ранних работ [11—14] о роли полоидального тока в величине электромагнитной нагрузки на вакуумную стенку, но существенно расходятся с ними количественно. По результатам нашей работы радиальная сила на вакуумную камеру при учёте полоидального тока в ней уменьшается в 10 раз, тогда как по результатам работы [12] это уменьшение значительно ниже — в 2 раза.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке грантами РФФИ № 17-0700544 и 17-0700883.

REFERENCES

1. Gruber O., Lackner K. et al. Vertical displacement events and halo currents. — Plasma Phys. Control. Fusion, 1993, vol. 35, p. B191.
2. ITER Physics Basis. — Nucl. Fusion, 1999, vol. 39, p. 2251.
3. Hender T.C. et al. — Nucl. Fusion, 2007, vol. 47, pp. S128—202.
4. Riccardo V. et al. — Nucl. Fusion, 2005, vol. 45, p. 1427.
5. Sugihara M. et al. Disruption scenarios, their mitigation and operation window in ITER. — Nuclear Fusion, 2007, vol. 47, pp. 337—352.
6. Riccardo V. et al. — Fusion Sci. Technol., 2003, vol. 43, p. 493.
7. Shibata Y. et al. — Plasma and Fusion Res., 2011, vol. 6, p. 1302136.
8. Campbell D.J. Preface to special topic: ITER. — Physics of Plasmas, 2015, vol. 22, p. 021701.
9. Pustovitov V.D. Radial force acting on the tokamak vacuum chamber wall during thermal quenches. — Fizika plazmy (Plasma Physics), 2015, vol. 41, p. 1029 (in Russian).
10. Khayrutdinov R.R. et al. Local and integral forces on the vacuum vessel during thermal quench in the ITER tokamak. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2016, vol. 58, p. 115012.
11. Pustovitov V.D. Disruption-induced poloidal currents in the tokamak wall. — Fusion Eng. and Design, 2017, vol. 117, pp. 1—7.
12. Pustovitov V.D. Disruption forces on the tokamak wall with and without poloidal currents. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2017, vol. 59, p. 055008.
13. Pustovitov V.D., Kiramov D.I. Local and integral forces on the tokamak wall. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2018, vol. 60, p. 045011.
14. Villone F. et al. Electromagnetic disruption analysis in IGNITOR. — Fusion Eng. and Design, 2015, vol. 93, pp. 57—68.
15. Khayrutdinov R.R., Lukash V.E. Studies of plasma equilibrium and transport in a tokamak fusion device with the inverse-variable technique. — J. of Computational Physics, 1993, vol. 109, № 2, pp. 193—201.
16. Azizov E.A. et al. Status of project of engineering-physical tokamak. — In: 23rd IAEA Fusion Energy Conf. Daejeon, Republic of Korea, 11—16 October 2010, FTP/P6-01.
17. Casper T. et al. Development of the ITER baseline inductive scenario. — Nucl. Fusion, 2014, vol. 54, p. 013005.
18. Shimada M. et al. — Nucl. Fusion, 2007, vol. 47, pp. S1—17.
19. Gribov Y., Pustovitov V.D. Analytical study of RWM feedback stabilization with application to ITER. — In: Proc. 19th IAEA Fusion Energy Conf. Lyon, 2002. CT/P-12 (http://pub.iaea.org/MTCD/publications/PDF/csp_019c/html/node1174.htm#40432).
20. Liu Y.Q. et al. — Nucl. Fusion, 2009, vol. 49, p. 035004.
21. Zakharov L.E., Shafranov V.D. — Reviews of Plasma Physics (Consultants Bureau, New York), 1986, vol. 11, p. 178.
22. Jardin S.C., Pomphrey N., DeLucia J. Dynamic Modeling of Transport and Positional Control of Tokamaks. — J. Comput. Physics, 1986, vol. 66, p. 481.
23. Croatinger J.A. et al. CORSICA: a Comprehensive Simulation of Toroidal Magnetic Fusion Devices. Report UCRL-ID-126284, Lawrence Livermore National Laboratory, CA, 1997.
24. Belyakov V. et al. — In: Proc. 19h Symp. on Fusion Technology. Lisbon, Portugal, 1996, vol. 1, p. 821.

AUTHORS

Dubrov M.L. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; comrademax@yandex.ru

Lukash V.E. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; Lukash_VE@nrcki.ru

Khayrutdinov R.R. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; khayrutd@mail.ru

Dokuka V.N. NRC “Kurchatov Institute”, pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russia; v.dokuka@mail.ru

Received 2 October 2018

Revised 23 November 2018

Accepted 18 December 2018

Problems of Atomic Science and Technology
Ser. Thermonuclear Fusion, 2019, vol. 42, issue 1, pp. 39—50