УДК 533.951

РАЗВИТИЕ МОДЕЛЕЙ УЧЕТА МАГНИТОПРОВОДА В КОДЕ ДИНА ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ РАВНОВЕСНОЙ КОНФИГУРАЦИИ ПЛАЗМЫ ТОКАМАКА

Р.Р. Хайрутдинов (Троицкий институт инноваций и термоядерных исследований)

Рассматривается описание постановки задачи учета железного магнитопровода при моделировании равновесия плазмы токамака со свободной границей в приближении тороидальной симметрии совместно с решением уравнений диффузии полоидального магнитного потока, энергии и частиц в рамках плазмофизического кода ДИНА. Приводятся результаты моделирования сценария ввода тока в плазму токамака T-15, модернизированного с учетом возможности получения диверторной магнитной конфигурации.

Ключевые слова: токамак, моделирование, равновесие, железный сердечник.

DEVELOPMENT OF IRON CORE MODELS IN DINA CODE FOR DETERMINATION OF TOKAMAK PLASMA EQUILIBRIUM. R.R. KHAYRUTDINOV. Problem definition of iron core taking into account for free boundary tokamak plasma equilibrium modeling in axisymmetrical approximation together with diffusion of poloidal magnetic flux, energy and particles in frame of DINA code is presented. Results of plasma current ramp-up modeling are shown for T-15 tokamak, which is modernized to be able to obtain the divertor magnetic configuration.

Key words: Tokamak, modelling, equilibrium, iron core.

введение

Решение о модернизации существующей в РНЦ «Курчатовский институт» установки токамак Т-15 [1] привело к необходимости развития плазмофизических эволюционных кодов, моделирующих равновесие плазмы токамака со свободной границей совместно с решением уравнений диффузии полоидального магнитного потока, энергии и частиц, в направлении включения в них модели магнитопровода. Модернизированная установка Т-15 [2], которую предполагается использовать в поддержку проекта ИТЭР, после введения дополнительных катушек управления и петель пассивной стабилизации внутрь камеры получает возможность работать с некруглой формой сечения плазменного шнура, дивертором и имеющейся системой дополнительного нагрева плазмы. Это позволит значительно расширить круг плазмофизических исследований и более детально изучить вопросы управления формой и положением плазменного шнура, кинетического управления профилями плотности и температуры, а также плотности тока. Естественно, реализация такой установки потребует многочисленных расчетов как равновесных плазменных конфигураций, так и сценариев ввода тока. Использование для моделирования процессов в установке существующих стандартных эволюционных кодов, таких, как ДИНА [3] и РЕТ [4], в данном случае неприемлемо из-за наличия в ней железного магнитопровода. В этой ситуации была поставлена задача о совершенствовании эволюционного кода ДИНА с целью включения в код возможности учета влияния железного сердечника на равновесие и эволюцию плазмы токамака. Представленная работа посвящена описанию вариантов моделей железного магнитопровода в рамках кода ДИНА, рассчитывающего равновесие плазмы со свободной границей во внешних магнитных полях совместно с решением транспортной задачи, а также приведён пример использования нового варианта кода ДИНА для моделирования сценария ввода тока в плазму токамака T-15.

В статье дается описание двумерной модели железного магнитопровода, а также приводится сравнение результатов моделирования с результатами расчетов, проведенных с использованием кода ANSYS [5], рассматривается метод представления железного магнитопровода с помощью поверхностных электрических токов и решения системы интегральных уравнений, приводятся результаты моделирования сценария ввода тока в плазму токамака T-15 с помощью эволюционной модели на основе приближенной аппроксимации магнитного потока, создаваемого железным магнитопроводом.

ДВУМЕРНАЯ МОДЕЛЬ МАГНИТОПРОВОДА

На рис. 1 схематически показан полоидальный разрез имеющего тороидальную симметрию магнитопровода в двумерной (r, z) геометрии, используемого для модельных расчетов. Если предположить наличие внутри вакуумного объема распределенного источника тороидального электрического тока, может быть найдена равновесная магнитная конфигурация для данного тока с использованием функции полоидального потока $\widetilde{\Psi} = \Psi_{Fe} + \Psi_{j}$, где Ψ_{Fe} является полоидальным магнитным потоком, создаваемым железным магнитопроводом с распределением $\mu(r, z)$, а Ψ_j — потоком, создаваемым распределенным источником тока. При этом уравнение равновесия можно записать следующим образом:

в области источника тока

$$r\frac{\partial}{dr}\left(\frac{1}{r}\frac{\partial\tilde{\Psi}}{\partial r}\right) + \frac{\underline{\partial}^{2}\tilde{\Psi}}{\partial z^{2}} - r\mu_{0}j; \qquad (1)$$

в вакууме

$$r\frac{\partial}{dr}\left(\frac{1}{r}\frac{\partial\tilde{\Psi}}{\partial r}\right) + \frac{\partial^{2}\tilde{\Psi}}{\partial z^{2}} = 0; \qquad (2)$$

в железе

$$\frac{\partial}{dr} \left(\frac{1}{\mu r} \frac{\partial \tilde{\Psi}}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{dz} \left(\frac{1}{\mu r} \frac{\partial \tilde{\Psi}}{\partial z} \right) = 0.$$
(3)



При этом соотношение $\tilde{\Psi}|_{\Gamma} = 0$ принимается в ^{Рис. 1.} Распределение магнитного потока в тестовой задаче качестве граничного условия, которое должно выполняться на границе расчетной области за железным сердечником в предположении отсутствия магнитного поля за пределами железа.

Реализованная в соответствии с уравнениями (1)—(3) двумерная модель магнитопровода была проверена путем сравнения с результатами тестовых расчетов, проведенных по коду ANSYS. Распределение полоидального потока $\widetilde{\Psi}$, полученное с использованием двумерной модели магнитопровода, показано на рис. 1. На этом же рисунке стрелками показаны два сечения, на которых проводились сравнения магнитных полей по модели (1)—(3) с результатами расчетов по коду ANSYS, проведенными для аналогичной конфигурации. Одно из сечений целиком проходит через материал магнитопровода, второе — частично через вакуум. Результаты сравнения с кодом ANSYS для двух выбранных сечений и двух значений магнитной проницаемости $\mu = 1$ и $\mu = 1000$ приведены на рис. 2. Видно очень хорошее совпадение (с точностью до одного процента). При этом разница наблюдается только в области перехода «железо—вакуум».



Рис. 2. Распределение магнитного поля по сечениям R = 58,5 см (a, e) и R = 179,5 см (b, c) в тестовой задаче сравнения результатов с кодом ANSYS (отличие менее 1%): — — B-DINA; ----- B-ANSYS

ОПИСАНИЕ МАГНИТОПРОВОДА С ПОМОЩЬЮ МОДЕЛИ ПОВЕРХНОСТНЫХ ТОКОВ

Одним из широко используемых для расчетов равновесия плазмы с железным сердечником является метод интегральных уравнений [5], в соответствии с которым токи намагничивания, возникающие в магнитопроводе, представляются набором поверхностных токов, текущих по внутренней и внешней поверхностям железного сердечника, граничащим с воздухом. При решении аксиально-симметрической задачи равновесия с использованием 2-мерной модели сердечника поверхностные токи будут течь по двум контурам, один из которых с внутренней стороны охватывает плазму и катушки полоидального поля, а другой — с внешней стороны охватывает всю полоидальную систему, включая железный сердечник. Для нахождения значений величин этих токов, а следовательно, и магнитного потока от сердечника, каждый контур разбивается на дискретный набор отрезков и используется предположение постоянства тока внутри отрез-

ка. На каждом отрезке требуется выполнение условия непрерывности тангенциального компонента магнитного поля на поверхности воздух—железо: $B_{\tau}^{\text{Fe}} = B_{\tau}^{\text{air}}$. Используя метод суперпозиции и представляя магнитное поле, как сумму полей поверхностных токов, тока плазмы и токов в полоидальных обмотках, получаем интегральное уравнение для нахождения токов намагничивания:

$$\left[\mu_{r}(B_{i})-1\right]\left[B_{\tau}^{e}(l_{i})+\int_{j\neq i}b_{\tau}(l_{i}, l_{j})i_{j}\right]=-\left[\mu_{r}(B_{i})+1\right]\frac{\mu_{0}i_{i}}{2l_{i}},$$
(4)

где μ_r и μ_0 — магнитные проницаемости железа и воздуха соответственно; $B_{\tau}^e(l_i)$ — тангенциальный компонент магнитного поля от всех токов, за исключением поверхностных; $b_{\tau}(l_i, l_j)$ — тангенциальный компонент поля на отрезке l_i от единичного кольцевого тока, протекающего через отрезок l_j ; B_i — суммарное магнитное поле в сердечнике; i_i — токи намагничивания, получающиеся в результате решения уравнения (4). Решение уравнения было реализовано в виде подпрограммы и включено как опция в блок расчета равновесия кода ДИНА. Проведены сравнительные расчеты по полной двумерной модели и по методу поверхностных токов. Результаты расчетов были близки при использовании приближения постоянного значения магнитной восприимчивости по всему сечению сердечника, наибольшие различия наблюдались при приближении к границам сердечник—воздух, что обусловлено конечным числом отрезков в представлении изменяющихся распределенных внутри сердечника величин для магнитной восприимчивости разница уменьшалась при увеличении количества отрезков. При использовании изменяющихся распределенных внутри сердечника величин для магнитной восприимчивости растов начинают расходиться, и применение метода поверхностных токов приводит к значительных расчетов начинают расходиться, и применение метода поверхностных токов приводит к значительным неточностям в расчетах. В этой связи для дальнейших расчетов была использована двумерная модель магнитопровода.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВВОДА ТОКА В ПЛАЗМУ Т-15 С ПОМОЩЬЮ ПРИБЛИЖЕННОЙ ЭВОЛЮЦИОННОЙ МОДЕЛИ

Реализованная в настоящее время в коде ДИНА приближенная модель для определения эволюции равновесной конфигурации плазмы токамака с учетом железного магнитопровода была использована для анализа расхода полоидального потока в проекте модернизируемого токамака T-15 с диверторной плазмой. Решение задачи, реализующей данную модель, включает в себя две основные части.

В первой части задачи плазма представляется как распределенный источник тока, а для описания железного магнитопровода используется его двумерная модель, выбираемая геометрически близкой к реальному трехмерному представлению. Целью первой части задачи является определение функции $\Psi_{\text{Fe}} = f_{\Psi} (B_{\text{ext}}, \mu)$ при заданном внешнем магнитном поле B_{ext} на границе центрального керна сердечника в предположении μ = const в пределах магнитопровода. Величина μ меняется от 1 до 1000. На основе двумерных расчетов для разных значений μ была получена таблица зависимости величины полоидального потока Ψ_{Fe} , создаваемого железом, от коэффициента μ при заданной величине внешнего магнитного поля B_{ext} . Здесь $\alpha(\mu)$ является коэффициентом ослабления магнитного поля источника за счет рассеянного поля магнитопровода.

μ	$B_{\rm Fe},10^{-1}{ m T}$ л	$\Psi_{\text{Fe}}, \mathbf{Bc}$	α(μ)
1000	100	3,4	0,556
500	60	2	0,667
100	14	0,48	0,778
50	7,35	0,25	0,833
10	1,6	0,055	0,889
5	0,86	0,029	0,961
2	0,31	0,012	1
1	0,18	0,006	1

Зависимость полоидального потока железного сердечника от коэффициента µ при заданном внешнем магнитном поле *B*_{ext} = 0,018 Тл

Во второй части задачи проводились расчеты равновесия плазмы и ввода тока в приближении отсутствия влияния рассеянных полей железного сердечника на форму и положение плазмы, при этом учет

сердечником вольт-секунд индуктора с железным проводился с использованием функции $\Psi_{\text{Fe}} = f_{\Psi}(\mathbf{B}_{\text{ext}}, \mu)$, полученной в первой части задачи. Решались транспортные уравнения энергии для T_e и Ті, предполагалась чисто омическая плазма без источников дополнительного нагрева, использовались алкаторный скейлинг для теплопроводности электронов и неоклассическая модель переноса тепла для ионов. Используемое в расчетах распределение магнитной проницаемости материала магнитопровода ц от Н показано на рис. 3. Расчетная схема магнитопровода токамака Т-15 приведена на рис. 4. При этом полоидальные катушки ОВУП в данном анализе не учитываются, а катушки ОГУП используются для удержания плазмы по R и Z. Полоидальная конфигурация и равновесие плазмы с диверторной магнитной конфигурацией показаны на рис. 5. Магнитные катушки Pf1, Pf2 и Pf3 используются для формирования X-точки. Обозначения полоидальных магнитных катушек на рис. 4 и 5: $I_1 = OY3$, $I_2 \equiv OY2, I_3 \equiv OY1, I_4 \equiv Ind.$





/R



Рис. 3. Функция µ от *В* для материала магнитопровода

Рис. 4. Расчетная схема магнитопровода токамака T-15

Рис. 5. Полоидальная система модернизированного токамака Т-15 и равновесие с *X*-точкой

Результаты расчетов приведены на рис. 6. Резистивные потери вольт-секунд на стадии ввода тока в плазму составили $\Delta \Psi_{res} = \Delta \Psi_{PF} + \Delta \Psi_{Fe} - \Delta \Psi_{pl}$ (порядка 2 Вс), где $\Delta \Psi_{PF}$ — расход полоидального магнит-



Рис. 6. Ввод тока в диверторную плазму T-15: зависимости по времени тока в индукторе и тока плазмы (*a*), токов в обмотках полоидального поля (*б*) ($\triangle - I_{OY1}$, $\Box - I_{OY2}$, $\bigcirc - I_{OY3}$, $- I_{OY1}$ max, $- I_{OY2}$ max, $- I_{OY2}$ max), координат магнитной оси (*в*), запаса устойчивости *q*, малого радиуса *a*, вытянутости elong и нижней треугольности tri_{dw} (*z*)

ного потока в полоидальной магнитной системе; $\Delta \Psi_{Fe}$ — изменение полоидального магнитного потока в магнитопроводе; $\Delta \Psi_{pl}$ — прирост полоидального магнитного потока в плазме. Главными требованиями при выходе на стационарный режим работы по основным параметрам плазмы были величина плазменного тока $I_p \approx 1$ MA, вытянутость плазмы $K_{sep} > 1,5$, величина нижней треугольности $\delta_{dw} > 0,3$. При этом расстояние вдоль ветви сепаратрисы между внутренними приемными пластинами и X-точкой $\Delta_{out} > 20$ см.

Анализ результатов расчетов показывает, что с учетом перемагничивания израсходовано $\approx 25\%$ от общего запаса полоидального магнитного потока. При этом параметры полученной таким образом плазмы следующие: $I_p \approx 1$ MA, $k \approx 1.4$, $\delta_{dw} \approx 0.4$. Величины I_{oy1} и I_{oy2} могут превышать свои предельные значения. При этом следует отметить, что данный анализ является предварительным. Часть полоидального потока будет дополнительно израсходована неучтенными в данном анализе катушками ОВУП. Кроме того, ввод тока не оптимизирован по эволюции величины q на границе плазмы. Эволюция магнитных поверхностей во время ввода тока показана на рис. 7. В рассмотренном сценарии диверторная конфигурация в плазме возникает при $I_p \approx 480$ кА в момент времени $t \approx 550$ мс.



Рис. 7. Ввод тока в диверторную плазму T-15. Временные зависимости магнитных поверхностей. Образование диверторной конфигурации происходит при $I_n \approx 480$ кА в момент времени $t \approx 560$ мс

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены модели представления магнитопровода для решения задачи о равновесии плазмы токамака в поле внешних токов в присутствии железного сердечника. Приведены двумерная модель железного магнитопровода и модель представления магнитопровода с помощью поверхностных токов. В рамках плазмофизического кода ДИНА реализована приближенная модель учета полоидального магнитного потока, создаваемая железным магнитопроводом в рамках двумерной модели. Проведен анализ возможности получения диверторной плазменной конфигурации в проекте модифицированного токамака T-15. Показано, что с использованием существующей магнитной системы с добавлением полоидальных катушек для формирования диверторной плазменной конфигурации принципиально возможно получить параметры плазмы на уровне $I_p \approx 1$ MA, $k \approx 1,4$, $\delta_{dw} \approx 0,4$ при расходе $\approx 25\%$ от общего запаса полоидального магнитного потока. При этом диверторная конфигурация образуется при $I_p \approx 480$ кА. Для получения диверторной плазмы с заданными параметрами необходимы форсированные условия для работы катушек ОУ1 и ОУ2.

Автор выражает благодарность Ю.С. Шпанскому за проведение тестовых расчетов с помощью кода ANSYS, а также В.Э. Лукашу, А.А. Андрееву и Л.Е. Захарову за помощь в работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Беляев В.П., Глухих В.А., Кадомцев Б.Б. и др. Установка Токамак-15. Основные характеристики и программа исследований. — Атомная энергия, 1982, т. 52, вып. 2, с. 101
- 2. Kirnev G.S. et al. Superconducting Tokamak T-15 Upgrade. In: 21st IAEA Fusion Energy Conf., China, 2006, FT/P7-3.
- Khayrutdinov R.R., Lukash V.E. Studies of plasma equilibrium and transport in a tokamak fusion device with the inverse-variable technique. — J. Comput. Physics, 1993, vol. 109, p. 193.
- 4. Galkin A., Drozdov V.V., Ivanov A.A., Medvedev S.Yu., Poshekhonov Yu.Yu. GA Report, GA-A23045, May 1999.
- Захаров Л.Е., Атанасиу К. Условия устойчивости положения плазмы в токамаке Т-15. ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 1986, вып. 3, с. 25—32.

Статья поступила в редакцию 8 апреля 2008 г. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, 2008, вып. 4, с. 62—67.

УДК 621.039.623

МАГНИТНЫЕ ПОВЕРХНОСТИ ДВУХЗАХОДНОГО СТЕЛЛАРАТОРА СО СМЕЩЕННЫМИ ВИНТОВЫМИ ОБМОТКАМИ

В.М. Залкинд, В.Г. Котенко, С.С. Романов (Национальный научный центр «Харьковский физикотехнический институт», Харьков, Украина)

В работе численным методом проведено изучение свойств конфигурации магнитных поверхностей в модели магнитной системы двухзаходного стелларатора со смещенными винтовыми обмотками. Смещение предпринято с целью улучшения доступа к объему удержания плазмы. Показано, что благоприятная для удержания плазмы смещенная внутрь тора конфигурация замкнутых магнитных поверхностей с плоской магнитной осью реализуется для двух из трех рассмотренных способов укладки витков проводника в однослойную винтовую обмотку. Так же, как и в обычном двухзаходном стеллараторе, в двухзаходном стеллараторе со смещенными винтовыми обмотками существование конфигурации замкнутых магнитных поверхностей не связано с необходимостью наложения поперечного (компенсирующего) магнитного поля.

Ключевые слова: стелларатор, винтовые обмотки, смещение, численный расчет.

MAGNETIC SURFACES OF THE l = 2 STELLARATOR WITH DISPLACED HELICAL WINDINGS. V.M. ZALKIND, V.G. KO-TENKO, S.S. ROMANOV. The paper deals with the magnetic surface configuration properties in the frame of a new model of the l = 2stellarator with displaced helical windings. The displacement has been made to provide a better access to the plasma confinement volume. Numerical calculations have shown that the magnetic surface configuration, shifted inward the torus and appearing favorable for plasma confinement, can be realized in the absence of a transverse magnetic field for two of three discussed methods of conductor turn packing in helical coils.

Key words: stellarator, helical windings, displacement, numerical study.