

04;12

Методы реконструкции равновесия плазмы на сферическом токамаке Глобус-М

© В.К. Гусев,¹ С.Е. Бендер,² А.В. Деч,¹ Ю.А. Косцов,² Р.Г. Левин,¹ А.Б. Минеев,² Н.В. Сахаров¹¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия² Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры им. Д.В. Ефремова,
Санкт-Петербург, Россия
e-mail: Roman.Levin@mail.ioffe.ru

(Поступило в Редакцию 14 декабря 2005 г.)

Разработана магнитная диагностика токамака, позволяющая в широком диапазоне параметров плазмы производить достоверную реконструкцию равновесия плазмы. Произведен подробный анализ точности измерения геометрических параметров плазмы и ее тепловой энергии. Проведены результаты обработки экспериментов токамака Глобус-М с помощью кода EFIT. Изучено влияние конфигурации плазмы на интенсивность излучения основных примесных линий.

PACS: 52.55.Fa

Введение

В 1999 г. в Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе введена в строй новая экспериментальная физическая установка — сферический токамак Глобус-М [1,2]. Плазма в этой установке имеет малое аспектное отношение $R/a = 1.5$, где $R = 0.36m$ — большой, $a = 0.24m$ — малый радиус плазмы. Помимо малого аспектного отношения плазма в токамаке Глобус-М вытянута в вертикальном направлении. Величина вытянутости находится в диапазоне $k \sim 1.2-2.1$. Большое количество обмоток полоидального магнитного поля позволяет получать различные типы магнитных конфигураций, в которых плазма может быть ограничена как диафрагмой, так и магнитной сепаратрисой с верхним или нижним положением X-точки.

В настоящей работе описаны методы магнитной диагностики, применяемой для контроля за положением плазменного шнура в направлении большого радиуса и реконструкции формы внешней магнитной поверхности, а также для измерения усредненных параметров плазмы — внутренней индуктивности и продольной энергии плазмы.

Малое аспектное отношение плазмы требует верификации ряда методик магнитных измерений, используемых в обычных токамаках. Так, например, радиальное смещение плазменного шнура может быть определено с помощью пары катушек, измеряющих вертикальное магнитное поле вблизи границы плазмы со стороны сильного и слабого магнитного поля. Другим способом является измерение проходящего через плазму вертикального магнитного потока, обычно регистрируемого петлями седловидной формы. При малом аспектном отношении плазмы магнитное поле вблизи ее границы начинает зависеть от формы радиального распределения тока и давления внутри объема плазмы. При этом правильность определения положения плазмы по показаниям простейших датчиков нуждается в подтверждении.

В настоящей работе показано, что измерение радиального положения плазмы сферического токамака возможно при использовании обычных магнитных катушек и петель и простых алгоритмов обработки сигналом в широком диапазоне значений внутренней индуктивности плазмы I_i и параметра β_p , являющегося отношением теплового давления плазмы к давлению полоидального магнитного поля на границе плазмы.

Для измерения формы внешней магнитной поверхности плазмы на внутренней и внешней поверхностях вакуумной камеры был установлен набор замкнутых по обходу тора петель, измеряющих пространственное распределение полоидального магнитного потока. При плотной компоновке токамака Глобус-М магнитные петли удалось расположить максимально близко к поверхности плазмы. При близком к границе и оптимальном вдоль полоидального обхода тора расположении петель их количество может быть снижено без ущерба для точности реконструкции формы внешней магнитной поверхности. Особенностью установок с малым аспектным отношением является малая удаленность от границы плазмы элементов электромагнитной системы, расположенных во внутреннем отверстии тора. Наибольшие проблемы связаны с центральным соленоидом [3], который возбуждает и поддерживает ток плазмы. При большом токе в соленоиде его поле рассеяния в объеме плазмы становится сопоставимым с полоидальным магнитным полем и начинает влиять на форму плазменного шнура, несмотря на использование специальных корректирующих обмоток. Вторая проблема связана с токами, возбуждаемыми в вакуумной камере токамака. Камера установки Глобус-М представляет собой цельносварную конструкцию из нержавеющей стали [4]. Ток, возбуждаемый в вакуумной камере, в некоторых фазах разряда сопоставим с током по плазме. Указанные трудности необходимо учитывать при создании математической модели токамака.

Для расчетов и реконструкции равновесных магнитных конфигураций плазмы был использован код EFIT [5]. В нашем случае данный код был впервые адаптирован для использования на персональном компьютере средней производительности. Использование новых магнитных петель и усовершенствованной модели установки позволило систематически проводить реконструкцию магнитных поверхностей в ходе плазменного эксперимента. В число выходных данных кода EFIT входят геометрические характеристики плазмы (положение, размеры, вытянутость в вертикальном направлении, треугольность), внутренняя индуктивность плазмы, параметр β_p . Значения тепловой энергии плазмы, полученные с помощью реконструкции магнитного равновесия, были сопоставлены с кинетическими измерениями профилей электронной температуры и концентрации методом лазерной диагностики томсоновского рассеяния лазерного излучения и ионной температуры, измеренной по наклону энергетических спектров атомов перезарядки. В режимах омического нагрева плазмы отмечено удовлетворительное, в пределах 10%, совпадение данных магнитных и кинетических измерений.

В первом разделе данной статьи описана магнитная диагностика и модель токамака Глобус-М, используемая для расчетов по коду EFIT. Во втором разделе приведен анализ точности реконструкции магнитной конфигурации плазмы при использовании ограниченного числа датчиков. Далее приведены результаты исследований по выбору диагностики для определения радиального положения плазмы, используемой в контуре автоматического управления с отрицательной обратной связью. В последнем разделе приводятся некоторые результаты экспериментов. Применяемая в настоящее время магнитная диагностика позволила определить момент отрыва границы плазмы от диафрагмы и проследить таким образом влияние данного эффекта на показания других диагностик.

Магнитная диагностика для реконструкции равновесия плазмы

Для реконструкции формы внешней магнитной поверхности плазмы в токамаке желательно проводить магнитные измерения как можно ближе к границе плазмы. При этом ключевое значение имеет правильный выбор типа и положения магнитных датчиков и адекватное описание токамака с помощью математической модели. На первой стадии проведения экспериментов был использован набор двухкоординатных магнитных зондов, измеряющих нормальную и тангенциальную составляющие полоидального магнитного поля относительно контура камеры. Тридцать два зонда располагались в одном сечении вдоль малого обхода тока. Использование сигналов зондов вместе с измеряемыми токами в обмотках электромагнитной системы не позволило удовлетворительным образом осуществить реконструкцию формы внешней границы плазмы несмотря на большое

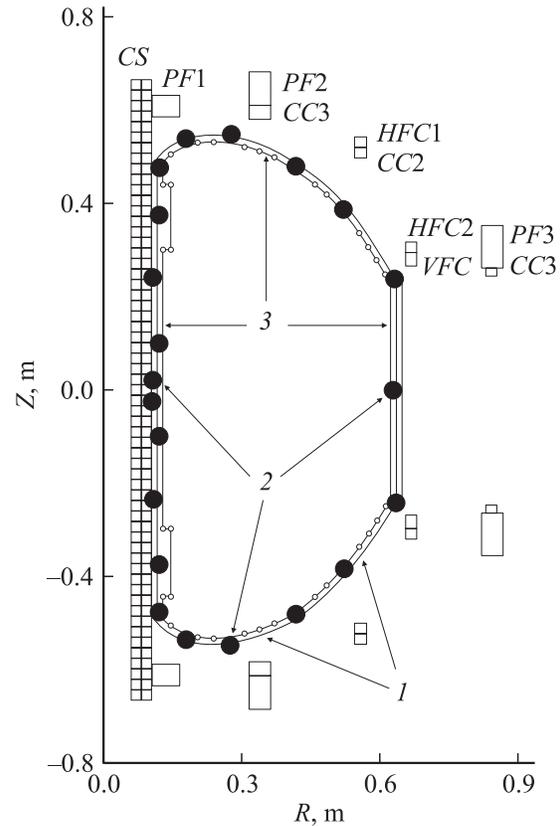


Рис. 1. Модель токамака Глобус-М для расчетов по коду EFIT, показывающая положение основных элементов установки и петель для измерения магнитного потока.

количество входных сигналов. Плохая сходимость задачи реконструкции может быть связана с высокой чувствительностью показаний зондов к локальным неоднородностям магнитного поля из-за близко расположенных обмоток магнитной системы и токов, протекающих по вакуумной камере. По этой причине локальные зонды были заменены набором петель, измеряющих магнитный поток в объеме плазмы и замкнутых вдоль большого обхода тора. Конструктивно основную часть петель оказалось проще расположить внутри вакуумной камеры. Для соответствия вакуумным требованиям, включая прогрев камеры до температуры 200°C, петли были изготовлены из коаксиального кабеля, в котором центральный провод из нихрома защищен через изоляцию трубкой из нержавеющей стали диаметром 1.5 мм. Расположение петель показано на рис. 1. Всего имеется 21 петля. Координаты петель были выбраны из условий минимизации ошибки реконструкции с учетом реального расположения патрубков камеры. На этом же рисунке показан контур вакуумной камеры и положение обмоток электромагнитной системы. Центральный соленоид *CS* расположен во внутренней открытии тора. Для компенсации рассеянного поля солонида в объеме плазмы используются последовательно соединенные обмотки *CC1-CC3*, а также обмотка *PF1*. Основной обмоткой, создающей необходимое для равновесия плазмы

вертикальное магнитное поле, является $PF3$. Обмотки $PF1$ и $PF2$ предназначены для управления формой плазменного шнура, VFC и HFC создают вертикальное и горизонтальное магнитное поле и предназначены для управления вертикальным и радиальным положением плазмы через контуры с отрицательной обратной связью.

Токи во всех обмотках электромагнитной системы измеряются поясами Роговского и являются также входными сигналами для кода EFIT, для измерения тока плазмы пояс расположен внутри вакуумной камеры. Второй пояс расположен снаружи и измеряет суммарный ток через плазму и камеру. Разность показаний двух поясов позволяет определить ток в вакуумной камере.

Для обработки экспериментальных данных с помощью кода EFIT была создана модель токамака Глобус-М, которая включает в себя все обмотки полоидального магнитного поля, центральный соленоид, вакуумную камеру, диафрагмы, магнитные датчики. Диафрагмы описаны замкнутым контуром. Для задания контура используется 48 точек, соединенных прямыми линиями. Координаты этих точек рассчитаны по чертежам внутрикамерных элементов токамака (шпангоуты, графитовые и вольфрамовые пластины).

Наибольшая проблема связана с моделью вакуумной камеры и центрального соленоида. Вакуумная камера представляет цельносварную конструкцию из нержавеющей стали марки 12X18Н10Т с переменной толщиной стенки от 2 до 14 мм в разных частях. Полное сопротивление камеры тороидальному току около $100 \mu\Omega$. Модель камеры выполнена в виде 69 элементов, каждый представляет собой параллелограмм с фиксированной длиной, толщиной, углом наклона и координатами центра. Количество витков каждого элемента численно приравнивается его проводимости в тороидальном направлении. Все элементы вакуумной камеры разделены на 21 группу в соответствии с числом магнитных петель. Ток в каждом элементе считается пропорциональным напряжению на ближайшей к нему петле. Такая модель дает незначительное расхождение (в пределах 5%) с измерениями тока в камере по разности показаний наружного и внутреннего поясов Роговского.

В токамаке с малым аспектным отношением центральный соленоид может сильно влиять на форму и равновесие плазмы даже при наличии обмоток компенсации. Высота соленоида в 1.3 м сопоставима с вертикальным размером плазмы. Необходимо принимать во внимание неточности в намотке его витков и погрешности при сборке токамака. В модели соленоид намотан в два слоя проводником с сечением 20×20 мм по 59 витков в слое, толщина изоляции (зазор между витками) 2.43 мм. При подаче в соленоид тока в 50 кА аксиальное магнитное поле в катушке достигает величины 6 Т. Силовые линии этого поля замыкаются через объем плазмы. Величина рассеянного поля соленоида сопоставима с полем тока плазмы, а его кривизна в фазе отрицательной полуволны тока неблагоприятна для вертикальной

устойчивости шнура. Даже небольшие погрешности в намотке и сборке соленоида приводят к существенной асимметрии поля рассеяния в плазме. В используемой модели экспериментально обнаруженная асимметрия поля соленоида описывается простым смещением катушки вниз на 3 мм от средней плоскости. Более точная модель соленоида находится в стадии разработки.

Анализ точности реконструкции

Ключевой проблемой является точность реконструкции формы внешней магнитной поверхности при использовании ограниченного числа данных измерений. Для оценки ошибки измерения использовались тестовые магнитные конфигурации, полученные с помощью кода равновесия EFIT. При расчете таких конфигураций выбирались заданные значения внутренней индуктивности плазмы, параметра β_p , а также положения плазменного шнура. Далее получаемые из расчета величины потоков через измерительные петли использовались в качестве входных сигналов в задаче реконструкции, также решаемой с помощью кода EFIT. Разница между изначально рассчитанными и реконструированными равновесными магнитными конфигурациями дает возможность проанализировать точность определения основных геометрических показателей плазмы в широком диапазоне плазменных параметров и для различных типов конфигураций, ограниченных как диафрагмами, так и магнитной сепаратрисой с одной и двумя X-точками. Диапазон изменения параметров плазмы в проведенном анализе показан в табл. 1.

Задаваемая ошибка измерений токов и магнитных потоков составляла 3%. При этом учитывалась как погрешность самих измерений магнитных потоков, так и неточность в определении координат измерительных петель. Помимо этого рассматривались случаи уменьшения числа измерительных петель до 20 и 19 штук для возможных вариантов их расположения. Изменялось также распределение тока в вакуумной камере.

На рис. 2 показаны значения отклонения реконструированных координат X-точки от изначально выбранного расчетного значения. Различные точки соответствуют диапазону параметров плазмы, приведенных в табл. 1.

Таблица 1. Диапазон параметров плазмы, используемый для анализа точности реконструкции внешней магнитной поверхности

Ток по плазме I_p , кА	100–400
Вытянутость в вертикальном направлении k	1.3–2.2
Треугольность плазмы δ	0.05–0.5
Большой радиус плазмы R , м	0.3–0.4
Малый радиус a , м	0.15–0.25
Ток по вакуумной камере I_v , кА	0–50
Параметр β_p	0.1–1
Внутренняя индуктивность плазмы l_i	0.5–1.2
Вертикальное смещение плазмы ΔZ , м	0–0.2

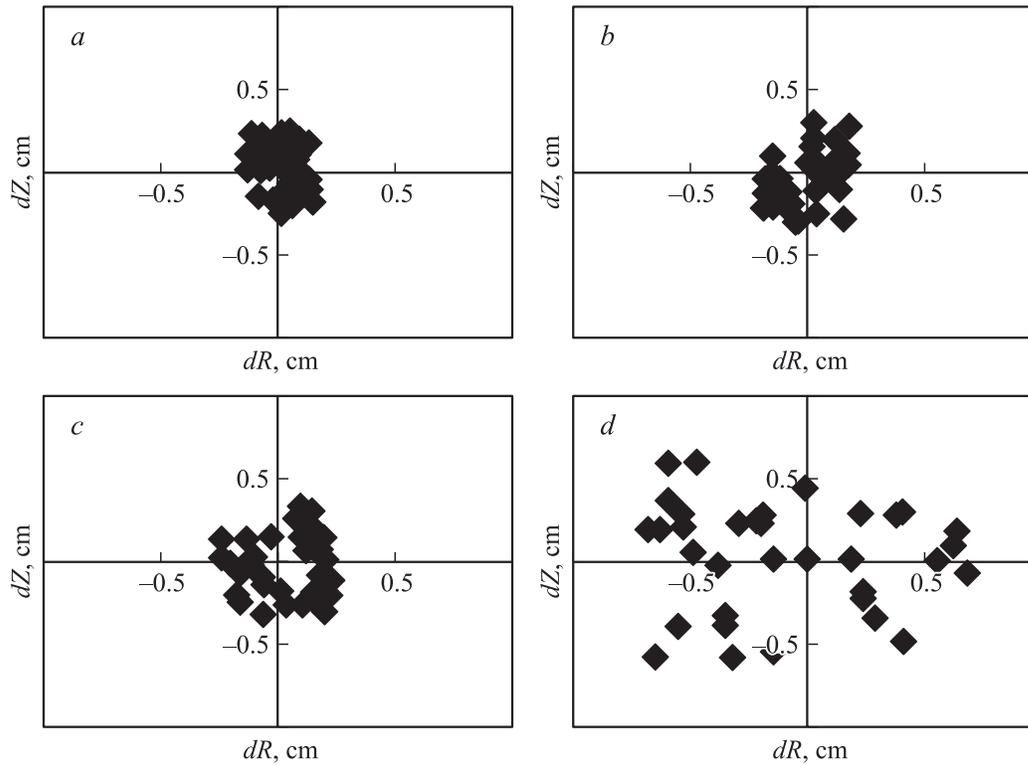


Рис. 2. Ошибка в определении положения X-точки: *a* — 21 петля, ошибка измерений 0%; *b* — 20, 0; *c* — 19, 0; *d* — 19, 3. Разброс точек отвечает разным значениям k , δ , l_i и β_p в соответствии с данными табл. 1.

На рис. 2, *a* приведен идеальный случай, когда используется 21 петля, а ошибка измерений отсутствует. При этом отклонение положения X-точки от заданного значения не превышает 1.5 mm в радиальном направлении и 2.5 mm вдоль вертикальной оси. Отклонение несколько возрастает, если уменьшается количество измерительных петель до 20 (рис. 2, *b*) и 19 (рис. 2, *c*). Наиболее неблагоприятный случай показан на рис. 2, *d*, когда отсутствуют две петли, а измерения проводятся с большой ошибкой в 3%. Результаты анализа ошибок реконструкции приведены также в табл. 2.

Нами не рассматривается ситуация, в которой ошибка реконструкции приводит к неправильному определению X-точки, находящейся на границе плазмы. В этом случае ошибка измерения ее положения будет равна расстоя-

нию между ними. Данная ситуация не представляет большого интереса, так как при этом X-точки расположены симметрично относительно средней плоскости.

При обработке экспериментальных данных было установлено, что в процессе отрыва плазмы от диафрагмы и формирования диверторной магнитной конфигурации вытянутость в вертикальном направлении крайней замкнутой магнитной поверхности меняется скачкообразно. Для оценки ошибки реконструкции вытянутости плазмы в вертикальном направлении и треугольности использовалась поверхность q_{95} . Результаты моделирования вытянутости с отсутствием двух петель и введенной ошибкой измерения 3% приведены на рис. 3. При этом максимальная ошибка измерения вытянутости составляет 0.05 при изменении k на рис. 3 в диапазоне 1.3–2. Ошибка в определении треугольности составляет 0.02 для типичных величин $\delta \leq 0.5$. При полном комплекте петель ошибка измерения составляет соответственно 0.03 и 0.01.

Как показано в [6], в плазме с достаточно большой вытянутостью в вертикальном направлении $k > 1.3–1.5$ становится возможным определить раздельно значения внутренней индуктивности плазмы l_i и параметра β_p при решении задачи реконструкции магнитного равновесия без использования измерений диамагнетизма плазмы. Данная возможность предусмотрена в коде EFIT, где l_i и β_p входят в число выходных параметров. Зная величину β_p , можно определить тепловую энергию плазмы, связанную с продольным движением частиц. В настоящей

Таблица 2. Данные анализа ошибок реконструкции координат X-точки

Рассмотренный случай, количество петель, % ошибки	Максимальное отклонение вдоль большого радиуса, cm	Максимальное отклонение вдоль вертикальной оси, cm
21; 0	0.15	0.25
20; 0	0.2	0.35
19; 0	0.25	0.35
21; 3	0.7	0.6
19; 3	0.75	0.7

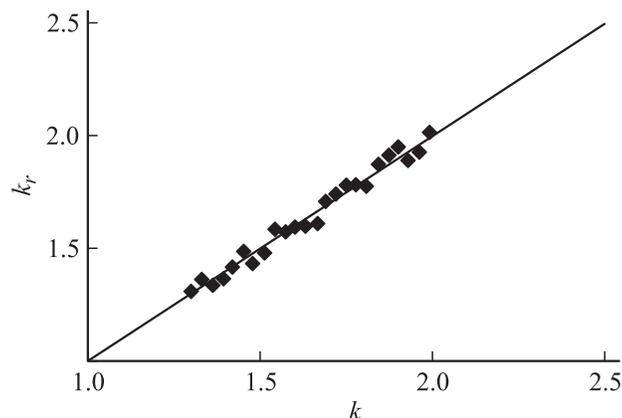


Рис. 3. Значения вытянутости плазмы в вертикальном направлении, полученные в результате реконструкции сигналов магнитных петель, в сопоставлении с заданными величинами k .

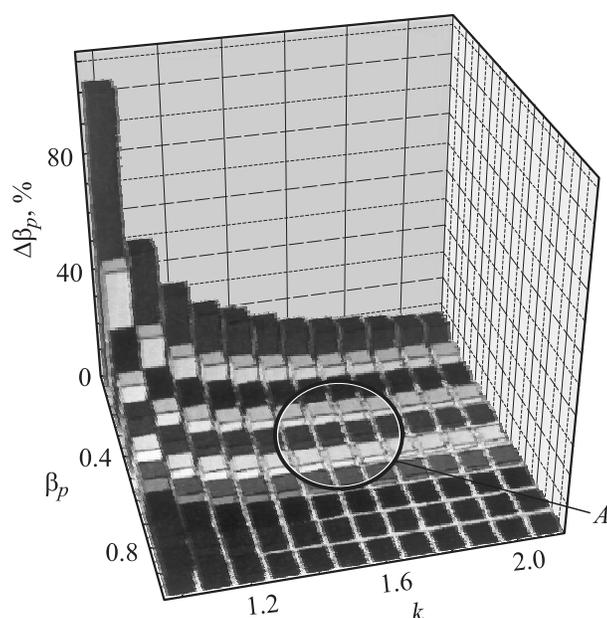


Рис. 4. Диаграмма ошибок реконструкции параметра β_p при его различных значениях и различных значениях вертикальной вытянутости плазмы. Анализ выполнен для 19-ти петель и ошибок измерений в 3%.

работе был выполнен аналогичный анализ точности определения параметра β_p при различных заданных значениях и величинах вытянутости плазмы в вертикальном направлении. Как и в рассмотренных выше случаях, оценки проводились для уменьшенного числа магнитных петель и точности 3% измерения токов и магнитных потоков.

Как и ожидалось, проведенный анализ продемонстрировал большую, около 100%, ошибку реконструкции в области низких значений вытянутости и при малых величинах β . Данные анализа представлены в виде диаграммы на рис. 4. Вместе с тем в области рабочих параметров эксперимента для $k \sim 1.5-1.8$ и $\beta_p \sim 0.2-0.5$

величина ошибки реконструкции снижается до приемлемых значений (около 10%). Данный вывод требует, разумеется, подтверждения путем тщательного сравнения данных магнитных измерений и кинетических измерений радиальных распределений температуры и плотности плазмы. Первые измерения профилей температуры и плотности электронов методом томсоновского рассеяния лазерного излучения показали, что при большой плотности плазмы в режиме омического нагрева расхождения с данными реконструкции магнитного равновесия укладываются в указанную величину ошибки 10%.

Отметим, что все указанные выше данные по точности реконструкции магнитных измерений относятся к ситуации, когда ток по плазме больше или равен току по вакуумной камере. В эксперименте с Глобус-М ток по камере в стадии подъема тока плазмы достигает величины в 50 кА. В этой фазе разряда результаты реконструкции магнитных измерений могут иметь значительно меньшую точность.

Измерение радиального положения плазмы

Важнейшей задачей эксперимента является контроль положения плазменного шнура в направлении большого радиуса. Для этого требуется по возможности простая диагностика, которая способна измерять радиальные перемещения плазмы с малым аспектным отношением с использованием наиболее простого алгоритма расчета. Необходимо, чтобы результаты измерений и расчетов слабо зависели от абсолютной величины смещения плазмы и таких ее параметров, как форма сечения шнура, внутренняя индуктивность и тепловое давление в возможно более широком диапазоне. При таких условиях диагностика может быть использована для контуров автоматического управления положением плазмы с отрицательной обратной связью.

Нами был исследован традиционный для обычных токамаков датчик радиального смещения плазмы. В основу такой диагностики входят две седловидные петли, расположенные на верхнем и нижнем куполах камеры симметрично средней плоскости тора и занимающие сектор в 90° в направлении тороидальной оси. Петли измеряют полоидальный магнитный поток через среднюю плоскость вакуумной камеры. Дополнительно используются два магнитных зонда, измеряющие вертикальное магнитное поле в средней плоскости токамака на внутреннем и внешнем его обходе тора. Магнитные датчики и седловидная петля располагаются в 2–4 см от границы плазмы.

При большом аспектном отношении тора, когда геометрия эксперимента близка к цилиндрической, измеренный полоидальный магнитный поток пропорционален току по плазме и смещению плазмы от центрального положения и не зависит от малого радиуса плазмы. Та-

ким образом, большой радиус вычисляется по формуле

$$R = R_0 + \frac{\Delta\Psi}{\frac{\partial\Psi_2}{\partial R} - \frac{\partial\Psi_1}{\partial R}}, \quad (1)$$

где $R_0 = 0.37\text{ м}$ — геометрический центр вертикального сечения вакуумной камеры, $\Delta\Psi$ — полоидальный магнитный моток, измеренный седловидной петлей, $\partial\Psi/\partial R = 2\pi RB_v$ — градиент магнитного потока, измеряемый магнитными зондами.

В данной работе исследовалась применимость данного выражения для плазмы с малым аспектным отношением. При небольшом расстоянии от границы плазмы до стенки изменение большого радиуса может привести одновременно к изменению малого радиуса. В этом случае связь между большим и малым радиусом задается через положение неподвижной диафрагмы. Особенно важно, что при малом аспектном отношении движение плазмы внутрь и наружу относительно геометрического центра камеры вызывает различную скорость изменения магнитного потока через седловидную петлю. При этом, однако, сохраняется пропорциональная зависимость от тока плазмы. Для малого аспектного отношения тора был предложен следующий простой алгоритм расчета смещения геометрического центра плазмы относительно центра камеры:

$$\Delta R = \frac{\Delta\Psi}{\frac{\partial\Psi_2}{\partial R} - \frac{\partial\Psi_1}{\partial R}} \begin{cases} A_1, A_1 \frac{\Delta\Psi}{\frac{\partial\Psi_2}{\partial R} - \frac{\partial\Psi_1}{\partial R}} < \Delta_0 \\ A_2, A_1 \frac{\Delta\Psi}{\frac{\partial\Psi_2}{\partial R} - \frac{\partial\Psi_1}{\partial R}} > \Delta_0 \end{cases} + \Delta_0, \quad (2)$$

где $\Delta R = R - R_0$ — смещение плазмы, A_1 и A_2 — коэффициенты порядка единицы, Δ_0 — геометрический фактор, характеризующий положение седловидной петли относительно краев диафрагмы. В данном алгоритме применяются разные коэффициенты пропорциональности между измеренным полоидальным магнитным потоком и смещением плазмы внутрь и наружу вдоль большого радиуса тора. Данный алгоритм также подробно анализировался с помощью кода расчета равновесия DIALEQT, разработанном в НИИЭФА им. Д.В. Ефремова. С помощью кода создавались равновесные плазменные конфигурации с различным радиальным смещением плазмы, вытянутостью в вертикальном направлении, треугольностью, внутренней индуктивностью и величиной β_p . Расчетные значения магнитных потоков и полей обрабатывались с помощью формулы (2) и далее сравнивались с исходно заданными величинами смещения плазмы. Результаты анализа приведены на рис. 5. Как видно из рисунка, предложенный алгоритм линейно описывает смещение плазменного шнура в обе стороны относительно среднего положения в диапазоне $\Delta R = \pm 10\text{ см}$. Отметим, что линейная зависимость на рис. 5 сохраняется вплоть до обычных для токамака больших аспектных отношений $R/a \sim 3$ (случай больших ΔR). Было также обнаружено отсутствие какой-либо сильной зависимости расчетной величины смещения от геометрических

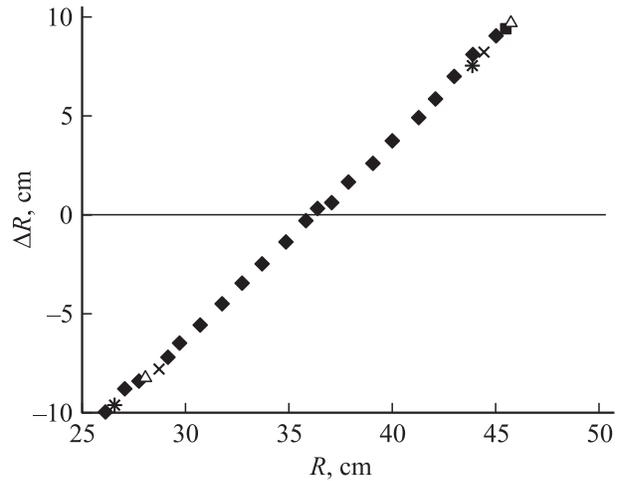


Рис. 5. Зависимость величины смещения геометрического центра плазмы ΔR , определенной из выражения (2), от большого радиуса плазмы R , рассчитанного по равновесному коду. Данные варьировались в диапазоне: $k = 1.1-2.2$, $\delta = 0-0.4$, $l_i = 0.5-1.2$, $\beta_p = 0.1-0.6$.

(вытянутость и треугольность) и интегральных (β_p и l_i) параметров плазмы.

Анализ показал также, что немного менее точным, но более простым является метод расчета, в котором измеренный полоидальный магнитный поток нормируется на величину тока плазмы, что позволяет обойтись без использования дополнительных магнитных зондов. При этом выражение (2) заменяется выражением (3)

$$\Delta R = \frac{\Delta\Psi}{I_p} \begin{cases} C_1, C_1 \frac{\Delta\Psi}{I_p} < \Delta_0 \\ C_2, C_1 \frac{\Delta\Psi}{I_p} > \Delta_0 \end{cases} + \Delta_0. \quad (3)$$

Полученные результаты указывают на универсальный характер предложенных алгоритмов расчета радиального смещения для плазмы с малым аспектным отношением. Отмечено также хорошее совпадение данных ΔR по формуле (3) и по реконструкции магнитного равновесия с помощью кода EFIT. Данные методики применяются для системы автоматического управления радиальным положением плазмы.

Реконструкция равновесных магнитных конфигураций

В большинстве случаев плазменный разряд в токамаке Глобус-М осуществляется по весьма сложному сценарию с использованием большого числа обмоток полоидального магнитного поля [7]. Для увеличения магнитного потока, используемого для возбуждения и поддержания тока плазмы, центральный соленоид установки работает в режиме с дуполярным током, при котором старт плазменного разряда начинается в момент спада заранее

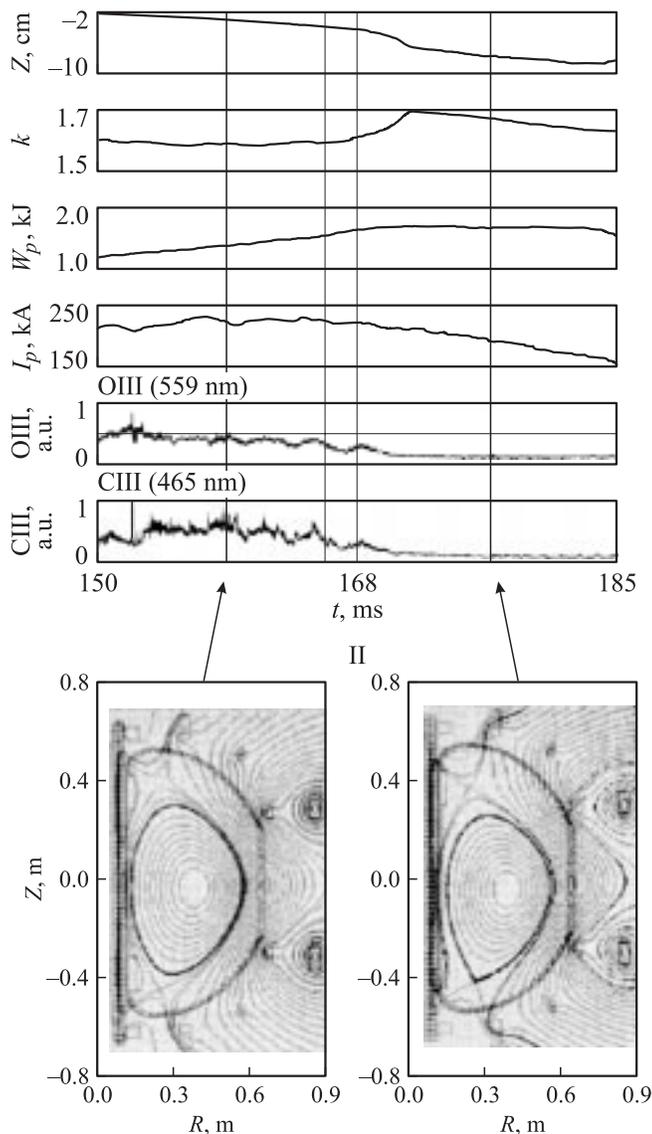


Рис. 6. Изменение параметров плазмы при отрыве границы плазмы от диафрагмы и формировании диверторной магнитной конфигурации в разделе #12459.

заведенного положительного тока, а заканчивается в фазе отрицательной полуволны тока в соленоиде. При этом обмотки компенсации рассеянного поля соленоида также работают с изменением полярности тока в процессе импульса плазмы. Положение плазменного шнура вдоль большого радиуса и вдоль вертикальной оси тора поддерживается системами управления с отрицательной обратной связью. Что касается вытянутости плазмы в вертикальном направлении и треугольности сечения, то такие параметры в настоящее время определяются заданными программами токов в обмотках полюoidalного магнитного поля. При этом форма плазменного шнура может изменяться в течение разряда. Отметим также, что несмотря на наличие обмоток компенсации переменное во времени магнитное поле соленоида также оказывает заметное влияние на размеры и форму маг-

нитной конфигурации. В целом большое число обмоток и источников питания делает плазменный эксперимент достаточно гибким и позволяет получать различного типа магнитные конфигурации с вытянутостью плазмы в вертикальном направлении в диапазоне 1.2–2.1, треугольностью поперечного сечения шнура до 0.55. Могут быть получены магнитные конфигурации с положением X-точки магнитной сепаратрисы со стороны как верхнего, так и нижнего куполов камеры.

На рис. 6 приведен пример разряда, в течение которого происходит отрыв плазмы от стенки с образованием диверторной магнитной конфигурации. Магнитные конфигурации, вертикальное положение, вытянутость плазмы и запас тепловой энергии получены с помощью анализа магнитных измерений кодом EFIT. Как видно из рисунка, граница плазмы в магнитной конфигурации в первой половине разряда (левая конфигурация) определяется контактом шнура с внутренним цилиндром камеры, облицованным графитовыми плитками. В районе 168 ms на временной оси происходит спонтанный отрыв плазмы от стенки. Плазменный шнур на правом рисунке ограничен магнитной сепаратрисой с нижней X-точкой. Наблюдается небольшое смещение магнитной оси в направлении нижнего купола камеры, что связано с некоторой асимметрией положения витков соленоида относительно средней плоскости токамака. Зазор между сепаратрисой и внутренней стенкой на рисунке составляет примерно 2 см. Этого достаточно, чтобы привести к сильному изменению интенсивности излучения линий основных примесей. Действительно, интенсивность излучения линии углерода CIII и кислорода OIII, свечение которых наблюдается в средней плоскости тора детекторами с узким полем зрения, резко падает — примерно в 3–4 раза. Этот эффект является свидетельством того, что плазма перестает взаимодействовать с центральным цилиндром камеры. Отрыв сопровождается небольшим смещением плазмы вниз и увеличением вытянутости в вертикальном направлении.

Заключение

Проведенный цикл работ по реконструкции магнитных измерений показал, что форма внешней магнитной поверхности плазмы может быть восстановлена с использованием небольшого числа магнитных петель при их оптимальном расположении максимально близко к границе плазмы и при составлении адекватной математической модели токонесущих элементов установки. Точность реконструкции остается достаточно высокой даже при дальнейшем уменьшении измерительных датчиков с 21 петли до 18–19, если точность измерения основных сигналов находится в разумных пределах и не опускается ниже 2–3%. Небольшое количество датчиков упрощает задачу автоматического управления формой поперечного сечения плазменного шнура. Особенно это касается такого параметра, как вытянутость плазмы в вертикальном направлении.

Показано, что для контроля радиального положения плазмы с малым аспектным отношением достаточно использовать две простые магнитные петли. Такие петли, а также ток плазмы, измеряемый поясом Роговского, используются в настоящее время для управления радиальным положением шнура по заданной программе. Точность управления особенно велика для магнитных конфигураций, ограниченных диафрагмой. При отрыве границы плазмы от стенки и образовании диверторной магнитной конфигурации разница в значениях радиуса геометрического центра плазмы, определенного по формулам (2), (3) и по результатам анализа данных кодом EFIT, становится несколько больше, но для типичных условий эксперимента Глобус-М оказывается в пределах одного сантиметра.

Существующий массив данных магнитных измерений позволяет вычислять основные геометрические параметры плазмы с помощью кода EFIT в паузе между разрядами токамака. Точность определения геометрических параметров достаточна для надежной идентификации момента отрыва границы плазмы от диафрагмы.

Описанный выше анализ погрешностей измерений указывает также на возможность определения величины тепловой энергии плазмы уже при типичных невысоких значениях температуры и плотности в режиме омического нагрева, если плазма достаточно сильно вытянута в вертикальном направлении. Окончательный вывод, касающийся точности таких измерений при значениях параметра $\beta_p \geq 0.2$, может быть сделан только после тщательного сопоставления данных магнитных измерений с измерениями профилей температуры и концентрации плазмы.

Список литературы

- [1] *Sakharov N.V.* // Plasma Devices and Operations. 2001. Vol. 9. N 1–2. P. 25–38.
- [2] *Gusev V.* // Nuclear Fusion. 2001. Vol. 41. N 7. P. 919.
- [3] *Gusev V.K., Sakharov N.V., Shpeizman V.V.* // Fusion Technology. 1998. Vol. 34.
- [4] *Dvorkin N.N., Kuzmin E.G., Leikin I.N.* // Plasma Devices and Operations. 2001. Vol. 9. N 1–2. P. 83–94.
- [5] *Lao L.* // Nuclear Fusion. 1985. Vol. 25. N 11. P. 1611.
- [6] *Lao L.L.* // Nuclear Fusion. 1985. Vol. 25. N 11. P. 1421.
- [7] *Sakharov N.V., Ananiev A.S., Gusev V.K.* // EPS Conf. on Plasma Phys. and Controlled Fusion. 2002. Vol. 26B. P. 5078.