

УДК 533.9.072

РАВНОВЕСИЯ ПЛАЗМЫ С ВНУТРЕННЕЙ СЕПАРАТРИСОЙ В ТОКАМАКАХ

© 2025 г. Ю. В. Готт^{а,*,**}^аНИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия

* e-mail: nrcki@nrcki.ru

** e-mail: jvgott@gmail.com

Поступила в редакцию 04.07.2024 г.

После доработки 20.12.2024 г.

Принята к публикации 10.01.2025 г.

Рассмотрены некоторые равновесия плазмы с внутренними (токовой и магнитной) сепаратрисами в токамаке. Проведено сравнение расчетных и имеющихся экспериментальных данных для таких равновесий. Показано, что при малом изменении величины внутренней индуктивности плазмы в токамаке возможно качественное изменение равновесной плазменной конфигурации. Отмечено, что для некоторых типов потоковых функций в уравнении Грэда–Шафранова равновесное решение возможно только в том случае, когда плотность плазмы на ее границе не равна нулю. Установлено, что образование естественного полоидального дивертора определяется не только величиной β_p , но и видом потоковых функций уравнения Грэда–Шафранова. Показана возможность существования равновесных конфигураций плазмы с магнитными осями, расположенными одна над другой и возможность существования равновесных плазменных систем со многими магнитными осями.

Ключевые слова: токамак, внутренняя сепаратриса, естественный полоидальный дивертор, равновесие, внутренняя индуктивность

DOI: 10.31857/S0367292125010028, EDN: DWEFSF

1. ВВЕДЕНИЕ

Используя определение [1], сепаратрисой в полоидальном сечении осесимметричного токамака будем считать кривую, разделяющую области с различными свойствами, например, с различным знаком полоидального магнитного потока или плотности тороидального тока. Таким образом, в токамаке может быть как внешняя сепаратриса, окружающая область, занятую плазмой, так и внутренние — магнитная сепаратриса (сепаратриса полоидального магнитного потока) и сепаратриса плотности тороидального тока.

Равновесие, устойчивость и некоторые другие явления в плазме токамака существенным образом зависят от структуры внутренних сепаратрис [2]. Обычно считается, что возможность возникновения в плазме внутренней сепаратрисы при изменении величины β_p была показана В. С. Муховатовым и В. Д. Шафрановым [3], хотя сами они ссылаются на некоторые предшествующие работы [4, 5]. Здесь β_p — отношение газокINETического давления плазмы к давлению полоидального магнитного поля. Утверждается, что сепаратриса входит в объем, занятый плазмой, со стороны силь-

ного поля, когда $\beta_p > 0.5A$, (A — аспектное отношение токамака) и при увеличении β_p сдвигается к оси плазмы. Это утверждение справедливо для плазмы круглого сечения. Увеличение вытянутости плазмы увеличивает граничное значение β_p (в теории). Следует отметить, что обычно в плазму сначала входит токовая сепаратриса, а при $\beta_p > A$ — магнитная [4], и образуется так называемый естественный полоидальный дивертор [6]. Ниже мы покажем, что указанные утверждения относительно величины β_p не являются абсолютными, а относятся лишь к некоторым типам равновесия.

В настоящей работе рассматриваются различные равновесные конфигурации плазмы с внутренними сепаратрисами и проводится сравнение с имеющимися экспериментальными данными. На всех рисунках геометрическая ось симметрии токамака расположена слева от демонстрируемого сечения.

Все рассмотренные равновесия получены путем решения уравнения Грэда–Шафранова (ГШ) посредством кода TOREQ для плазмы с фиксированной границей [7].

В работе не рассматриваются равновесия, при которых плотность тока в центре плазменного шнура близка к нулю или ток течет в противоположном к току в остальной части шнура направлении [8–10]. Устойчивость и возможность практической реализации описанных конфигураций в работе не рассматривается.

2. МОДЕЛЬ

Равновесие плазмы в магнитном поле описывается решениями уравнения Грэда–Шафранова (ГШ), безразмерное “каноническое” представление которого в декартовых координатах имеет вид

$$\Delta^* \psi = \lambda (h^2 \beta_0 A(\psi) + (1 - \beta_0) B(\psi)), \quad (1)$$

$$\Delta^* \psi = h \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{h} \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2}. \quad (2)$$

Здесь ψ — функция потока полоидального магнитного поля, рассчитанного на один радиан, $h = 1 + x/A$, $A = R_0/a$ — аспектное отношение, R_0 и a — большой и малый радиусы токамака, λ — параметр, связанный с внутренней индуктивностью плазмы l_i , $A(\psi)$ и $B(\psi)$ — произвольные потоковые функции, задание которых определяет структуру равновесной конфигурации, β_p параметр, который наряду с λ , R_0 и другими, входящими в функции $A(\psi)$ и $B(\psi)$ параметрами, определяет величину полного тороидального тока и коэффициента внутренней индуктивности плазмы. В работе [11] показано, что $\beta_0 \approx \beta_p$. В (1) и (2) все величины с размерностью длины нормированы на малый радиус токамака, $x = (R - R_0)/a$, $y = Z/a$, где R и Z — размерные цилиндрические координаты, “привязанные” к геометрическому центру токамака (прямая $R = 0$ — геометрическая ось токамака, а плоскость $Z = 0$ — плоскость его симметрии).

Уравнение ГШ решается при следующих граничных условиях: $\psi = 0$ на границе плазмы и $\psi = \psi_{\max}$ (максимальное значение) на ее магнитной оси.

Граничная поверхность выбирается симметричной в виде [12]

$$y = \pm \frac{K \cdot (1 - \delta^2)^{0.2}}{(1 + \delta \cdot x)^{0.7}} \sqrt{1 - x^2}, \quad (3)$$

где $K = \max |y|$ — вытянутость, а δ — треугольность (величина x/a , соответствующая местоположению точки $|y(x/a)| = K$) плазменного шнура. Формула (3) справедлива для $-0.85 \leq \delta \leq 0.85$. Эта формула является приближенной, так что если при расчетах нужно точно выдерживать значения вытянутости и треугольности, то необходимо подбирать входящие в формулу величины K и δ .

3. ТОКОВАЯ СЕПАРАТРИСА

Полоидальное сечение токамака с линиями постоянного уровня полоидального потока, получен-

ного при решении уравнения ГШ(1) с потоковыми функциями вида

$$\begin{aligned} A(\psi) &= e^\psi - 1, \\ B(\psi) &= e^{0.8\psi} - 1, \end{aligned} \quad (4)$$

представлено на рис. 1. Расчеты выполнены для плазмы с вытянутостью 2, треугольностью 0.5, аспектным отношением 1.5 и $\lambda = 0.8$. Внутренняя индуктивность при этом равна 1.751. Из рисунка видно, что в полоидальной плоскости кривые $\psi = \text{const}$, отвечающие постоянной величине полоидального потока, являются замкнутыми линиями, расположенными вокруг оси плазменного шнура. В рассматриваемом случае $\psi > 0$ всюду.

На рис. 2 представлены кривые равного значения нормированной плотности тороидального тока. Линия, соответствующая $j = 0$, является токовой сепаратрисой. Для наглядности кривые на рис. 1 и 2 вычислены для $\beta_p = 6$.

На рис. 3 изображены распределения относительных величин магнитного потока ψ , плотности тороидального тока j и давления плазмы p по радиусу в экваториальной плоскости. Из рисунка видно, что давление плазмы больше нуля во всем плазменном шнуре, а плотность тока в области между сепаратрисой и границей плазмы со стороны сильного магнитного поля отрицательна. В остальной части плазменного шнура плотность тока положи-

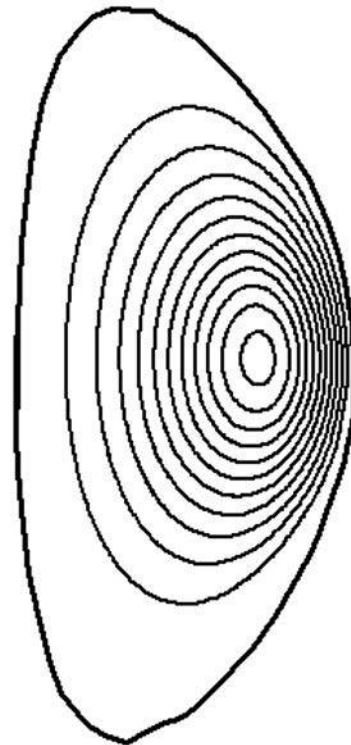


Рис. 1. Равновесное распределение полоидального магнитного потока, для плазмы в токамаке с вытянутостью 2, треугольностью 0.5, аспектным отношением 1.5 с $\lambda = 0.8$, $\beta_p = 6$. Внутренняя индуктивность при этом равна 1.751.

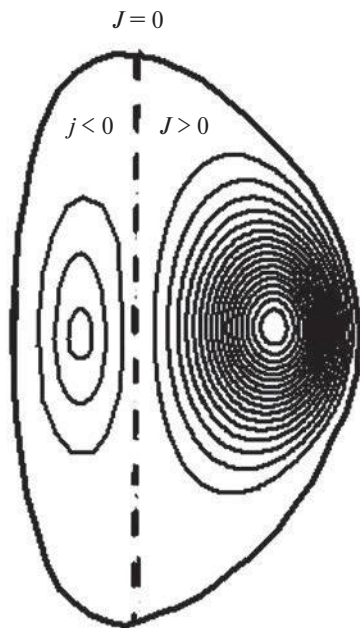


Рис. 2. Кривые равного значения нормированной плотности тороидального тока для плазмы токамака с параметрами, перечисленными на рис. 1. Линия, соответствующая $j = 0$, является токовой сепаратрисой.

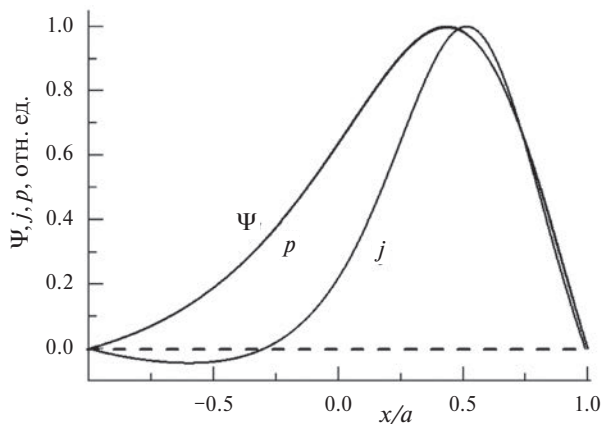


Рис. 3. Распределение относительных величин магнитного потока Ψ , плотности тороидального тока j и давления плазмы p по радиусу в экваториальной плоскости токамака.

тельна. Видно также, что относительные распределения магнитного потока и давления плазмы совпадают. Из рис. 2 и 3 следует, что величина тока, текущего в положительном направлении, намного превосходит величину тока, текущего в отрицательном.

Расчеты показывают, что для указанных функций $A(\psi)$ и $B(\psi)$, аспектных отношений $A = 1.5$ и $A = 3$, плазмы с круглым и D -образным сечением ($K = 2$, $\delta = 0.5$) токовая сепаратриса входит в объем, занятый плазмой, при одном значении $\beta_p \approx 0.8A$. Аналогичные результаты получены, например, в работе [13].

Рассматриваемая токовая сепаратриса существует в плазме с одной магнитной осью. Эксперименты, проведенные на установке TFTR (США)

при $\beta_p \approx 6$ [19], показали, что при этом токовая сепаратриса доходит до $1/3$ малого радиуса.

Следует отметить, что при выбранных значениях параметров и потоковых функциях $A(\psi)$ и $B(\psi)$ магнитная сепаратриса в плазму не входит.

4. РАВНОВЕСИЕ ДЛЯ СЛУЧАЯ, КОГДА ВЕЛИЧИНА ПОЛНОГО ТОРОИДАЛЬНОГО ТОКА БЛИЗКА К НУЛЮ

В токамаке возможны равновесные конфигурации, при которых величина полного тороидального тока близка к нулю. Такая ситуация возникает тогда, когда в плазме образуются два токовых шнура, токи в которых примерно одинаковой величины, текут в противоположных направлениях [14–18, 20].

Рассмотрим равновесные распределения для плазмы круглого сечения и для

$$A(\psi) = 1, \quad B(\psi) = 2 + 10\psi, \quad B_p = 0.01. \quad (5)$$

Давление плазмы равно

$$p(\psi) = \int A(\psi) d\psi - p_b = \psi - p_b, \quad (6)$$

где

$$p_b = -\min(\psi) \quad (7)$$

Если $p_b = 0$, то давление плазмы на границе равно нулю [17, 18].

На рис. 4 представлены линии постоянного полоидального магнитного потока, рассчитанного для равновесия с $\beta_p = 0.01$ и $\lambda = 1.541$ ($l_i = 1.1840$). Из рисунка видно, что линии $\psi = \text{const}$ располагаются симметрично относительно вертикальной пунктирной прямой, являющейся магнитной сепаратрисой. Со стороны сильного поля $\psi > 0$, а со стороны слабого — $\psi < 0$.

Типичное распределение изокривых плотности тока в полоидальной плоскости для этого равновесия представлено на рис. 5. Аналогично вели-

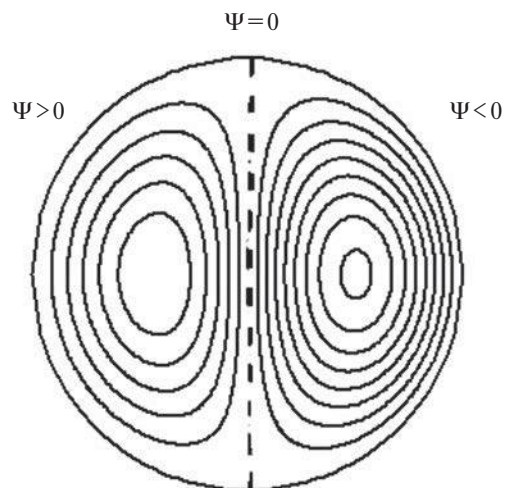


Рис. 4. Равновесное распределение полоидального магнитного потока, рассчитанного для $\beta_p = 0.01$ и $\lambda = 1.541$ ($l_i = 1.1840$).

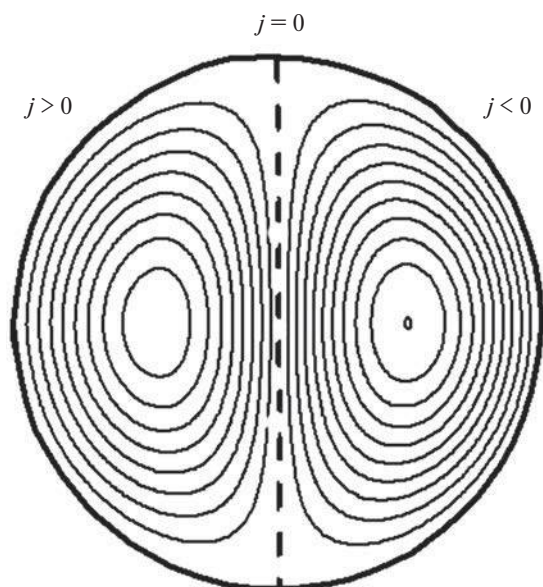


Рис. 5. Распределение изокривых плотности тока в полой плоскости для равновесия плазмы с параметрами, представленными на рис. 4.

чине ψ плотность тороидального тока положительна со стороны сильного магнитного поля и отрицательна со стороны слабого. Если изменить величину λ до 1.542 ($l_i = 1.1875$), то знаки ψ и j изменятся на противоположные.

На рис. 6 изображены распределения плотности тороидального тока и давления плазмы по радиусу в экваториальной плоскости. Кривые 1 соответствуют $l_i = 1.1840$, а кривые 2 — $l_i = 1.1875$. Видно, что незначительное изменение коэффициента внутренней индуктивности l_i приводит к скачкообразному изменению равновесного распределения параметров плазмы.

Для функций $A(\psi)$ и $B(\psi)$, выбранных в виде [5], равновесные распределения существуют только в том случае, когда давление на границе плазмы отлично от нуля.

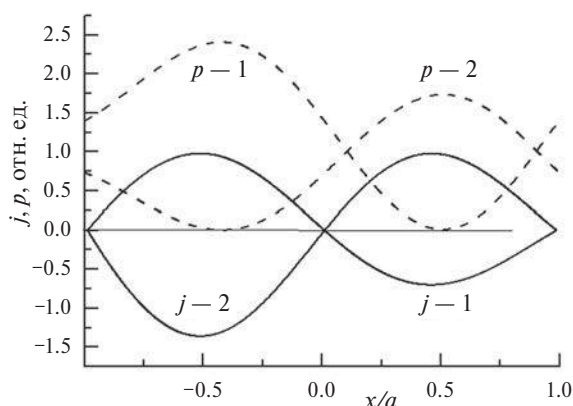


Рис. 6. Распределения плотности тороидального тока и давления плазмы по радиусу в экваториальной плоскости токамака. Кривые 1 соответствуют $l_i = 1.1840$, а кривые 2 — $l_i = 1.1875$.

Рассмотрим другой вид функций $A(\psi)$ и $B(\psi)$ в уравнении ГШ

$$A(\psi) = \psi, \quad B(\psi) = 2 + 10\psi, \quad B_p = 0.01. \quad (8)$$

Давление плазмы в этом случае равно $p(\psi) = 0.5\psi^2 - p_b$. Для данных функций равновесное решение существует и при давлении на границе, равном нулю ($p_b = 0$).

Качественно равновесные решения в этом случае совпадают с равновесными решениями, изображенными на рис. 4, 5. Так же, как и в предыдущем случае, переход от одного решения к другому происходит при весьма незначительном изменении индуктивности от $l_i = 1.1875$ ($\lambda = 1.539$) к $l_i = 1.1864$ ($\lambda = 1.540$).

На рис. 7 изображены те же зависимости, что и на рис. 6, но, в отличие от предыдущего случая, при изменении равновесного распределения давление плазмы не изменяется.

Расчеты равновесного распределения полоидального магнитного потока, описывающего экспериментальные данные, полученные на установке НТ-7 (Китай), приведены на рис. 8 [15]. Сплошная линия на рисунке представляет давление плазмы в экваториальной плоскости, пунктирная — плотность тока. Видно, что зависимость плотности тока совпадает с аналогичной зависимостью рис. 5, а “экспериментальное” давление совпадает с давлением, соответствующим $p_b \neq 0$.

На рис. 9 представлен экспериментальный профиль плотности плазмы n в этой установке НТ-7 и расчетные значения давления плазмы p и плотности тока j , соответствующие данным рис. 8. Видно, что в этом случае радиальная зависимость давления качественно совпадает с зависимостью плотности плазмы n . Из рис. 8 и 9 следует, что в этом случае токовая и магнитная сепаратрисы проходят через центр плазменного шнура.

Приведенные данные на рис. 4–9 показывают, что для выбранных параметров и потоковых функций в плазме существуют две магнитные оси.

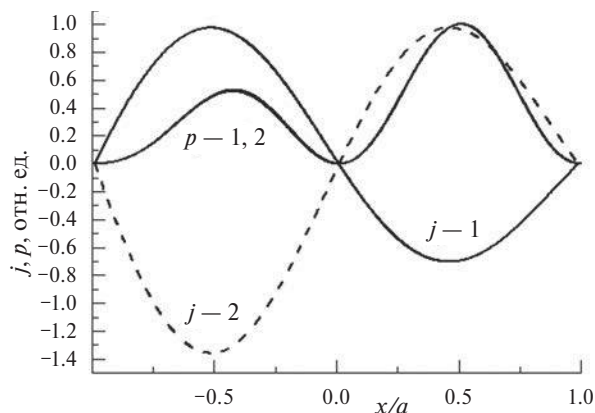


Рис. 7. Изображены те же зависимости, что и на рис. 6, но, в отличие от предыдущего случая, при изменении равновесного распределения давление плазмы не изменяется.

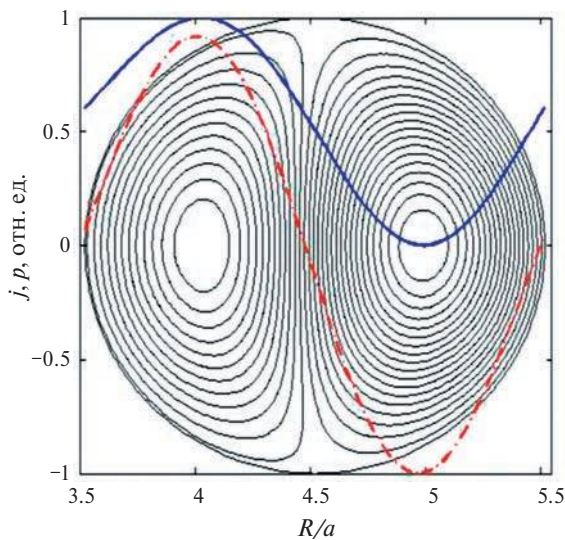


Рис. 8. Равновесное распределение полоидального магнитного потока, описывающего экспериментальные данные [15]. Сплошная линия на рисунке — давление, пунктирная — плотность тока.

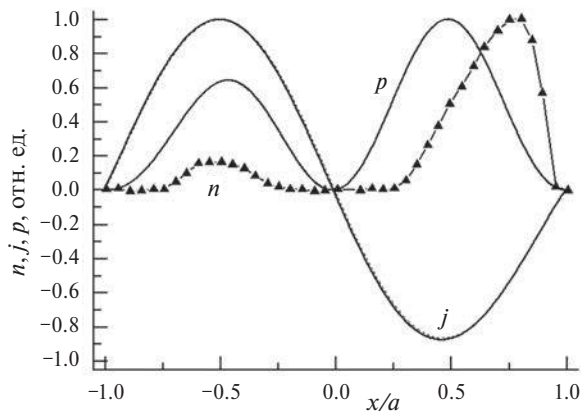


Рис. 9. Экспериментальное значение плотности плазмы n и расчетные значения давления плазмы и плотности тороидального тока, соответствующие данным, представленным на рис. 8.

Как видно из рис. 10, в рассматриваемых случаях ($B_p = 0.01 \ll A$) существует магнитная сепаратриса, отмеченная на рисунке вертикальной пунктирной линией. Этот результат противоречит теоретическим выводам о том, что магнитная сепаратриса входит в плазму со стороны сильного магнитного поля лишь при $\beta_p > A$ [3, 4].

Таким образом, появление внутренней магнитной сепаратрисы определяется не только величиной β_p , но и видом потоковых функций $A(\psi)$ и $B(\psi)$, задающих профили давления и тока.

5. ПОЛОИДАЛЬНЫЙ ДИВЕРТОР

В литературе [3, 4] указывается, что если $\beta_p \geq A$, то в плазме формируется магнитная сепаратриса, и при этом может возникать вторая магнитная ось. При увеличении β_p сепаратриса передвигается к центру плазмы. Экспериментально формирова-

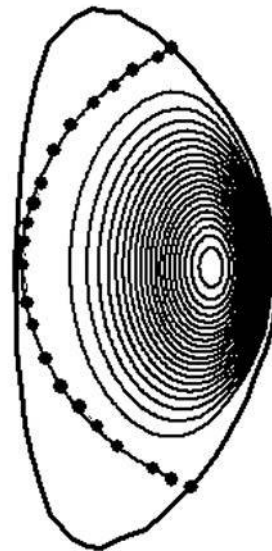


Рис. 10. Изолинии полоидального потока в плазме токамака для $\beta_p = 4.9$. Магнитная сепаратриса отмечена точками.

ние магнитной сепаратрисы наблюдалось на установках TFTR (США) [19] и QUEST (Япония) [6].

В дальнейшем, если это особо не отмечено, будем рассматривать плазму круглого или D-образного сечения с $K = 2$, $\delta = 0.5$.

На рис. 10 приведены изолинии полоидального потока для

$$A(\psi) = \psi - 1, \quad B(\psi) = 10 + \psi, \quad \beta_p = 4.9. \quad (9)$$

Из рисунка видно, что при этой величине β_p магнитная сепаратриса (отмечена точками) уже вошла в плазму. При увеличении β_p сепаратриса передвигается к центру плазмы, и в установке возникает вторая магнитная ось. На рис. 11 изображены изо-

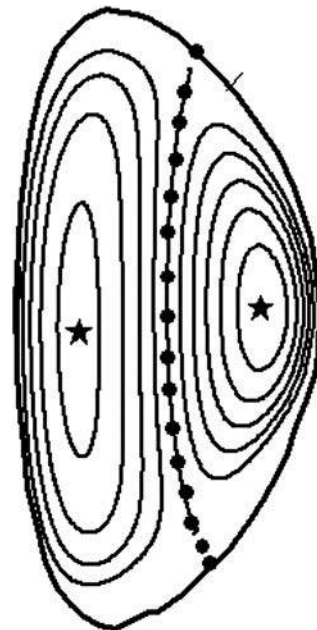


Рис. 11. Изолинии полоидального потока для плазмы с $\beta_p = 6$. Точками отмечена сепаратриса, а звездочками — положения магнитных осей.

линии полоидального потока для плазмы с $\beta_p = 6$. На этом рисунке точками отмечена сепаратриса, а звездочками — положения магнитных осей.

Дивертор определяется существованием в магнитной конфигурации X-точки, в которой величина полоидального магнитного поля равна нулю. В рассматриваемом случае симметрии “верх-низ” эта точка обычно располагается в полоидальном сечении со стороны сильного магнитного поля, при этом известны и противоположные случаи (см., например, [20]). Для нахождения X-точки нужно решать уравнение для плазмы со свободной границей с учетом внешних магнитных полей. В этом случае слева от границы плазмы появляется X-точка [3, 6, 19], и образуется конфигурация полоидального дивертора.

Качественно такая диверторная конфигурация изображена на рис. 12 [21]. Сплошные линии описывают изолинии полоидального магнитного потока для

$$A(\psi) = e^\psi, \quad B(\psi) = 0.9e^{0.3\psi}. \quad (10)$$

Расчеты равновесия для зависимостей (10) выполнены при $\psi_p = 6$, $\lambda = 0.2$ ($l_i = 0.774$).

Вертикальная пунктирная линия отмечает положение магнитной сепаратрисы. На рис. 13 приведено распределение плотности тороидального тока в экваториальной плоскости. Кривая 1 — результаты расчета в настоящей работе, кривая 2 — данные работы [21]. В [21] такое распределение называется “квазипостоянным”. Из рисунка видно, что распределение плотностей обоих токов качественно совпадают друг с другом. В [19] отмечается, что при входе в плазму магнитной сепаратрисы, т. е. при образовании естественного полоидального дивертора, плазма “сплющивается”, т. е. считается, что в области левее сепаратрисы горячая плазма отсутствует.

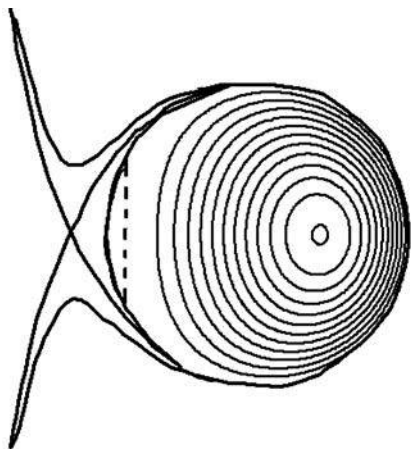


Рис. 12. Качественное изображение диверторной конфигурации [21]. Сплошные кривые — изолинии равновесного полоидального потока из [21]. Пунктирная линия — магнитная сепаратриса.

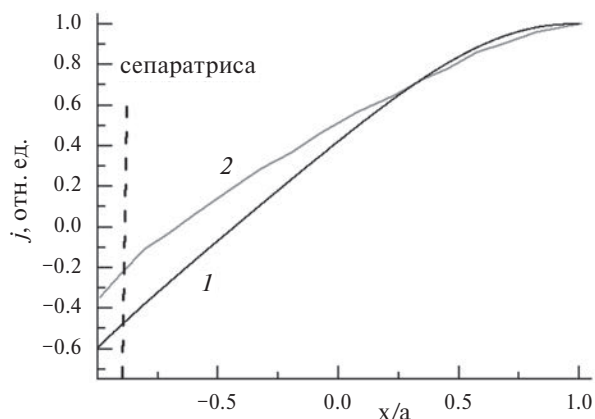


Рис. 13. Распределение плотности тороидального тока в экваториальной плоскости. Кривая 1 — результаты расчета в настоящей работе, кривая 2 — данные работы [21].

6. НЕКОТОРЫЕ ДРУГИЕ РАВНОВЕСИЯ

Выше были рассмотрены равновесия с двумя магнитными осями, расположенными в плоскости симметрии токамака $y = 0$.

Здесь же рассмотрим конфигурацию с двумя магнитными осями, расположенными симметрично относительно этой плоскости.

Выберем в уравнении ГШ

$$A(\psi) = B(\psi) = \sqrt{1 + \psi} - 1. \quad (11)$$

Расчеты проводились для $A = 3$, $K^+ = 3$, $K^- = -3.3$, $\delta = 0$, $\lambda = 9$. Здесь знаки плюс и минус обозначают верхнюю и нижнюю половины тора.

Равновесное решение для функций вида (11) и значений $\beta_p = 0.585$ ($l_i = 1.0467$) показано на рис. 14. Из рисунка видно, что изолинии тороидального магнитного потока ψ расположены симметрично относительно магнитной сепаратрисы, обозначенной на рисунке горизонтальной пунктирной линией. В верхней части плазменного шнура ψ и j положительны, а в нижней — отрицательны. При этом незначительное изменение β_p



Рис. 14. Изолинии полоидального магнитного потока в плазме с вертикальным расположением магнитных осей.

до 0.586 ($I_i = 1.0511$) приводит к изменениям знака полоидального потока и плотности тока на противоположный в обеих частях плазмы.

В токамаке возможны также равновесия с другим количеством магнитных осей. В качестве примера выберем потоковые функции в виде (9). Тогда для $A = 3$, $K = 2$, $\delta = 0.5$, $\beta_p = 6$, $\lambda = 25$ ($I_i = 2.113$) равновесная магнитная конфигурация имеет 6 магнитных осей (рис. 15).

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассчитаны некоторые равновесные конфигурации симметричных “верх-низ” токамаков с внутренними сепаратрисами тороидального тока и полоидального магнитного потока, проведено сравнение расчетных и имеющихся экспериментальных данных.

Показано, что в токамаке возможны качественно различающиеся равновесия плазмы, которые переходят друг в друга при весьма малом изменении величины внутренней индуктивности.

Установлено, что для некоторых типов потоковых функций в уравнении Грэда–Шафранова, определяющих профили давления и тока в плазме, и типовой формы границы равновесное решение существует только в том случае, когда плотность плазмы на ее границе не равна нулю.

В результате выполненных расчетов продемонстрировано, что появление магнитной сепаратрисы в плазме определяется не только величиной относительного давления полоидального магнитного поля β_p , но и самим видом потоковых функций $A(\psi)$ и $B(\psi)$ в уравнении Грэда–Шафранова.

Показана возможность существования равновесных конфигураций с магнитными осями, расположенными одна над другой, а также конфигураций со многими магнитными осями.

Возможность практической реализации рассмотренных конфигураций, равно как и вопросы устойчивости плазмы, а также их преимущества и недостатки требуют специального рассмотрения.

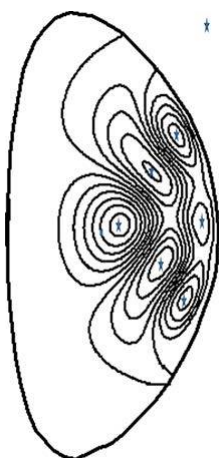


Рис. 15. Распределение изолиний магнитного потока в плазме с 5-ю магнитными осями.

Данная работа выполнена в рамках государственного задания НИЦ “Курчатовский институт”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сепаратриса. Математическая энциклопедия. / Под ред. И.М. Виноградова. М.: Советская энциклопедия, 1984. Т. 4.
2. Suzuki Y., Yamada H., Nakajima N., Watanabe K., Nakamura Y., Hayashi T. // Nucl. Fusion. 2006. V. 46. P. 123.
[https://doi.org/10.1088/0029-5515\[46/1/014](https://doi.org/10.1088/0029-5515[46/1/014)
3. Mukhovatov V.S., Shafranov V.D. // Nuclear Fusion. 1971. V. 11. P. 605.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/11/6/005>
4. Callen J.D., Dory R.A. // Physics of Fluids. 1971. V. 15. P. 1523.
<https://doi.org/10.1063/1.1694118>
5. Strauss H.R. // Phys. Rev. Letters. 1971. V. 26. P. 616.
6. Mishra K., Zuchi H., Idei H., Tashima S., Banerjee S., Yasegawa M., Hanada K., Nakamura K., Fujisawa A., Nagashima Y., Matsuoka K., Kuzmin A., Onchi T., and QUEST Team // Plasma and Fusion Research: Regular Articles. 2014. V. 9. 3402093.
<https://doi.org/10.1585/pfr.9.3402093>
7. Гомм Ю.В. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. 2024. Т. 47. В. 3. С. 47.
<https://doi.org/10.2151/0202=3822-2024-47-3-108-116>
8. Takizuka T. // J. Plasma Fusion Res. 2002. V. 78. P. 1282.
9. Martynov A.A., Medvedev S.Yu., Villard L. // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91. P. 085004.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.91.085004>
10. Rodrigues P., Bizarro P.S. // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99. P. 125001.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.99.125001>
11. Гомм Ю.В., Лукаш В.Э. // Письма в ЖТФ. 2024. Т. 50. С. 20.
<https://doi.org/0.61011/PJTf.2024.07.57464.19809>
12. Gott Yu.V., Yurchenko E.I. // Proc. 25 IAEA Fusion Energy Conference, October 13–18 2014, St. Petersburg. Russian Federation. TH/P3-23.
13. Peng Y.K.M., Dory R.A., Nelson D.B., Sayer R.O. // Physics of Fluids. 1978. V. 21. P. 467.
<https://doi.org/10.1063/1.862246>
14. Yu J., Wang S., Li J. // Phys. Plasmas. 2006. V. 13. P. 054501.
<https://doi.org/10.1063/1.2201890>
15. Li J., Luo J., Wang S., Fu P., Shen B., Liu F., Wan B., Shan J., Xu G., Huang J., Yu J., Hu J., Yuan Q., Hu Y., and HT-7 Team // Nucl. Fusion. 2007. V. 47. P. 1071.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/47/9/001>

16. *Hu Y.* // Phys. Plasmas. 2008. V. 15. P. 022505.
<https://doi.org/10.1063/1.2839032>
17. *Medvedev S.Yu., Hu Y., Martynov A.A., Villard L.* // 36th EPS Conference on Plasma Phys. Sofia, June 29 – July 3, 2009 ECA V. 33. P-1.130 (2009).
18. *DeLucia J., Jardin S.C., Tadd A.M.M.* // Journal of Computational Physics. 1980. V. 37. P. 183.
[https://doi.org/10.1016/0021-9991\(80\)90020-0](https://doi.org/10.1016/0021-9991(80)90020-0)
19. *Sabbagh S.A., Gross R.A., Mauel M.E., Navratil G.A., Bell M.G., Bell R., Bitter M., Bretz N.L., Budny R.V., Bush C.E., Chance M.S., Efthimion P.C., Fredrickson F.D., Hatcher Ft., Hawryluk R.J., Hirshman S.P., Janos A.C., Jar-*
din S.C., Jassby D.L., Manickam J., McCune D.C., McGuire K.M., Medley S.S., Mueller D., Nagayama Y., Owens D.K., Okabayashi M., Park H.K., Ramsey A.T., Stratton B.C., Synakowski E.J., Taylor G., Wieland R.M., Zarnstorff M.C., Kesner J., Marmor E.S., Terry J.L. // Phys. Fluids B. 3 (8), 2277 (1991).
<https://doi.org/10.1063/1.859647>
20. *Ильгисонис В.И., Сковорода А.А., Сорокина Е.А.* // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2016. Т. 39. Вып. 1. С. 22.
21. *Shi B.* // Physics of Plasmas. 2005. V. 12. P. 122504.
<https://doi.org/10.1063/1.2140227>

PLASMA EQUILIBRIUM WITH INNER SEPARATRIX IN TOKAMAKS

Yu. V. Gott^{*,**}

^a National Research Centre “Kurchatov Institute”, Moscow, 123098 Russia

^{*}e-mail: nrcki@nrcki.ru

^{**}e-mail: jvgott@gmail.com

Several plasma equilibria with inner (current and magnetic) separatrices in a tokamak have been considered. Calculated and available experimental data for such equilibria have been compared. It is shown that a qualitative change in the equilibrium plasma configuration is possible at a small change in the inner plasma inductance in a tokamak. It is noted that an equilibrium solution is possible for some types of flux functions in the Grad–Shafranov equation, only if the plasma density at its boundary is nonzero. It is established that the formation of a natural poloidal divertor is determined not only by the value but also by the type of flux functions of the Grad–Shafranov equation. The possibility of the existence of equilibrium plasma configurations with magnetic axes located one above the other and the possibility of the existence of equilibrium plasma systems with many magnetic axes are shown.

Keywords: tokamak, inner separatrix, natural poloidal divertor, equilibrium, inner inductance