

ХФТИ 87-22

Ордена Ленина и ордена Октябрьской Революции
Харьковский физико-технический
институт АН УССР

*Ю.В.Гутарев, Ю.К.Кузнецов, В.К.Пашнев,
Н.П.Пономаренко*

ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ
В ТОРСАТРОНЕ "УРАГАН 3"
С ПОМОЩЬЮ ВНЕШНИХ МАГНИТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Препринт

Москва-ЦНИИАтоминформ-1987

УДК 533.952

ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ В ТОРСАТРОНЕ "УРАГАН-3" С ПОМОЩЬЮ ВНЕШНИХ МАГНИТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ: Препринт ХФТИ 87-22 / Д.В.Гутарев, Д.К.Кузнецов, В.К.Пашнев, Н.П.Пономаренко. - Харьков: ХФТИ АН УССР, 1987. - 10 с.

Рассмотрена методика определения параметров равновесной плазменной конфигурации в стеллараторе с помощью внешних магнитных измерений. Выполняются измерения диамагнитного сигнала, полного тока в плазме и усредненных по большому азимуту потоков поперечного поля плазменных токов. Для анализа результатов измерений используется теоретическая модель равновесия плазмы в стеллараторе, основанная на системе усредненных МГД-уравнений. Данная методика используется в эксперименте на торсатроне "Ураган-3". Обсуждаются вопросы размещения и калибровки датчиков с целью учета влияния металлического окружения.

Рис. 3, список лит. - 15 назв.

© Центральный научно-исследовательский институт информации и технико-экономических исследований по атомной науке и технике (ЦНИИатоминформ), 1987.

Магнитные измерения относятся к числу наиболее эффективных бесконтактных методов диагностики плазмы в тороидальных установках типа токамак и стелларатор. Датчики и схема измерений в этом методе относительно просты. Основные затруднения в эксперименте могут быть связаны с размещением измерительных обмоток вблизи плазмы, а также с помехами, обусловленными влиянием металлического окружения и нестационарностью токов в обмотках магнитного поля.

Внешнее магнитное поле представляет собой интегральное отображение токов в плазменном объеме. Поэтому восстановление этих токов из внешних магнитных измерений относится к числу обратных неустойчивых задач диагностики плазмы. Для их решения необходимо использовать дополнительную априорную или экспериментальную информацию. Одним из наиболее полезных, с этой точки зрения, является условие равновесия плазмы, позволяющее определить из магнитных измерений среднее по сечению газокинетическое давление плазмы. Дополнительные ограничения на класс возможных равновесий, накладываемые из физических соображений или на основании экспериментальных данных, позволяют получать информацию и о распределении давления.

Указанный подход к задаче магнитной диагностики плазмы используется в настоящее время на токамаках (например, [1,2]). Магнитные измерения в стеллараторе имеют существенные особенности по сравнению с токамаком. Трехмерность плазменной конфигурации затрудняет полные измерения магнитного поля и их трактовку. Значительно более простым является метод магнитной диагностики плазмы в стеллараторе, основанный на измерениях усредненных по большому азимуту потоков полоидального поля. Таким измерениям соответствует упрощенная двумерная модель равновесия плазмы в стеллараторе [3], основанная на усреднении уравнений равновесия. В таком упрощенном виде методика магнитных измерений вполне аналогична применяемой на токамаках.

В настоящей работе описаны методика магнитных измерений в стеллараторе и конкретные вопросы ее применения в экспериментах на торчатроне "Ураган-3". Некоторые результаты измерений были представлены в работе [4]. Отметим также, что используемая методика в ее упрощенном варианте аналогична применявшейся нами ранее в экспериментах на установке "Ураган-2" [5, 6].

Рассмотрим расчетные соотношения, связывающие внешние магнитные измерения с параметрами равновесной плазменной конфигурации стелларатора.

Используем в дальнейшем цилиндрическую систему координат (R, z, φ) , где R - расстояние от главной оси тора, и квазитороидальную систему координат z, ν, φ , связанную с кольцевой осью тора $R = R_0$: $R = R_0 + z \cdot \cos \nu$, $z = z \cdot \sin \nu$.

Система усредненных МГД-уравнений, описывающих равновесие плазмы в стеллараторе, имеет вид [3]:

$$\nabla \rho = \vec{j} \times \vec{B} + \vec{B} \times [\vec{B} \times \nabla \lambda]; \quad (1)$$

$$\text{rot}(\vec{B} - \vec{B}^*) = \vec{j}; \quad (2)$$

$$\text{div} \vec{B} = 0. \quad (3)$$

В уравнениях (1)-(3) и в дальнейшем для удобства опускаем знак усреднения всех величин по φ . Магнитное поле

$$\vec{B} = \vec{B}_e + \vec{B}_p + \vec{B}^* \quad (4)$$

включает внешнее поле \vec{B}_e , поле плазменных токов \vec{B}_p и поле \vec{B}^* , обусловленное усреднением квадратов величин осциллирующей по φ составляющей магнитного поля $\vec{B} = \vec{e}_1 \tilde{B}_1 + \vec{e}_2 \tilde{B}_2 + \vec{e}_3 \tilde{B}_3$ ($\vec{e}_3 = \vec{e}_\varphi$):

$$\vec{B}^* = \frac{1}{R} \cdot \nabla \psi^* \cdot \vec{e}_\varphi + \frac{F^*}{R} \cdot \vec{e}_\varphi; \quad (5)$$

$$\psi^* = -\frac{R^3}{F} \langle \tilde{B}_2 \cdot \int \tilde{B}_1 \cdot d\varphi \rangle; \quad (6)$$

$$F^* = -\frac{k^2}{F} \langle (\tilde{B})^2 \rangle. \quad (7)$$

Угловые скобки означают процедуру усреднения:

$$\langle A \rangle = \frac{1}{2\pi} \int A d\varphi; \quad \langle \vec{B} \rangle = 0; \quad F = R(B_\varphi - B_\varphi^*); \quad F^* = R \cdot B_\varphi^*.$$

Параметр λ определяется выражением

$$\lambda = -\frac{1}{F} \cdot \frac{\vec{j} \cdot \vec{B}}{B^2} \cdot \psi^* \quad (8)$$

Из (1) может быть получено скалярное уравнение равновесия плазмы в стеллараторе [7, 8, 15], аналогичное уравнению Грэда-Шафранова для токамака:

$$\Delta^*(\psi - \psi^*) = R^2 \cdot \text{div}[\bar{R}^2 \cdot \nabla(\psi - \psi^*)] = -R j_\psi = -R^2 \frac{d\rho}{d\psi} - [F_{eff} + F^*] \frac{dF_{eff}}{d\psi}, \quad (9)$$

где $\psi = \psi_e + \psi_p + \psi^*$; $2\pi\psi$ — полный полоидальный поток магнитного поля и $2\pi \cdot F_{eff}$ — полный эффективный полоидальный ток через кольцевой контур, охватывающий главную ось тора; $F_{eff} = F(1 + \lambda)$.

Используя величины, усредненные на магнитной поверхности, например:

$$\bar{j}_\psi = \frac{d}{ds} \iint_{\psi} j_\psi ds, \quad (10)$$

где $S = \iint ds$ — площадь сечения $\psi = const$ усредненной магнитной поверхности ψ , можно представить уравнение равновесия в другом виде [8]:

$$\Delta^*(\psi - \psi^*) = -\frac{d\rho}{d\psi} \left\{ R^2 \left[\frac{\bar{R}}{(R^{-1})} + \frac{\bar{R}}{(R^{-1})} \left[\frac{B_\psi^*}{R_o B_o (R^{-1})} - \frac{R B_\psi^*}{R_o B_o} \right] \right\} \frac{j(\psi)}{(R^{-1})}. \quad (11)$$

Такое представление уравнения равновесия удобно тем, что в нем разделяются полный на магнитной поверхности ток $j(\psi)$ и дипольный ток Пфирша-Шлоттера.

При выводе усредненных уравнений равновесия авторы работы [3] учитывали члены $\sim \varepsilon^2 = \left(\frac{B}{B_\psi}\right)^2$. Малым параметром считалось также отношение B_p/B_ψ . Величина тороидальности не ограничивалась. Так называемое стеллараторное разложение [9] является приближенным представлением уравнения (9).

Решив уравнения (9) или (11), можно определить полоидальный и тороидальный (диамагнитный) потоки поля \bar{B}_p вне плазмы, которые могут быть измерены с помощью соответствующих обмоток. Точные решения могут быть найдены численными методами. Методы, разработанные для токамака, применимы и в данном случае без каких-либо существенных изменений. Для рассматриваемой задачи магнитной диагностики плазмы удобным, в частности, является интегральный метод решения уравнения [10], применяемый для этой цели в случае токамака [1]. При вычислении магнитного поля, создаваемого винтовой обмоткой, целесообразно использовать его представление в виде ограниченного числа членов разложения в ряд по тороидальным гармоникам [11, 12]. Отметим также, что условие малости B_p позволяет пренебречь осциллирующей составляющей этого поля и ограничиться при вычислении \bar{B} вакуумным полем.

Для получения приближенных аналитических решений используем разложение по малым параметрам. Полагаем, что выполнены условия:

$\delta_0 \ll 1; \beta_0 \delta_0^{-1} t_a^{-2} \ll 1; B_1/B_0 \ll \delta_0 t_a,$ (I2)
 где $\delta_0 = a/R_0$, a -малый радиус плазмы; $\beta_0 = 2^2 P(0)/B_0$, t_a - вращательное преобразование на границе плазмы; B_1 - дополнительное корректирующее поперечное поле. Учитываем также возможность существования продольного тока $I_p = \iint j_\varphi dS$. С учетом принятых ограничений усредненные вакуумные магнитные поверхности можно считать концентрическими окружностями ($\psi_v \approx \psi^*(z)$) и использовать соотношения:

$$B_\varphi^* = \frac{1}{R_0} \cdot \frac{d\psi^*}{dz} = -\frac{z}{R_0} t_h(z) \cdot B_0; \quad (I3)$$

$$B_\varphi^* = -\frac{2m}{R_0^2} \cdot \psi^*; \quad (I4)$$

$$\lambda = -\frac{j_\varphi}{R_0 \cdot B_0^2} \cdot \psi^*, \quad (I5)$$

где m - число периодов стеллараторного поля.

Получаемые в результате из (9) и (II) выражения для продольного потока через круглую диамагнитную петлю $\Phi_p = \Phi_0 + o(\beta_0^2, \delta_0^2)$ и полоидального потока $\psi_p = \psi_{p_0}(z_0) + \psi_{p_1}(z_0) \cos \vartheta + o(\beta_0^2, \delta_0^2)$ вне плазмы ($z_0 > a$) имеют вид:

$$\Phi_{p_0} = -S_0 \frac{\bar{P}}{B_0} + \frac{S_0}{2} \cdot \frac{B_a^2}{B_0} + \frac{\pi}{R_0} \int_0^a j_{\varphi_0}(z) \left[z^3 t_h(z) + 2z \int_0^z t_h(\rho) d\rho \right] dz; \quad (I6)$$

$$\psi_{p_1}(z_0) = z_0 R_0 \left[B_\beta(z_0) + B_1^j(z_0) + B_a \frac{\Delta j \cdot a}{z_0^2} \right], \quad (I7)$$

где $\bar{P} = \frac{z}{\alpha^2} \int_0^a z \cdot P(z) dz;$ (I8)

$$B_\beta = \frac{1}{B_0 z_0^2} \int_0^a \frac{z^2}{t(z)} \cdot \frac{dP}{dz} \left[1 + \frac{\Delta(z) \cdot m \cdot t_h(z)}{R_0} \right] dz; \quad (I9)$$

$$B_1^j = \frac{I_p}{4\pi R_0} \left(\ln \frac{8R_0}{z_0} - 1 \right); \quad (20)$$

$$B_a = \frac{I_p}{2\pi a}; \quad (21)$$

$S_0 = \pi a^2$; $t(z) = t_h(z) + t_c(z)$, $t_c(z) = \frac{B_j(z) \cdot R_0}{B_0 \cdot z}$, $B_j(z)$ - магнитное поле тока $j_{\varphi_0}(z)$; Δ_j - эффективное смещение тока I_p по большому радиусу; $\Delta(z)$ - смещение центра магнитной поверхности радиуса z .

В случае однородного распределения тока величина Δ_j определяется смещением граничной поверхности

$$\Delta_j = \Delta_a = a \left[B_\beta(a) + B_1^j(a) + B_a \right] / B_\varphi^*(a). \quad (22)$$

В общем случае величина Δ_j связана с другими параметрами более сложным образом, поэтому необходимо численное решение уравнения равновесия.

В выражении (19) для поля B_β дипольного тока малый член $\Delta(z) \cdot m \cdot t_h(z) R_o^{-1} \ll 1$ сохранен с тем, чтобы показать роль продольной составляющей B_φ^* эффективного стеллараторного поля. С учетом B_φ^* дипольный ток определяется выражением

$$j_{\varphi 1} = \frac{2}{t(z) \cdot B_o} \cdot \frac{dP}{dz} [1 + \Delta(z) \cdot m \cdot t_h(z) \cdot R_o^{-1}] \cdot \cos \vartheta. \quad (23)$$

Уменьшению тока соответствует смещение магнитных поверхностей к главной оси тора. Данный эффект был указан уже в ранней работе [9]. Как видно, для стелларатора с плоской осью и умеренными значениями m , t_h и Δ он является малым.

Учет параметра λ приводит к появлению второго слагаемого в подынтегральном выражении (формулы (16) для $\Phi_{\rho o}$). Отметим, что формула (16) совпадает с расчетом плазматического потока, выполненным в работе [13].

С учетом измерений I_p поясом Роговского имеются, таким образом, три уравнения, связывающие измеряемые величины $\Phi_{\rho o}$, $\varphi_{\rho o}$, I_p с параметрами равновесных распределений тока и газокинетического давления плазмы.

Рассмотрим методику внешних магнитных измерений на трехзаходном тороиде "Ураган-3".

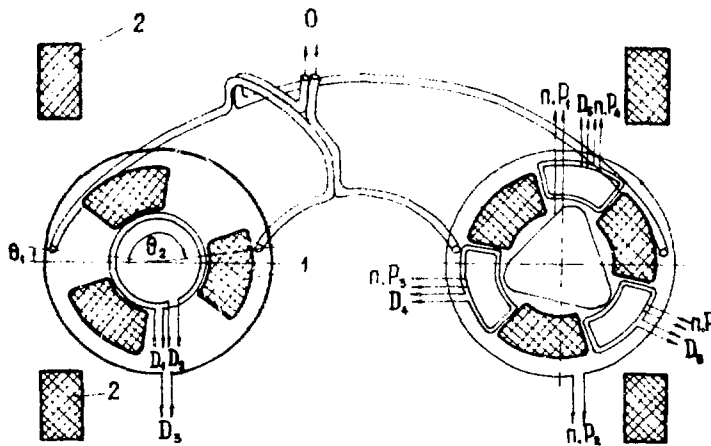


Рис. I. Размещение датчиков

Размещение датчиков показано на рис. 1. Поток Φ_{p_0} измеряется круглыми диамагнитными петлями \mathcal{D}_1 и \mathcal{D}_2 . Разностный поток дает изменение продольного поля в вакуумной области. Полный ток в плазменном шнуре измеряется поясом Роговского $n.p_1$. Поток Φ_{p_1} измеряется с помощью двухполюсной обмотки, расположенной поверх винтовой обмотки. Смещение полюсов относительно центральной плоскости вызвано требованиями диагностики плазмы. Диамагнитные петли $\mathcal{D}_4 \dots \mathcal{D}_6$ и пояса Роговского $n.p_3 \dots n.p_5$ служат для измерения токов в диверторной плазме. Предусмотрены также датчики \mathcal{D}_3 и $n.p_2$ снаружи винтовой обмотки.

Обмотки магнитного поля "Ураган-3" помещены в вакуумный бак, и обычная внутренняя вакуумная камера отсутствует. Индукционные токи в обмотках магнитного поля, их корпусах и других элементах конструкции являются источниками помех при измерениях. Влияние металлического окружения проявляется в экранировании измеряемых полей и в появлении паразитных связей плазменных токов с измерительными обмотками. Достаточно точный учет этого влияния расчетным путем затруднен сложной геометрией обмоток и элементов конструкций. Поэтому была выполнена калибровка датчиков с помощью модельного эксперимента. В рабочем объеме были размещены три многовитковые обмотки, моделирующие диамагнитный, продольный и дипольный плазменные токи. Обмотки запитывались переменным током и снимались зависимости измеряемых датчиками потоков от частоты. Результаты измерений показаны на рис. 2. В рабочем диапазоне частот $f \geq \frac{1}{2\pi\Delta t}$ (Δt - длительность процесса) коэффициенты связи моделирующих обмоток с измерительными практически не зависят от частоты, а фазовые сдвиги пренебрежимо малы, что указывает на индуктивный характер импедансов паразитных контуров в рабочем диапазоне частот. Это обстоятельство существенно облегчает учет влияния экранирования и паразитных связей на результаты измерений. Кривые 1-3 (см. рис. 2) показывают отношение измеренных потоков к расчетным. Менее всего ослабляется продольный (диамагнитный) поток (кривая 1): $k \approx 0,85$. Магнитный поток дипольного тока (кривая 2) составляет $k \approx 0,60$ от расчетного. В случае измерения продольного тока внешним поясом Роговского экранирующее влияние торсатронной обмотки является сильным $k \approx 0,25$.

Торсатронная винтовая обмотка является причиной паразитной связи продольного тока с диамагнитной петлей. Эта связь показана (см. рис. 2) пунктирной кривой в виде отношения B_a/B_φ^i , где $B_a = I_p/2\pi a$, B_φ - продольное поле, измеряемое диамагнитной петлей при наличии продольного тока I_p .

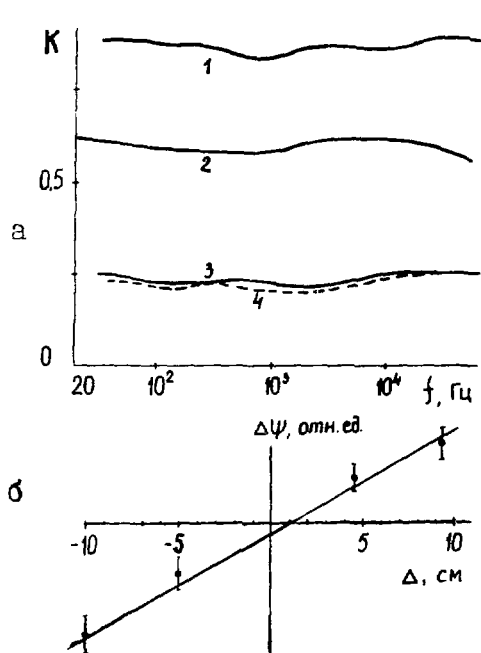


Рис.2. Результаты калибровки датчиков

На рис.2,б показан поток, измеряемый ψ -петлей при наличии кольцевого тока I , в зависимости от его смещения относительно геометрической оси. Точка $\psi = 0$ дает положение магнитной оси $\Delta_m \approx I$ см. Отметим, что в отсутствие экранирования смещение магнитной оси относительно геометрической $\Delta_m \approx \frac{z_0^2}{2R_0} \left[\epsilon_n \frac{8R_0}{z_0} - 1 \right]$ составляет для наших условий более 10 см.

Полученные калибровочные данные использовались в эксперименте для получения истинных значений Φ_{p0} и ψ_{p1} .

В экспериментах на "Ураган-3" используется ВЧ-метод создания и нагрева плазмы (ионный циклотронный нагрев). На рис. 3 показаны примеры измеряемых сигналов. К сожалению, достаточно подробные данные о радиальных профилях параметров плазмы в настоящее время отсутствуют. Этот фактор ограничивает точность сравнения магнитных измерений с другими методиками.

На рис. 3 приведены данные измерений для двух режимов с различной величиной магнитного поля. ВЧ-мощность, передаваемая от антенны в плазменный объем, была примерно одинаковой ($p \approx 0,5$ МВт).

Первый режим (см. рис. 3,а, $B_0 = 0,45$ кГс - такие режимы используются для чистки поверхностей корпусов винтовой обмотки) благоприятен с точки зрения определения величины nT , так как однонаправленный

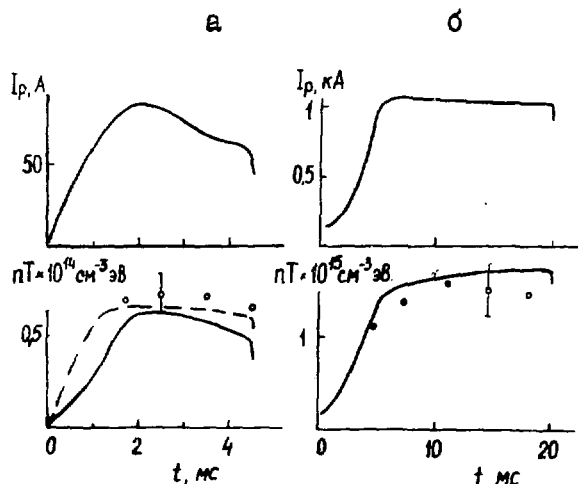


Рис.3. Примеры определения тока и газокINETического давления плазмы с помощью магнитных измерений. Сплошные кривые - измерения с помощью ψ -петли; пунктирная кривая - измерения с помощью диамагнитной петли; точки - данные других методик

ток в этом случае мал. Соответственно малы и погрешности метода, связанные с неопределенностью распределения тока. Для диамагнитных измерений использовались две внутренние петли \mathcal{D}_1 и \mathcal{D}_2 (см. рис. 1). Измерения с помощью внешней петли \mathcal{D}_3 давали близкие результаты.

Во втором режиме (см. рис. 3,6, $B_0 = 4,5$ кГс) однонаправленный ток, который в большинстве режимов изменялся примерно пропорционально nT , возрос сильнее по сравнению с параметром β . Соответственно увеличился вклад тока в измеренные сигналы и связанные с этим ошибки. Кроме этого, в данном режиме пришлось отказаться от внутренних диамагнитных петель, поскольку они заметно ухудшали параметры плазмы из-за увеличения содержания примесей. Измерения же с помощью внешней петли встретили дополнительные затруднения из-за влияния токов в межполюсных объемах, которые в данном режиме оказались существенными. По этим причинам, в режимах с $nT > 10^{14}$ см⁻³ эВ использовались только измерения с помощью ψ -обмотки.

В расчетных соотношениях распределения тока и плотности плазмы полагались однородными.

Результаты определения nT из магнитных измерений сравнивались с данными других методик. Плотность плазмы измерялась микроволновым интерферометром, температура электронов — методом лазерного рассеяния (в одной точке центральной области) и по мягкому рентгеновскому излучению, температура ионов многоканальным анализатором нейтронов перезарядки. Как показал анализ большого числа измерений для различных значений магнитного поля ($B_0 \leq 9,6$ кГс) вводимой в плазму ВЧ-мощности ($P \leq 1,5$ МВт) и параметра β (в режимах с малой величиной B_0 достигались значения $\beta = (2...3)\%$), магнитные измерения газокинетического давления хорошо соответствовали данным других методик с учетом некоторой неопределенности относительно распределений параметров плазмы. Исключение составляла начальная стадия ВЧ-разряда, на которой расхождения, как правило, были значительными. Так же, как и в работе [5], предполагаем, что это связано с отклонением распределения давления плазмы от равновесного, поскольку скорости изменения параметров плазмы и их выравнивания на магнитных поверхностях сравнимы.

Отметим, что в нашем случае условия применимости упрощенных расчетных соотношений выполняются хорошо, поэтому более точное численное решение уравнения равновесия (9) дает практически совпадающие результаты. Остановимся кратко на вопросе определения распределений давления и тока из внешних магнитных измерений. В режимах упрощенной модели измеренные величины φ_p , ψ_p и I_p связаны с $P(r)$ и $j_w(r)$ тремя

независимыми уравнениями. Это недостаточно для однозначного нахождения распределений в общем случае, и требуется дополнительная информация, ограничивающая класс возможных профилей давления и тока.

В отличие от токамака парамагнитный эффект плазмы, связанный с однонаправленным током, зависит от его распределения. Как видно из выражения (16), эта зависимость является достаточно сильной. Впервые внимание на данное обстоятельство было обращено в работе [14].

Использование более точного уравнения равновесия может дать дополнительный положительный эффект с точки зрения определения распределений давления и тока лишь в случаях малого аспектового отношения или существенно некруглого сечения усредненной плазменной конфигурации. Очевидно также, что информация о распределении параметров плазмы может быть значительно увеличена, если использовать полные трехмерные измерения магнитного поля и соответствующую точную теоретическую модель равновесия плазмы.

В заключение авторы выражают благодарность Павличенко О.С., Швецу О.М. и Щепетову С.В. за обсуждение и интерес к работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кузнецов Ю.К., Пятков В.Н., Ясин И.В. Определение равновесного распределения плотности плазменного тока в токамаке с помощью внешних магнитных измерений: Препринт ХФТИ 85-30, 1985. - 23 с.
2. Braams B.J. The Interpretation of Tokamak Magnetic Diagnostic: Status and Prospects, - Report IPP ⁵/₂ Max-Planck Institut für Plasmaphysik. - 1985. - P. 79.
3. Коврижных Л.М., Щепетов С.В. Описание плазмы в стеллараторе с помощью усредненных МГД-уравнений// Физика плазмы. - 1980. - Т.6. - С. 976-986.
4. Bakaev V.V., Gutarev Ju.V., Diky A.G. et al. Currentless Plasma Production and Heating in Torsatron "Uragan-3" by RF Waves. Proc. 10 th Int. Cont. and Contr. Fus. Res, London, 1984, IAEA, CN-44/D-1-3.
5. Дикий А.Г., Кузнецов Ю.К., Пашнев В.К., Тонкопряд В.М. Исследование токов равновесия в плазме стелларатора// Физика плазмы. - 1977. - Т. 3. - С. 6-13.
6. Kuznetsov Ju.K., Mikhailov M.I., Pashnev V.K., Tonkopryad V.M. Plasma Equilibrium in an $l = 3$ Stellarator with a Transverse Correcting Field// Nucl. Fusion. - 1983. - Vol. 23. - P.15-23.

7. Carreras B.A., Hicks H.R., Holmes J.A. et al. Equilibria and Stability Properties of High-beta Toratron// Phys. Fluids. - 1983. - Vol. 26. - P. 3569-3579.
8. Kovrizhnykh L.M. Progress in Stellarator theory// Plasma Physics and Controlled Fusion. - 1984. - Vol. 26. - P. 195-210.
9. Green J.M., Johnson J.L. Determination of hydromagnetic equilibria// Phys. Fluids. - 1961. - Vol. 4. - P. 195-205.
10. Захаров Л.Е. Расчет равновесия плазмы в перстеньковом токамаке// ЖТФ. - 1974. - Т. 44. - С. 1608-1612.
11. Коврижных Л.М. Магнитные поверхности тороидального винтового поля// ЖТФ. - 1963. - Т. 33. - № 4. - С. 377-381.
12. Каложный В.Н., Немов В.В. Магнитное поле торсатрона// Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Термоядерный синтез. - 1985. - Вып. 2. - С. 35-39.
13. Пустовитов В.Д. К вопросу об особенности диамагнитного эффекта в стеллараторах// Физика плазмы. - 1982. - Т. 8. - С. 34-36.
14. Андриякина Э.Д., Федянин О.И. Особенности измерения энергосодержания плазмы в стеллараторе с током// Физика плазмы. - 1977. Т. 3. - С. 792-798.
15. Pustovitev V.D. Plasma Equilibrium Equation for a Stellarator of Arbitrary Aspect Ratio// Nuclear Fusion. - 1983. - Vol. 23. - P. 1079-1088.

Юрий Владимирович Гутарев, Юрий Константинович Кузнецов,
Залерий Константинович Пацнев, Николай Павлович Пономаренко

ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ В ТОРСАТРОНЕ "УРАГАН-3"
С ПОМОЩЬЮ ВНЕШНИХ МАГНИТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Редактор, корректор Т.В.Ситнянская

Сдано в набор 26.12.86. Подписано в печать 05.03.87. Т-09312.
Формат 60x84/16. Офсетная печать. Усл.п.л. 0,9. Уч.-изд.л. 0,6.
Тираж 270. Заказ № 368. Цена 9 коп. Индекс 3624

Отпечатано в Харьковском ордена Ленина
и ордена Октябрьской Революции физико-техническом институте АН УССР
310108, Харьков, ул. Академическая, 1

9 коп.

Индекс 3624

Препринт, 1987, 1-10.