

[8] O t s u b o S., M e a d a T., M i n a m i k a - w a T., Y o m e n z a n a Y., M o r i m o - t o A., S h i m i z u T. // Jap. J. Appl. Phys. 1990. V. 29. N 1. P. L133-L134.

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе  
АН СССР, Ленинград

Поступило в Редакцию  
25 сентября 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 22

26 ноября 1990 г.

04

© 1990

## МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЛОИДАЛЬНОГО ПОЛЯ В ТОКАМАКАХ ПО РЕФРАКЦИИ ОБЫКНОВЕННОЙ ВОЛНЫ

Д.Л. Г р е к о в, О.С. П а в л и ч е н к о

1. Важнейшими задачами диагностики плазмы в термоядерных установках с магнитным удержанием плазмы являются измерение профиля плотности электронов  $n_e(r)$  и профиля полоидального поля. Метод однохордовой многочастотной рефлектометрии обыкновенной волной для определения профиля плотности в экспериментальном токамаке-реакторе ИТЭР обсуждался и был признан перспективным [1, 2]. Этот метод был предложен в [3], к настоящему времени детально разработан и с успехом применяется на токамаках (см., например, [4]).

Измерение профиля полоидального поля  $B_p(r)$  является более сложной задачей. К настоящему времени данные о  $B_p(r)$  получены с использованием эффекта фарадеевского вращения плоскости поляризации проходящей через плазму обыкновенной волны [5, 6]. В работе предложен метод измерения  $B_p(r)$  по рефракции обыкновенной волны в диапазоне частот, используемых для рефлектометрических измерений.

2. Рассмотрим распространение электромагнитных волн с частотой  $\omega \sim \omega_{pe} \sim \omega_{ce}$  в плазме токамака с параметрами ИТЭРа (здесь  $\omega_{pe} = (4\pi n_e e^2 / m_e)^{1/2}$ ,  $\omega_{ce} = eB / m_e c$ ,  $B$  - модуль удерживающего магнитного поля). Для оценок будем брать  $n_e(0) = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $B(0) = 5 \text{ Т}$ , большой  $R_0$  и малый  $a$  радиусы тора  $R_0 = 6 \text{ м}$ ,  $a = 2.2 \text{ м}$ , полный ток в плазме  $J = 22 \text{ МА}$ ;  $\omega_{pe}(0) = 5.7 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$ ,  $\omega_{ce}(0) = 8.8 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$ , длина волны  $\lambda_{\nu} \sim 0.3 \div 1 \text{ см}$  значительно меньше размеров плазмы и масштабов неоднородности параметров плазмы и магнитного поля. Поэтому мы можем использовать приближение геометрической оптики.

В инвариантной форме уравнения лучей имеют вид

$$dx^i/d\tau = \partial\omega/\partial k^i = v_g^i, \quad (1)$$

$$dk_i/d\tau = -\partial\omega/\partial x^i,$$

где  $\tau$  - время,  $v_g^i$  - компоненты групповой скорости,  $k_i$  - компоненты волнового вектора. Введем тороидальную систему координат  $x^i = (r, \varphi, \zeta)$ . Здесь  $r$  - средний радиус магнитной поверхности,  $\varphi$  и  $\zeta$  - углы по малому и большому обходам тора. На магнитной поверхности введем локальную систему координат  $(\vec{e}_\rho, \vec{e}_\parallel)$ , связанную с направлением магнитного поля так, что  $\vec{e}_\parallel = B/|B|$ ,  $(\vec{e}_\rho, \vec{e}_\parallel) = 0$ . При разложении  $\vec{e}_\parallel$  по  $\vec{e}_{\varphi}, \vec{e}_\zeta - \vec{e}_\parallel = b_{\varphi} \vec{e}_{\varphi} + b_{\zeta} \vec{e}_{\zeta}$  - имеем  $b_{\varphi}^2 \ll b_{\zeta}^2$ . Рассмотрим зондирование в плоскости малого сечения тора. При этом в начальной точке  $N = 0$  ( $N = kc/\omega$ ,  $N_\zeta = N_3/\sqrt{g_{33}}$ ). В силу аксиальной симметрии  $\partial(n_e, B)/\partial\zeta = 0$  и из (1) получим, что  $N_\zeta = 0$  всюду на луче. Тогда, с учетом  $N_\parallel = N_{\varphi} b_{\varphi} + N_\zeta b_\zeta$ ,  $N_\rho = N_{\varphi} b_\zeta - N_\zeta b_{\varphi}$ ,  $N_\parallel^2 = b_{\varphi}^2 N_\rho^2 \ll N_\rho^2$ . Отметим, что при  $N_\parallel^2 \ll 1$  обыкновенная и необыкновенная волны распространяются в плазме независимо. (Эффект конверсии волн за счет градиента плотности и шира для основной плазмы пренебрежимо мал). Для обыкновенной волны с учетом малого, но конечного  $N_\parallel^2$  получим дисперсионное уравнение

$$D_o = N^2 - \epsilon_3 + N_\parallel^2 (\epsilon_3 - 1) = 0 \quad (\epsilon_3 = 1 - \omega_{pe}^2 / \omega^2). \quad (2)$$

Отсюда, принимая во внимание, что  $\partial N^2 / \partial N_3 = g_{33} N_3 = 0$ , имеем  $d\zeta/d\tau \sim b_{\varphi} N_{\varphi}$ . Т. е., при зондировании в плоскости малого сечения тора, скорость смещения луча вдоль большой оси тора определяется величиной полоидального поля вдоль луча и углом запуска луча в малом сечении (величиной  $N_{\varphi}$ ). Вычислив  $d\varphi/d\tau$ , получим

$$\frac{d\varphi}{d\tau} = \left( \frac{g_{22}}{g_{33}} \right)^{1/2} b_{\varphi} b_\zeta (\epsilon_3 - 1). \quad (3)$$

Таким образом, на выходе из плазмы зондирующие лучи будут располагаться, как показано на рис. 1 вдоль прямых линий при  $\omega = \text{const}$  и изменении  $N_{\varphi}$ , либо вдоль некоторых кривых при  $N_{\varphi} = \text{const}$  и изменении  $\omega$ .

3. Рассмотрим модель плазменного цилиндра, которая не только позволяет получить аналитические выражения для  $b_{\varphi}(r)$ , но и выяснить основные принципы применения обыкновенной волны для диагностики  $b_{\varphi}(r)$  в больших токамаках. Считаем, что в нулевом приближении  $n_e = n_e(r)$  и  $\vec{B} = B(r)$ , тогда  $\partial D_o / \partial \varphi = 0$ ,  $N_2 = \text{const}$  и  $N_{\varphi} = N_2 c / r \omega$ . Направим ось  $z$  вдоль оси тора:  $dz = R d\zeta$ . На границе плазмы при  $r = a$

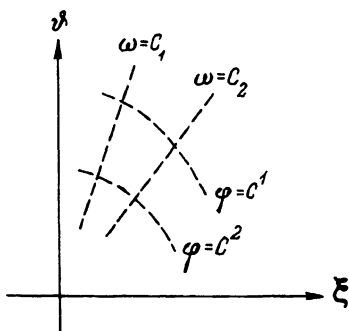
$$N_r^2 + N_{\psi}^2 = \epsilon_{3\beta},$$

$$N_{r\beta} = \epsilon_{3\beta}^{1/2} \cos \psi, \quad N_{\psi\beta} = \epsilon_{3\beta}^{1/2} \sin \psi. \quad (4)$$

Тогда в плазме

$$N_{\psi} = \epsilon_{3\beta}^{1/2} (a/r) \sin \psi,$$

$$N_r = (\epsilon_3 - \epsilon_{3\beta} a^2 \sin^2 \psi / r^2)^{1/2}. \quad (5)$$



Координаты точки выхода луча из плазмы ( $r_{ex}$ ,  $\xi_{ex}$ ) получим из уравнений (1), в которых  $\partial \omega / \partial k_i$  вычислим с использованием дисперсионного уравнения (2):

$$R \xi_{ex} = -2 \epsilon_{3\beta}^{1/2} a \sin \psi \int_a^r \frac{dr}{r [\epsilon_3(r) - \epsilon_{3\beta} a^2 \sin^2 \psi / r^2]^{1/2}}, \quad (6)$$

$$r_{ex} = 2 \epsilon_{3\beta}^{1/2} a \sin \psi \int_{r_0}^a \frac{dr}{r^2 [\epsilon_3(r) - \epsilon_{3\beta} a^2 \sin^2 \psi / r^2]^{1/2}}, \quad (7)$$

где  $r_0$  - точка поворота луча, определяемая из условия

$$\epsilon_3(r_0) = \epsilon_{3\beta} a^2 \sin^2 \psi / r_0^2. \quad (8)$$

Уравнения (6)-(8) связывают экспериментально измеряемые зависимости  $\xi_{ex}$ ,  $r_{ex}$  от  $\omega$  или  $\sin \psi$  с искомым распределением  $b_{\psi}(r)$ . При этом предполагается, что  $n_e(r)$  известно, например, из рефлектометрии с использованием обыкновенной волны с  $N_{\psi} \approx N_y \approx 0$ .

При фиксированном угле падения луча ( $N_{\psi\beta} = \text{const}$ ) уравнение (6) сводится к интегральному уравнению Абеля [7]. Его решение

$$b_{\psi}(r) = \frac{d\Omega/dr}{2\omega_p^2(r)(r^2/a^2 - \sin^2 \psi)^{1/2}} \int_{\omega_b^2}^{\Omega(r)} \frac{d\omega^2 \left[ \frac{R \xi_{ex}(\omega^2) \omega^2}{(\omega^2 - \omega_b^2)^{1/2}} \right]}{[\Omega(r) - \omega^2]^{1/2}}, \quad (9)$$

$$\Omega = (\omega_p^2 r^2 / a^2 - \omega_b^2 \sin^2 \psi) (r^2 / b^2 - \sin^2 \psi)^{-1}, \quad \omega_b = \omega_{pe}(a).$$

Аналогично можно получить выражение для  $b_{\psi}(r)$  при фиксированной частоте и меняющемся  $\sin \psi$ .

На практике линии, вдоль которых расположены приемные антенны, могут не совпадать с изображенными на рис. 1. В этих случаях нельзя считать  $\omega$  и  $\sin \psi$  независимыми величинами. Они

связаны уравнением (7), которое служит для определения  $\sin \varphi$  при заданной  $\omega$ . В то же время  $\omega$  однозначно связана с положением точки отражения  $r_0$  уравнением (8). Таким образом,  $b_{22}(r)$  определяется интегральным уравнением Вольтерра 1-го рода, которое после преобразований, устраняющих сингулярность ядра, приводится к уравнению Вольтерра 2-го рода [7]. Его решения получаем методом последовательных приближений.

4. Может ли предложенный метод реально быть использован? Как показывают простые оценки,  $\sigma_{22} \sim cN_{\alpha}$ , а  $\sigma_{22}^2 \sim c^2 N_{\alpha}^2$ . Таким образом, если расположить приемные антенны горизонтально на расстоянии 1 м от экваториальной плоскости токамака, величина смещения траектории из малого сечения, в котором расположена передающая антенна, будет порядка 10 см. Следует также подчеркнуть, что для измерения  $b_{22}(r)$  могут быть использованы системы диагностики, предназначенные для рефлектометрических измерений  $n_e(r)$ .

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Costley A.E. Report ITER-IL-PH-7-9-E-8, 1989.
- [2] Pavlichenko O.S., Skibenko A.I., Yasin I.V. Report ITER-IL-PH-07-0-15, 1990.
- [3] Анисимов А.И., Виноградов Н.И., Голант В.Е., Константинов Б.П. ЖТФ, 30, 1009 (1960).
- [4] Hubbard A.E., Costley A.E., Fesssey J.A., R. Prentice and D. Ward. Preprint JET-P(86)45. 1986.
- [5] Soltwisch H., Stodiek W., Manickam J., Schluter J. Proc. 11th Intern. Conf. on Plasma Physics and Contr. Nuclear Fusion Res. (Kyoto) 1986. Vol. 1. P. 263.
- [6] O'Rourke J., Blum J., Cordery J.G. et al. Proc. 15th Europ Conf. on Contr. Fusion and Plasma Heating (Dubrovnik) 1988. Vol. 12B. Part 1. P. 155.
- [7] Grekov D.L., Pavlichenko O.S. Preprint KFTI 90-45.

Харьковский  
физико-технический  
институт  
АН УССР

Поступило в Редакцию  
5 сентября 1990 г.