

О влиянии металлической камеры на измерения параметров плазмы с помощью диамагнитного зонда

Л. В. БРЖЕЧКО, О. С. ПАВЛИЧЕНКО, О. М. ШВЕЦ

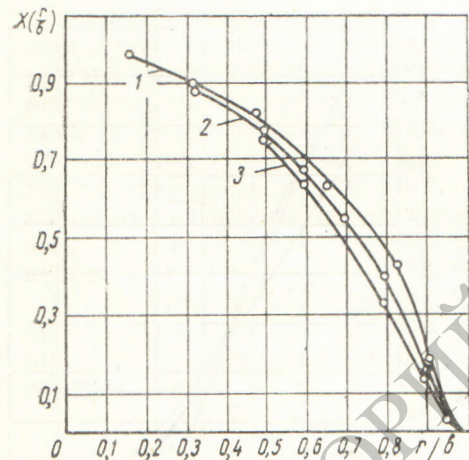
УДК 533.9

В настоящее время при измерении кинетического давления плазмы, находящейся в магнитном поле, широко используются диамагнитные зонды [1, 2]. Этот метод основан на измерении магнитного потока через катушку, охватывающую столб плазмы.

Изменение магнитного потока $\Delta\Phi$ через зонд, связанное с диамагнетизмом плазмы, определяется из выражения

$$\Delta\Phi = \frac{4\pi^2 a^2 N}{H_0} nk (T_e + T_i),$$

где a — радиус диамагнитной катушки N — число витков катушки; H_0 — напряженность внешнего магнитного поля; n — плотность плазмы; k — постоянная Больцмана; T_e и T_i — температура электронов и ионов соответственно.



Зависимость величины ослабления потока χ от безразмерного аргумента r/b при различных значениях a/b :

1 — 1/6; 2 — 1/3; 3 — 1/2.

Если плазма и охватывающий ее зонд находятся в металлической камере, то при достаточной проводимости стенок камеры обратный диамагнитный поток не может проникнуть через них, что приводит к ослаблению потока, пронизывающего зонд. В частности, если диаметр зонда равен внутреннему диаметру камеры, то суммарное изменение потока $\Delta\Phi$ будет равно нулю.

Чтобы учесть влияние металлической камеры на измерение диамагнетизма плазмы, было найдено распределение магнитного потенциала, связанного с диамагнитным током, в следующей системе: плазменный столб с радиусом a и длиной L находится в металлической камере с радиусом b . Торцы камеры также предполагались проводящими. Обычные граничные усло-

вия на поверхности плазменного столба дополнялись условием

$$\int_0^b H_z(r) r dr = 0.$$

В этом случае связанное с диамагнетизмом плазмы изменение магнитного потока через виток с радиусом r можно найти из выражения

$$\Delta\Phi_z(r) = 2\pi \int_0^a H_z^{(1)} r dr + 2\pi \int_a^r H_z^{(2)} r dr.$$

Здесь

$$H_z^{(1)} = -\frac{2\pi}{L} A_1; \quad H_z^{(2)} = -\frac{2\pi}{L} \left(A_2 + B_2 \ln \frac{L}{\gamma \pi r} \right),$$

где

$$A_1 = \frac{4\pi}{c} J_\Phi \left[\frac{a^2}{b^2} + \frac{2\pi^2 a^2}{L^2} \ln \frac{L}{\pi \gamma b} - \frac{\pi^2 a^2}{L^2} \left(1 + \frac{a^2}{b^2} \right) - 1 \right];$$

$$A_2 = \frac{4\pi}{c} J_\Phi \left[\frac{a^2}{b^2} + \frac{2\pi^2 a^2}{L^2} \ln \frac{L}{\pi \gamma b} + \frac{\pi^2 a^2}{L^2} \left(1 - \frac{a^2}{b^2} \right) \right];$$

$$B_2 = -\frac{8\pi^3 a^3}{c L^2} J_\Phi,$$

J_Φ — плотность диамагнитного тока γ — постоянная Эйлера; r — радиус витка.

Учет влияния стенок привел к ослаблению потока в $1/\chi(r)$ раз по сравнению с потоком через зонд в отсутствие стенок. Зависимость величины ослабления χ от безразмерного аргумента r/b для некоторых значений безразмерного параметра a/b показана на рисунке (рассмотрен случай, когда $\frac{a}{L} = \frac{1}{50}$). Вычисленная поправка была использована при измерении ионной температуры плазмы в установке «Вихрь» [3], что привело к хорошему согласию полученных результатов с данными спектроскопического измерения температуры ионов.

№ 48/3449

Статья поступила в Редакцию 4/IX 1965 г., аннотация — 9/X 1965 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. Cilliers et al. J. Nucl. Energy, Part C, 2, 92 (1962).
2. W. Cilliers et al. J. Nucl. Energy, Part C, 3, 78 (1963).
3. О. М. Швец и др. ЖТФ (1966).