

ЭКСПЕРИМЕНТЫ С БОЛЬШИМИ ЗНАЧЕНИЯМИ  $\beta_1$  В ТОКАМАКЕ-3

С.В. Мирнов

Эксперименты по изучению плазмы в установках токамак обычно производились в режимах разряда, когда  $\beta_1$  — отношение среднего газокинетического давления плазмы  $\bar{P}$  к давлению магнитного поля разрядного тока  $H_\phi^2/8\pi$ , было меньше единицы.

Исключением являлась лишь узкая область на спаде тока, где оказывалось, что величина  $H_\phi^2$  уменьшается быстрее  $\bar{P}$  и становятся возможными режимы с  $\beta_1 > 1$ .

Один из подобных режимов установки Т-3 был, например, приведен в работе [1].

Тем не менее распространено мнение, что все экспериментальные результаты, полученные на токамаках, относятся к режимам с  $\beta_1 < 1$  и что при  $\beta_1 > 1$  плазменный шнур должен стать неустойчивым в магнитогидродинамическом отношении.

С другой стороны, существующая магнитогидродинамическая теория равновесия плазменного шнура [2, 3], накладывает ограничения на величину  $\beta_1$  только на уровне  $R/a$ , ( $R$  — большой радиус тора,  $a$  — малый), что обычно составляет 7 + 10.

Проверка этого предположения представляла интерес и была предпринята на установке Токамак-3 [4] с  $R = 100$  см,  $a = 10 + 15$  см.

При этом было обращено внимание на то обстоятельство, что, строго говоря, теория накладывает ограничение не на  $\beta_1$ , а на сумму  $L/2 + \beta_1$  ( $L$  — индуктивность единицы длины плазменного шнура), которая в этом случае играет роль эффективной  $\beta_1^*$ . Величина же  $L$  разбивается на две части, на внешнюю  $L_{\text{вн}} = 2 \ln \frac{b}{a}$  ( $b$  — радиус медного кожуха) и внутреннюю —  $\ell_1$ , характеризующую долю энергии магнитного поля тока, заключенную в объеме плазменного шнура.

Если изменения тока  $I$  происходят за времена меньшие времени его скинирования в плазменном шнуре ( $\tau_{\text{СК}} = 4\pi\sigma a^2/c\mu_1^2$ ,  $\mu_1 = 3,83$ ), иными словами магнитная энергия в его объеме остается замороженной, то новое значение индуктивности  $L' = L_{\text{вн}} + \frac{1}{4}(I_1/I_2)^2$ ; ( $I_1$  — начальная величина разрядного тока,  $I_2$  — его величина после изменения).

Если же при этом не успевает измениться внутренняя энергия плазмы, то новое значение  $\beta_1' = \beta_1 (I_1/I_2)^2$  и тогда эффективная

$$\beta_1^* = L_{\text{вн}}/2 + (I_1/2 + \beta_1)(I_1/I_2)^2.$$

Естественно, что подобное отношение может быть справедливым только в тех условиях, когда изменение происходит за время  $\Delta t$  меньшее времени удержания энергии в плазме  $\tau_E$  [2].

Как следует из приведенного выражения, импульсное уменьшение разрядного тока в 3 + 4 раза может привести к увеличению  $\beta_1^*$  примерно на порядок.

В исследуемых режимах разряда Т-3 величины  $\tau_E$  и  $\tau_{\text{СК}}$  составляли ~ 2 + 4 мсек. В соответствии с этим было выбрано характерное время изменения разрядного тока ~ 1 мсек.

На рис. 1, а представлена осциллограмма разрядного тока  $I(t)$  с отрицательным импульсом  $\Delta I$ . Длительность развертки около 50 мсек, максимальное значение тока 56 ка.

Учитывая, что в процессе изменения тока величины  $\tau_{\text{ск}}$  и  $\tau_E$  не останутся постоянными и может быть потеряна некоторая доля, как тепловой, так и магнитной энергии плазменного шнура, следует применить независимый способ определения  $\beta_1^*$ .

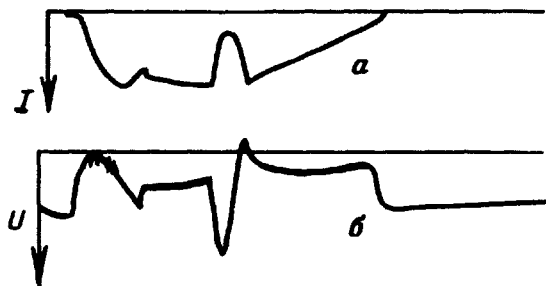


Рис. 1

Это можно сделать на основании показаний магнитных зондов, расположенных по внешнему и внутреннему обводу плазменного шнура [5]. Разность показаний таких зондов  $U_-$  (рис. 1, б) и их сумма  $U_+$  связаны следующим образом с величиной  $L$  и  $\beta_1$  [6]:

$$\frac{R}{b} \frac{U_-}{U_+} + 1 = L/2 + \beta_1 + C(H_{\perp}),$$

где  $C(H_{\perp})$  учитывает влияние наложенного извне поперечного магнитного поля  $H_{\perp}$  на положение плазменного шнура в разрядной камере и равно  $RH_{\perp}/0,1 I$  в случае, если это поле не промеряется непосредственно магнитными зондами, и  $RH_{\perp}/0,2 I$ , если оно промеряется.

Когда  $H_{\perp}$  остается постоянным при изменении разрядного тока, для  $\beta_1^*$  можно получить следующее выражение:

$$\beta_1^* = \frac{R}{b} \left[ \left( \frac{U_-}{U_{+2}} \right) - \frac{I_1}{I_2} \left( \frac{U_-}{U_{+1}} \right) \right] + \left( \frac{L}{2} + \beta_1 \right) \frac{I_1}{I_2} + \frac{\Delta I}{I_2}.$$

Обращает на себя внимание тот факт, что  $H_{\perp}$  не вошло в конечное выражение для  $\beta_1^*$ . Тем не менее использование таких поперечных полей оказалось важным для проведения описываемых экспериментов.

Дело в том, что осуществление режимов разряда с большими  $\beta_1^*$  связано с большими смещениями плазменного шнура наружу относительно центра разрядной камеры ( $\Delta \approx \frac{b^2}{2R} \beta_1^* = 3,1 \cdot R_1^* \text{ см}$ ). А это, с учетом реальных размеров плазменного шнура и разрядной камеры, накладывает дополнительное ограничение на  $\beta_1^*$ .

Применение поперечных полей (до 50 + 60 э), смещающих шнур внутрь, фактически, позволило ликвидировать это ограничение.

Как следует из приведенного выражения, для определения  $\beta_1^*$  помимо параметров  $I, U_-, U_+$  необходимо знание величины  $(L/2 + \beta_1)_1 = L_{\text{ВН}}/2 + (\ell_1/2 + \beta_1)_1$ . Величина  $L_{\text{ВН}}/2$  была определена методом зондирования плазменного шнура импульсом электрического напряжения [7]. Она составляла 0,8 + 0,9, что соответствовало радиусу плазменного шнура  $\sigma \approx 10 + 11$  см. Величина  $\ell_1/2 + \beta_1$  определялась следующим образом. Предположив, что при достаточно быстрых изменениях разрядного тока на малую величину, энергия из шнура не теряется, и, используя, что  $U_+ \sim I$ , можно записать

$$-\frac{R}{b} \frac{\Delta U_-}{\Delta U_+} - \left(1 - \frac{L_{\text{ВН}}}{2}\right) = \left(\frac{\ell_1}{2} + \beta_1\right)_1.$$

Измерив теперь величину  $\Delta U_- / \Delta U_+$  в экспериментах с малыми изменениями  $\Delta I$ , определяем  $(\ell_1/2 + \beta_1)_1$ . Она оказалась в пределах 0,8 + 0,9. В принципе, ее можно было бы определить непосредственно, из зондовых измерений зная точно  $H_1$ . Соответствующие оценки находятся в хорошем согласии.

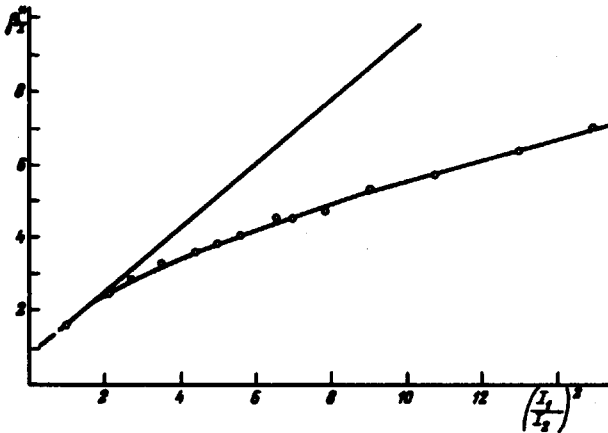


Рис. 2

На рис. 2 представлена экспериментально полученная зависимость  $\beta_1^*$  от  $(I_1/I_2)^2$ . Прямая линия – расчетная

$$\beta_1^* = \frac{L_{\text{ВН}}}{2} + \left(\frac{\ell_1}{2} + \beta_1\right)_1 (I_1/I_2)^2.$$

На основании приведенных данных можно заключить, что хотя энергия в плазменном шнуре при наложении отрицательного импульса тока и не сохраняется полностью, удается достичь максимальных  $\beta_1^* \sim 7$ . При этом с помощью магнитных зондов было показано, что на поверхности плазменного шнура отсутствуют возмущения магнитогидродинамического типа.

Дальнейшее увеличение  $(I_1/I_2)^2$  приводит к их появлению и развитию неустойчивости похожей на неустойчивость типа "срыва" [6].

На основании имеющихся данных нельзя ответить на вопрос, связана ли эта неустойчивость с достижением критического значения  $\beta_1^*$  или она представляет собой специфическую неустойчивость плазменного шнура с отрицательным током, текущим по периферии. Определенно ответить на него, по-видимому, позволят лишь эксперименты с торами различной крутизны. Тем не менее следует констатировать, что плазменный шнур в токамаке может быть устойчив и при больших  $\beta_1^*$ , приближающихся к  $R/a$ . Относительно  $\beta_1$  этот эксперимент носит модельный характер.

Автор считает своим долгом поблагодарить В.Д.Шафранова за ценные обсуждения.

Поступила в редакцию  
15 июня 1970г.

#### Литература

- [1] Л.А.Аршимович и др. Атомная энергия, 22, 259, 1967.
  - [2] В.Д.Шафранов, ЖЭТФ, 37, 1088, 1959.
  - [3] Э.П.Юрченко. ЖЭТФ, 37, 1458, 1967.
  - [4] Л.А.Аршимович, С.В.Мирнов, В.С.Стрелков. Атомная энергия 17, 170, 1964.
  - [5] С.В.Мирнов. Атомная энергия 17, 209, 1964.
  - [6] С.В.Мирнов. Атомная энергия, 26, 458, 1969.
  - [7] S.V.Mironov. Nuclear Fusion, 9, 57, 1969.
-