

О ВОЗМОЖНОЙ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ПРЕДЕЛЬНОЙ ВЕЛИЧИНЫ ДАВЛЕНИЯ ПЛАЗМЫ В СТЕЛЛАРАТОРЕ

Б.С. Акшанов, Н.А. Манзюк, В.И. Муратов,

В.Н. Пятков, В.П. Себко, В.И. Тюпа

В работе показана возможность расщепления магнитной конфигурации стелларатора на резонансные структуры при наличии плазмы. Этот факт может привести к ограничению предельного давления плазмы в ловушке.

Известно, что интегральные характеристики (размеры и форма магнитных поверхностей, шир и угол вращательного преобразования силовых линий, "магнитная яма") практически определяют устойчивость магнитной структуры, а также равновесие и устойчивость плазмы в замкнутых ловушках. Однако, с ростом газокинетического давления плазмы эти характеристики магнитных систем стеллараторного типа могут существенно изменяться [1, 2].

Вычисления, проведенные в рамках метода усреднения [3] дифференциального уравнения силовой линии, позволяют в первом приближении, по β и δ записать уравнение магнитных поверхностей для трехзаходного тороидального стелларатора в виде¹⁾.

$$\bar{\Psi} = \bar{\Psi}_0 + \beta \frac{m\delta}{192 \lambda^2 \epsilon^2 r_0^2 (m-2)} \left[\frac{1}{1 - \bar{r}_0^{m+2}} - \frac{4}{m+a} \left(\frac{\bar{r}}{\bar{r}_0} \right)^{m-2} \right] r \cos \theta \quad (1)$$

$$\bar{\Psi}_0 = \lambda^2 \left\{ 6\bar{r}^4 - \delta \left[\frac{24}{5} \bar{r}^5 + 3\bar{r}^3 (1 + 2\bar{r}^2) \cos \theta \right] \right\},$$

где: \bar{r} – расстояние от центральной линии тора в единицах a ; θ – полярный угол в меридиональной плоскости, отсчитываемый от главной нормали к оси тора; $\delta = a/R$ (a и R малый и большой радиусы тора); $\beta = P_0 / (B_0^2 / 8\pi)$ (P_0 – газокINETическое давление плазмы на центральной линии тора); $\epsilon = l\delta$ (l – число оборотов токового полюса вокруг тора); $\lambda = 2I / ca B_0 \epsilon$ (I – ток в полюсе винтовой обмотки стелларатора, B_0 – внешнее продольное магнитное поле); $P(\bar{r}) = P_0 [1 - (\bar{r}/\bar{r}_0)^m]$ (m – степень параболы, \bar{r}_0 – средний радиус плазмы в единицах a).

Угол вращательного преобразования относительно смещенной магнитной оси ($\bar{r}_c, \bar{\theta}_c$) в трехзаходной системе определяется выражением

$$i_L = 2\pi i_L = 2\pi A / \left(1 + \frac{1}{2} \mu^2 + \frac{1}{2} \chi^2 - \frac{3}{4} \mu^2 \chi \right); \quad (2)$$

$$\dot{\mu} = \frac{B}{A}; \quad \chi = \frac{C}{A},$$

где

$$A = \lambda^2 [24\bar{r}_1^2 + 12\bar{r}_c (4\bar{r}_c - \gamma\delta)] - \Delta\gamma \frac{8\bar{r}_c}{3\bar{r}_0^4};$$

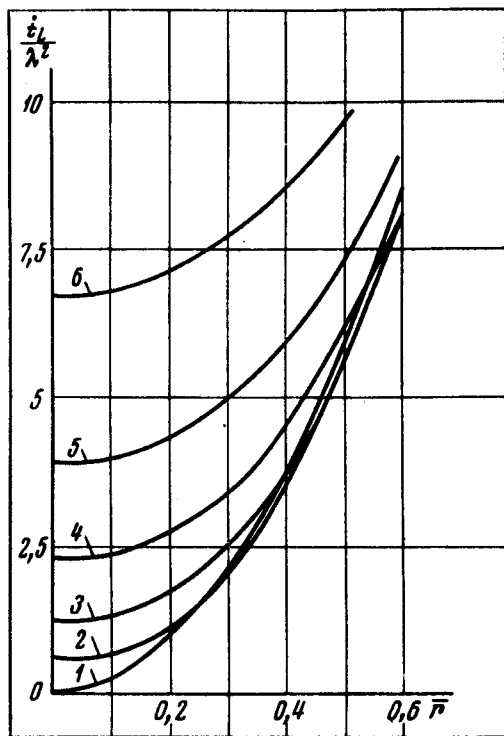
$$B = \bar{r}_1 \left[9\lambda^2 (8\bar{r}_c \gamma - \delta) - \frac{2\Delta}{\bar{r}_0^4} \right]; \quad C = 6\lambda^2 \bar{r}_c (4\bar{r}_c - \gamma\delta) - \Delta\gamma \frac{4\bar{r}_c}{3\bar{r}_0^4};$$

$$\Delta = -\gamma \lambda^2 \bar{r}_0^2 \frac{24\bar{r}_c^3 - \delta [24\bar{r}_c^4 + 3\bar{r}_c^2 \gamma (3 + 10\bar{r}_c^2)]}{1 - 2(\bar{r}_c/\bar{r}_0)^2}; \quad \gamma = \cos \theta_c$$

$\bar{r}_1, \bar{\theta}_1$ – координаты относительно смещенной оси. На рисунке показаны зависимости угла вращательного преобразования силовых линий от

¹⁾Использованы компоненты магнитного поля трехзаходного тороидального стелларатора, полученные в работе [4].

радиуса $\frac{\dot{i}_L}{\lambda^2} = f(\bar{r}_1)$, определяемые выражением (2) для различных величин смещения магнитной оси при $\delta = 0,1$; $\bar{r}_0 = 0,6$ ($1 - r_c = 0$; $2 - \bar{r}_c = 0,1$; $3 - \bar{r}_c = 0,15$; $4 - \bar{r}_c = 0,2$; $5 - \bar{r}_c = 0,25$; $6 - \bar{r}_c = 0,3$).



Анализ соотношения (1) показывает, что при наличии плазмы внутренние магнитные поверхности смещаются наружу тора гораздо сильнее, чем периферийные. Такая перестройка поверхностей вызывает существенные изменения зависимости угла вращательного преобразования от среднего радиуса \bar{r}_1 . Как следует из выражения (2) и рисунка, с ростом давления плазмы появляется угол вращательного преобразования на оси и происходит уменьшение шира в центральной области конфигурации.

Известно [5 – 7], что малая величина шира (и его производной по радиусу) при рациональных значениях угла вращательного преобразования и наличии малых сторонних возмущений могут привести к расщеплению магнитных поверхностей на ряд розеток, относительная ширина которых может быть оценена из выражения [5, 7]:

$$\frac{\tilde{\rho}}{\bar{r}^*} = 4\sqrt{\tilde{B}/B_0 PS} \quad (3)$$

где B/B_0 — величина относительной амплитуды возмущения; P — число обходов силовой линии вдоль тора (номер резонанса); \tilde{S} — шир вблизи рациональной поверхности \bar{r}^* .

Для примера в таблице¹⁾ приведены результаты оценок размеров розеток для конкретного случая трехзаходного стелларатора с параметрами $1/\lambda = 9,43$; $\delta = 0,1$; $l = 6$; $B/B_0 = 3 \cdot 10^{-4}$

	P	\bar{r}^*	\bar{r}_v^*	S	S_v	$\tilde{\rho}/\bar{r}^*$	$\tilde{\rho}_v/\bar{r}_v^*$	$\tilde{\rho}$	$\tilde{\rho}_v$
$\beta = 5 \cdot 10^{-3}$; $\bar{r}_c = 0,25$	3	0,3	0,46	$4,8 \cdot 10^{-3}$	$3,2 \cdot 10^{-2}$	0,58	0,222	0,174	0,1
$\beta = 10^{-2}$; $\bar{r}_c = 0,3$	2	0,25	0,56	$2,4 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^{-2}$	1	0,2	0,25	0,112

\bar{r}_v^* , S_v , $\tilde{\rho}_v$ — вакуумные значения соответствующих величин.

Как видно из таблицы, трехзаходный стелларатор с ростом давления плазмы теряет свое преимущество, связанное с большой величиной вакуумного шира. Из экспериментальных работ [6, 7] известно, что появление розеток сравнительно больших размеров приводит к резкому уходу плазмы поперек магнитного поля. Следует отметить, что аналогичные явления (уменьшение значения шира и увеличение угла вращательного преобразования на оси) при наличии плазмы могут происходить и в других стеллараторных системах. В частности, если вакуумные угловые характеристики двухзаходного стелларатора лежат вдали от основных резонансов, то с ростом β эти характеристики могут принять резонансные значения и при наличии малых возмущений привести к вырождению поверхностей.

Анализ результатов, приведенных в настоящей работе, позволяет предположить, что ограничение величины β в стеллараторах происходит вследствие расщепления магнитной конфигурации на резонансные розетки, связанные с уменьшением величины шира и ростом угла вращательного преобразования на оси системы.

Харьковский
государственный университет
им. А.М.Горького

Поступила в редакцию
11 декабря 1974 г.

Литература

- [1] А.Б.Михайловский, В.Д.Шафранов. Письма в ЖЭТФ, 18, 208, 1973.
- [2] Э.И.Юрченко. ЖТФ, 37, 1460, 1967.
- [3] Н.Н.Боголюбов, Ю.А.Митропольский. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. М., Гостехиздат, 1968.
- [4] В.Ф.Алексин. Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза, вып. 3, Киев, изд-во "Наукова думка", 1963, 216.

¹⁾ Амплитуды возмущений, как показано в работе [7], для основных резонансов лежат в интервале $10^{-4} + 10^{-3}$ и соответствуют точности изготовления стеллараторов.

- [5] А.И.Морозов, Л.С.Соловьев. Вопросы теории плазмы, вып. 2, М., Госатомиздат, 1963.
- [6] M.S.Berezhetsky, S.E.Grebenschikov, I.A.Kossy, Ju.I.Nechaev, M.S.Rabinovich, I.S.Sbitnikova, I.S.Shpigel. in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. Conf. Novosibirsk), IAEA, Vienna, 1969, 59.
- [7] Э.Д.Андрюхина, М.А.Ивановский, С.Н.Попов, А.П.Попрадухин, О.И.Федянин, Ю.В.Хольнов. Стеллараторы, М., изд. Наука, 65, 73, 1973.
-