

КФТИ

ХФТИ 89-30

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

*В.Ф.Алексин, В.П.Себко, В.И.Тюпа*

**УСТОЙЧИВОСТЬ МАГНИТНОЙ КОНФИГУРАЦИИ  
И ПРЕДЕЛЬНОЕ РАВНОВЕСНОЕ ДАВЛЕНИЕ  
ПЛАЗМЫ В СТЕЛЛАРАТОРЕ**

*Препринт*

**Москва-ЦНИИатоминформ-1989**

УДК 533.951.8

АЛЕКСИН В.Ф., СЕБКО В.П., ТИПА В.И. Устойчивость магнитной конфигурации и предельное равновесное давление плазмы в отеллараторе: Препринт ХФТИ 89-30. - Харьков: ХФТИ АН УССР, 1989. - 12 с.

Рассмотрены критерии предельного равновесного давления плазмы, связанные с нарушением устойчивости магнитной конфигурации по отношению к различного рода резонансным возмущениям.

Рис. 1, список лит. - 22 назв.

## В В Е Д Е Н И Е

В ряде работ были исследованы вопросы определения предельных режимов работы стеллараторов с точки зрения достижения предельного равновесного  $\beta_e$  и устойчивого  $\beta_c$  параметров (где  $\beta = \frac{P}{H^2/8\pi c}$  — отношение газокINETического давления в плазме к магнитному). Основным выводом этих работ [1,2] является то, что с ростом газокINETического давления плазмы магнитная ось в стеллараторах с широм смещается в область меньшего магнитного поля быстрее, чем крайние магнитные поверхности, тем самым создаются условия для возникновения магнитной ямы, приводящей к самостабилизации плазмы. Последнее приводит к тому, что при возрастании газокINETического давления плазмы практически снимается ограничение на предельное  $\beta_c$ , полученное из условия устойчивости плазмы. В этой ситуации представляет интерес исследование другого не менее важного параметра  $\beta_e$ , связанного с равновесием плазмы. Этот интерес возрастает в значительной степени в связи со строительством новых крупных установок и использованием в них токового и бестокowego методов нагрева. В работах [3,4] анализируются предельные возможности стелларатора с большим широм по допустимым равновесным давлениям плазмы. В работах [5-7] рассматривается поведение таких характеристик, как средний угол вращательного преобразования, шир и магнитная яма в зависимости от величины давления плазмы. В работах [8,9] исследовались свойства магнитной конфигурации с плазмой конечного давления. Рассматривалось влияние внешнего корректирующего вертикального магнитного поля в трехзаходном стеллараторе на равновесие плазмы. Случай центрированных магнитных конфигураций с фиксированной пространственной магнитной осью при различных давлениях плазмы рассматривался в [10]. В работе [7] было установлено, что сложение 2-й и 3-й гармоник винтового поля гибридного стелларатора позволяет улучшить магнитную конфигурацию за счет увеличения шира в такой системе. Аналогичные вопросы улучшения свойств конфигурации с токонесущей плазмой рассматривались в [11].

Среди существующих критериев на допустимое равновесное давление плазмы можно выделить два общепринятых критерия, связанных с ограничением на смещение магнитной оси и предельным смещением последней магнитной поверхности [12,13]. Следует отметить, что, если критерий на допустимое смещение крайней неразрушенной поверхности непосредственно характеризует собой эффект "обдирания" рабочей апертуры и с этой точки зрения имеет реальный физический смысл, то критерий на предельное смещение магнитной оси является весьма условным и, по-видимому, не может быть рассмотрен без взаимосвязи смещения магнитной оси с изменениями при этом таких интегральных характеристик магнитной конфигурации, как угол вращательного преобразования, шир, форма магнитных поверхностей и др. Как известно, данные характеристики при наличии плазмы в особенности при предельных ее давлениях и определяют эффективность работы стелларатора. Если учесть, что в предельных режимах работы стеллараторных систем эти характеристики могут существенно изменяться, то представляет повышенный интерес рассмотрение свойств магнитной конфигурации при воздействии различных возмущений, связанных с неточностью изготовления установок и с плазменными эффектами [14,15]. По-видимому, в такой ситуации должен существовать критерий на равновесное предельное давление плазмы, обусловленный не простым смещением оси, а более важными факторами, связанными с существенными изменениями интегральных характеристик, приводящими к заметным ухудшениям устойчивости конфигурации, особенно при воздействии малых резонансных возмущений. Поиски такого критерия, связанного с нарушением устойчивости магнитной конфигурации, тем более важны, что численные расчеты, проведенные в работе [16], показывают тесную связь между аномально быстрым уходом плазмы и расщеплением (обфуркацией) магнитной конфигурации.

Целью настоящей работы является исследование критериев на предельное равновесное давление плазмы, основанных на изменении интегральных характеристик, приводящих к качественному изменению магнитной конфигурации с ростом параметра  $\beta$ .

Исходя из рассматриваемых критериев предлагается способ улучшения магнитной конфигурации стелларатора при предельных давлениях плазмы. Этот способ состоит в использовании вертикального магнитного поля и фиксации магнитной оси на заданном расстоянии от центра системы, при котором характеристики стелларатора не будут сильно отличаться от вакуумных характеристик.

## МАГНИТНЫЕ ПОВЕРХНОСТИ СТЕЛЛАРАТОРА ПРИ НАЛИЧИИ ДАВЛЕНИЯ В ПЛАЗМЕ И ВНЕШНЕГО КОРРЕКТИРУЮЩЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

В данном разделе изучается в рамках идеальной магнитной гидродинамики свойства магнитной конфигурации стеллараторных систем при наличии плазмы и внешнего корректирующего поля. С помощью метода усреднения [17] и [7,13] можно записать уравнения для семейства магнитных поверхностей в общем случае, включающем в себя конфигурации с плоской осью: двух-, трехзаходных и гибридных.

Примем распределение давления плазмы по усредненным магнитным поверхностям в виде

$$P = P_0 \left[ 1 - \frac{\psi_0(z)}{\psi_0(z_0)} \right], \quad (1)$$

где  $P_0$  - давление в центре системы;  $\psi_0(z_0)$  - усредненная граничная поверхностная функция.

Определив магнитные поля, связанные с давлением в плазме (в первом приближении по  $\beta$ ) и корректирующим магнитным полем,  $H_1$  получим уравнение для возмущенных магнитных поверхностей стеллараторов

$$\psi = \psi_0 + \psi_\beta + \psi_1, \quad (2)$$

$$\psi_0 = \frac{t(z_0)}{2} z^2 \left( \alpha + \frac{1-\alpha}{2} \frac{z^2}{z_0^2} \right), \quad (3)$$

$$\psi_\beta = -\frac{\beta \delta}{\epsilon^2 t(z_0)(1+\alpha)} \left( 1 - \frac{1}{2} \frac{z^2}{z_0^2} \right) z \cos \psi, \quad (4)$$

$$\psi_1 = \frac{H_1}{\epsilon H_0} z \cos \psi, \quad (5)$$

где  $\alpha = \frac{t(0)}{t(z_0)}$ ;  $t(z_0)$  - суммарный угол вращательного преобразования на длине периода винтовой обмотки  $L$  на границе плазмы  $z_0$ ;  $t(0)$  - осевой угол вращательного преобразования на длине  $L$ ;  $\epsilon = 2\theta/L$  - тангенс угла наклона винтовой обмотки к образующей цилиндра;  $\delta = \frac{1}{R}$  - тороидальность винтовой обмотки;  $R$  - большой радиус тора. Величины  $z$ ,  $z_0$ ,  $L$  и  $R$  выражены в единицах радиуса винтовой обмотки  $a$ .

При выводе выражения для  $\psi_0$  использовался практически важный случай распределения среднего угла вращательного преобразования по радиусу в виде

$$\tilde{t}(z) = t(z_0) \left[ \alpha + (1-\alpha) \frac{z^2}{z_0^2} \right]. \quad (6)$$

Помимо указанных типов стеллараторов это соотношение может описывать поведение суммарного угла вращательного преобразования обусловленного продольным током в плазме и винтовым полем трехзаконного стелларатора, при распределении плотности продольного тока в плазме в виде

$$j = j_0 \left[ 1 - \frac{z^2}{z_0^2} \right]. \quad (7)$$

Эти и дальнейшие соотношения справедливы при определенных соотношениях:  $\beta \sim \delta$ ,  $\tilde{z} \ll z$ , где  $z$  - усредненный радиус магнитной поверхности, а  $\tilde{z}$  - его периодическое отклонение.

Смещение магнитной оси определяется соотношением

$$(1-\alpha)x^3 + \frac{3}{2}N \cos \psi x^2 + \alpha x - (N + M_1) \cos \psi = 0, \quad (8)$$

где  $N = \frac{\beta \delta}{E^2 t^2(z_0) z_0 (1+\alpha)}$ ;  $M_1 = \frac{H_1}{E t(z_0) z_0 H_0}$ ;  $x = \frac{z_c}{z_0}$ ;  $z_c$  - смещение магнитной оси. Здесь и в дальнейшем угол  $\psi = 0$  характеризует направление смещения магнитной оси (или магнитной поверхности) наружу тора, а угол  $\psi = \pi$  - направление смещения внутрь тора. Верхний знак в выражении (8) соответствует режиму разных направлений поперечных магнитных полей, создаваемых равновесными токами в плазме и внешним коррек. другим магнитным полем. Нижний знак - режиму одинаковых направлений.

Раскладывая усредненную поверхностную функцию в ряд Тейлора вблизи фиксированного радиуса  $z_0$  и используя условие  $\psi = const$  на магнитной поверхности, получаем уравнение для определения величины смещения крайней магнитной поверхности

$$(3-2\alpha+3N \cos \psi)y^3 + 2(1+\frac{N}{2} \cos \psi)y - (N+2M_1) \cos \psi = 0, \quad (9)$$

где  $y = \frac{\Delta z}{z_0}$ ;  $\Delta z$  - смещение граничной магнитной поверхности.

#### КРИТЕРИИ ПРЕДЕЛЬНОГО РАВНОВЕСНОГО ДАВЛЕНИЯ ПЛАЗМЫ

На основании уравнения для смещения магнитной оси (8) можно получить выражение для предельного  $\beta$  по допустимому смещению магнитной оси наружу тора

$$\beta = \frac{E^2 z_0 t^2(z_0) (1+\alpha)}{\delta} \frac{[\alpha + (1-\alpha)x^2] x}{1 - \frac{3}{2} x^2}. \quad (10)$$

Исходя из общепринятого ограничения на  $\beta$  по допустимому смещению магнитной оси равном  $\alpha = \frac{1}{2}$ , имеем

$$\beta = \frac{t^2(z_0) \epsilon^2 z_0 (1+\alpha)(1+3\alpha)}{5 \delta} . \quad (II)$$

Для тороатрона У-2М [20] с параметрами  $t(z_0) = 0,365$ ,  $t(0) = 0,385$ ,  $\delta = 0,259$ ,  $\epsilon = 0,518$  величина предельного равновесного давления без учета разрушения наружных магнитных поверхностей составляет 7,56%. В случае трехзаходного стелларатора ( $\alpha = 0$ )

$$\beta = \frac{t^2(z_0) \epsilon^2 z_0}{5 \delta} . \quad (I2)$$

Сравнивая соотношения (II) и (I2), видим, что  $\beta$  в двухзаходных и гибридных стеллараторах при  $\alpha = \frac{1}{2}$  в  $(1+\alpha)$   $(1+3\alpha)$  больше, чем  $\beta$  в трехзаходном стеллараторе [16]. Задавая допустимым смещением последней магнитной поверхности и используя уравнение (9), получаем условие ограничения предельного равновесного давления, которое выражается в виде

$$\beta = \frac{t^2(z_0) \epsilon^2 z_0 (1+\alpha)}{\delta} \frac{2y(1 + \frac{3-2\alpha}{2} y)}{1-y-3y^2} . \quad (I3)$$

Представляет практический интерес оценка смещения последней поверхности при удалении магнитной оси на половину радиуса ( $\alpha = \frac{1}{2}$ ). Из условия равенства давлений, полученном из выражений (I0) и (I3), находим, что смещение последней поверхности должно удовлетворять уравнению

$$(18-\alpha)y^2 + (11+3\alpha)y - 1 - 3\alpha = 0. \quad (I4)$$

К примеру, для трехзаходного стелларатора ( $\alpha = 0$ )  $\frac{\Delta z}{z_0} = 0,08$ , для двухзаходного стелларатора с малым широм ( $\alpha \approx 1$ )  $\Delta z/z_0 = 0,22$  и для гибридного стелларатора (или двухзаходного с конечным широм) при  $\alpha = 0,2$ ,  $\Delta z/z_0 = 0,12$ . Можно решить обратную задачу, т.е. принимая допустимое смещение последней поверхности, характеризующее  $\beta$  пред по данному критерию легко определить в этом режиме смещение магнитной оси.

Учет внешнего корректирующего однородного магнитного поля (см. уравнения (8) и (9)) приводит к поправке в выражениях для предельного давления плазмы. Соотношение для определения предельного давления плазмы по смещению магнитной оси имеет вид:

$$\beta = \frac{\epsilon^2 t^2(z_0) z_0 (1+\alpha)}{5 \delta} [1+3\alpha + 8M_1] . \quad (I5)$$

Данное выражение, полученное через начальное смещение оси  $\mathcal{C}_1$ , вызванное поперечным магнитным полем, можно записать в виде

$$\beta = \frac{\epsilon^2 t^2 (z_0)(1-\alpha^2)}{5\delta} \left[ 1 \mp 8\alpha_1^3 + \frac{4\alpha}{1-\alpha} (1 \mp 2\alpha) \right]. \quad (16)$$

Верхние знаки соответствуют режиму одинаковых направлений поперечных магнитных полей, создаваемых равновесными токами в плазме и внешним корректирующим магнитным полем. Нижний знак — режиму разных направлений (режим компенсации). В случае нижнего знака с увеличением поперечного корректирующего магнитного поля предельное равновесное давление плазмы увеличивается. Однако увеличение давления плазмы в данном случае не может быть сколь угодно большим из-за расщепления магнитных поверхностей в центральной области магнитной конфигурации [11].

Выражение для определения давления плазмы по допустимому смещению крайней магнитной поверхности при наличии внешнего корректирующего магнитного поля принимает вид:

$$\beta = \frac{z_0 \epsilon^2 t^2 (z_0)(1+\alpha)}{\delta} \frac{(3-2\alpha)y^2 + 2(1 \pm M_1)y \pm 2M_1}{1-y-3y^2}. \quad (17)$$

#### КРИТЕРИИ ПРЕДЕЛЬНОГО РАВНОВЕСНОГО ДАВЛЕНИЯ ПЛАЗМЫ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ НАРУШЕНИЕМ УСТОЙЧИВОСТИ МАГНИТНОЙ КОНФИГУРАЦИИ

В настоящем разделе приводятся оценки равновесного газокINETического давления плазмы для стеллараторных систем исходя из недопустимости развития резонансных явлений магнитной конфигурации.

Известно [7, 18, 19], что с увеличением давления плазмы увеличивается угол вращательного преобразования на магнитной оси "пробега" ряд резонансных значений при постоянных величинах винтовых и тороидальных магнитных полей. При этом шир силовых линий резко уменьшается. При наличии резонансных возмущений и малом шире рациональные магнитные поверхности расщепляются на отдельные розетки, которые могут оказывать существенное влияние на удержания плазмы в ловушке. Резонансные возмущения могут быть связаны с неточностью изготовления магнитной системы, тороидальностью винтовой обмотки, появлением небольших локальных токов в плазме. В связи с этим можно ввести определенное ограничение на рост осевого угла, связанное с недопустимостью опасного резонанса. Последнее обстоятельство дает возможность получить критерий предельного равновесного давления плазмы в стеллараторе. Уравнение для возмущенных средних магнитных поверхностей относительно магнитной оси, как известно, записывается в виде

$$\psi = -\int z F_2(z, \nu) d\nu + \ell \int [\Omega(z) - \frac{m}{\ell}] z dz, \quad (18)$$

где  $F_2 = R \frac{H_z}{H_0}$  - функция, обусловленная возмущающим магнитным полем;  $\Omega(z)$  - угол вращательного преобразования на длине системы;  $m$  и  $\ell$  - азимутальные числа.

Для распределения вакуумного угла по радиусу в виде (8) выражение для угла поворота силовых линий на магнитной оси, усредненного по магнитным поверхностям [13], при учете конечного давления плазмы имеет вид:

$$\langle \frac{t(0)}{t(z_0)} \rangle = \sqrt{\mathcal{L}^2 + 4\mathcal{L} \frac{z_0^2}{z_0^2} \frac{1 - \frac{1-\mathcal{L}}{2} \frac{z_0^2}{z_0^2}}{1 - \frac{3}{2} \frac{z_0^2}{z_0^2}} + 3 \left( \frac{z_0^2}{z_0^2} \frac{1 - \frac{1-\mathcal{L}}{2} \frac{z_0^2}{z_0^2}}{1 - \frac{3}{2} \frac{z_0^2}{z_0^2}} \right)^2}. \quad (19)$$

Аngle в скобках означают усреднение по магнитным поверхностям. Предельные величины  $\beta$  и  $x = \frac{z_0}{z_0}$ , при которых нарушается устойчивость магнитной конфигурации вследствие действия малых резонансных возмущений вблизи опасных резонансов, определяются из выражений, которые легко получаются из соотношений (18) и (19).

$$(1-\mathcal{L})x^3 + \frac{3}{2}\mathcal{N}x^2 + \mathcal{L}x - \mathcal{N} = 0; \quad (20)$$

$$(1-\mathcal{L})x^4 - \frac{1}{2}[4+3(\mathcal{N}-\mathcal{L})]x^2 + \mathcal{N}-\mathcal{L} = 0,$$

где  $\mathcal{N} = \frac{\langle t(0) \rangle}{t(z_0)}$  - предельный относительный угол на смещенной магнитной оси.

Остановимся более подробно на возмущениях, вызванных тороидальностью винтовой обмотки. Как известно, условия образования резонансных структур [20] записываются в виде

$$\Omega(z) = \frac{nN}{n \pm m}, \quad (21)$$

где  $n$  - номер винтовой гармоник;  $N$  - число шагов винтовой обмотки на длине системы;  $m$ , - номер учитываемого порядка по тороидальности. Наибольшую опасность представляют возмущения, возникающие в системах с малым числом шагов винтовой обмотки  $N$  и с малым  $n$ . Амплитуда возмущающих полей с ростом  $N$  и  $n$  быстро убывает. К примеру, для установки "J-2.1" ( $N = 2$ ) с  $\Omega(0) = 0,57$  и  $\Omega(z_0) = 0,73$  могут образовываться острова на резонансных углах

$$\Omega = \frac{4}{6}; \frac{4}{7}; \quad cn = 2$$

$$\Omega = \frac{8}{11}; \frac{8}{12}; \frac{8}{13}; \frac{8}{14} \quad cn = 4$$

$$\Omega = \frac{12}{17}; \frac{12}{18}; \frac{12}{19}; \frac{12}{20}; \frac{12}{21} \quad cn = 6.$$

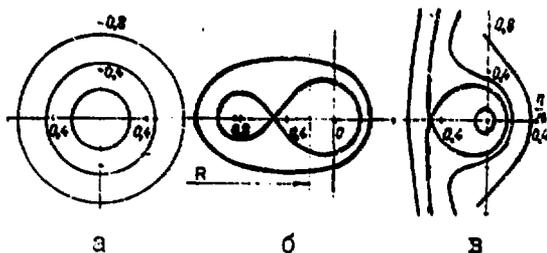
В работе [21] численными расчетами показано существование островов на перечисленных выше резонансных углах. При уменьшении шира, вызванного увеличением давления или продольным током (режим докручивания) в плазме, острова будут увеличиваться, что может привести к ухудшению удержания плазмы и ограничению предельного давления.

Расчеты угла вращательного преобразования с учетом конечного  $\beta$ , проведенные для  $I=2M$ , показывают, что при смещении магнитной оси  $z_c/z_0 = 0,2$  ( $\beta = 1,88\%$ ) происходит практическое исчезновение шира. Угол поворота силовых линий, близкий к резонансному углу  $\Omega = 4/6$ , достигает значения  $\Omega = 0,64$ .

С другой стороны, увеличение давления плазмы приводит к уменьшению угла вращательного преобразования на периферии плазмы и при определенных  $\beta$  угол поворота силовых линий может обращаться в нуль на определенном радиусе. При наличии резонансных возмущений магнитные поверхности будут расщепляться на отдельные розетки. Резонансные возмущения в данном случае могут быть связаны с полем токов равновесия, а также полем, возникающим из-за тороидальности винтовой обмотки. С увеличением давления плазмы шир силовых линий меняет знак и увеличивается. Казалось бы с ростом шира размеры розеток должны уменьшаться, однако с ростом давления плазмы увеличиваются и возмущающие поля и образовавшиеся розетки могут иметь довольно большие размеры. Условие для нахождения  $z_1/z_0$ , при котором угол вращательного преобразования, вычисленный по точным формулам в [13], обращается в нуль и определяется уравнением

$$(1-\alpha)\frac{z_1^2}{z_0^2} - 3\frac{z_c}{z_0} \alpha + 2(1-\alpha)\frac{(1-\frac{z_c^2}{z_0^2})}{1-\frac{3}{2}\frac{z_c^2}{z_0^2}} \frac{z_1}{z_0} + \alpha + 3\frac{z_c^2}{z_0^2} \frac{1-\frac{1}{2}\frac{z_c^2}{z_0^2}}{1-\frac{3}{2}\frac{z_c^2}{z_0^2}} = 0. \quad (22)$$

На рисунке представлены формы магнитных поверхностей с учетом возмущающего магнитного поля, создаваемого токами равновесия, в зависимости от смещения  $z_c/z_0$  ( $\alpha = 0,24$ ). Из рисунка видно, что при определенных  $z_c/z_0$  магнитная конфигурация расщепляется на отдельные



Изменение формы магнитных поверхностей в зависимости от величины  $z_c/z_0$ ;  $\alpha = 0,34$ ; а)  $z_c/z_0 = 0$ ; б)  $z_c/z_0 = 0,2$ ; в)  $z_c/z_0 = 0,5$

области. Обращение угла вращательного преобразования на отдельных радиусах в нуль и образование при этом резонансных розеток может стать критерием по достижению предельного давления плазмы [22].

Обращение угла вращательного преобразования в нуль в торсатроне  $J$ -М наступает при смещении магнитной оси  $z_c/z_0 = 0,4$  ( $\beta = 5,11\%$ ).

#### УЛУЧШЕНИЕ УСТОЙЧИВОСТИ МАГНИТНОЙ КОНФИГУРАЦИИ СТЕЛЛАТОРА С ПОМОЩЬЮ ВНЕШНЕГО ПОПЕРЕЧНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Несмотря на то, что критерий устойчивости, связанный с самостабилизацией плазмы, в рассмотренных ранее случаях заведомо выполняется [1] (смещения магнитной оси наружу тора максимальны, а это соответствует значительным глубинам магнитной ямы), тем не менее, в таких режимах больших смещений магнитные конфигурации могут расщепляться на резонансные области. Для того, чтобы не сильно исказить характеристики магнитной конфигурации, т.е. уменьшить смещение магнитной оси и увеличить предельное давление плазмы в стеллараторе используем внешнее компенсирующее поперечное магнитное поле. Предполагается, что рост газокINETического давления в плазме осуществляется обестоковыми методами.

Уравнение (8) для смещения магнитной оси можно переписать в виде:

$$\alpha x^3 + 3K\alpha x^2 \cos \psi + 3Ax = 2M \cos \psi, \quad (23)$$

где

$$K = \frac{1}{2} \frac{N}{1-\alpha}; \quad A = \frac{\alpha}{3(1-\alpha)};$$

$$M = \frac{1}{2(1-\alpha)} \left( N - \frac{H_z}{L(z_0) \epsilon z_0 H_0} \right).$$

Случай  $\mathcal{M} > 0$  - случай недокомпенсации поля однородной составляющей токов равновесия внешним однородным полем;  $\mathcal{M} = 0$  - случай полной компенсации;  $\mathcal{M} < 0$  - случай перекомпенсации.

Анализ выражения (23) показывает, что если в магнитной конфигурации трехзаходного стелларатора или двухзаходного с малым углом на магнитной оси с плазмой конечного давления начать компенсировать однородную составляющую поля токов равновесия внешним поперечным магнитным полем, то в центральной области конфигурации произойдет расщепление магнитных поверхностей. Аналогичная картина будет наблюдаться, если магнитную ось сместить внутрь тора внешним поперечным полем, а затем увеличивать давление плазмы, смещая тем самым ось наружу тора.

В режиме закручивания исчезновение розеточной структуры внутри рабочего объема стелларатора с конечным углом на оси системы и корректирующим полем наступает при условии

$$\mathcal{A}^3 - \frac{3}{4} K^2 \mathcal{A}^2 + 3 K \mathcal{M} \mathcal{A} - 2 K^3 \mathcal{M} - \mathcal{M}^2 > 0. \quad (24)$$

Чтобы это условие выполнялось, магнитная конфигурация стелларатора должна обладать достаточным вакуумным углом на магнитной оси. В трехзаходном стеллараторе этого можно достичь с помощью продольного тока в плазме [11].

Из выражения (24) следует, что для формирования устойчивой магнитной конфигурации с магнитной осью в центре системы необходимо с ростом давления плазмы увеличивать величину корректирующего магнитного поля и при этом иметь достаточный вакуумный угол на магнитной оси, постоянно соблюдая режим полной компенсации ( $\mathcal{M} = 0$ ). При этом давление плазмы в режиме компенсации можно определить из выражения

$$\beta = \frac{4t^2(z_0) \mathcal{E}^2 z_0 (1+\mathcal{L}) \sqrt{\mathcal{L}(1-\mathcal{L})}}{3\delta}. \quad (25)$$

Зависимость  $\frac{H_1}{H_0}$  от параметров стелларатора определяется из выражения

$$\frac{H_1}{H_0} = \frac{4}{3} \sqrt{\mathcal{L}(1-\mathcal{L})} z_0 \mathcal{E} t(z_0). \quad (26)$$

Для  $J=2$  можно получить устойчивую магнитную конфигурацию с магнитной осью в центре системы ( $z_c/z_0 = 0$ ) с  $\beta = 3,16\%$ . Вместе с тем заметим, что увеличение давления плазмы не может быть сколь угодно большим, поскольку в этом случае увеличивается и некомпенсированное магнитное поле, создаваемое внешним поперечным полем и поперечным полем токов равновесия, которое будет приводить к разрушению наружных магнитных поверхностей [8]. Чрезмерное же увеличение вакуумного угла

на оси системы может привести к уменьшению начального шира, что делает магнитную конфигурацию неустойчивой к различного рода резонансным возмущениям. Поэтому для уменьшения величины нескомпенсированных магнитных полей целесообразно производить запрограммированное включение внешнего поля. С ростом величины поперечного поля во времени, создаваемого токами равновесия, должно расти и внешнее компенсирующее поле. Величина нескомпенсированных полей для трехзаходного стелларатора должна быть меньше  $\Delta H_1/H < 10^{-2}$  на периферии плазмы [9]. Програмированное магнитное поле подбирается таким образом, чтобы магнитная ось имела небольшое смещение наружу тора. При этом будут мало изменяться начальные характеристики магнитной конфигурации, а за счет небольшого смещения оси возникнет магнитная яма, необходимая для стабилизации плазмы [1]. Таким образом, можно совместить условие самостабилизации плазмы с условием сохранения большого шира, а следовательно, и устойчивости магнитной конфигурации.

## ВЫВОДЫ

Для квадратичной зависимости угла вращательного преобразования по радиусу, описывающей широкий класс стеллараторных систем с плоской осью, получены универсальные зависимости для определения величины предельного равновесного давления плазмы как с внешним поперечным полем, так и без него. Критерии получены по смещению магнитной оси, а также и по смещению крайней магнитной поверхности.

В работе рассмотрены критерии предельного равновесного давления плазмы, связанные с нарушением устойчивости магнитной конфигурации по отношению к различного рода резонансным возмущениям. Получены соотношения для определения предельных  $\beta$  и  $z_c/z_0$ , при которых исчезает шир силовых линий и магнитная конфигурация может расщепляться на розетки больших размеров. Приводится соотношение для нахождения  $z_c/z_0$ , при которых угол вращательного преобразования, обусловленный полями стелларатора и полем токов равновесия, обращается в нуль.

Благодаря использованию специально подобранного внешнего корректирующего магнитного поля и соответствующего начального вакуумного угла на оси системы можно сохранить достаточно устойчивую магнитную конфигурацию и за счет этого повысить газкинетическое давление плазмы.

Авторы выражают благодарность Е.Д.Волкову за обсуждение работы и полезные замечания.

1. Коврижных Л.М., Шепетов С.В. "Самостабилизация" плазмы конечного давления плазмы в стеллараторе//Физика плазмы 1981. Т.7. Вып. 2. С. 419-427.
2. Коврижных Л.М., Шепетов С.В. Существует ли предельное давление в стеллараторе?//Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 33. Вып. 9. С.441-444.
3. Данилкин И.С. К оценке предельного равновесного давления плазмы в стеллараторе с большим магнитным широм//Физика плазмы. 1978. Т. 4. Вып. 5. С. 1033-1043.
4. Данилкин И.С., Коврижных Л.М., Шепетов С.В. Эффекты конечного  $\beta$  в стеллараторе с большим магнитным широм: Препринт ФИАН СССР №75. М. 1981.
5. Пятов В.Н., Себко В.П., Топа В.И. Влияние поперечного магнитного поля и плазмы на интегральные характеристики и устойчивость конфигурации стелларатора: Препринт ФТИ АН УССР, ХЭТИ 76-25. Харьков. 1976.
6. Акшанов Б.С., Манзык Н.А., Муратов В.И. и др. О возможной интерпретации предельной величины давления плазмы в стеллараторе// Письма в ЖЭТФ. 1975. Т. 21. Вып. 4. С. 212-216.
7. Манзык Н.А., Пятов В.Н., Рожков А.М., Себко В.П. Влияние давления плазмы на параметры гибридного стелларатора//Физика плазмы. 1977. Т. 3. Вып. 1. С. 14-17.
8. Pyatov V.N., Shishkin A.A. Effect of transverse magnetic field on axial magnetic surfaces of three- turn stellarator perturbed by on equilibrium plasma //Nuclear Fusion. 1976. Vol.16. №6. P. 937-942.
9. Быков В.Е., Кузнецов Ю.К., Пашнев В.К., Пинос И.Б. О разрушении магнитных поверхностей в трехзаходном стеллараторе под действием плазменных токов: Препринт ФТИ АН УССР, ХЭТИ 77-5. Харьков. 1977.
10. Lortz D., Nührenberg J. Three-Dimensional elliptical centred MHD Equilibria //Z.Naturforsch. 1978. Vol.A34. N2. P.167-171.
11. Алексин В.Ф., Волков Е.Д., Себко В.П., Топа В.И. Магнитные поверхности тороидального стелларатора при наличии токонесящей плазмы и корректирующего магнитного поля//УФН. 1980. Т. 25. № 9. С. 1533-1537.
12. Frieman E., Greene J., Tenney F. et al. The proposed model C stellarator facility //Project Matterhorn. NYO-7899. Princeton. 1957. P.78-142.

13. Соловьев Л.С., Шафранов В.Д. Замкнутые магнитные конфигурации для удержания плазмы//Вопросы теории плазмы. М.: Атомиздат. 1967. Т. 5. С. 3-208.
14. Алексин В.Ф., Пятов В.Н., Себоко В.П., Топка В.И. О резонансных явлениях в стеллараторе при наличии продольного тока в плазме//Физика плазмы. 1976. Т. 2. Вып. 2. С. 219-227.
15. Себоко В.П., Топка В.И. Искажение магнитных поверхностей под действием токовых винтовых возмущений в стеллараторе при омическом нагреве плазмы//УФН. 1976. Т. 21. В. II. С. 1915-1917.
16. Lyon J.F., Carreras B.A., Harris J.H. et al. Stellarator Physics Evaluation Studies //In.Proc. 9<sup>th</sup> Intern.Conf. on Plasma Physics Contr. Nuclear Fusion. Baltimore. 1982 /Vienna: IAEA. 1983. P.115-127. IAEA-CN-41/03.
17. Боголюбов Н.Н., Митропольский Ю.А. Метод усреднения//Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. М.: 1974. С.355-394.
18. Коврижных Л.М., Щепетов С.В. Критерии МПД-устойчивости в стеллараторе//Физика плазмы. 1981. Т. 7. Вып. 5. С. 965-967.
19. Пустовитов Б.Д. Генерация тока при быстром нагреве плазмы в стеллараторах: Препринт: ИАЭ - 3572/6. М., 1982.
20. Данилкин И.С. Влияние геометрических погрешностей магнитной системы на топологию поля стелларатора//Стеллараторы. М.: "Наука". 1973. Т. 65. С. 26-49.
21. Беседин Н.Т., Кузнецов Ю.К., Панкратов И.М. Влияние особенностей укладки винтовых проводников на магнитную конфигурацию двухзаходного торса трона с продольным полем//Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Термоядерный синтез. 1987. Вып. 3. С. 13-18.
22. Быков В.Е., Пелетминская В.Г., Ходячих А.В., Шингин А.А. Разрушение магнитных поверхностей в торса троне под действием равновесных плазменных токов//Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Термоядерный синтез. 1987. Вып. 3. С. 21-24.

Виталий Федорович Алексин, Вадим Пантелеевич Себко,  
Василий Ильич Тша

УСТОЙЧИВОСТЬ МАГНИТНОЙ КОНФИГУРАЦИИ И ПРЕДЕЛЬНОЕ  
РАВНОВЕСНОЕ ДАВЛЕНИЕ ПЛАЗМЫ В СТЕЛЛАРАТОРЕ

Ответственный за выпуск Л.М.Ракивненко

Редактор, корректор А.И.Нагорная

---

Подписано в печать 26.05.89. Т - III30. Формат 60x84/16.

Бум.лпсч. № 1. Офсетк.печ. Усл.п.л. 0,93. Уч.-изд.л. 0,7. Тираж 210.  
Заказ № 633. Цена 14 коп. Индекс 3624.

---

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

Для заметок

14 коп.

Индекс 3624

Препринт, 1989, 1-12.