

личению объема фильтрата, очищенного за межрегенерационный цикл использования катионита.

Поступила в Редакцию 10/VIII 1969 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. S w o p e, E. A n d e r s o n. *Industr. and Engng Chem.*, 47, 78 (1955).

2. С. А. Вознесенский и др. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958». Доклады советских ученых. Т. 4. М., Атомиздат, 1959, стр. 189.  
3. Ф. В. Раузен, З. Я. Соловьева. «Атомная энергия», 18, 623 (1965).

## Равновесие и устойчивость плазмы в замкнутых ловушках без вращательного преобразования

В. Д. ШАФРАНОВ, Э. И. ЮРЧЕНКО

Введение

В работах [1—3] была доказана принципиальная возможность создания магнитной ловушки типа гофрированного тора, обладающей усредненной магнитной ямой. Наличие магнитной ямы обеспечивает гидромагнитную устойчивость плазмы исчезающе малого давления. Гофрированные ловушки интересны, однако, как системы для удержания плазмы с достаточно большим  $\beta = 8\pi P/B^2$ . Поэтому представляет интерес оценить максимально возможное  $\beta$  как по равновесию, так и по устойчивости плазмы в этих ловушках.

Ловушка с замкнутыми силовыми линиями ( $\iota = 0$ ) принципиально отличается от ловушки с вращательным преобразованием ( $\iota \neq 0$ ). В ловушке с вращательным преобразованием знание уравнения магнитных силовых линий достаточно для определения системы вложенных магнитных поверхностей, необходимой для удержания плазмы в равновесии (поскольку каждая силовая линия при многократном обходе вдоль тора постепенно заполняет поверхность). В ловушках же без вращательного преобразования знание одного только хода магнитных силовых линий не позволяет определить, через какую совокупность замкнутых линий проходит поверхность постоянного давления плазмы  $P = \text{const}$ .

Для определения системы магнитных поверхностей  $P = \text{const}$  нужно рассчитать интеграл  $U = \oint \frac{dl}{B}$ . Искомые поверхности образуются теми линиями, для которых  $U = \text{const}$ .

Отсюда проистекает различие в результатах применения метода разложения по отклонению  $\rho$  от магнитной оси для систем с  $\iota \neq 0$  и  $\iota = 0$ . Для системы типа двухзаходного стелларатора ( $\iota \neq 0$ ) знания магнитного поля второй гармоники в низшем приближении раз-

ложения по  $\rho$  достаточно для однозначного определения параметра эксцентricности приосевых магнитных поверхностей [4]:

$$\epsilon = \text{th } \eta = \frac{l_y^2 - l_x^2}{l_y^2 + l_x^2} \quad (1)$$

( $l_x, l_y$  — полуоси эллиптического сечения). В гофрированных системах знание поля второй гармоники позволяет определить лишь переменную часть  $\tilde{\eta}$  параметра:

$$\eta(s) = \eta_0 + \tilde{\eta}(s). \quad (2)$$

Для определения же постоянной, не зависящей от продольной координаты  $s$  части  $\eta_0$ , необходимо знание поля третьей гармоники. Можно сказать, что во втором приближении разложения по  $\rho$  приосевые магнитные поверхности вырождены (как в однородном поле); вырождение снимается в третьем приближении разложения по  $\rho$  (при учете третьей гармоники поля), подобно тому как оно снимается при наложении гофрировки на однородное поле. Учет давления плазмы, как следует из решения задачи о равновесии для стеллараторов [5], отражается на параметрах магнитной конфигурации в третьем приближении разложения по  $\rho$ . Поэтому давление плазмы приводит не только к относительному смещению тороидальных поверхностей  $P = \text{const}$ , но и к изменению их эксцентricитета (через изменение параметра  $\eta_0$ ).

Магнитные поверхности рассматриваемой конфигурации весьма сложные — поперечные сечения меняют свою форму и площадь по длине системы. Поэтому решить задачу о равновесии при заданных внешних полях с реальными граничными условиями очень трудно. В связи с этим в настоящей работе решается упрощенная задача о равновесии плазмы ( $P \neq 0$ ) в конфигурации с заданной магнитной

УДК 533.9



осью. Влияние давления плазмы оценивается путем сравнения решения этой задачи с решением для вакуумной конфигурации ( $P = 0$ ), имеющей точно такую же магнитную ось.

В ряде работ [6—8] рассчитывались равновесие и устойчивость плазмы в системах с  $\iota = 0$  в идеализированном предположении, что весь ток в плазме поверхностный, так что внутри плазменного шнура  $\nabla P = 0$ , а на поверхности плазмы давление меняется скачком. В нашей работе рассматривается более реальный случай объемного тока и неоднородного (параболического) распределения давления плазмы по сечению шнура.

### Исходные уравнения

Пусть магнитные поверхности равновесной плазмы ( $\nabla P = [jB]$ ,  $j = \text{rot } B$ ) описываются уравнением  $\Phi = \text{const}$ . На этих поверхностях интеграл  $\oint \frac{dl}{B}$ , взятый вдоль замкнутой силовой линии, одинаков для всех силовых линий на данной магнитной поверхности. Разложим ток, текущий в плазме, на две составляющие:

$$j = P'(\Phi)(j_{\perp} + hB). \quad (3)$$

Тогда для перпендикулярной магнитному полю составляющей тока из уравнений равновесия следует

$$j_{\perp} = \frac{[B\nabla\Phi]}{B^2}. \quad (4)$$

Функция  $h$ , характеризующая распределение продольного тока по сечению ловушки, определяется из магнитного дифференциального уравнения:

$$B\nabla h = \frac{j_{\perp} \nabla B^2}{B^2}. \quad (5)$$

Расчеты удобно проводить в системе координат  $x, y, s$ , связанной с магнитной осью. Рассмотрим конфигурацию, магнитная ось которой лежит в плоскости. Квадрат элемента длины имеет вид

$$dl^2 = dx^2 + dy^2 + [1 - k(s)x] ds^2, \quad (6)$$

где  $k(s)$  — кривизна оси;  $x$  — расстояние от магнитной оси в плоскости, где лежит ось;  $s$  — длина дуги оси.

Зададим в нижнем приближении по степени отклонения от магнитной оси компоненты магнитного поля в виде [2]:

$$\begin{aligned} B_x &= -\frac{1}{2}(B'_0 + \eta' B_0)x; \\ B_y &= -\frac{1}{2}(B'_0 - \eta' B_0)y; \\ B_z &= B_0(1 + kx). \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь штрихом обозначено дифференцирование по  $s$ .

Для упрощения расчетов будем пользоваться «скругляющей» системой координат [9]:

$$x = X \frac{e^{-\eta/2}}{B_0^{1/2}}, \quad y = Y \frac{e^{\eta/2}}{B_0^{1/2}}. \quad (8)$$

Магнитные поверхности равновесной конфигурации во втором приближении имеют вид

$$\begin{aligned} \Phi &= \pi B_0(e^{\eta} x^2 + e^{-\eta} y^2) = \pi(X^2 + Y^2) = \pi a^2 = \\ &= \text{const}. \end{aligned} \quad (9)$$

Уравнение (5) в скругляющей системе координат выглядит так:

$$\frac{dh}{ds} = -4Y \frac{ke^{-\eta/2}}{B_0^{3/2}}. \quad (10)$$

Как показано в работе [2], из определения магнитной оси для конфигурации без вращательного преобразования следует, что

$$\oint \frac{ke^{-\eta/2}}{B_0^{3/2}} = 0. \quad (11)$$

Поэтому можно ввести периодическую функцию  $q(s)$  с помощью соотношения

$$q'(s) = \frac{ke^{-\eta/2}}{B_0^{3/2}} = \tilde{q}'(s) e^{-\eta_0/2}. \quad (12)$$

Интегрируя уравнение (10), находим

$$h = -4Y(q - q_0). \quad (13)$$

Константа  $q_0$  определяется из условия однозначности скалярного потенциала  $\Phi_E$  электрического поля, поддерживающего ток. Для  $\Phi_E$  имеем

$$\frac{d\Phi_E}{ds} = \frac{P'(\Phi) B_0 h}{\sigma_{\parallel}(\Phi)} = -\frac{4P' B_0}{\sigma_{\parallel}} Y(q - q_0), \quad (14)$$

отсюда заключаем, что  $q_0 = \oint B_0 q ds / \oint B_0 ds$ .

Будем рассматривать конфигурацию, симметричную относительно плоскости, в которой лежит магнитная ось. Замкнутость силовых линий можно обеспечить, создав ловушку из двух частей, являющихся зеркальным отображением одна другой. Магнитное поле при этом будет антисимметричным относительно зеркальной плоскости, которая перпендикулярна к плоскости симметрии [10]. Кривизна магнитной оси будет четной функцией координаты

$$k(s) = k(-s), \quad (15)$$

а  $B_y$  — компонента магнитного поля — нечетной функцией  $s$ :

$$B_y(x, y, s) = -B_y(x, y, -s). \quad (16)$$

Из уравнений (7), (15) следует, что параметры конфигурации обладают следующими свойствами:

$$B_0(s) = B_0(-s), \quad \eta(s) = \eta(-s). \quad (17)$$

Константа  $q_0$ , входящая в формулу (13), для такой конфигурации равна нулю.

### Равновесие плазмы

Формулы (3), (4), (13) позволяют рассчитать ток, текущий в равновесной плазме. После чего, предполагая  $P'(\Phi) = \text{const}$ , можно из уравнений равновесия плазмы получить для компонент магнитного поля в необходимом для расчета  $\oint \frac{dl}{B}$  приближении следующие выражения:

$$\begin{aligned} B_x &= -\frac{1}{2}(B'_0 + \eta' B_0)x - \\ &\quad - (3B_3 + 3\varphi_k - g)x^2 + (3B_3 - \varphi_k - g)y^2; \\ B_y &= -\frac{1}{2}(B'_0 - \eta' B_0)y + 2(3B_3 - \varphi_k + g)xy; \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} B_s &= B_0(1 + kx) + \left[ B_0 k^2 - \frac{B''_0 + (\eta' B_0)'}{4} \right] x^2 - \\ &\quad - \frac{B''_0 - (\eta' B_0)'}{4} y^2 - P'(e^{\eta x^2} + e^{-\eta y^2}). \end{aligned}$$

Здесь  $g = -\frac{P'}{2} B_0^{3/2} e^{-\eta/2} q$ ;  $\varphi_k = \frac{5}{16} B_0 k + \frac{1}{8} B_0 k' + \frac{1}{16} B_0 k \eta'$ ; функцию  $B_3(s)$ , характеризующую вакуумное магнитное поле третьей гармоники, будем считать заданной.

Из системы уравнений

$$\frac{dx}{B_x} = \frac{dy}{B_y} = \frac{(1 - kx) ds}{B_s} \quad (19)$$

определяются, как и в работе [2], приближенные траектории силовых линий. Условие, что смещение магнитных силовых линий вследствие давления плазмы не превышает поперечного размера системы, приводит к следующему ограничению на давление плазмы:

$$\beta < \beta_e \approx \frac{ae^{3\eta_0/2}}{B_0^2 \left( \int e^{-\eta} \tilde{q} ds \right)_{\text{макс}}} \quad (20)$$

Выражение для интеграла  $U(\Phi) = \oint dl/B$  получается в виде разложения

$$\begin{aligned} U(\Phi) &= \oint \frac{ds}{B_0} + e^{-\eta_0} J_1^p X^2 + e^{\eta_0} J_2^p Y^2 = \\ &= \oint \frac{ds}{B_0} + U'(\Phi) \Phi, \end{aligned} \quad (21)$$

где

$$\begin{aligned} J_1^p &= J_1 + P'\pi \left( e^{-\eta_0} \oint e^{-\eta} \tilde{q}^2 ds + e^{\eta_0} \oint ds/B_0^3 \right); \\ J_2^p &= J_2 + P'\pi \left( 3e^{-\eta_0} \oint e^{\eta} \tilde{q}^2 ds + e^{-\eta_0} \oint ds/B_0^3 \right), \end{aligned}$$

а  $J_1$  и  $J_2$  определяются формулами (43) и (44) работы [2]. Приравнявая коэффициенты при  $X^2$  и  $Y^2$ , находим  $U'(\Phi)$  и уравнение для определения константы  $\eta_0$ :

$$\begin{aligned} U' &= \frac{e^{-\eta_0}}{\pi} J_1 + P' e^{-\eta_0} \oint e^{-\eta} \tilde{q}^2 ds + \\ &\quad + P' e^{\eta_0} \oint ds/B_0^3; \end{aligned} \quad (22)$$

$$e^{2\eta_0} = \frac{J_1 + P'\pi \frac{e^{-\eta_0} \oint e^{-\eta} \tilde{q}^2 ds - 3e^{\eta_0} \oint e^{\eta} \tilde{q}^2 ds}{J_2}}{J_2}. \quad (23)$$

В выражении (22) третье слагаемое характеризует тривиальное углубление ямы из-за диамагнетизма плазмы. Как будет видно из критерия устойчивости, это углубление ямы не влияет на гидромагнитную устойчивость плазмы. Кроме того, давление плазмы входит во второе слагаемое. Соответствующее углубление ямы играет стабилизирующую роль. Требование малости искажения формы сечения вакуумных магнитных поверхностей (т. е. параметра  $\eta_0$ ) приводит, как это видно из уравнения (23), к ограничению давления плазмы в системе. Это ограничение может быть более мягким или более жестким, чем определенное уравнением (20), в зависимости от конкретной системы.

### Гофрированный тор

Для того чтобы выяснить, к каким реальным ограничениям на давление приводят требования малости искажения вакуумной конфигурации, рассмотрим равновесие гофрированного тора. Зададим вакуумное магнитное поле следующим образом:

$$B_0 = \frac{1}{(1 - \nu \cos \gamma s)^2}. \quad (24)$$

Такому заданию поля соответствуют синусоидальные силовые линии, описываемые уравне-



нием  $r = \sqrt{x^2 + y^2} = r_0(1 - v \cos \gamma s)$ . Здесь  $v$  — величина, характеризующая величину гофрировки магнитного поля;  $\gamma = \frac{2\pi}{L} N$ ;  $N$  — число периодов гофрировки поля;  $L$  — длина магнитной оси системы. Пусть кривизна магнитной оси имеет вид

$$k(s) = k_1 + k_0 \cos \gamma s, \quad (25)$$

где  $k_1 = 2\pi/L$  — средняя кривизна оси. Условие замыкания тока разделения зарядов (14) накладывает на кривизны оси следующее ограничение:

$$k_1 = k_0 \frac{3v(1+v^2/4)}{2+3v^2}. \quad (26)$$

Допустимое равновесное давление плазмы в этой системе рассчитаем по формуле (20):

$$\beta_e \approx \frac{a^2 \gamma^2}{k_0 a} \cdot \frac{2+3v^2}{3h(v)(1+v^2/4)} = k_1 a N^2 \frac{v}{h(v)}, \quad (27)$$

где

$$h(v) = 1 + \frac{3}{8} v + \frac{9}{8} v^2 + 3v^4.$$

Форма сечения магнитной поверхности гофрированного тора представляет собой эллипс, эксцентриситет которого, вообще говоря, зависит от давления и определяется из уравнения (23):

$$e^{2\eta_0} = 1 + \frac{4}{27v^4 N^2} \left[ f_1(v) + \beta \frac{(3e^{\eta_0} - e^{-\eta_0})}{a^2 \gamma^2} f_2(v) \right], \quad (28)$$

где

$$f_1(v) = 1 + \frac{99}{8} v^2 + \frac{595}{16} v^4;$$

$$f_2(v) = \left(1 + \frac{1}{4} v^2\right) \times$$

$$\times \left(1 - \frac{39}{16} v^2 + \frac{45}{8} v^4 + v^6 + \frac{75}{16} v^8\right).$$

Подставляя в качестве примера параметры  $k_1 a = 0,1$ ;  $N = 10$ ;  $v = 0,63$  экспериментальной установки «Вихрь-2» [11] в формулы (26) и (27), получаем

$$\beta_e \approx 3,5, \quad (29)$$

$$e^{2\eta_0} \approx 1. \quad (30)$$

Отметим, что большое допустимое давление плазмы и независимость формы сечения магнитной поверхности от давления в этой установке обеспечиваются за счет сильной гофрировки магнитного поля  $B_{\max}/B_{\min} = 20$ . Используя формулу (22), нетрудно убедиться, что гофрированный тор имеет магнитный бугор, поэтому плазма в такой системе должна быть неустойчива.

### Устойчивость плазмы

Для выяснения стабилизирующих свойств ловушек с  $\iota = 0$  воспользуемся достаточным критерием гидромагнитной устойчивости плазмы относительно произвольных возмущений в форме [12]

$$\dot{P} \dot{V} - \frac{g^{33}}{4\pi} \dot{I}^2 \dot{V} \geq 0. \quad (31)$$

Здесь точка обозначает производную по продольному потоку  $\Phi$ ;  $I$  — поперечный ток;  $V$  — объем, ограниченный магнитной поверхностью.

Входящие в критерий метрические коэффициенты натуральной системы координат имеют вид [12]:

$$g^{33} = \left(\frac{4\pi^2}{V'}\right)^2 (g_{11} g_{22} - g_{12}^2);$$

$$g_{11} = B_0^{-1} (\text{ch } \eta - \text{sh } \eta \cos 2\theta) + R^2 [(\Phi'G)']^2; \quad (32)$$

$$g_{22} = B_0^{-1} a^2 (\text{ch } \eta + \text{sh } \eta \cos 2\theta) + R^2 (\Phi'G)(\Phi'G_0);$$

$$g_{12} = B_0^{-1} a \text{sh } \eta \cos 2\theta + R^2 (\Phi'G_0)^2.$$

Здесь  $a \cos \theta = X$ ,  $a \sin \theta = Y$ ; штрихом обозначена производная по  $a$ ;  $R = L/2\pi$ ; функция  $G$ , характеризующая ток разделения зарядов, определяется из уравнения

$$\frac{dG}{d\zeta} = \frac{1}{\Phi'} \left[ \left( \frac{B_0^{-1}}{\langle B_0^{-1} \rangle} - 1 \right) - \frac{2a \cos \theta}{\langle B_0^{-1} \rangle} \cdot \frac{ke^{-\eta/2}}{B_0^{3/2}} \right], \quad (33)$$

где угловые скобки обозначают усреднение по  $\zeta = \frac{2\pi}{L} s = \frac{s}{R}$ .

Далее рассмотрим случай, когда магнитное поле на оси  $B_0$  постоянно. Тогда

$$G = -2B_0 a q \cos \theta / \Phi' R. \quad (34)$$

Подставляя значение функции  $G$  в метрические коэффициенты  $g_{ih}$ , получаем критерий (31) в виде

$$P' \frac{dU_0}{d\Phi} - \frac{P'^2 V' B_0}{\Phi'^2} (4e^{\eta} q_{\max}^2 - \langle e^{-\eta} q^2 \rangle) \geq 0. \quad (35)$$

Первое слагаемое в этом выражении характеризует стабилизирующую роль вакуумной магнитной ямы, второе дестабилизирующее слагаемое связано с балонной модой неустойчивости, третье слагаемое, выделенное из полной магнитной ямы, является стабилизирующим; величина его существенно зависит от формы сечения магнитной поверхности.

### Стабилизированный тор

Применим теперь критерий равновесия и устойчивости плазмы к ловушке без вращательного преобразования, обладающей магнитной ямой [2]. Скалярный потенциал вакуумного магнитного поля зададим в виде

$$\varphi = s - \frac{\tilde{\eta}'}{4}(x^2 - y^2) - (B_3 + \varphi_k)x^3 + (3B_3 - \varphi_k)xy^2, \quad (36)$$

где  $B_3 = b_3 \sin 2\gamma s$ ;  $\tilde{\eta} = \eta_1 \cos \gamma s$ ;  $\eta_1 < 1$ ;

$$k = k_1 + k_0 \cos \gamma s.$$

Будем считать, что средняя кривизна магнитной оси системы  $k_1$  мала,  $k_1 \ll k_0$ . Малость искажения хода вакуумных силовых линий (20) и малость искажения формы вакуумных магнитных поверхностей (23) накладывают следующие ограничения на величину давления плазмы соответственно:

$$\beta_e \approx \frac{\gamma^2 a^2}{k_0 a} e^{3\eta_0/2}; \quad (37)$$

$$\beta_e \approx 7\gamma^2 a^2. \quad (38)$$

Потребуем, чтобы эти формулы давали одинаковое ограничение на величину равновесного давления  $\beta_e$ . При этом на параметры системы налагается следующая связь:  $7k_0 a = e^{3\eta_0/2}$ . Форма сечения вакуумных магнитных поверхностей при малом  $\eta$  характеризуется в основном параметром  $\eta_0$ , определяемым из уравнения (23):

$$e^{2\eta_0} = \frac{J_1}{J_2} = \frac{7k_0 - 9\eta_1 b_3/\gamma}{k_0 - 15\eta_1 b_3/\gamma}. \quad (39)$$

При отрицательных и малых положительных значениях параметра третьей гармоники поля  $b_3$  сечения имеют вид эллипсов, вытянутых вдоль оси  $y$ . При  $\frac{k_0\gamma}{15\eta_1} < b_3 < \frac{7k_0\gamma}{9\eta_1}$  сечения магнитных поверхностей гиперболические (удержание плазмы невозможно). При  $b_3 > \frac{7k_0\gamma}{9\eta_1}$  сечения поверхностей снова эллиптические, но вытянутые уже вдоль оси  $x$ , причем с ростом  $b_3$  происходит скругление сечений магнитных поверхностей. На рис. 1 показана зависимость отношения полуосей эллипсов  $l_x/l_y$  от параметра, характеризующего величину третьей гармоники поля  $b_3 = \alpha \frac{k_0\gamma}{\eta_1}$  при  $\alpha > \frac{7}{9}$  (эта область, как будет показано ниже, и представляет интерес).

Как показывают расчеты, вакуумная магнитная яма в квадратичном по  $\Phi$  приближе-

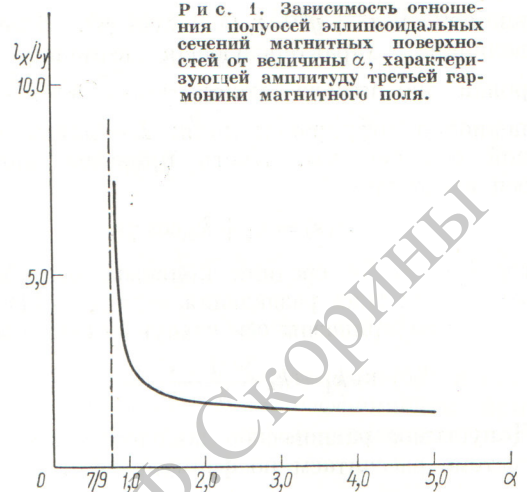


Рис. 1. Зависимость отношения полуосей эллипсоидальных сечений магнитных поверхностей от величины  $\alpha$ , характеризующей амплитуду третьей гармоники магнитного поля.

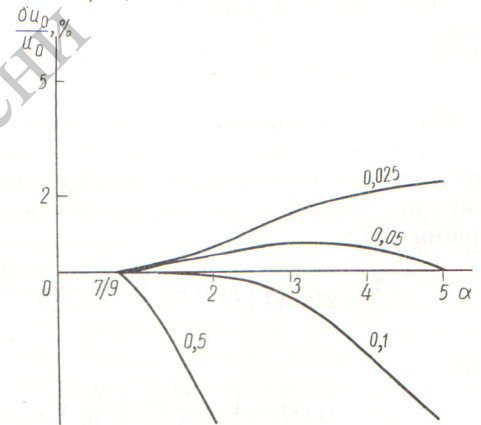


Рис. 2. Зависимость глубины вакуумной магнитной ямы от величины третьей гармоники магнитного поля при разных значениях параметра  $t$ , характеризующего допустимое равновесное значение плазмы в ловушке.

нии определяется выражением

$$\frac{\delta U_0}{U_0} = \left[ \frac{1}{8} \sqrt{\left( 9 \frac{k_0}{\gamma} b_3 \eta_1 - 7k_0^2 \right) \left( 15 \frac{k_0}{\gamma} b_3 \eta_1 - k_0^2 \right)} - \frac{9}{4} \cdot \frac{2 + \varepsilon_0^2}{1 - \varepsilon_0^2} b_3^2 a^2 \right] a^2. \quad (40)$$

На рис. 2 приведена зависимость глубины вакуумной магнитной ямы от величины  $\alpha$  при разных значениях параметра  $t = \frac{\gamma^2 a^2}{\eta_1^2}$ , характеризующего, как это видно из формулы (38), допустимое равновесное значение  $\beta_e$  в ловушке. Из рисунка следует, что если ловушка рассчитана на  $\beta_e \leq 0,35 \eta_1^2$ , то магнитная яма может быть создана; при большом



допустимом равновесном давлении магнитной ямы нет.

Достаточный критерий устойчивости (35) для рассматриваемой ловушки можно записать в виде

$$\beta_s \leq \frac{\gamma^2}{4k_0^2} \cdot \frac{\delta U}{U} \quad (41)$$

или, выделяя вакуумную магнитную яму,

$$\frac{\delta U_0}{U_0} + \frac{4\beta_s k_0^2}{\gamma^2} \left( \frac{e^{-2\eta_0}}{8} - 1 \right) \geq 0. \quad (42)$$

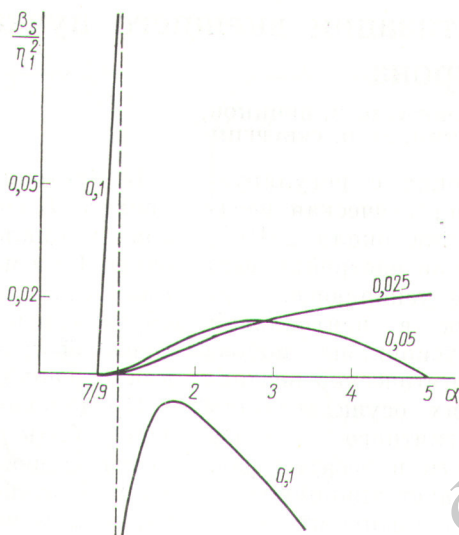
На рис. 3 и 4 представлены графики зависимости устойчивых давлений  $\beta_s$  от величины  $\alpha$  при разных значениях параметра  $t$ . При наличии вакуумной магнитной ямы  $\frac{\delta U_0}{U_0} \approx 1 \div 2\%$  можно обеспечить устойчивое равновесие плазмы с  $\beta \approx 1 \div 2\%$

в достаточно широком интервале изменения величины  $b_3$  третьей гармоники поля. Число периодов магнитного поля, необходимое для создания такой ловушки, можно рассчитать, учитывая связь между параметрами, возникающую из условия (11):

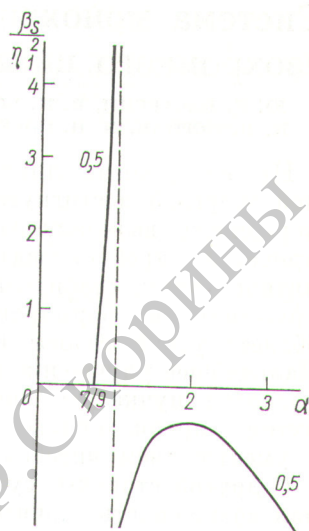
$$\eta_1 \approx \frac{4k_1}{k_0} = \frac{4\gamma a}{Nk_0 a}. \quad (43)$$

Она оказывается порядка  $N = 7 \div 12$ . В этом диапазоне параметров рассматриваемые ловушки близки по значению предельного  $\beta$  к стеллараторам.

Однако системы без вращательного преобразования обладают следующей интересной особенностью. В узком диапазоне изменения параметра  $\alpha$  ( $\frac{7}{9} < \alpha < \frac{55}{57}$ ) при сильно сплюснутых к экваториальной плоскости магнитных поверхностях существует щель устойчивого равновесия плазмы с  $\beta \sim 1$ . Для создания такой ловушки необходимо большое число периодов магнитного поля  $N \geq 75$ . Заметим, что при этом нет вакуумной магнитной ямы, при такой форме магнитных поверхностей происходит самостабилизация плазмы — эффект углубления магнитной ямы вследствие давления плазмы превращает эффект баллонной моды неустойчивости. Реальность такой щели устойчивости, на существование которой указывают приведенные расчеты, выполнены методом разложе-



Р и с. 3. Зависимость критического по устойчивости давления плазмы в ловушке от величины третьей гармоники магнитного поля при разных значениях параметра  $t$ .



Р и с. 4. Щель устойчивого равновесия плазмы с  $\beta \sim 1$  при значении параметра  $t = 0,5$ .

ния по отклонению от магнитной оси, следует проверить другими методами. Возможность существования сильно сплюснутых магнитных поверхностей, необходимых для реализации устойчивого равновесия плазмы с  $\beta \sim 1$ , может быть проверена с помощью численного расчета.

Поступила в Редакцию 8/VII 1969 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. J. Johnson, D. Mosher. Plasma Phys., 8, 489 (1966).
2. В. Д. Шафранов. «Атомная энергия», 22, 356 (1967).
3. B. McNamara. Plasma Phys., 10, 309 (1968).
4. C. Mercier. Intern. Symp. Exp. and Theor. Aspects of Toroidal Confinement (Princeton, 1966), EUR-CEA-FC-397.
5. V. Shafranov, E. Yurchenko. Nucl. Fusion, 8, 329 (1968).
6. F. Haas, A. Wesson. Phys. Fluids, 9, 2472 (1966).
7. R. Morse, W. Reisenfeld, J. Johnson. Plasma Phys., 5, 543 (1968).
8. K. Morse. Phys. Fluids, 10, 236 (1967).
9. В. Д. Шафранов, Л. С. Соловьев. В кн. «Вопросы теории плазмы». Под ред. М. А. Леонтовича. М., Атомиздат, вып. 5, 1967, стр. 3.
10. J. Taylor. Plasma Phys., 9, 163 (1967).
11. S. Fanchenko et al. Phys. Rev. Letters, 21, 789 (1968).
12. V. Shafranov, E. Yurchenko. Nucl. Fusion, 9, 285 (1969).