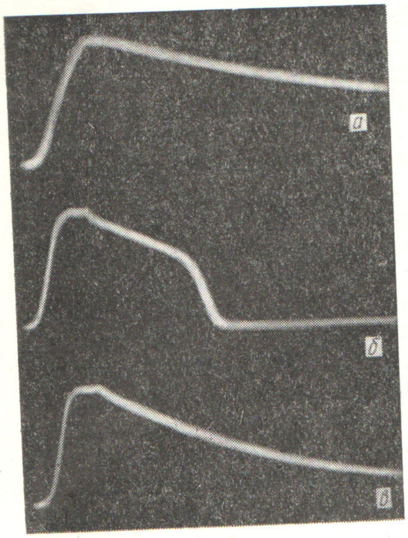

Рис. 15. Гашение когерентных бетатронных колебаний:

а — ток на орбите меньше критического; *б* — ток на орбите больше критического (без обратной связи); *в* — ток на орбите больше критического (с отрицательной обратной связью).

достаточно низкой, чтобы не допускать значительного сдвига частоты ускоряющего напряжения. Поскольку для накопления максимального числа протонов ускоряющее напряжение должно быть достаточно низким, добротность контура ВЧ-генератора ограничивается сверху активной мощностью, потребляемой пучком. На нашей установке (при добротности ВЧ-контура, равной 300, и оптимальной амплитуде ВЧ-напряжения) в процессе накопления протонов ускоряющее поле снижалось до нуля. Для получения интенсивного протонного пучка добротность ВЧ-контура была снижена до 60.

Поступила в Редакцию 1/X 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. И. Будкер, Г. И. Димов. В кн. «Труды Международной конференции по ускорителям (Дубна, 1963)». М., Атомиздат, 1964, стр. 993.
2. Г. И. Будкер и др. «Атомная энергия», **19**, 507 (1965).
3. В. Л. Ауслендер и др. «Атомная энергия», **20**, 210 (1966).
4. Э. А. Жильков, А. Н. Лебедев. Стационарный режим ускорения частиц при наличии пространственного заряда. Доклад на Межвузовской конференции по электронным ускорителям (Томск, 1966).
5. И. М. Самойлов, А. А. Соколов. ЖТФ, **35**, 2012 (1965).

Замкнутые магнитные ловушки для плазмы с равным нулю углом вращательного преобразования

УДК 533.9

В. Д. ШАФРАНОВ

Методом разложения по отклонению от магнитной оси исследуются тороидальные ловушки для плазмы с замкнутыми силовыми линиями магнитного поля (с равным нулю углом вращательного преобразования). Кривизна магнитной оси таких ловушек неизбежно модулирована. Модуляция кривизны оси позволяет делать соседние силовые линии более короткими, что эквивалентно созданию минимума среднего магнитного поля на оси, который необходим для стабилизации плазмы. Доказана принципиальная возможность создания минимума среднего магнитного поля в ловушке, магнитная ось которой является плоской кривой.

В конфигурациях магнитного поля с прокручивающимися силовыми линиями угол вращательного преобразования ι непрерывно изменяется при удалении от оси. Вследствие этого в любой конфигурации имеется множество рациональных магнитных поверхностей, на которых

$$\frac{\iota}{2\pi}=\frac{n}{m}, \tag{1}$$

где n, m — целые числа. Наличие рациональных магнитных поверхностей приводит к неустойчивости топологии рассматриваемой системы вложенных магнитных поверхностей. Резонансные винтовые возмущения магнитного поля, делающие n оборотов по большому и m оборотов по малому обходу тора, приводят к расщеплению магнитных поверхностей и образованию «волокнистой» структуры [1]. Если поперечные размеры волокон превосходят расстояние между резонансными магнитными поверхностями, то заряженные частицы, по-видимому, будут плохо удерживаться в такой системе [2]. Если даже и удастся сделать внешние статические возмущения магнитного поля пренебрежимо малыми, то при наличии плазмы вновь возникают трудности, связанные с током разделения зарядов [3—6]. Условие замыкания тока разделения зарядов в тороидальной конфигурации сводится к требованию, чтобы на рациональных магнитных поверхностях интеграл $\oint dl/B$, взятый вдоль силовой линии, был одинаков для всех замкнутых силовых линий, лежащих на данной поверхности:

$$\frac{1}{m}\oint\frac{dl}{B}=V'(\Phi), \tag{2}$$

где V' — производная объема V, ограниченного магнитной поверхностью, по продольному потоку магнитного поля Φ.

В действительности это равенство, как отмечено впервые в работе [3], не всегда выполняется. Используя специальную систему координат Φ, θ, ζ, в которой магнитные силовые линии являются «прямыми», т. е. описываются на магнитной поверхности $\Phi = \text{const}$ уравнением

$$\theta = \theta_0 + \frac{\iota(\Phi)}{2\pi}\zeta, \qquad (3)$$

можно получить следующее выражение для упомянутого интеграла [4, 5], который мы, следуя Хамаде, будем называть приведенной длиной силовых линий:

$$U = \oint \frac{dl}{B} = \oint \sqrt{g}\, d\zeta. \qquad (4)$$

Здесь g — детерминант метрического тензора, входящий в определение элемента объема

$$d\tau = \sqrt{g}\, d\Phi\, d\theta\, d\zeta, \qquad (5)$$

так что

$$V'(\Phi) = \frac{dV}{d\Phi} = \int_0^1 \int_0^1 \sqrt{g}\, d\theta\, d\zeta. \qquad (6)$$

Совершенно ясно, что в общем случае $g = g(\Phi, \theta, \zeta)$ является сложной функцией угловых переменных θ и ζ и интеграл $\oint \sqrt{d}\, d\zeta$, определяющий приведенную длину силовых линий, зависит от параметра θ_0. Нарушение условия (2) приводит при наличии плазмы к появлению больших перетекающих вдоль силовых линий токов и соответствующих возмущений магнитного поля, являющихся резонансными для данной магнитной поверхности. Следствием этого может быть по меньшей мере возникновение той же волокнистой структуры.

В настоящее время нельзя сказать с достоверностью, может ли рассматриваемый дефект произвольных тороидальных конфигураций оказаться катастрофическим для проблемы управляемого термоядерного синтеза. Тем не менее существующие опасения достаточно серьезны, чтобы уже сейчас, до окончательного решения вопроса, вновь привлечь внимание к системам типа гофрированных конфигураций магнитного поля [7—10], в которых все силовые линии замыкаются на одном обходе тора, так что $\iota = 0$. Для таких конфигураций согласно формуле (1) опасны только возмущения с $n = 0$, т. е. возмущения, постоянные по длине системы. Правда, в отличие от конфигураций с прокручивающимися силовыми линиями, где при наличии шира ($\iota' \neq 0$) резонансные возмущения локализованы, в системах с $\iota = 0$ такой локализации нет. Любое возмущение с $n = 0$ приводит к раскрутке всех силовых линий и выходу их на стенки. Однако при единственном резонансе легко осуществить корректировку магнитного поля. Условие, заключающееся в том, чтобы за время t плазма не ушла на стенки, приводит к следующей оценке требований на усредненную по длине компоненту поперечного поля $B_\perp$:

$$B_\perp / B_0 < a / v_\parallel t, \qquad (7)$$

где B_0 — основное магнитное поле; a — поперечный размер системы; $v_\parallel$ — скорость движения вдоль магнитного поля. Полагая для иллюстрации этого условия, что $a = 10$ *см*, $v_\parallel = 10^8$ *см/сек*, $t = 10^{-2}$ *сек*, находим $B_\perp / B_0 < 10^{-5}$. Можно надеяться, что это требование смягчится при условии создания для плазмы потенциальной ямы (минимума среднего магнитного поля).

В настоящей работе методом Мерсье (разложением в окрестности магнитной оси) [11] исследуются некоторые свойства тороидальных систем с замкнутыми силовыми линиями. В следующем разделе выведено условие (20), которому должна удовлетворять кривизна магнитной оси таких систем. Во втором разделе показано, как в ловушках с замкнутыми силовыми линиями, используя кривизну оси, можно создать минимум среднего магнитного поля и тем самым обеспечить устойчивость плазмы по отношению к гидродинамическим желобковым возмущениям.

Окрестность магнитной оси при $\iota = 0$

Пусть магнитная ось конфигурации — плоская кривая с кривизной $k(s)$. В перпендикулярном сечении оси введем декартовы координаты x, y, так что метрика полученной ортогональной системы координат будет определяться квадратом элемента дуги:

$$dl^2 = dx^2 + dy^2 + [1 - k(s)\, x]^2\, ds^2. \qquad (8)$$

Пусть конфигурация симметрична относительно плоскости, в которой лежит ось. Тогда в окрестности оси сечения магнитных поверхностей представляют собой эллипсы

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1 \qquad (9)$$

с полуосями $a(s)$, $b(s)$. Площадь такого эллипса равна $S = \pi ab$. Если $B_0(s)$ — магнитное поле на оси, то продольный поток, ограниченный заданной поверхностью, удовлетворяет условию

$$\Phi = \pi a(s)\, b(s)\, B_0(s) = \text{const}. \tag{10}$$

Обозначим отношение полуосей $b/a = e^{\eta(s)}$, при этом получим

$$a = \sqrt{\frac{\Phi}{\pi}} \cdot \frac{e^{-\eta/2}}{B_0^{1/2}}; \quad b = \sqrt{\frac{\Phi}{\pi}} \cdot \frac{e^{\eta/2}}{B_0^{1/2}}. \tag{11}$$

Разложение магнитного поля B в окрестности оси имеет вид

$$B = \{B_1 x,\ B_2 y,\ B_0\}. \tag{12}$$

Из условия, что силовые линии лежат на поверхностях (9), находим

$$B_1 = B_0 \frac{a'}{a}; \quad B_2 = B_0 \frac{b'}{b}, \tag{13}$$

где штрих означает дифференцирование по s. Теперь можно записать уравнение силовых линий

$$x' = \frac{B_x}{B_0} = \frac{a'}{a} x; \quad y' = \frac{B_y}{B_0} = \frac{b'}{b} y. \tag{14}$$

Производя растяжение и сокращение масштабов по осям согласно формулам

$$x = X \frac{e^{-\eta/2}}{B_0^{1/2}}, \quad y = Y \frac{e^{\eta/2}}{B_0^{1/2}}, \tag{15}$$

получим цилиндрические магнитные поверхности в переменных X, Y:

$$\Phi(X, Y, s) = \pi (X^2 + Y^2) = \text{const} \tag{16}$$

с прямыми силовыми линиями

$$X = X_0, \quad Y = Y_0. \tag{17}$$

Перейдем теперь к новым переменным Φ, θ, ζ, где $\theta = \frac{1}{2\pi} \operatorname{arctg} \frac{Y}{X}$; $\zeta = s/L$ (L — длина оси). Получим ту специальную систему координат, в которой записано выражение (4) для U. Элемент объема в этой системе координат равен

$$d\tau = L(1 - kx) \frac{d\Phi}{B_0} d\theta\, d\zeta, \tag{18}$$

так что согласно формулам (4), (15), (16)

$$U = \oint \sqrt{g}\, d\zeta = \oint \frac{ds}{B_0} \left[1 - kX_0 \frac{e^{-\eta/2}}{B_0^{1/2}}\right]. \tag{19}$$

Как видно из этого выражения, условие замыкания токов разделения зарядов (2) выполняется, если коэффициент при X_0 обратится в нуль. Это налагает следующее ограничение на параметры конфигурации $k(s)$, $\eta(s)$, $B_0(s)$:

$$\oint \frac{k e^{-\eta/2}}{B_0^{3/2}} ds = 0. \tag{20}$$

Поскольку множитель $e^{-\eta/2} B_0^{-3/2}$, стоящий под знаком интеграла, всегда положителен, интеграл может обратиться в нуль только лишь при знакопеременной кривизне $k(s)$. Ниже будет показано, что знакопеременность кривизны магнитной оси полезна и для создания минимума среднего магнитного поля на оси.

Условие (20) получено без каких-либо ограничений на токи в конфигурации. Рассмотрим это выражение применительно к вакуумным магнитным поверхностям. Вакуумное магнитное поле $\mathbf{B} = \nabla\varphi$, необходимое для создания в окрестности заданной магнитной оси магнитных поверхностей (9), в соответствующем приближении разложения по расстоянию от оси определяется скалярным потенциалом

$$\varphi = \int_0^s B_0\, ds - \frac{B_0'}{4}(x^2 + y^2) + A_2 (x^2 - y^2). \tag{21}$$

Параметр $\eta(s)$ магнитных поверхностей связан с амплитудой квадрупольного магнитного поля соотношением [12]

$$\eta' = -\frac{4A_2}{B_0}. \tag{22}$$

Из этой формулы видно, что при заданном отношении A_2/B_2 (которое, очевидно, должно удовлетворять условию $\oint (A_2/B_0)\, ds = 0$) параметр η определяется с точностью до константы η_0:

$$\left.\begin{aligned} &\eta = \eta_0 + \tilde{\eta}; \\ &\tilde{\eta} = -4 \int^s \frac{A_2}{B_0} ds, \quad \oint \tilde{\eta}\, ds = 0. \end{aligned}\right\} \tag{23}$$

Константа η_0 характеризует форму эллипса в сечении $s = s_0$, где $\tilde{\eta}(s_0) = 0$. Ее фиксированием из бесчисленного множества поверхностей, которые могут быть проведены произвольно через совокупность замкнутых силовых линий, однозначно выделяется система тороидальных магнитных поверхностей, являющихся поверхностями равного давления плазмы. Как мы увидим далее, при учете третьего приближения разложения по расстоянию от оси значение η_0 определяется из требования $U = \text{const}$; из условия (20) η_0 выпадает.

Ввиду важности для последующих расчетов выражения, стоящего под знаком интеграла в формуле (20), введем для него обозначение

$$q'(s) = \frac{k e^{-\eta/2}}{B_0^{3/2}} = e^{-\eta_0/2} \tilde{q}'(s). \tag{24}$$

На функцию $q(s)$ без ограничения общности можно наложить условие

$$\oint q(s)\, ds = 0. \tag{25}$$

В качестве иллюстрации тех требований, которые условие (20) накладывает на кривизну оси, рассмотрим случай, когда кривизна модулирована как в тороидальных системах «Гармоника» [13], где плазма удерживается в равновесии при помощи продольного тока:

$$k(s) = k_0 \cos \gamma s + k_1; \tag{26}$$

$$k_1 = \frac{2\pi}{L}, \quad \gamma = \frac{2\pi}{L} N = k_1 N. \tag{27}$$

Параметр $\tilde{\eta}$ зададим в виде

$$\tilde{\eta} = \eta_1 \cos \gamma s. \tag{28}$$

Этому значению $\tilde{\eta}$ соответствует амплитуда квадрупольного поля

$$A_2 = \frac{\gamma \eta_1}{4} B_0 \sin \gamma s. \tag{29}$$

Приняв $B_0 = \mathrm{const} = 1$, получим из выражения (20) следующую связь между амплитудой η_1 и отношением k_0/k_1, характеризующим модуляцию кривизны оси:

$$k_0/k_1 = I_0(\eta_1/2)/I_1(\eta_1/2). \tag{30}$$

Здесь $I_0(z)$, $I_1(z)$ — модифицированные функции Бесселя. В частности, при $\eta_1/2 < 1$

$$\eta_1 \approx \frac{4k_1}{k_0}. \tag{31}$$

В этом приближении функция $\tilde{q}(s)$, которая потребуется в дальнейшем, равна

$$\tilde{q} = \frac{k_0}{\gamma}\left[\left(1 - \frac{\eta_1^2}{32}\right)\sin \gamma s - \frac{\eta_1}{8} \sin 2\gamma s + \frac{\eta_1^2}{96} \sin 3\gamma s\right]. \tag{32}$$

Условие (20) применимо к конфигурациям, магнитная ось которых представляет собой плоскую кривую. Приведем также формулы, выражающие условие замыкания тока в окрестности произвольной магнитной оси, характеризующейся кривизной $k(s)$ и кручением $\varkappa(s)$ для систем общего типа. Пусть угол вращательного преобразования не равен нулю, но удовлетворяет в окрестности магнитной оси соотношению (1). Используя систему координат X, Y, вращающуюся вместе с магнитными поверхностями [4], можно показать, что требование (2), примененное к магнитным поверхностям в окрестности оси, приводит к условиям

$$\left.\begin{aligned} &\int_0^{mL} \frac{k e^{-\frac{\eta}{2}+iv}}{B_0^{3/2}} \cos \delta\, ds = 0; \\ &\int_0^{mL} \frac{k e^{\frac{\eta}{2}+iv}}{B_0^{3/2}} \sin \delta\, ds = 0. \end{aligned}\right\} \tag{33}$$

В этих формулах $\delta(s)$ — угол, который составляет малая полуось эллипса с главной нормалью к магнитной оси, а функция $v(s)$, характеризующая скорость прокручивания магнитных силовых линий, выражается через параметры δ', $\varkappa$, η и плотность j^0 продольного тока на оси соотношением [11]

$$v(s) = \int_0^s \left\{\left(\delta' - \varkappa + \frac{2\pi j^0}{cB_0}\right) \Big/ \operatorname{ch} \eta\right\} ds. \tag{34}$$

Угол вращательного преобразования ι связан с $v(s)$ соотношением $\iota = v(L) - \delta(Z)$.

Создание минимума $\overline{B}$

Так как мы отказались от шира, то единственным методом стабилизации желобковых гидродинамических неустойчивостей является создание конфигураций с минимумом $\overline{B}$, т. е. с убывающим от оси значением приведенной длины силовых линий $U = \oint \frac{dl}{B}$. Без этого конфигурации с $\iota = 0$ заведомо не пригодны для удержания плазмы. Как показали Фюрт и Розенблут [9], минимум $\overline{B}$ может быть создан в системах с прямой магнитной осью при специальном выборе функций $B_0(s)$ и $\eta(s)$. В конфигурации Фюрта и Розенблута модуляция магнитного поля и отношения полуосей сечения магнитных поверхностей получаются довольно большими. Джонсон и Мошер [10] показали, что наложением на однородное продольное магнитное поле модулированных полей дипольного, квадрупольного и гексаполярного типов можно создать сравнительно плавные конфигурации с замкнутыми силовыми линиями ($\iota = 0$), обладающие глубоким минимумом $\overline{B}$. Рассмотрим такого рода конфигурации (свернутые в тор) методом разложения по степеням отклонения от магнитной оси.

Как известно [12, 14], при наличии кривизны оси для расчета $U(\Phi)$ в разложении скалярного потенциала магнитного поля необходимо учитывать члены, кубичные по отклонению от оси:

$$\varphi = \int_0^s B_0\, ds - \frac{B_0'}{4}\rho^2 - \frac{\eta'}{4} B_0 \rho^2 \cos 2\omega -$$

$$-B_3\rho^3\cos 3\omega-\varphi_k\rho^3\cos\omega; \tag{35}$$

$$\varphi_k=\frac{5}{16}B_0'k+\frac{1}{8}B_0k'+\frac{1}{16}B_0k\eta'. \tag{36}$$

Здесь потенциал φ записан в полярных координатах ρ, ω, связанных с декартовыми x, y соотношениями

$$x=\rho\cos\omega,\quad y=\rho\sin\omega, \tag{37}$$

так что

$$\rho^2\cos 2\omega=x^2-y^2,\quad \rho^3\cos 3\omega=x^3-3xy^2,$$
$$\rho^3\cos\omega=x^3+xy^2.$$

В координатах X, Y, определяемых соотношением (15), уравнения силовых линий в рассматриваемом приближении будут

$$\left.\begin{aligned} X'&=\left[\eta'k+\frac{3(B_3-\varphi_k)}{B_0}\right]e^{-\eta/2}B_0^{-\frac{1}{2}}X^2-\\ &\qquad-\frac{3B_3+\varphi_k}{B_0}e^{\frac{3}{2}\eta}B_0^{-\frac{1}{2}}Y^2;\\ Y'&=-\left[\eta'k+\frac{2(3B_3+\varphi_k)}{B_0}\right]e^{-\eta/2}B_0^{-1/2}XY. \end{aligned}\right\} \tag{38}$$

При малом отклонении от оси в пренебрежении правыми частями решение этих уравнений будет $X=X_0$, $Y=Y_0$. В следующем приближении, подставив в правые части приближенные решения $X=X_0$, $Y=Y_0$ и выделив согласно формуле (23) константу η_0, получим

$$\left.\begin{aligned} X&=X_0+e^{-\eta_0/2}X_0^2u(s)+e^{\frac{3}{2}\eta_0}Y_0^2v(s);\\ Y&=Y_0+e^{-\eta_0/2}X_0Y_0w(s), \end{aligned}\right\} \tag{39}$$

где $u(s)$, $v(s)$, $w(s)$ — интегралы по s от коэффициентов при $e^{-\eta_0/2}X^2$, $e^{\frac{3}{2}\eta_0}Y^2$, $e^{-\eta_0/2}XY$. Так как функции u, v, w должны быть периодическими, то эти коэффициенты должны иметь вид производных по s от периодических функций

$$\left.\begin{aligned} u'&=\left[\eta'k+\frac{3(B_3-\varphi_k)}{B_0}\right]e^{-\tilde{\eta}/2}B_0^{-\frac{1}{2}};\\ v'&=-\frac{3B_3+\varphi_k}{B_0}e^{\frac{3}{2}\tilde{\eta}}B_0^{-\frac{1}{2}};\\ w'&=-\left[\eta'k+\frac{2(3B_3+\varphi_k)}{B_0}\right]e^{-\tilde{\eta}/2}B_0^{-\frac{1}{2}}. \end{aligned}\right\} \tag{40}$$

Теперь нетрудно написать выражение для $U(\Phi)$:

$$U=\oint\frac{(1-kx)^2}{\partial\varphi/\partial s}=\oint\left\{\frac{1-2kx}{B_2}+\right.$$
$$\left.+\left[\frac{k^2}{B_0}+\frac{B_0''+(B_0\eta')'}{4B_0^2}\right]x^2+\frac{B_0''-(B_0\eta')'}{4B_0^2}y^2\right\}ds. \tag{41}$$

Здесь $x=x(s)$, $y=y(s)$ — координаты силовой линии, определяемые формулами (15), (39).

Производя интегрирование по частям и введя при помощи формулы (24) функцию $\tilde{q}$, получим

$$U=\oint\frac{ds}{B_0}+e^{-\eta_0}J_1X_0^2+e^{\eta_0}J_2Y_0^2; \tag{42}$$

$$J_1=\oint\left\{\left(\frac{\eta'^2}{4}+\frac{B_0'\eta'}{B_0}+\frac{3}{4}\frac{B_0'^2}{B_0^2}\right)\times\right.$$
$$\left.\times\frac{e^{-\tilde{\eta}}}{B_0^2}+2\tilde{q}u'+B_0\tilde{q}'^2\right\}ds; \tag{43}$$

$$J_2=\oint\left\{\left(\frac{\eta'^2}{4}-\frac{B_0'\eta'}{B_0}+\frac{3}{4}\frac{B_0'^2}{B_0^2}\right)\frac{e^{\tilde{\eta}}}{B_0^2}+2\tilde{q}v'\right\}ds. \tag{44}$$

Это выражение для U отличается от формулы, приведенной в работе [9], членами с $\tilde{q}$ и $\tilde{q}'$, пропорциональными кривизне. Линейный по X_0 член выпал благодаря условию (20).

Так как разложение U по отклонению от оси должно иметь вид $U(\Phi)=U_0+U_0'\Phi$, где $\Phi=\pi(X_0^2+Y_0^2)$ — продольный поток магнитного поля в соответствующем приложении [см. формулу (16)], то мы должны приравнять коэффициенты при X_0^2 и Y_0^2. Это равенство определяет не известную до сих пор константу η_0:

$$e^{2\eta_0}=J_1/J_2. \tag{45}$$

Зная η_0, можно записать с помощью формул (11), (23) отношение полуосей эллиптического поперечного сечения магнитных поверхностей в окрестности магнитной оси

$$\frac{b}{a}=\sqrt{\frac{J_1}{J_2}}e^{\tilde{\eta}}. \tag{46}$$

При расчете интегралов J_1, J_2 ограничимся случаем

$$B_0=\mathrm{const}=1,\quad k=k_1+k_0\cos\gamma s,$$
$$\eta=\eta_1\cos\gamma s,\quad \eta_1\ll 1,$$

когда

$$\tilde{q}=\frac{k_0}{\gamma}\left(\sin\gamma s-\frac{\eta_1}{8}\sin 2\gamma s\right). \tag{47}$$

Предположим, что период модуляции гексапольного поля вдвое короче периода модуляции кривизны оси и квадрупольного поля

$$B_3=b_3\sin 2\gamma s. \tag{48}$$

При этом нетрудно убедиться, что функции u, v, w в соответствии с требованием (40) являются периодическими. Подставив значения u', v', $\tilde{q}$, $\tilde{\eta}$ в формулы (44), (43), найдем в линейном по η_1, k_1 приближении

$$\left.\begin{aligned} J_1&=\left(\frac{7}{8}k_0^2-\frac{9}{8}\cdot\frac{k_0}{\gamma}b_3\eta_1\right)L,\\ J_2&=\left(\frac{1}{8}k_0^2-\frac{15}{8}\cdot\frac{k_0}{\gamma}b_3\eta_1\right)L. \end{aligned}\right\} \tag{49}$$

Как видно, при $b_3 > \frac{7}{9} \cdot \frac{k_0\gamma}{\eta_1}$ обе величины J_1, J_2 отрицательны и приведенная длина силовых линий

$$U = L\left(1 - \frac{\Phi}{\pi}\left|\sqrt{J_1 J_2}\right|\right) = L\left[1 - \frac{\Phi}{\pi}\sqrt{\left(\frac{9}{8}\cdot\frac{b_3}{\gamma}k_0\eta_1 - \frac{7}{8}k_0^2\right) \times \left(\frac{15}{8}\cdot\frac{b_3}{\gamma}k_0\eta_1 - \frac{1}{8}k_0^2\right)}\,\right] \qquad (50)$$

имеет максимальное значение на оси ($\Phi = 0$). Принцип создания минимума $\overline{B}$ (максимума U) с использованием кривизны оси состоит в спрямлении силовых линий в окрестности оси при помощи гексаполярного и квадрупольного полей. В отличие от незамкнутой в тор системы [10], где модуляция кривизны магнитной оси, создаваемая за счет дипольного поля, произвольная, модуляция кривизны в замкнутых системах однозначно связана с амплитудой квадрупольного поля.

Рассмотренная конфигурация может быть реализована в принципе следующими способами: 1) вдоль соленоида, ось которого имеет модулированную кривизну (26), располагаются четырех- и шестиполюсные магнитные линзы; 2) магнитное поле создается импульсно в хорошо проводящей камере, имеющей форму одной из внешних магнитных поверхностей рассчитанной заранее конфигурации с минимумом $\overline{B}$; 3) путем использования одних только кольцевых (охватывающих магнитную ось) проводников с током, имеющих специальную форму. Последний способ является, по-видимому, предпочтительным вследствие своей простоты.

Заключение

Замкнутые магнитные ловушки с равным нулю углом вращательного преобразования ($\iota = 0$) представляют собой специфический класс конфигураций для удержания плазмы. В отличие от стеллараторов, где система вложенных тороидальных поверхностей равного давления плазмы $p = \mathrm{const}$ существует лишь приближенно, в конфигурациях с $\iota = 0$ уравнения равновесия плазмы имеют точное решение в виде необходимой для удержания плазмы системы тороидальных магнитных поверхностей. При этом, как показывает пример конфигурации Мейера и Шмидта [8], равновесное значение параметра $\beta = 8\pi p/B^2$ может достигать своего предельного значения $\beta = 1$. Кроме того, отсутствие шира, что на первый взгляд является недостатком, позволяет производить корректировку магнитного поля. Благодаря замкнутости магнитных силовых линий неустойчивости плазмы должны выглядеть иначе, чам в конфигурациях с $\iota \neq 0$. Это связано с тем, что большинство важных неустойчивостей, таких, как дрейфовые, существенно зависят от значений продольного волнового числа возмущений, которое при $\iota = 0$ может принимать только дискретные значения $k_{\|} = \frac{\mathbf{kB}}{|\mathbf{k}|} = \frac{2\pi}{L} n$. Что же касается желобковых гидродинамических неустойчивостей, то для их подавления достаточно иметь минимум $\overline{B}$, который, как покаано выше, можно создать при помощи внешних проводников. Все это позволяет сделать вывод, что системы с $\iota = 0$ заслуживают дальнейшего детального исследования.

За обсуждение работы приношу благодарность В. М. Глаголеву и Б. Б. Кадомцеву.

Поступила в Редакцию 22/XI 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. С. Соловьев, А. И. Морозов. Вопросы теории плазмы. М., Госатомиздат, 1963, вып. 2, стр. 3.
2. M. Rosenbluth et al. Nucl. Fussion, 6, No. 4 (1966).
3. S. Hamada. Nucl. Fusion, **1—2**, 23 (1962).
4. Л. С. Соловьев, В. Д. Шафранов, В кн. «Вопросы теории плазмы». М., Атомиздат, 1967, вып. 5, стр. 3.
5. В. Д. Шафранов. Доклад, представленный СССР на Международный симпозиум по тороидальным системам. (Принстон, 1966).
6. H. Grad. Доклад, представленный на Международный симпозиум по тороидальным системам. (Принстон, 1966.)
7. Б. Б. Кадомцев. В кн. «Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций». Т. III. М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 285.
8. F. Meyer, H. Schmidt. Z. Naturforsch. **13a**, 10 (1958).
9. H. Furth, M. Rosenbluth. Phys. Fluids, **7**, 764 (1964).
10. J. Johnson, D. Mosher. Plasma Phys. (J. Nucl. Energy, Part C), 8, 489 (1966).
11. C. Mercier. Nucl. Fusion, **3**, 89 (1963); 4, 213 (1964).
12. Л. С. Соловьев, В. Д. Шафранов. Конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу (Калэм, 1965). Т. 1. Вена, МАГАТЭ, стр. 169.
13. P. Ginot. Доклад, представленный на Международный симпозиум по тороидальным системам. (Принстон, 1966.)