ПМТФ, № 1, 1974

УДК 538.31 : 533.95

О РАВНОВЕСИИ И УСТОЙЧИВОСТИ z-ПИНЧА В МУЛЬТИПОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

М. Г. Никулин

(Москва)

При теоретическом исследовании динамической стабилизации токонесущего плазменного шнура высокочастотным мультипольным магнитным полем обычно принимается, что поперечное сечение шнура в равновесии имеет круговую форму [1,2]. Это предположение значительно упрощает расчеты, но оно не соответствует действительности, так как поверхность плазмы в мультипольном поле должна быть рифленой. Попытка оценить влияние деформации сечения шнура на его устойчивость относительно изгибов в частном случае квадрупольного поля была предпринята в [3], где определены параметры эллиптического поперечного сечения, которое имеет плазменный шнур с током в квадрупольном поле, и найдена электродинамическая сила, действующая на шнур при длинноволновых возмущениях изгиба. Однако вычисление этой силы в [3] проведено неправильно.

В предлагаемой работе рассматривается вопрос о равновесии и устойчивости токонесущего плазменного шнура относительно изгибных возмущений в общем случае мультипольного стабилизирующего поля. В предположении малости глубины рифления найдена равновесная форма поперечного сечения плазменного шнура с током в мультипольном магнитном поле, вычислены компоненты силы, действующей на возмущенный шнур со стороны поля. Показано, что взаимодействие внешнего поля с током в шнуре при возмущении имеет место только для квадрупольного поля. Полученные результаты обсуждаются в связи с проблемой мультипольной динамической стабилизации z-пинча относительно возмущений изгиба.

1. Равновесие плазменного шнура с током в мультипольном магнитном поле. Рассмотрим идеально проводящий плазменный цилиндр с продольным поверхностным током I_0, находящийся во внешнем мультипольном магнитном поле. Ось проводника совпадает с осью z цилиндрической системы координат r, θ, z, а его поверхность описывается функцией $r = r(\theta)$, вид которой определяется магнитным полем.

Магнитное поле $\mathbf{B}$ вне плазменного шнура представляет собой суперпозицию собственного поля $\mathbf{B}_0$ тока I_0 и внешнего мультипольного поля $\mathbf{B}_n$, которое может быть создано, например, при пропускании токов I_n в n парах линейных проводников, расположенных параллельно оси системы, при условии, что в соседних проводниках токи текут в противоположных направлениях. Векторный потенциал $\mathbf{A}$ данного поля имеет только одну компоненту $A_z = A_z(r, \theta)$, удовлетворяющую уравнению

$$\Delta A_z = 0 \tag{1.1}$$

и соответствующим граничным условиям.

Если считать, как это делалось в [1,2], что плазменный проводник имеет круговое сечение радиуса a, то решение уравнения (1.1) можно записать в виде

$$A_z = A_{z0}(r) + A_{zn}^\circ(r, \theta) \tag{1.2}$$
$$A_{z0} = -A_0 \ln(r/a), \quad A_{zn}^\circ = -A_n [(r/a)^n - (r/a)^{-n}] \cos n\theta$$

Здесь A_0 и A_n — постоянные, выражающиеся через значения составляющих поля на поверхности цилиндра. Поле $\mathbf{B} = \operatorname{rot} \mathbf{A}$ вблизи цилиндра имеет компоненты

$$B_r = {}^1/_2 B_n\ [(r\ /\ a)^{n-1} - (r\ /\ a)^{-n-1}] \sin\ n\theta \tag{1.3}$$
$$B_\theta = B_0\,(r\ /\ a)^{-1} + {}^1/_2 B_n\ [(r\ /\ a)^{n-1} + (r\ /\ a)^{-n-1}]\ \cos n\,\theta$$

причем $B_n = 2nA_n\ /\ a$, $B_0 = A_0\ /\ a = 2I_0\ /\ ca$, c — скорость света в вакууме.

В упомянутом частном случае, когда мультипольное поле создается токами I_n в n парах линейных проводников, параллельных оси z и удаленных от нее на расстояние b

$$B_n = 4n\,(a\ /\ b)^n(2I_n\ /\ ca) \tag{1.4}$$

Рассмотрим более реалистический случай, когда сечение шнура принимает форму, определяемую условием постоянства давления на поверхности плазмы. Предполагая, что деформация сечения шнура, вызываемая мультипольным полем, мала, будем искать уравнение поверхности шнура в форме

$$r\,(\theta) = a + \delta\,(\theta) = a\,(1 - \delta_n \cos n\theta), \qquad \delta_n \ll 1 \tag{1.5}$$

Глубина рифления δ_n определяется отношением полей $\mathbf{B}_n$ и $\mathbf{B}_0$ вблизи поверхности проводника. Считая, что

$$|\,B_n\ /\ B_0\,|\,|_{r=a} \ll 1 \tag{1.6}$$

потенциал A_z будем искать в виде

$$A_z = A_{z0}\,(r) + A_{zn}{}^\delta\,(r,\ \theta) \tag{1.7}$$
$$A_{z0} = -A_0 \ln\,(r\ /\ a), \qquad A_{zn}{}^\delta = -\,[A_n\,(r\ /\ a)^n + A_{-n}\,(r\ /\ a)^{-n}] \cos n\theta$$

(A_0, A_n — те же, что и в (1.2)) при дополнительных условиях

$$A_z = A_{z0} + A_{zn}{}^\delta = \text{const} \tag{1.8}$$
$$\mathbf{B}^2 = (\mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_n)^2 = \text{const} \tag{1.9}$$

на поверхности плазмы (1.5). Условие (1.8) — следствие трансляционной симметрии системы, (1.9) — условие равновесия плазмы. Разлагая A_z и $\mathbf{B}^2$ в ряд Тейлора, в линейном приближении по δ получаем

$$A_z|_{r=a+\delta} \approx (A_{z0} + A_{zn}{}^\delta + \delta\partial A_{z0}\ /\ \partial r)\,|_{r=a} = \text{const} = A_{z0}\ (a) = 0 \tag{1.10}$$
$$\mathbf{B}^2|_{r=a+\delta} \approx (B_{\theta 0}{}^2 + 2B_{\theta 0}\ B_{\theta n} + 2B_{\theta 0}\delta\ \partial B_{\theta 0}\ /\ \partial r)\,|_{r=a} = \text{const} = \tag{1.11}$$
$$= B_{\theta 0}{}^2\,(a) = B_0{}^2$$

Уравнения (1.10), (1.11) становятся очевидными, если учесть, что вторые и третьи члены в скобках зависят от θ. Из (1.10), (1.11) имеем

$$B_{\theta n} = -\delta\ (\partial B_{\theta 0}\ /\ \partial r)\,|_{r=a}, \qquad A_{zn}{}^\delta = -\delta\ (\partial A_{z0}\ /\ \partial r)\,|_{r=a} \tag{1.12}$$

Используя (1.7) и уравнение $\mathbf{B}_n = \text{rot}\ \mathbf{A}_n$, из (1.12) для $n > 1$ (при $n = 1$ равновесие невозможно) находим

$$A_{-n} = \frac{n+1}{n-1}\,A_n, \qquad \delta_n = \frac{2n}{n-1}\,\frac{A_n}{A_0} \tag{1.13}$$
$$A_{zn}^\delta = -\,A_n\left[\left(\frac{r}{a}\right)^n + \frac{n+1}{n-1}\left(\frac{r}{a}\right)^{-n}\right]\cos n\theta$$

Магнитное поле в окрестности плазменного шнура имеет при этом компоненты

$$B_r = \frac{1}{2} B_n \left[\left(\frac{r}{a}\right)^{n-1} + \frac{n+1}{n-1}\left(\frac{r}{a}\right)^{-n-1}\right] \sin n\theta \tag{1.14}$$

$$B_\theta = B_0 \left(\frac{r}{a}\right)^{-1} + \frac{1}{2} B_n \left[\left(\frac{r}{a}\right)^{n-1} - \frac{n+1}{n-1}\left(\frac{r}{a}\right)^{-n-1}\right] \cos n\theta$$

Рассмотрим поведение мультипольного поля вблизи оси системы в различных условиях. Из выражений (1.3), (1.14) следует, что при $r = a$

$$B_{\theta n} = {}^1/_2 B_n \cos n\theta, \quad B_{\theta n} = B_n \cos n\theta,$$
$$B_{\theta n} = -[B_n \,/\, (n-1)] \cos n\theta$$

в отсутствие плазмы, при круговом сечении плазменного шнура, при рифленом сечении соответственно.

Как видно, мультипольное поле вблизи оси системы существенно меняется. При рифленом сечении происходит даже изменение знака поля, что должно привести к обращению эффекта стабилизации (дестабилизации). Изменение мультипольного поля обусловлено появлением диамагнитных токов в плазменном проводнике, наведенных первичным внешним полем.

Используя выражение (1.13) для δ_n, можно записать

$$B_n = (n-1) B_0 \delta_n \tag{1.15}$$

Это — формальное равенство, из которого не следует делать вывод, что $B_n = 0$ при $\delta_n = 0$, так как величины B_n и δ_n определены выше для двух различных случаев кругового и рифленого сечения. Наличие связи между B_n и δ_n обусловлено тем, что они при заданном токе I_0 определяются мультипольным полем $\mathbf{B}_n$.

Из уравнений (1.14), (1.15) вытекает, что при $r = a$

$$B_{zn} \sim n\delta_n B_0, \quad B_{\theta n} \sim \delta_n B_0, \quad |\mathbf{B}_n| \sim n\delta_n |\mathbf{B}_0|$$

и, следовательно, условие (1.6) применимости проведенного рассмотрения выполняется при $n\delta_n \ll 1$.

2. Магнитное поле вблизи возмущенного шнура. Пусть плазменный проводник испытывает малое возмущение типа $m = 1$, при котором его поверхность описывается уравнением

$$r(\theta, z, t) = r_0(\theta) + \xi(\theta, z, t) = r_0(t) + a\xi_1(t)\cos(\theta \pm kz), \tag{2.1}$$
$$\xi_1 \ll 1$$

где $r_0(\theta) = a + \delta(\theta)$ — равновесная поверхность проводника, $\xi(\theta, z, t)$ — смещение поверхности при возмущении. Поле $\mathbf{B}$ вблизи возмущенного шнура определится из уравнений

$$\mathbf{B} = \nabla\Phi, \quad \Delta\Phi = 0 \tag{2.2}$$

с учетом убывания возмущения поля на бесконечности и граничного условия

$$(\mathbf{Bn}) = 0 \tag{2.3}$$

на поверхности плазмы (2.1). В (2.3) $\mathbf{n}$ — единичный вектор внешней нормали к поверхности плазмы. Уравнение (2.3) после разложения в ряд Тейлора с учетом условия $(\mathbf{B}^{(0)}\mathbf{n}^{(0)})\,|_{r=r_0} = 0$ принимает вид

$$[\mathbf{B}^{(0)}\mathbf{n}^{(1)} + \mathbf{B}^{(1)}\mathbf{n}^{(0)} + \xi\partial(\mathbf{B}^{(0)}\mathbf{n}^{(0)}) \,/\, \partial r]\,|_{r=r_0} = 0 \tag{2.4}$$

Здесь и ниже верхним индексом (0) отмечены равновесные величины, а (1) — их приращения при возмущении. В частности, поля, полученные в п. 1, должны иметь индекс (0).

Векторы $\mathbf{n}^{(0)}$ и $\mathbf{n}^{(1)}$ на равновесной поверхности r_0 имеют компоненты (в линейном приближении по δ и ξ)

$$\mathbf{n}^{(0)}\left\{1,\ -\frac{1}{a}\frac{\partial\delta}{\partial\theta},\ -\frac{\partial\delta}{\partial z}\right\} = \mathbf{n}^{(0)}\{1,\ -n\delta_n\sin n\theta,\ 0\} \tag{2.5}$$

$$\mathbf{n}^{(1)}\left\{0,\ -\frac{1}{r_0}\frac{\partial\xi}{\partial\theta},\ -\frac{\partial\xi}{\partial z}\right\} = \mathbf{n}^{(1)}\{0,\ (1+\delta_n\cos n\theta)\,\xi_1\sin(\theta-\theta_0),$$
$$\pm ka\xi_1\sin(\theta-\theta_0)\}$$

где $\theta_0 = \mp kz$ — угол между осью x $(\theta = 0)$ и направлением смещения осевой линии шнура в сечении с координатой z.

Используя формулы (1.16), (2.5), из граничного условия (2.4) в линейном приближении по δ и ξ получаем

$$-B_0 n\delta_n\xi_1\sin n\theta\cos(\theta-\theta_0) + B_0\xi_1(1+\delta_n\cos n\theta)\sin(\theta-\theta_0) + \tag{2.6}$$
$$+ B_r^{(1)}|_{r=a} - B_\theta^{(1)}|_{r=a}\, n\delta_n\sin n\theta = 0$$

Скалярный потенциал $\Phi^{(1)}$ будем искать в виде

$$\Phi^{(1)} = \sum_{j=-1}^{1} C_j K_{1+jn}(kr)\sin[(1+jn)\theta-\theta_0] \tag{2.7}$$

где C_j — постоянные коэффициенты, $K_i(x)$ — функции Макдональда. В таком виде $\Phi^{(1)}$ удовлетворяет уравнению (2.2) и граничному условию на бесконечности. После подстановки в (2.6) $B_r^{(1)} = \partial\Phi^{(1)}/\partial r$ и $B_\theta^{(1)} = (1/r)\,\partial\Phi^{(1)}/\partial\theta$ приходим к уравнению

$$B_0\xi_1\sin(\theta-\theta_0) + {}^1/_2 B_0\delta_n\xi_1\sum_{j=-1,\,1}(1-jn)\times \tag{2.8}$$
$$\times\sin[(1+jn)\theta-\theta_0] + \sum_{j=-1}^{1}\Big\{C_j kK'_{1+jn}(ka)\sin[(1+jn)\theta-\theta_0] -$$
$$- C_j a^{-1}K_{1+jn}(ka)\,n\delta_n\sin n\theta\cos[(1+jn)\theta-\theta_0]\Big\} = 0$$

Здесь штрих означает дифференцирование по аргументу.

Приравнивая нулю суммарные коэффициенты при $\sin[(1+jn)\theta - \theta_0]$ для $j = 0,\ \pm1$, получаем систему уравнений

$$B_0\xi_1 + C_0 kK_1'(ka) = 0,\quad j = 0$$

$${}^1/_2(1-jn)B_0\delta_n\xi_1 + C_j kK'_{1+jn}(ka) - {}^1/_2 jn\delta_n C_0 a^{-1}K_1(ka) = 0$$
$$j = \pm1$$

из которой находим искомые коэффициенты C_j

$$C_0 = -\frac{B_0\xi_1}{kK_1'(ka)},\quad C_{j=\pm1} = -\frac{B_0\delta_n\xi_1}{2kK'_{1+jn}}\left[1 - jn\left(1-\frac{K_1(ka)}{kaK_1'(ka)}\right)\right] \tag{2.9}$$

Поскольку коэффициенты C_j при $j \neq 0$ пропорциональны δ_n, остающиеся в уравнении (2.8) члены, содержащие $\sin n\theta\cos[(1+jn)\theta-\theta_0]$,— второго порядка по δ_n, который здесь не учитывается. Таким образом, в линейном приближении по δ уравнению (2.2) и граничным условиям на бесконечности и на поверхности плазмы удается удовлетворить, выбирая скалярный потенциал $\Phi^{(1)}$ в виде (2.7) с коэффициентами C_j (2.9)

3. Сила, действующая на возмущенный плазменный шнур в мультипольном поле. Один из возможных способов исследования устойчивости плазменного проводника со скинированным током относительно возмущений типа $m = 1$, при которых поверхность проводника описывается уравнением (2.1), связан с использованием так называемой «модели гибкого шнура». При этом в линейном приближении по ξ вычисляется погонная сила $\mathbf{F}$, действующая на возмущенный проводник со стороны магнитного поля, и затем исследуется уравнение движения элемента длины проводника $Md^2\xi / dt^2 = \mathbf{F}$, где M — погонная масса.

Данное уравнение по своему выводу фактически описывает поперечные (относительно оси) колебания тонких однородных дисков, смещающихся как целое и сдвинутых друг относительно друга в азимутальном направлении на угол $\Delta\theta = \pm k\Delta z$.

Эта грубая модель должна удовлетворительно описывать рассматриваемую систему, если при возмущении плазма ведет себя как несжимаемая жидкость и сила $\mathbf{F}$ является чисто поперечной. Указанные условия выполняются с достаточной степенью точности, если соответственно $kv_s \gg \Omega$ и $k\xi \ll 1$, где v_s — скорость звука в плазме, Ω — частота колебаний (инкремент неустойчивости) системы. Первое неравенство является условием несжимаемости, а второе, означающее, что должны рассматриваться только «гладкие» возмущения, получается из условия $|\mathbf{n}_\perp| \sim 1 \gg |\mathbf{n}_\parallel| \sim k\xi$.

Поперечную силу $\mathbf{F}_\perp$ можно найти по формуле

$$\mathbf{F}_\perp = -(1/8\pi)\oint \mathbf{B}^2\mathbf{n}_\perp\, dl \tag{3.1}$$

где интегрирование ведется по контуру поперечного сечения проводника. Элемент дуги контура

$$dl = \{[r(\theta)]^2 + [dr / d\theta]^2\}^{1/2}$$

в рассматриваемом случае, когда $r(\theta)$ дается уравнением (2.1), в линейном приближении по δ и ξ равен

$$dl = [a + \delta + \xi + (1 / a)(\delta\xi + \delta'\xi')]d\theta$$

Учитывая выражения (2.5) для $\mathbf{n}$, можно получить компоненты вектора $\mathbf{n}_\perp dl$

$$\begin{aligned} n_x\, dl = \Big\{&\cos\theta + \xi_1\cos(2\theta - \theta_0) + n\delta_n\xi_1\sin\theta_0\sin n\theta - \\ &- {}^1/_2\delta_n \sum_{j=-1,\,1} [(1 + jn)\cos(1 + jn)\theta + \\ &+ \xi_1\cos\theta\cos[(1 + jn)\theta - \theta_0]]\Big\}\, a\, d\theta \end{aligned} \tag{3.2}$$

$$\begin{aligned} n_y\, dl = \Big\{&\sin\theta + \xi_1\sin(2\theta - \theta_0) - n\delta_n\xi_1\cos\theta_0\sin n\theta - \\ &- {}^1/_2\delta_n \sum_{j=-1,\,1} [(1 + jn)\sin(1 + jn)\theta + \\ &+ \xi_1\sin\theta\cos[(1 + jn)\theta - \theta_0]]\Big\}\, a\, d\theta \end{aligned}$$

Магнитное давление на поверхности возмущенного шнура в линейном приближении по δ и ξ равно

$$\begin{aligned} (1/8\pi)\,\mathbf{B}^2|_{r=r_0+\xi} = (1/8\pi)\Big\{&\mathbf{B}^{(0)2} + 2\mathbf{B}^{(0)}\mathbf{B}^{(1)} + \xi\partial\mathbf{B}^{(0)2} / \partial r + \\ &+ \delta\frac{\partial}{\partial r}[\mathbf{B}^{(0)2} + 2\mathbf{B}^{(0)}\mathbf{B}^{(1)} + \xi\partial\mathbf{B}^{(0)2} / \partial r]\Big\}\Big|_{r=a} \end{aligned}$$

После выкладок получаем

$$\frac{1}{8\pi}\mathbf{B}^2|_{r=r_0+\xi} = \frac{1}{8\pi}B_0^2\left\{1+\sum_{j=-1}^{1} b_j \cos\left[(1+jn)\theta-\theta_0\right]\right\} \tag{3.3}$$

$$b_0 = 2(\Psi_1 - 1)\xi_1, \quad \Psi_i = -i^2K_i(ka)/kaK_i'(ka)$$

$$b_{j=\pm 1} = \{\Psi_1 + n^2 + jn + \Psi_{1+jn}(1+jn)^{-1}[1 - jn(1+\Psi_1)]\}\delta_n\xi_1$$

Анализ (3.2) и (3.3) показывает, что члены с $j = 1$, $n \neq 2$, а также третьи и четвертые члены в (3.2) не дают вклада в интеграл (3.1). Выражения для компонент силы $\mathbf{F}_\perp$ имеют вид

$$F_{x,y} = {}^1/_4\{B_0^2(1-\Psi_1) \pm B_0B_2(\Psi_1^2 + {}^1/_2\Psi_1 - {}^1/_4)\}\xi_{x,y} \tag{3.4}$$

где $\xi_x = a\xi_1\cos\theta$, $\xi_y = a\xi_1\sin\theta$, верхний знак перед членом с B_0B_2 соответствует x-компоненте, нижний — y-компоненте. В (3.4) учтено, что согласно (1.13) $\delta_2 = B_2 / B_0$.

При $ka \ll 1$ $\Psi_1 \approx 1$, $1 - \Psi_1 \approx (ka)^2 \ln(2/\eta ka)$ ($\ln\eta = 0.577\ldots$ — постоянная Эйлера) и для $F_{x,y}$ из (3.4) получаем

$$F_{x,y} = {}^1/_4\{B_0^2(ka)^2\ln(2/\eta ka) \pm {}^5/_4B_0B_2\}\xi_{x,y} \tag{3.5}$$

Если квадрупольное поле создается токами I_2 в двух парах стержней, включенных противофазно и расположенных на расстоянии b от оси системы, то согласно (1.4) $B_2 = 8(a/b)^2(2I_2/ca)$ и второе слагаемое в фигурных скобках (3.5) принимает вид $\pm 40I_0I_2/b^2c^2$. Это выражение в два раза меньше полученного в работе [3], где использовалась упрощенная схема вычисления $\mathbf{F}_\perp$.

Приведем без выкладок результат вычисления $F_{x,y}$ при $\delta = 0$. С точностью до членов, квадратичных по B_n, определяющих эффект «минимума B», имеем

$$F_{x,y} = {}^1/_4\{B_0^2(1-\Psi_1) \mp B_0B_2\Psi_1 + {}^1/_2B_n^2[1 - {}^1/_2(\Psi_{1-n} + \Psi_{1+n})]\}\xi_{x,y} \tag{3.6}$$

$$F_{x,y} = {}^1/_4\{B_0^2(ka)^2\ln(2/\eta ka) \mp B_0B_2 + {}^1/_2(1-n)B_n^2\}\xi_{x,y}, \quad ka \ll 1 \tag{3.7}$$

Сравнив (3.4), (3.5) с (3.6), (3.7), можно выделить линейную по B_n добавку к $F_{x,y}$, обусловленную рифлением поверхности шнура. Она оказывается равной

$$\pm{}^1/_4B_0B_2(\Psi_1^2 + {}^3/_2\Psi_1 - {}^1/_4)\xi_{x,y} \approx \pm{}^9/_{16}B_0B_2\xi_{x,y}, \quad ka \ll 1$$

что в ${}^9/_4$ раза превышает по абсолютной величине силу взаимодействия квадрупольного поля с током I_0 в случае $\delta = 0$ и имеет противоположный знак.

Рассмотрение (3.4) — (3.7) показывает, что взаимодействие мультипольного поля с током I_0 в плазменном проводнике имеет место только при $n = 2$ (квадрупольное поле). Деформация поверхности плазменного шнура под действием квадрупольного поля приводит в области длинноволновых возмущений к обращению эффекта взаимодействия квадрупольного поля с током в шнуре: если в случае, когда сечение шнура считается круговым [1,2], имеет место стабилизация возмущений в плоскости zx (для рассматриваемого здесь поля (2.1)) и дестабилизация в плоскости zy, то при учете эллиптичности сечения в плоскости zx происходит дестабилизация, а в плоскости zy — стабилизация длинноволновых изгибов шнура.

4. О мультипольной динамической стабилизации z-пинча. Взаимодействие квадрупольного поля с током в плазменном шнуре зависит от направления смещения шнура при возмущении: в одной плоскости (zy, например) шнур стабилизируется, в другой (zx) дестабилизируется. Периодическое изменение со временем квадрупольного поля или тока в шнуре приводит к появлению динамического стабилизирующего эффекта [1–4], не зависящего от направления смещения. Для мультипольного поля более высокой полярности ($n > 2$) согласно результатам п. 3 аналогичного эффекта быть не должно.

Эксперименты по мультипольной динамической стабилизации z-пинча проводились с квадрупольным [5,6] и гексапольным ($n = 3$) [7] высокочастотными полями. В обоих случаях наблюдался стабилизирующий эффект, причем не только в области длинноволновых возмущений, как это предсказывается теорией [1,2], но вообще для изгибов любой длины волны. Такое расширение диапазона мультипольной динамической стабилизации ($n > 2$, коротковолновые возмущения) свидетельствуют о том, что для объяснения эффекта стабилизации должны быть привлечены (помимо рассмотренного здесь и ранее в [1,2] взаимодействия мультипольного поля с током в шнуре) какие-то дополнительные механизмы. Один из них может быть связан с быстрыми колебаниями поверхности плазменного шнура под действием переменного мультипольного поля. Это предположение основано на результатах работы [8], где в общем виде исследовано влияние высокочастотных осцилляций поверхности плазмы на ее устойчивость относительно медленно нарастающих возмущений.

В мультипольном поле (1.14) при $B_n = B_{n1} \cos \omega t$ граница плазмы будет следовать за магнитной «стенкой» и, значит, сечение шнура примет рифленую форму (1.5), осциллирующую в силу (1.15) с частотой поля ω, если $v_s \gg \omega \delta_n a$. Это условие обычно выполняется в эксперименте, так как справа стоит относительно малая величина $\sim 10^7$ *см/сек* ($\omega \sim 10^7$ *сек*$^{-1}$, $\delta_n a \sim 1$ *см*). Эллиптичность сечения шнура в переменном квадрупольном поле наблюдалась в [6]. Быстрые осцилляции поверхности шнура в переменном мультипольном поле при любой полярности n должны дать стабилизирующий эффект, более сильный в области мелкомасштабных коротковолновых возмущений.

Автор благодарен С. М. Осовцу и М. Л. Левину за обсуждение работы.

Поступила 12 XII 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. *Осовец С. М.* Динамическая стабилизация плазменного витка. ЖЭТФ, 1960, т. 39, вып. 2.
2. *Левин М. Л., Рабинович М. С.* Метод сильной фокусировки для стабилизации прямых и тороидальных разрядов. Ж. техн. физ., 1963, т. 33, вып. 2.
3. *Ribe F. L.* Effect of an oscillating quadrupole field on kink modes of a screw pinch. Los Alamos Rept 4081-MS, 1969.
4. *Никулин М. Г.* Стабилизация плазменного шнура с переменным током квадрупольным магнитным полем. ПМТФ, 1968, № 6.
5. *Орлинский Д. В.* Взаимодействие прямого плазменного шнура с переменным магнитным полем квадрупольной конфигурации. Атомная энергия, 1965, т. 18, № 4.
6. *Forman P. R., Haberstich A., Karr H. J., Phillips J. A., Schofied A. E.* Dynamic stabilization of a linear z-pinch by a magnetic quadrupole. Phys. Fluids, 1971, vol. 14, No. 3.
7. *Осовец С. М., Синицын В. И.* Динамическая стабилизация плазменного шнура. ЖЭТФ, 1965, т. 48, вып. 4.
8. *Berge G.* On the problem of dynamic stabilization. Plasma Phys. and Countrolled Nucl. Fusion Res., vol. 2, Vienna, 1969.