

01;04

Магнитная ловушка для удержания горячей плазмы

© К.Б. Абрамова, А.А. Семенов

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 26 декабря 1996 г.)

Магнитное поле двухспиральной ловушки Торнадо обладает всеми свойствами, необходимыми для эффективного удержания горячей плазмы. Однако практическое использование ограничено из-за пондеромоторного взаимодействия между витками спиралей, в результате которого разрушается структура магнитного поля. Рассмотрена модификация ловушки Торнадо, позволяющая сильно уменьшить пондеромоторные взаимодействия, и приведены аргументы в пользу сохранения магнитным полем свойств поля немодифицированной ловушки.

Достижения в области исследования управляемого термоядерного синтеза на установках Токамак [1,2] позволили приступить к созданию термоядерного реактора. Но существуют физические причины, делающие использование Токамаков в качестве реактора сложным и дорогостоящим. Плазма удерживается в сильном магнитном поле и из-за синхротронного излучения принципиально неравновесна; замагниченная плазма диамагнитна и поэтому стремится покинуть магнитное поле, что приводит к конвективным неустойчивостям. Радикальным способом преодоления этих трудностей является использование магнитного поля не как среды обитания плазмы, а как барьера, со всех сторон окружающего плазму.

На современном уровне знаний представляется, что для эффективной термоизоляции плазмы удерживающие магнитные поля должны обладать следующими свойствами [3–10]: 1) замкнутостью, т.е. магнитные силовые линии не должны покидать рабочий объем и пересекать конструктивные элементы системы, тем самым исключая уход заряженных частиц из объема плазмы по силовым линиям поля; 2) наличием в рабочем объеме ловушки области, модуль напряженности магнитного поля в которой ниже модуля напряженности на его границе, тем самым исключаются крупномасштабные наиболее опасные конвективные неустойчивости и уменьшается синхротронное излучение; 3) структура магнитного поля рабочего объема ловушки должна иметь примыкающий к границе слой тороидальных магнитных поверхностей, тем самым обеспечивается устойчивость магнитного поля к возмущениям; 4) полоидальная составляющая магнитного поля должна превосходить тороидальную, тем самым исключается тороидальный дрейф частиц плазмы.

Всем вышеуказанным свойствам удовлетворяет магнитное поле ловушки Торнадо [11–16], которая состоит из двух геометрически подобных концентрических сферических спиралей, намотанных с постоянным угловым шагом и расположенных так, что если радиус, проведенный из центра системы, пересекает проводник внутренней спирали, то он пересекает и проводник внешней. Спирали соединены в полюсах перемычками. По спиральям текут разнонаправленные токи, величины которых соотно-

сятся как $I_{нар}/I_{вн} = \sqrt{R_{вн}/R_{нар}}$, где $R_{вн}$ и $R_{нар}$ — радиусы внутренней и наружной спирали соответственно. Токи замыкаются с помощью полубесконечных токоподводов, лежащих на оси, проходящей через полюса спиралей (рис. 1). Как показали эксперименты, такая ловушка эффективно удерживает плазму [14]. Однако для удержания горячей плазмы и осуществления термоядерной реакции кроме перечисленных свойств магнитное поле ловушек должно иметь достаточно высокую напряженность и существовать длительное время.

Но из-за пондеромоторного взаимодействия между токонесущими элементами ловушки незакрепленные витки внутренней спирали Торнадо приходят в движение, структура магнитного поля разрушается, а сама спираль быстро приходит в негодность. Как показано в

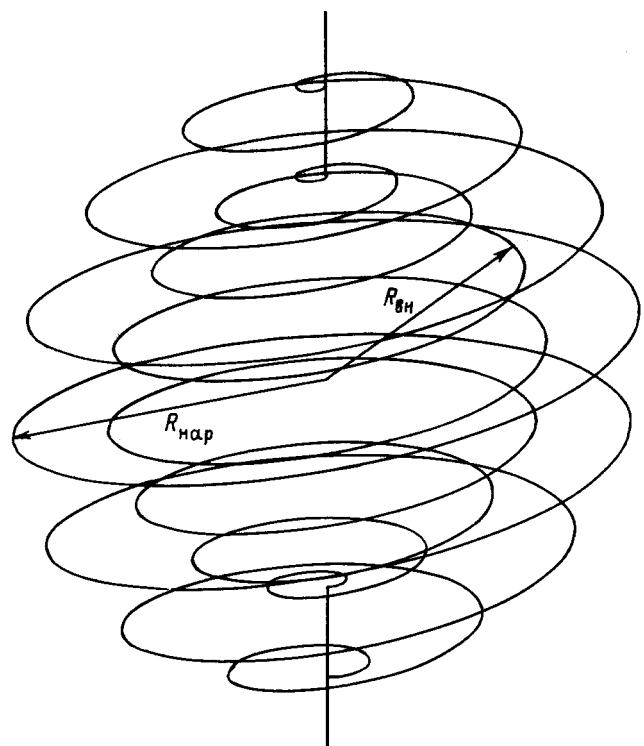


Рис. 1. Схема ловушки Торнадо.

работе [17], основное значение имеют нагрузки в направлении оси z , которые стремятся сжать внутреннюю спираль. Вводить поддержки для внутренней спирали, находящейся в объеме, занимаемом плазмой, недопустимо, так как это приводит к гибели плазмы. Самый простой путь повышения напряженности магнитного поля — увеличение прочности спирали использовани-ем высокопрочных материалов и увеличением толщины проводника. По этому пути пошли при создании установки Торрандо-Х. Спирали в этой ловушке изготовлены из стального прутка, диаметр которого равен 0.05 м. По расчетам [17] в Торнадо-Х в барьере можно создать поле до 1.5 Тл, но только в импульсном режиме (длительность импульса τ определяется периодом колебаний внутренней спирали ловушки T из условия $\tau/T \ll 1$). Стационарное магнитное поле в барьере ловушки Торнадо-Х не может превышать 0.5–0.9 Тл. Следовательно, единственная возможность дальнейшего увеличения напряженности магнитного поля — модернизация ловушки. Модернизация целесообразна, если окажется возможным найти геометрическое положение проводников внутренней спирали, в котором существует минимум пондеромоторных сил (при сохранении достоинств немодернизированной ловушки), достаточный для того, чтобы оказалось возможным существенно увеличить напряженность удерживающего поля.

В 1983 г. с этой целью авторами работы [18] было предложено расположить витки наружной спирали на продолжениях радиусов, проходящих точно между витками внутренней спирали, т.е. повернуть спирали относительно друг друга на угол $\Delta\varphi = \beta = \pi$ (рис. 2). Наружную спираль можно жестко закрепить, так как она

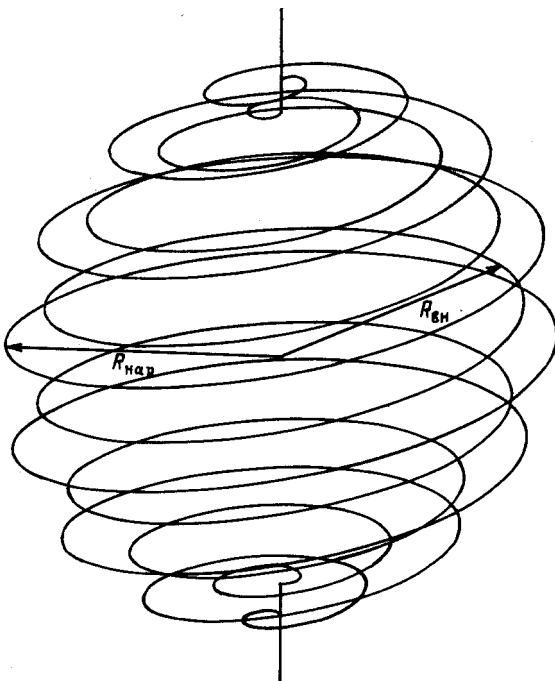


Рис. 2. Схема модифицированной ловушки Торнадо.

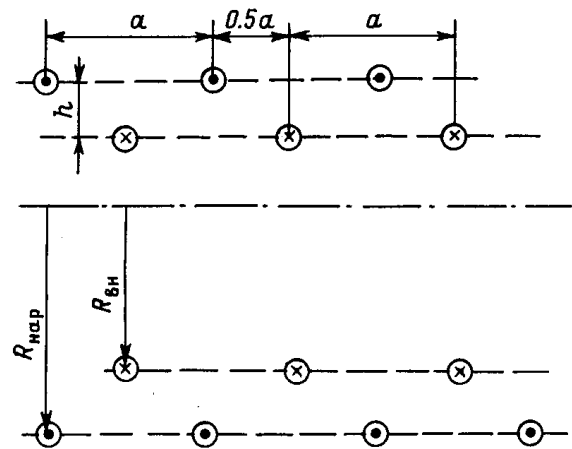


Рис. 3. Схема расположения колец с током.

находится вне рабочего объема ловушки. Аналитически рассмотреть задачу о пондеромоторном взаимодействии сферических спиралей сложно, но можно получить критерий устойчивости из рассмотрения простых моделей, а затем провести экспериментальную проверку на реальной ловушке.

Возможность стабилизации положения незакрепленных витков легко продемонстрировать на примере двух бесконечных рядов колец с током, свободно лежащих на коаксиальных цилиндрах различного диаметра (рис. 3). Пусть расстояние между кольцами в каждом из рядов равно a , ряды сдвинуты относительно друг друга на $0.5a$. Токи в кольцах каждого ряда равны по величине и противоположно направлены. Очевидно, что в этом случае силы, действующие на любое из колец с током со стороны остальных колец, равны нулю, т.е. они находятся в положении равновесия. Теперь предположим, что кольца, лежащие на внешнем цилиндре, жестко закреплены, а радиусы обоих рядов совпадают. Если одно из незакрепленных колец сдвинется в направлении оси z на расстояние меньше $0.5a$, то на это кольцо будет действовать сила, возвращающая его в положение равновесия. Как показали расчеты, эффект стабилизации наблюдается, если разница в радиусах колец $h \leq 0.5a$ [18].

Экспериментальная проверка возможности существования стабильного положения внутренней спирали проводилась на 12-витковой модели ловушки Торнадо А.С. Варшавским, А.В. Ворониным и В.М. Кузнецовым. Диаметр внутренней спирали составлял 400 мм, наружной — 440 мм т.е. параметр $h = 0.35a$. Спирали были изготовлены из прутка 14 мм и повернуты относительно друг друга вокруг оси, проходящей через их полюса, на угол π . Соотношение токов во внутренней и наружной спиралях выбиралось соответствующим существованию сферической сепаратрисы [13]. При включении тока (0.5–20 кА) в ловушке происходило незначительное по сравнению с расстоянием между спиралями смещение витков внутренней спирали и они устанавливались в

положение устойчивого равновесия. Для $h > 0.5a$ экспериментов не проводилось, но в работе [17] проведен расчет пондеромоторных сил, действующих на внутреннюю спираль немодернизированной и модернизированной пятивитковых ловушек с отношениями радиусов спиралей $R_{вн}/R_{нар} = 0.7$, т.е. $h = 0.68a$. Показано, что пондеромоторные силы, действующие на витки внутренней спирали модернизированной ловушки, в направлении z меньше соответствующих сил, действующих на витки внутренней спирали немодернизированной ловушки, но все же остаются сравнимыми. Следовательно, критерий, полученный для соленоидов, может быть использован и для сферических спиралей. Таким образом, вышеизложенное позволяет утверждать, что выбором отношения радиусов спиралей и поворотом их относительно друг друга вокруг оси, проходящей через полюса на угол $\Delta\varphi = \pi$, можно установить внутреннюю спираль ловушки в положение устойчивого равновесия. Следовательно, можно увеличить токи в спиралах и тем самым повысить напряженность магнитного поля в ловушке.

В работе [17] показано, что для повернутых на угол π относительно друг друга спиралей при условии изготовления из высокопрочных материалов можно получить магнитное поле в барьере порядка 1.5 Тл в стационарном режиме. Однако расчеты [17] выполнены, как уже указывалось выше, для $h = 0.68a$, т.е. для условий, не соответствующих критерию устойчивости $h < 0.5a$; при его соблюдении значение магнитной индукции, которое может быть достигнуто в системе, должно быть значительно больше 1.5 Тл.

Поворот спиралей нарушает одно из условий существования сферической сепаратрисы [13] и возникает вопрос о замкнутости, структуре и устойчивости магнитного поля. Экспериментальные исследования магнитного поля в так называемой ловушке со встречными витками (одна из спиралей — левовинтовой намотки, другая — правовинтовой) Торнадо II [11] и результаты экспериментов по удержанию холодной плазмы в ней [19,20] позволяют надеяться, что структура магнитного поля устойчива даже к таким грубым возмущениям.

Можно провести и некоторый количественный анализ магнитного поля. Рассмотрим электромагнитную систему, состоящую из двух подобных, концентричных, намотанных с одинаковым постоянным угловым шагом сферических спиралей. Спирали повернуты относительно друг друга вокруг оси, проходящей через их полюса, на угол β , в них текут разнонаправленные токи, отношение величин которых $I_{нар}/I_{вн} = \sqrt{R_{вн}/R_{нар}}$ [13]. Здесь $I_{вн}$, $I_{нар}$ — значения величины токов во внутренней и наружной спиралах соответственно; $R_{вн}$, $R_{нар}$ — радиусы спиралей. Токи замыкаются с помощью двух прямолинейных перемычек, соединяющих концы спиралей, и двух полубесконечных проводников, лежащих на одной оси с перемычками.

Уравнения спиралей в рассматриваемом случае имеют вид

$$\begin{aligned} \theta_0 &= \alpha\varphi_0, & R &= R_{вн}, & -N\pi \leq \varphi_0 \leq N\pi, \\ \theta_0 &= \alpha(\varphi_0 - \beta), & R &= R_{нар}, & -N\pi \pm \beta \leq \varphi_0 \leq N\pi + \beta, \end{aligned} \quad (1)$$

N — количество витков спирали, $\alpha = 1/2N$.

Обобщая результаты работы [13], нетрудно получить выражения для компонентов магнитной индукции. В результате оказывается, что симметричная часть магнитной индукции, т.е. не зависящая от угла φ , не зависит от угла поворота спиралей относительно друг друга.

Проведено аналогичное рассмотрение для ловушки со встречными витками, уравнения спиралей которых при повернутой наружной по отношению к внутренней имеют вид:

$$\begin{aligned} \theta_0 &= \alpha\varphi_0, & R &= R_{вн}, \\ -N\pi \leq \varphi_0 \leq N\pi, & & -\pi/2 \leq \theta_0 \leq \pi/2, \\ \theta_0 &= -\alpha(\varphi_0 - \beta), & R &= R_{нар}, \\ -N\pi \pm \beta \leq \varphi_0 \leq N\pi + \beta, & & -\pi/2 \leq \theta_0 \leq \pi/2. \end{aligned} \quad (2)$$

Оказалось, что и в этом случае симметричная часть компонентов магнитной индукции не зависит от угла поворота спиралей и равна по величине аналогичной части магнитной индукции описанного выше случая.

При соотношении токов $I_{нар}/I_{вн} = \sqrt{R_{вн}/R_{нар}}$ это приводит к следующим последствиям.

1. Поток магнитной индукции внутри кольцевого контура, плоскость которого перпендикулярна оси z и который лежит на $R_c = \sqrt{R_{вн}R_{нар}}$, во всех рассмотренных случаях равен нулю.

2. Выражение для магнитной индукции на оси системы в пределах объема наружной спирали для всех случаев одинаково и имеет следующий вид:

$$B_z = \frac{\mu_0 N I_{вн}}{\pi z} \times \begin{cases} \left[K\left(\frac{z}{R_{вн}}\right) - E\left(\frac{z}{R_{вн}}\right) \right] - \frac{\sqrt{R_{вн}R_{нар}}}{z} \\ \quad \times \left[K\left(\frac{z}{R_{нар}}\right) - E\left(\frac{z}{R_{нар}}\right) \right], & R \leq R_{вн}, \\ \left[K\left(\frac{R_{вн}}{z}\right) - E\left(\frac{R_{вн}}{z}\right) \right] - \frac{\sqrt{R_{вн}R_{нар}}}{z} \\ \quad \times \left[K\left(\frac{z}{R_{нар}}\right) - E\left(\frac{z}{R_{нар}}\right) \right], & R_{вн} < R < R_{нар}, \end{cases} \quad (3)$$

$K(x)$, $E(x)$ — полные эллиптические интегралы.

В частности, поле в центре системы

$$B_z(0, 0, 0) = \frac{\mu_0 N I_{вн}}{4R_{вн}} \left[1 - \left(\frac{R_{вн}}{R_{нар}}\right)^{3/2} \right]. \quad (4)$$

3. Поток магнитной индукции через поверхность, перпендикулярную оси z и ограниченную кольцевым контуром, лежащим на сфере радиуса $R_{вн}$, равен по величине и

обратный по знаку потоку, пронизывающему кольцевую поверхность, ограниченную этим же контуром и контуром, лежащим на сфере радиуса $R_c = \sqrt{R_{\text{вн}}R_{\text{нар}}}$. Это поток полоидального поля, и его величина равна

$$\Phi_{\text{пол}} = \frac{\mu_0 I_{\text{вн}} R_{\text{вн}}}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ 1 - \sqrt{\frac{R_{\text{вн}}}{R_{\text{нар}}}} \left(\frac{R_{\text{вн}}}{R_{\text{нар}}} \right)^n \right\} \times A_n P_n^1(\cos \theta) \sin \theta. \quad (5)$$

Здесь

$$\begin{aligned} A_n &= \frac{1}{n(n+1)} \int_{-N\pi}^{N\pi} P_n^1(\sin \alpha \varphi_0) \cos \alpha \varphi_0 d\varphi_0 \\ &= \frac{2N}{n(n+1)} \int_{-1}^1 P_n^1(x) dx \\ &= \begin{cases} 0 & n = 2k, \\ -\frac{\pi N}{2} \left[\frac{(2k-1)!!}{2^k(k+1)!} \right]^2 & n = 2k+1. \end{cases} \end{aligned}$$

Таким образом,

$$\Phi_{\text{пол}} = -\frac{\pi \mu_0 N I_{\text{вн}} R_{\text{вн}}}{4} \sum_{k=1}^{\infty} \left\{ 1 - \sqrt{\frac{R_{\text{вн}}}{R_{\text{нар}}}} \left(\frac{R_{\text{вн}}}{R_{\text{нар}}} \right)^{2k+1} \right\} \times \left[\frac{(2k-1)!!}{2^k(k+1)!} \right]^2 P_{2k+1}^1(\cos \theta) \sin \theta. \quad (6)$$

Здесь $(-1)!! \equiv 1$. Выражение (6) позволяет получить среднее значение полоидальной составляющей магнитной индукции внутри внутренней спирали и между внутренней спиралью и $R_c = \sqrt{R_{\text{вн}}R_{\text{нар}}}$. Можно оценить отношение поля в барьере к полю внутри ловушки.

4. Усредненная по φ тороидальная составляющая поля внутри внутренней спирали оказывается равной нулю, а между наружной и внутренней спиралью — равной величине магнитной индукции бесконечного прямого провода

$$B_{\varphi} = \frac{\mu_0 I_{\text{вн}}}{2R_{\text{вн}} \sin \theta}. \quad (7)$$

Все вышеизложенное позволяет надеяться на сохранение замкнутости магнитного поля в рабочем объеме ловушки. При этом если расстояние между спиралями $h < 0.5a$ и они повернуты относительно друг друга на угол π , то из-за уменьшения пондеромоторного взаимодействия в такой модификации ловушки Торнадо можно получить магнитные поля, значительно большие, чем в ловушках Торнадо, исследовавшихся и исследуемых в настоящее время.

В настоящее время не видно путей точного аналитического исследования замкнутости структуры магнитного поля предлагаемой модификации ловушки Торнадо, поэтому это исследование производится численными методами.

Список литературы

- [1] *Keilhacker M.* // Abstracts of Invited and Contributed Papers 22nd EPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics. Bourmemouth (UK), 1995. P. 1.
- [2] *Tubbing B.J.D., Chankin A., Clement S.* et al. // Abstracts 22nd EPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics. Bourmemouth (UK). 1995. Vol. 19C. Pt III. P. 453–456.
- [3] *Арцимович Л.А.* Управляемые термоядерные реакции. М., 1961. С. 288.
- [4] *Соловьев Л.С., Шафранов В.Д.* // Вопросы теории плазмы. 1967. № 5. С. 3–208.
- [5] *Морозов А.И.* // Физика плазмы. 1992. Т. 18. Вып. 3. С. 305–316.
- [6] *Скорняков Г.В.* // ЖТФ. 1962. Т. XXXII. Вып. 3. С. 261–268.
- [7] *Скорняков Г.В.* // ЖТФ. 1962. Т. XXXII. Вып. 7. С. 777–781.
- [8] *Скорняков Г.В.* // ЖТФ. 1962. Т. XXXII. Вып. 12. С. 1494–1495.
- [9] *Скорняков Г.В.* // ЖТФ. 1964. Т. XXXIV. Вып. 6. С. 1126–1130.
- [10] *Skornyakov G.V.* // J. Nucl. Energy P.C. 1966. Vol. 8. P. 561–575.
- [11] *Абрамова К.Б., Галечян Г.А., Перегуд Б.П.* // ЖТФ. 1966. Т. XXXVI. Вып. 8. С. 1426–1434.
- [12] *Козырев А.Н., Перегуд Б.П.* // ЖТФ. 1970. Т. 40. Вып. 5. С. 950–959.
- [13] *Перегуд Б.П., Семенов А.А.* // ЖТФ. 1971. Т. 41. Вып. 11. С. 2294–2304.
- [14] *Peregood V.P., Lehnert V.* Nucl. Instr. Meth. 1981. Vol. 180. P. 357–386.
- [15] *Abramova K.B., Galetchyan G.A., Lev M.L.* et al. // Abstracts 22nd EPS Conf. on Contr. Fusion and Physics. Bourmemouth (UK), 1995. Vol. 19C. Pt II. P. 164–168.
- [16] *Абрамова К.Б., Воронин А.В., Лев М.Л.* и др. // ЖТФ. 1997. Т. 67. Вып. 1. С. 30–35.
- [17] *Воронин А.В., Кузнецов В.М., Перегуд Б.П.* и др. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 3. С. 469–477.
- [18] *Варшавский А.С., Воронин А.В., Кузнецов В.М.* и др. А.С. № 1145900 от 15.11.84.
- [19] *Галечян Г.А., Перегуд Б.П.* // ЖТФ. 1969. Т. 39. Вып. 9. С. 1696–1702.
- [20] *Vorobiev G.M.* et al. // III European Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics Confinement of Plasma in Tornado Traps. Utrecht, 1969.