

Д.С. Филиппычев

РАСЧЕТ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В ОТКРЫТЫХ ЛОВУШКАХ СО ВСТРЕЧНЫМИ ПОЛЯМИ*

1. Введение

Магнитными ловушками называются конфигурации магнитного поля, которые способны длительное время удерживать заряженные частицы (как положительные, так и отрицательные) или плазму в ограниченном объеме. Идеальная магнитная ловушка должна удерживать неопределенно долгое время все частицы, за исключением тех, которые подвергаются парным (кулоновским) столкновениям. Кулоновские соударения приводят к сравнительно медленной диффузии заряженных частиц поперек магнитного поля со скоростью диффузии, обратно пропорциональной квадрату напряженности магнитного поля.

В реальных (не “идеальных”) ловушках при отсутствии парных столкновений заряженные частицы не удерживаются неопределенно долгое время. В них происходит увеличение времени пребывания частиц внутри определенного объема, что приводит к увеличению плотности частиц в этом объеме. Поэтому в течении некоторого промежутка времени число частиц, влетающих в ловушку, должно превышать число частиц, выходящих из нее.

Простейшие открытые ловушки для накопления и удержания заряженных частиц представляют собой два витка с токами, текущими в одном (“пробкотрон”) или противоположных (“антипробкотрон”) направлениях. В последнем случае создаются магнитные поля, так называемой, “остроконечной” конфигурации (геометрии), а сами ловушки часто называются “ловушками со встречными полями”. Главным преимуществом такой конфигурации является устойчивость магнитного поля, а основным недостатком - большая скорость потерь частиц. За счет объединения таких ловушек в линейную или тороидальную структуры создаются более сложные устройства. Одной из возможностей увеличения длительности удержания заряженных частиц в ловушках с остроконечной геометрией магнитного поля является использование системы токонесущих электродов, состоящей из нескольких пар кольцевых проводников с противоположно направленными токами. В данной работе приводятся некоторые

* Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований, проект № 96-01-01171а.

результаты численных расчетов магнитных полей открытых ловушек типа “антипробкотрон” при различном числе и расположении токонесящих проводников.

При конструировании и эксплуатации магнитных ловушек важное значение приобретает геометрия магнитного поля. При использовании магнитных полей различных конфигураций для устойчивого удержания частиц требуется детальное изучение их свойств. Свойства удержания магнитного поля зависят в первую очередь от геометрии его силовых линий. Большая роль силовых линий магнитного поля обусловлена тем, что как плазма, так и отдельные частицы легко перемещаются вдоль этих линий. Поэтому детальное исследование различных конфигураций силовых линий магнитного поля является очень важной задачей. В большинстве практически интересных случаев такое исследование можно проводить только с помощью численных методов.

2. Простейшие конфигурации открытых ловушек

Конструктивно магнитные ловушки подразделяются на два больших класса: замкнутые и открытые. В замкнутых ловушках силовые линии магнитного поля не пересекают границ плазмы, а область удержания частиц имеет форму тора. В отличие от замкнутых ловушек (токамаков, стеллараторов), имеющих форму тороида, для открытых ловушек [1-4] характерна линейная конфигурация. Силовые линии магнитного поля оказываются не замкнутыми и покидают основной объем плазмы, выходя на стенки ограничивающей камеры. Открытые ловушки имеют ряд привлекательных черт по сравнению с замкнутыми:

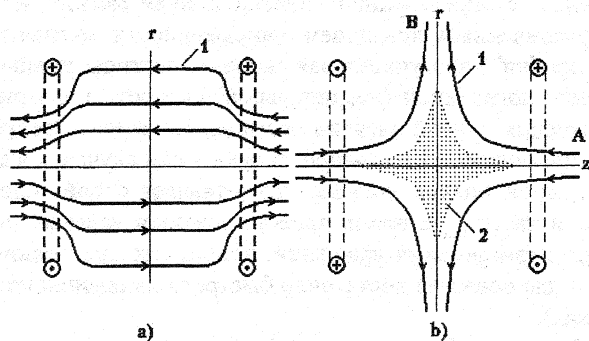


Рис.1. Конфигурации простых открытых ловушек. 1 - силовые линии магнитного поля, 2 - плазма; а) - “пробкотрон”; б) - “антипробкотрон”, А - осевая щель (осевое отверстие), В - кольцевая щель.

1. из-за простоты геометрии они проще в инженерном отношении;
2. в них более эффективно используется энергия удерживающего плазму магнитного поля, что дает возможность получить высокие давления плазмы в умеренном магнитном поле;
3. в них легче решается проблема удаления примесей;
4. многие из открытых ловушек могут работать в стационарном режиме и обладают устойчивостью по отношению к гидродинамическим возмущениям.

Существенным недостатком открытых ловушек является довольно большая скорость потерь плазмы вдоль поля.

Простейшие конфигурации открытых магнитных ловушек создаются парой круговых витков с токами, текущими в одном (“пробкотрон”; Рис.1а) или противоположных (“антипробкотрон”; Рис.1б) направлениях. Такие ловушки обладают осевой симметрией. Магнитное поле простой пробочной ловушки (“пробкотрона”; Рис.1а) неоднородно вдоль силовой линии. Его величина возрастает по мере удаления от центра ловушки (где достигается минимальное значение H_0). Участки сильного магнитного поля на концах ловушки удерживают частицы и поэтому носят название “магнитные пробки” (или “магнитные зеркала”). Величина $R=H_{\max}/H_0$, где H_{\max} - максимальное значение поля в пробке, называется “пробочным отношением”.

Если ларморовский радиус частицы оказывается много меньше радиуса кривизны силовой линии, то ее движение можно описывать в дрейфовом приближении [5]. Ведущий центр заряженной частицы оказывается связанным с определенной силовой линией магнитного поля. В областях с увеличенным значением напряженности магнитного поля (“магнитные пробки”) поступательная скорость частицы уменьшается за счет увеличения поперечной (вращательной) скорости в соответствии с законом сохранения полной энергии частицы. Понятие о “ведущем центре” частицы применимо, естественно, только в том случае, когда с точки зрения электронной оптики ловушка представляет собой толстую магнитную линзу и частица за время пролета ловушки успевает совершить большое число ларморовских вращений, причем это требование должно выполняться и для областей достаточно быстрого изменения поля (в магнитных пробках).

В дрейфовом приближении движение заряженной частицы вдоль силовой линии магнитного поля рассматривается как движение центра ларморовского кружка, представляющего собой круговой ток с магнитным моментом $M=-m(v_{\perp})^2 \mathbf{H}/2|\mathbf{H}|^2$ (m -масса частицы). В продольном направлении на частицу действует сила $\mathbf{F}=\mathbf{M}\nabla H$, которая приводит к отра-

жению от магнитных пробок частиц с достаточно большим значением первого адиабатического инварианта $\mu \equiv m(v_{\perp})^2/2H$. На этом принципе основано удержание частиц в открытых ловушках.

Законы сохранения магнитного момента и энергии приводят к нарастанию поперечной составляющей кинетической энергии частицы с ростом H за счет убывания продольной составляющей при движении частицы из области с минимальным значением поля (где $H=H_0$, а продольная и поперечная компоненты скорости частицы равны соответственно $v_{\parallel 0}$ и $v_{\perp 0}$). В точке отражения (H_{\max}) $v_{\parallel}=0$ и $(v_{\perp})^2=(v_{\perp 0})^2 R=(v_{\parallel 0})^2+(v_{\perp 0})^2$. Из последнего соотношения следует, что магнитная пробка отражает только те частицы, для которых выполняется неравенство $v_{\parallel 0}/v_{\perp 0} > \sqrt{R-1}$. Для таких “захваченных” (“запертых”) частиц в центральной части ловушки выполняется соотношение $\sin\theta_0 > 1/\sqrt{R}$. Все остальные частицы с питч-углом (углом между скоростью частицы и направлением магнитного поля) $\theta_0 \equiv \arcsin(v_{\perp 0}/v_0) < \arcsin(1/\sqrt{R})$, попадают в “конус потерь” и вылетают из магнитной ловушки. Такие частицы называются “пролетными”. Непрерывный переход “запертых” между магнитными пробками частиц в конус потерь за счет соударений или вследствие развития микронеустойчивостей плазмы приводит к низкой эффективности простой открытой ловушки.

В осесимметричном пробкотроне плазма подвержена желобковой (перестановочной) неустойчивости, которая приводит к просачиванию плазмы поперек магнитного поля в виде языков (желобов). Эта неустойчивость возникает вследствие того, что в пробкотроне напряженность магнитного поля уменьшается в радиальном направлении, а для плазмы оказывается энергетически более выгодным перемещаться в область слабого магнитного поля. Для стабилизации желобковой неустойчивости используются магнитные поля, не имеющие осевой симметрии и обладающие абсолютным минимумом H в области удержания.

Осесимметричная конфигурация магнитного поля “антипробкотрон” (Рис.1б) создается при “встречном” включении двух соосных проводников с током (в общем случае двух магнитных катушек) и является структурой типа остроконечной геометрии [4,6-8]. Напряженность магнитного поля в таких ловушках имеет абсолютный минимум равный нулю в центре системы. В основном объеме плазмы магнитное поле оказывается близким к нулю. Соответственно, вблизи центра антипробкотрона для большинства частиц нарушается условие адиабатической инвариантности μ и плазма из этой области быстро теряется вдоль силовых линий. Магнитные ловушки остроконечной геометрии с полем нарастающим к периферии, привлекают внимание тем, что они гидродинамически устойчивы [6] (в частности, относительно наиболее опасных желобковых воз-

мушений). Однако наличие осевой А и кольцевой В щелей (см. Рис.1б) является существенным недостатком этой ловушки. Продольные потери носят характер вытекания плазмы через узкие "щели" с сильным магнитным полем (магнитные пробки). Плазма довольно быстро покидает ловушку через эти щели, поэтому характерное время удержания плазмы в ловушке не превышает несколько десятков микросекунд.

3. Магнитные поля круговых токов с противоположным направлением. Остроконечная геометрия магнитного поля

В цилиндрической системе координат (r, θ, z) уравнения силовой линии магнитного поля записываются в следующем виде: $\frac{dr}{H_r} = \frac{rd\theta}{H_\theta} = \frac{dz}{H_z}$.

После подстановки в эти уравнения компонент магнитного поля $\mathbf{H} = \{H_r, H_\theta, H_z\}$, выраженных через векторный потенциал А

$$\left\{ H_r = -\frac{\partial A_\theta}{\partial z}; H_\theta = \frac{\partial A_r}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial r}; H_z = \frac{1}{r} \frac{\partial r A_\theta}{\partial r} \right\},$$

можно получить два интеграла движения, каждый из которых определяет поверхность, состоящую из силовых линий поля. Пересечение двух таких поверхностей определяет одну силовую линию.

Магнитное поле кольцевого тока обладает аксиальной симметрией ($\partial/\partial\theta=0$) и описывается одной азимутальной компонентой векторного потенциала A_θ , а уравнение силовой линии принимает следующий вид [8]:

$$r A_\theta(r, z) = \text{const.} \quad (1)$$

Для кругового тока J_c радиусом R_c , расположенного в точке $(z=Z_c)$, азимутальная компонента векторного потенциала A_θ и компоненты магнитного поля $\mathbf{H} = \{H_r, H_z\}$ определяются по формулам [8, 9]:

$$Z = z - Z_c, X^2 = (R_c - r)^2 + Z^2, Y^2 = (R_c + r)^2 + Z^2,$$

$$A_\theta(r, z, R_c, Z_c) = \frac{4J_c}{ck} \sqrt{\frac{R_c}{r}} \left\{ \left(1 - \frac{k^2}{2} \right) K(k) - E(k) \right\}, \quad (2a)$$

$$H_r(r, z, R_c, Z_c) = \frac{2J_c Z}{cY} \left\{ \frac{R_c^2 + r^2 + Z^2}{X^2} E(k) - K(k) \right\}, \quad (2b)$$

$$H_z(r, z, R_c, Z_c) = \frac{2J_c}{cY} \left\{ \frac{R_c^2 - r^2 - Z^2}{X^2} E(k) + K(k) \right\}. \quad (2c)$$

$K(k)$ и $E(k)$ – полные эллиптические интегралы первого и второго рода, зависящие от параметра k ($k^2 = 4R_c r / Y^2$); c – скорость света. Вблизи проводника $k \approx 1$ и можно использовать асимптотику функций $K(k)$ и $E(k)$ при $k \approx 1$. В результате получается выражение [8]:

$$rA_{\theta}(r, z; R_c, Z_c) \approx \frac{2J_c R_c}{c} \left(\ln \left(\frac{8R_c}{\rho} \right) - 2 \right) = \text{const}; \quad \rho^2 = X^2 = (r - R_c)^2 + Z^2,$$

из которого следует, что вблизи кольца с током магнитные поверхности представляют в нормальном сечении окружности радиуса $\rho = \text{const}$, центром которых является кольцевой ток [8]. На больших расстояниях поле

кольца приближается к полю диполя с моментом $M = \frac{J_c}{c} \pi R_c^2$ [8].

Магнитное поле от двух круговых токов, протекающих в противоположных направлениях, находится суперпозицией полей, создаваемых токами в каждом витке (1). Для симметричного расположения витков относительно начала координат (в точках Z_c и $-Z_c$; именно такая ситуация будет рассматриваться ниже), получаются выражения:

$$\tilde{A}_{\theta}(r, z; R_c, Z_c) = A_{\theta}(r, z; Z_c) - A_{\theta}(r, z; -Z_c); \quad (3a)$$

$$\tilde{H}_r(r, z; R_c, Z_c) = H_r(r, z; Z_c) - H_r(r, z; -Z_c); \quad (3b)$$

$$\tilde{H}_z(r, z; R_c, Z_c) = H_z(r, z; Z_c) - H_z(r, z; -Z_c); \quad (3c)$$

В этих формулах знак минус появляется за счет противоположного направления токов в витках.

Свойства “удержания” магнитного поля определяются прежде всего его топологией (геометрией его силовых линий) и характером зависимости модуля поля H от координат ($H \equiv |\mathbf{H}| = \sqrt{H_r^2 + H_z^2}$). Знание локальных значений напряженности магнитного поля \mathbf{H} еще не дает ясного понимания его “ловушечных” свойств. Большая роль силовых линий обусловлена тем, что как плазма, так и отдельные заряженные частицы легко перемещаются вдоль них. При наличии большой поперечной составляющей скорости частица отражается от областей с повышенной напряженностью поля. Магнитные поля, создаваемые системой колец с токами, используются в ловушках, в которых удерживаются частицы с относительно малой продольной составляющей скорости вследствие их отражения от “магнитных пробок”. Когда токи в витках протекают навстречу один другому, то сформированное магнитное поле возрастает во всех направлениях от центра системы.

Как отмечалось выше, основным (к тому же врожденным) недостатком магнитных ловушек со встречными полями (“антипробкотронов”) является высокая скорость потерь частиц через концевые щели (осевую и кольцевую). Одним из способов несколько снизить эти потери является использование в магнитных ловушках не одной, а нескольких пар кольцевых проводников с токами, протекающими в противоположных на-

правлениях. Основная идея этого способа снижения потерь состоит в том, чтобы попытаться увеличить значение модуля напряженности поля в магнитных пробках.

4. Вычисление магнитных полей системы кольцевых токов

В данной работе приводится схема расчета силовых линий магнитного поля при наличии аксиальной симметрии (так называемая, r-z - геометрия) для магнитных ловушек со встречными полями ("антипробкотрон"). Схематическое изображение рассматриваемых систем представлено на рис. 2. Ловушка представляет собой аксиально-симметричное устройство, состоящее из замкнутого объема пространства, ограниченного стенками, и системы кольцевых проводников. Система проводников симметрична относительно экваториальной плоскости ($z=0$). В каждой паре проводников $[(R_{ci}, Z_{ci})$ и $(R_{ci}, -Z_{ci})]$ протекающие по ним токи направлены в противоположных направлениях. Предполагается, что в такой системе магнитное поле определяется внешними токами (проводников), а собственными токами плазмы можно пренебречь.

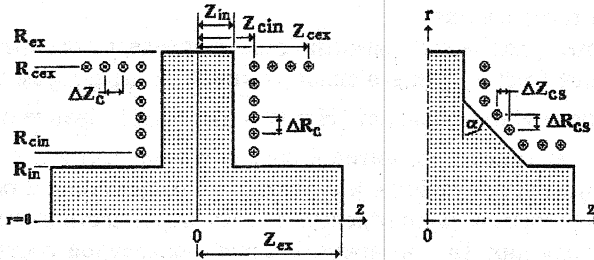


Рис.2. Схема ловушки со встречными полями при наличии нескольких пар проводников

Азимутальная компонента векторного потенциала и компоненты магнитного поля, создаваемых системой состоящей из нескольких пар кольцевых токов с противоположным направлением, вычисляются путем суммирования соответствующих величин по всем парам проводников:

$$A_{\theta}(r, z) = \sum_{i=1}^{N_c} \tilde{A}_{\theta}(r, z; R_{ci}, Z_{ci}), \quad (4a)$$

$$H_r(r, z) = \sum_{i=1}^{N_c} \tilde{H}_r(r, z; R_{ci}, Z_{ci}), \quad (4b)$$

$$H_z(r, z) = \sum_{i=1}^{N_c} \tilde{H}_z(r, z; R_{ci}, Z_{ci}), \quad (4c)$$

где величины \tilde{A}_θ , \tilde{H}_r и \tilde{H}_z вычисляются по формулам (3).

Поле ловушки рассматриваемой геометрии имеет не только ось симметрии ($r=0$), но и плоскость симметрии ($z=0$; экваториальная плоскость). Конфигурация рассматриваемого поля одинакова во всех четырех квадрантах плоскости (r, z), поэтому при вычислениях можно ограничиться только первым квадрантом ($0 \leq r \leq R_{ex}$, $0 \leq z \leq z_{ex}$). Вычисление конфигураций силовых линий магнитного поля (т.е. ее координат r и z) проводилось с использованием формулы (1), в которой A_θ вычислялось по формуле (4a). Для этого в области ловушки вводится пространственная сетка по r и по z (не обязательно равномерная), например, с шагами соответственно Δr и Δz . На заданном уровне (например, на уровне инжекции частиц R_{inj}) выбирается несколько точек, в которых вычисляются значения $C_L = rA_\theta$. В точках дискретной сетки по z следующего уровня по r вычисляются значения $C = rA_\theta$ и эти значения сравниваются с C_L . На интервале между двумя последовательными узлами, в которых величина $C_L - C$ имеет различные знаки, применяется линейная интерполяция. Таким образом получается z -координата силовой линии на j -ом уровне по r ($r_j = j\Delta r$). Координата z силовой линии на следующем уровне [($j-1$)-ом или ($j+1$)-ом] получается после аналогичных вычислений. В полученных точках силовой линии вычисляются как компоненты магнитного поля H_r (4a) и H_z (4b), так и модуль поля $H = |\mathbf{H}| = \sqrt{H_r^2 + H_z^2}$. Такая простая методика расчета силовых линий магнитного поля позволяет детально изучить геометрию силовых линий и характерные особенности магнитных полей (положение “магнитных пробок”, расположение областей с малым значением поля и т.д.), создаваемых сложными системами проводников, по которым могут протекать электрические токи различные как по величине, так и по направлению.

5. Результаты расчетов магнитных полей при различных конфигурациях кольцевых проводников

На рис. 2 схематически показана геометрия “ловушек”, рассматриваемых в данной работе. Слева изображена конфигурация, для которой была проведена большая часть расчетов. В этой системе создания магнитного поля ловушки главным элементом является вертикальный ряд кольцевых проводников (в дальнейшем такую конфигурацию будем называть “вертикальной”). В силу аксиальной симметрии на рисунке представлена только верхняя часть системы. Рассматриваемые устройства

представляют собой аксиально-симметричные конфигурации, состоящие из ограниченного стенками ловушки объема пространства (заполненного на рис.2 точками) и сложной системы кольцевых проводников с токами. Ловушка представляет собой ступенчатый цилиндр с радиусами R_{ex} для ее центральной части и R_{in} для внешней. В продольном направлении эти области ограничены плоскостями $z=Z_{in}$ и $z=Z_{ex}$. Система круговых проводников характеризуется максимальными (R_{cex} и Z_{cex}) и минимальными координатами (R_{cin} и Z_{cin}), а также расстояниями (шагами) между витками по двум направлениям r и z (соответственно ΔR_c и ΔZ_c). В левой части рис.2 показана геометрия ловушки (только первый квадрант), у которой в системе кольцевых проводников имеется дополнительный наклонный участок. При этом шаги по обоим направлениям наклонной части (ΔR_{cs} и ΔZ_{cs}) могут отличаться от "основных" шагов (ΔR_c и ΔZ_c).

Некоторые результаты численного моделирования открытых ловушек со встречными магнитными полями представлены на рис. 3-5. Поведение модуля поля вдоль осей координат (рис. 3 и 4) представлено распределением компонент напряженности магнитного поля: H_z вдоль оси z ($r=0$; $H_r=0$) и H_r в экваториальной плоскости ($z=0$; $H_z=0$). В квадратной рамке показано схематическое изображение конфигурации кольцевых проводников соответственного варианта. Цифра в правом левом углу этой рамки обозначает номер варианта, а ниже нее указывается число кольцевых проводников (N_c) правой полуплоскости.

Вычисления проводились при следующих значениях параметров ловушки (здесь и далее все размеры даны в см): $R_{in}=8$, $R_{ex}=50$; $Z_{in}=5$, $Z_{ex}=40$ (в вариантах $N=1, 2, 11$; $Z_{ex}=20$). Во всех случаях ток в витках равнялся 100 кА. Система кольцевых проводников размещалась:

1. в вертикальном направлении (направлении по r) между $R_{cex}=35.2$ (35.9 для варианта $N=10$) и $R_{cin}=10$ (11.8 для $N=11$; 28 для $N=9$);
2. в продольном направлении с правой стороны от $Z_{cin}=6.5$ (7.5 для $N=7, 8$).

Расстояния (шаги) между витками (первым указан шаг, используемый в большинстве вариантов; в скобках указаны номера вариантов с данным шагом):

$$\Delta R_c=1.8, 2.8 \text{ (для } N=5, 6, 7), 3.6 \text{ (} N=8) \text{ и } 7.0 \text{ (} N=9);$$

$$\Delta Z_c=1.8, 1.6 \text{ (для } N=5), 1.2 \text{ (} N=11).$$

При наличии в системе проводников дополнительного наклонного участка (варианты $N=10$ и 12; рис. 4) шаги этой части системы составляли: $\Delta R_{cs}=1.3$, $\Delta Z_{cs}=\Delta Z_c=1.8$ (для $N=10$) и $\Delta R_{cs}=\Delta Z_{cs}=3.6$ (для $N=12$).

Инжекция заряженных частиц в ловушки со встречными полями (антипробкотрон) производится, как правило, через кольцевую щель (В; рис.1б).

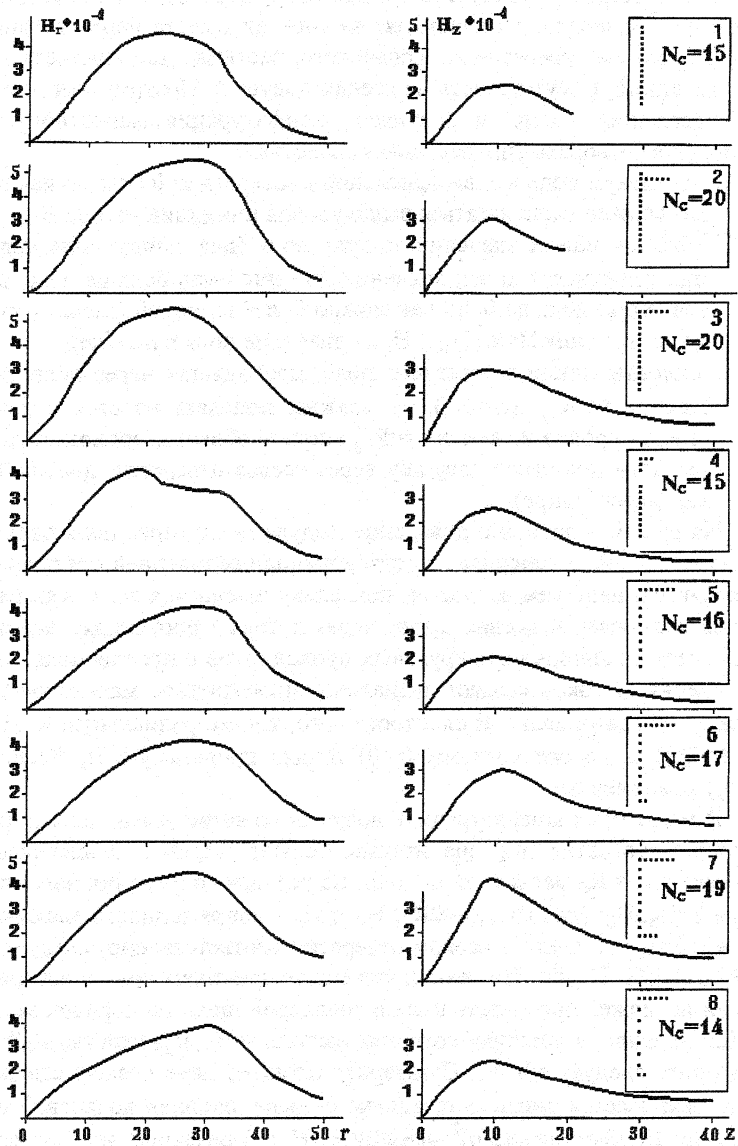


Рис.3. Пространственное распределение модуля напряженности поля: H_r в экваториальной плоскости ($z=0$); H_z вдоль оси $z=0$.

В отсутствии столкновений основные потери частиц из магнитной конфигурации ловушки происходят за счет их вылета через кольцевую щель В и осевое отверстие А. Кроме того, частицы, двигающиеся вдоль силовых линий, могут попасть на стенки ловушки. Поэтому для длительного удержания частиц в ловушках, конфигурация магнитного поля должна удовлетворять определенным свойствам:

1. максимум поля в экваториальной плоскости $z=0$ (магнитная пробка) должен располагаться выше уровня инжекции частиц R_{inj} ;
2. область малых значений модуля поля (для выполнения условия инвариантности μ эти значения должны быть больше некоторого значения) должна быть как можно более широкой (малыми считаются значения $H < 0.1 H_{max}$, H_{max} - значение поля в пробке);
3. силовые линии магнитного поля, проходящих через область инжекции ($r=R_{inj}$, $z \in \Delta Z_{inj}$), не должны попадать на стенки камеры (т.е. на уровне инжекции $r=R_{inj}$ ширина области, проходя которую частицы покидают ловушку через осевое отверстие, должна быть как можно шире).

На рис. 3, 4 показано поведение модуля магнитного поля вдоль координатных осей. В ловушках с остrokонечной геометрией эти направления являются наиболее важными, поскольку именно на этих осях расположены кольцевая и осевая щели, через которые происходят основные потери частиц. Любая пара круговых проводников с противоположными направлениями токов создает аксиально-симметричное магнитное поле, имеющее в экваториальной плоскости ($z=0$) только радиальную H_r ($H_z=0$; см. (3b,2b)), а на оси системы ($r=0$) только продольную H_z ($H_r=0$; см. (3c,2c)) компоненты.

В магнитных конфигурациях ловушек со встречными полями радиус осевого отверстия "R_A" значительно больше ширины кольцевой щели "b" в сечении $r=R_B$ магнитной пробки. Из условия сохранения магнитного потока $2\pi R_B b H_B = (\pi a^2 / 4) H_A$ ($a=2R_A$, H_B и H_A - напряженности магнитного поля в кольцевой щели и осевом отверстии соответственно) следует, что $a/b = 2[(R_B/b)(H_B/H_A)]^{1/2}$. По технологическим причинам поле в осевом отверстии не может превышать поле в кольцевой щели на порядок величины. Как правило, в антипробкотронах выполняется неравенство $R_B/b \gg 1$, из которого следует $a/b \gg 1$. Суммарная площадь двух осевых отверстий $S_A = \pi a^2$ оказывается также значительно больше площади кольцевой щели $S_B = 2\pi R_B b$: $2S_A/S_B = (b/R_B)(a/b)^2 = 4(R_B/b)(H_A/H_B)$. В реальных экспериментах потери через осевое отверстие обычно меньше, чем это можно было бы ожидать из простых соображений, связанных с нарушением адиабатической инвариантности (относительно μ) ионов [4]. Численное моделирование движения заряженных частиц (электронов) в антипробкотроне про-

стой геометрии (остроконечная конфигурация магнитного поля создавалась единственной парой круговых проводников; камера ловушки - прямой круговой цилиндр) [10-12], показало, что значительная часть электронов покидала ловушку через верхнюю границу (т.е. через кольцевую щель). В ряде случаев эти потери значительно превышали потери частиц на боковых стенках.

В вариантах 1-9 рассматривалась "вертикальная" конфигурация системы кольцевых проводников. Результаты расчетов этих вариантов приведены в основном на рис.3 (за исключения варианта $N=9$ на рис.4). Основной целью этой серии расчетов являлось рассмотрение возможности уменьшения потерь частиц в кольцевой щели за счет увеличения значения модуля поля в "вертикальной" магнитной пробке (т.е. $H_{r,max}$ в экваториальной плоскости $z=0$). Для этого верхняя часть "вертикального" ряда дополнялась "горизонтальным" рядом проводников. Добавление короткого "горизонтального" ряда в нижней части (варианты 6-8) имело целью усиление "магнитной пробки" осевого отверстия.

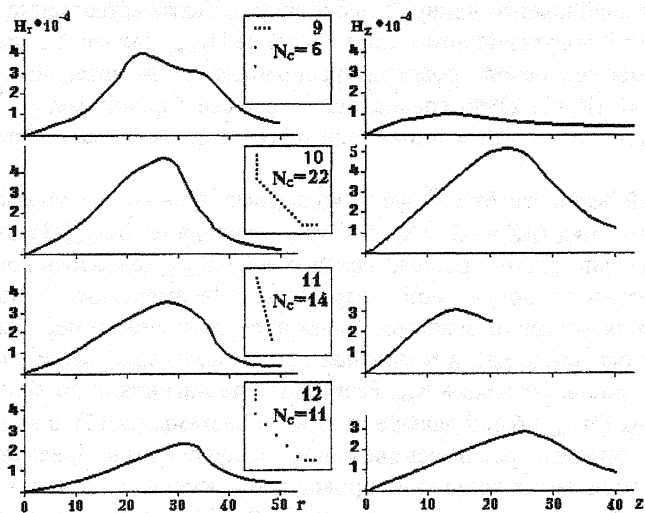


Рис.4. Пространственное распределение модуля напряженности поля: H_r в экваториальной плоскости ($z=0$); H_z вдоль оси $z=0$.

Результаты расчетов показали, что по мере увеличения расстояния между витками "вертикального ряда" (в результате чего уменьшается число используемых витков) значение $H_{r,max}$ уменьшается. Наименьшие значения

были получены в вариантах 8 и 9 с наибольшими шагами между витками (соответственно $\Delta R_c=3.6$ и 7.0). Минимальное расстояние между витками ($\Delta R_c=1.8$) использовалось в вариантах 1-4. Наибольшие значения “пробочного” поля $H_{r,\max}$ были получены в вариантах 2 и 3. В варианте 4 эта величина была примерно на 20% меньше. Конфигурация “вертикального” ряда варианта 4 отличается от вариантов 1-3 удалением двух соседних витков. Предполагая уровень инжекции частиц $R_{inj}=30$, из представленных рисунков видно, что $H_{r,\max}$ (“магнитная пробка”) в вариантах 1-4, 9-11 располагается ниже этого уровня, в то время как в вариантах 5-8, 12 - несколько выше. Однако и в последних случаях область малых значений модуля поля оказывается не достаточно широкой.

Максимальные значения напряженности магнитного поля на оси z ($H_{z,\max}$; магнитная пробка осевого отверстия) почти во всех вариантах (1-8) достигается в точке $z \approx 10$. Величина $H_{z,\max}$, полученная в этих расчетах, оказалась примерно одинаковой, за исключением вариантов $N=7$ и $N=9$. В варианте $N=7$ получено наибольшее значение $H_{z,\max}$, что вполне естественно поскольку в этом варианте дополнительный “горизонтальный” ряд имеет наибольшую длину (3 проводника). Также естественно, что в варианте $N=9$ получено наименьшее значение $H_{z,\max}$, так как ближайший к оси системы кольцевой проводник расположен на значительном от нее расстоянии ($R_c=21.2$) по сравнению с другими вариантами, а общее число проводников является наименьшим ($N_c=6$) из всех рассмотренных вариантов.

В варианте $N=11$ (рис.4) кольцевые проводники образовывали наклонный ряд ($\Delta Z_c=1.2$, $\Delta R_c=1.8$; угол наклона $\alpha = \arctg(2/3) \approx 34^\circ$). При такой конфигурации проводников значение $H_{r,\max}$ оказалось немного меньше величины, полученной в вариантах с “вертикальным” рядом (за счет удаления витков от экваториальной плоскости $z=0$ по мере их приближения к оси системы), а магнитная пробка кольцевой щели располагалась ниже уровня инжекции R_{inj} . Расположение магнитной пробки осевого отверстия ($H_{z,\max}$) было дальше от центра системы ($z \approx 15$), а величина $H_{z,\max}$ приблизительно равнялась значениям, полученным в вариантах 1-3.

В системах кольцевых проводников, имеющих дополнительный наклонный участок (рис.4; варианты $N=10$ и 11), предполагалось получение больших значений поля в магнитных пробках как в кольцевой щели, так и в осевом отверстии. Угол наклона составлял $\alpha = \arctg(18/13) \approx 54^\circ$ для варианта $N=10$ и $\alpha = 45^\circ$ для варианта $N=12$. В случае такой конфигурации проводников камера магнитной ловушки имела более сложную форму (см. схематическое изображение в правой части рис.2). Наклонная часть ограничивающей поверхности камеры была параллельна “наклонному ряду” проводников (т.е. была наклонена под тем же углом α).

В варианте $N=10$ локализация магнитной пробки кольцевой области оказалась ниже уровня инжекции $R_{inj}=30$, а в варианте $N=12$ несколько выше (≈ 32). Величина $H_{r,max}$ в варианте $N=10$ меньше на $\approx 10\%$ максимальных значений, полученных в вариантах 2 и 3, а в конфигурации с уменьшенным числом витков (увеличенными расстояниями между витками наклонной части; $N=12$) в 2.5 раза меньше. Магнитная пробка осевого отверстия располагается на расстояниях больших от центра системы по сравнению со всеми другими вариантами и превышает 20: $z_{max} \approx 22$ ($N=10$); $z_{max} \approx 25$ ($N=12$). Значение величины $H_{z,max}$, полученное в варианте $N=10$, оказалась максимальной для всех вариантов расчета: ее значение превышает значение, полученное в варианте $N=7$, более чем на 25%. Что касается варианта $N=12$, то значение величины $H_{z,max}$ имело примерно такую же величину, что и для большинства рассмотренных систем проводников (см., например, варианты $N=2,3,6,11$). Результаты расчетов ловушек с системой кольцевых проводников, имеющих дополнительный наклонный участок, показали, что в таких конструкциях получают магнитные поля более подходящие для ловушек заряженных частиц: поле магнитной пробки кольцевой щели не намного меньше по сравнению с другими рассмотренными схемами кольцевых проводников, а пробочное поле осевого отверстия даже больше (вариант $N=10$).

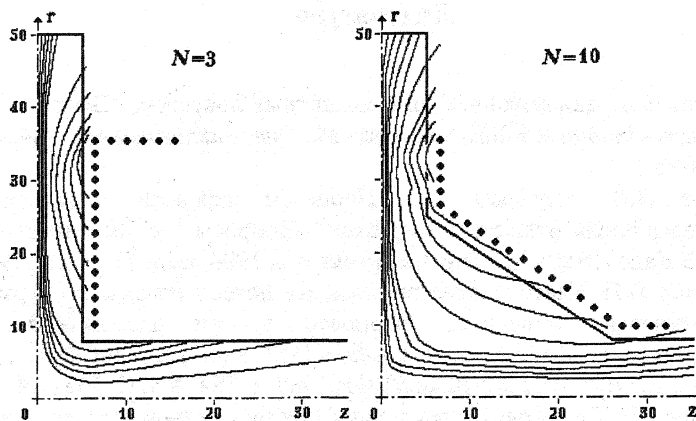


Рис.5 Силовые линии магнитного поля в геометрии ловушек, соответствующих рис. 2. Темными кружками показано расположение кольцевых электродов.

На рис. 5 показаны силовые линии магнитного поля (варианты $N=3$ и $N=10$), полученные численным расчетом по изложенной выше методи-

ке. Силовые линии вблизи электродов в значительной степени искривлены (гофрированное магнитное поле вблизи круговых проводников). В случае "вертикальной" геометрии ($N=3$) после прохождения силовой линией минимального радиального значения (магнитной пробки осевого отверстия) большинство силовых линий попадает на ближайшую к оси цилиндрическую поверхность (R_{in}). В случае конфигурации проводников с наклонным участком ($N=10$) силовые линии хотя также приближаются к этой поверхности, но значительно медленнее (угол расходимости силовых линий значительно меньше).

Подводя итоги численного моделирования магнитных полей в ловушках открытого типа со встречными полями (антипробкотронах) при различных конфигурациях кольцевых проводников, можно сделать вывод, что для создания магнитных полей ловушек данного типа наиболее подходят системы, которые наряду с наклонным участком проводников имеют как горизонтальный, так и вертикальный участки, обеспечивающие большие значения модуля поля магнитных пробок кольцевой щели и осевого отверстия.

Литература

1. Чириков Б.В. Динамика частиц в магнитных ловушках // Вопросы теории плазмы/под ред. Б.Б.Кадомова - М.: Энергоатомиздат, 1984, вып. 13, с. 3-73.
2. Рютов Д.Д., Ступаков Г.В. Процессы переноса в аксиально-несимметричных открытых ловушках. // Вопросы теории плазмы/под ред. Б.Б.Кадомова - М.: Энергоатомиздат, 1984, вып. 13, с. 74-159.
3. Пастухов В.П. Классические продольные потери плазмы в открытых адиабатических ловушках. // Вопросы теории плазмы/под ред. Б.Б.Кадомова - М.: Энергоатомиздат, 1984, вып. 13, с. 160-204.
4. Рютов Д.Д. Открытые ловушки. // УФН 1988. т. 154, N 4. С. 565-614.
5. Сивухин Д.В. Дрейфовая теория движения заряженной частицы в электромагнитных полях. // Вопросы теории плазмы/под ред. М.А.Леонтовича - М.: Госатомиздат, 1963. Вып. 1. С. 7-97.
6. Беркович, Град, Рубин. Проблемы устойчивости в магнитогиродинамике // Труды второй международной конференции по Мирному использованию атомной энергии. Избранные доклады иностранных ученых. Т. 1. Физика горячей плазмы и термоядерные реакции. - М.: 1959. С 109-130. (доклад N 376) Berkowitz J., Grad H., Rubin H. Problems in

magnetohydrodynamic stability

7. Беркович, Фридрикс, Герцель, Град, Киллин, Рубин. Остроконечная геометрия // *Труды второй международной конференции по Мирному использованию атомной энергии. Избранные доклады иностранных ученых. Т. 1. Физика горячей плазмы и термоядерные реакции.* - М.: 1959. С 146-155.
докл N 1538) Berkowitz J., Friedrichs K.O., Goertzel H., Grad H., Killeen J., Rubin E. Cusped geometries.
8. Морозов А.И., Соловьев Л.С. Геометрия магнитного поля. // *Вопросы теории плазмы. / под ред. М.А. Леонтовича* - М.: *Атомиздат*, 1963, вып. 2, с.3-91.
9. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Электродинамика сплошных сред.* - М.: Наука, 1982.
10. Филиппычев Д.С. Вычисление траекторий частиц в остройной геометрии ловушки открытого типа. // *Прикладная математика и информатика* N 6: Сб. /Под ред. Д.П. Костомарова, В.И. Дмитриева - М: МАКС Пресс, 2000, С. 12-29.
11. Филиппычев Д.С. Расчет инжекции частиц из диода в ловушку. *Вестн. Моск. ун-та. Сер.15. Вычислительная математика и кибернетика.* 2001. N 2. С. 34-38.
12. Филиппычев Д.С. Расчет траекторий частиц в ловушке открытого типа с поглощающим шариком. *Вестн. Моск. ун-та. Сер.15. Вычислительная математика и кибернетика.* 2002. N 1. N. 36-40.