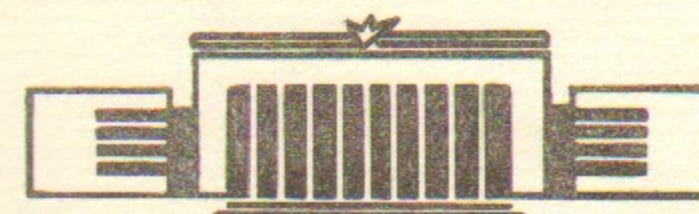


ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ  
СО АН СССР

Г.И.Димов

АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНАЯ  
АМБИПОЛЯРНАЯ ЛОВУШКА

ПРЕПРИНТ 82-150



Новосибирск



## АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНАЯ АМБИПОЛЯРНАЯ ЛОВУШКА

Г.И. Димов

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

Простейшим способом обеспечения МГД-устойчивости плазмы в амбиполярной ловушке является введение квадрупольных полей в концевые пробкотроны, что и предусматривалось в исходной ее схеме [1,2]. Однако это автоматически приводит к аксиальной несимметрии магнитного поля на торцах соленоида. После того, как Д.Д. Рютов и Г.В. Ступаков показали [3-5], что это обстоятельство может привести к значительному усилению поперечных потерь плазмы в соленоиде, возникло стремление избавиться от аксиальной несимметрии поля на торцах соленоида. Достаточно очевидной возможностью решения этой задачи, на которую независимо первыми указали Ф.А. Цельник в Новосибирске и Дж. Кеснер в Висконсине, было: сохранить аксиальную симметрию поля в концевых пробкотронах с амбиполярными барьерами, а для обеспечения МГД-устойчивости добавить на каждом конце ловушки еще по одному пробкотрону с квадрупольным полем.

Для последовательных подобных пробкотронов в классическом приближении мощность, затрачиваемая на поддержание плазмы (ионов)

$$P \sim \beta^2 N^5; \quad (1)$$

где  $N$  - радиус плазмы в ионных гирорадиусах. Мощность потребляемая на поддержание плазмы в концевом амбиполярном пробкотроне, (при заданном магнитном потоке в соленоиде)

$$P_k \sim \frac{\langle n_k^2 \rangle N_k}{B_k^2}. \quad (2)$$

Из соотношений (1), (2) следует, что при переходе на каждом конце амбиполярной ловушки от одного к двум пробкотронам потребляемая мощность изменится в отношении



$$\frac{P_k + P_c}{P_k^*} = \left(\frac{B_k^*}{B_k}\right)^2 \left[ 1 + \left(\frac{\beta_c}{\beta_k}\right)^2 \left(\frac{N_k}{N_c}\right)^5 \right]. \quad (3)$$

Здесь величины с индексами "к" и "с" относятся соответственно к концевому амбиполярному и МГД-стабилизирующему пробкотронам; звездочкой отмечены величины, относящиеся к простейшей схеме с одиночными концевыми пробкотронами. Соотношение (3) справедливо при  $\langle n_k^2 \rangle = \langle n_c^2 \rangle$  и  $N_k = N_c^*$ . В выше приведенных соотношениях пренебрегается влиянием на время удержания плазмы пробочных отношений, учет которых улучшает (уменьшает) отношение (3).

Для обеспечения МГД-устойчивости необходимо  $\beta_k < \beta_c$ . С помощью круглых катушек, по сравнению с катушками типа Инь-Янь, можно создавать более сильные магнитные поля, поэтому  $B_k > B_k^*$ . Если еще пойти на некоторое уменьшение величины  $N_c$ , то можно достигнуть отношения (3), равного 1. Например, при  $B_k = 1,5 B_k^*$ ,  $\beta_k = 0,5 \beta_c$  для этого необходимо  $N_c = 0,8 N_k$ . Однако результаты расчетов баллонных мод Т.Б.Кайзера для установки ТАРА, приведенные в [6], приводят к менее оптимистичной картине. По этим расчетам  $\beta_k = 0,1 + 0,2 \beta_c$  и соответственно необходимо  $N_c \approx 0,5 N_k$ .

Тем не менее, имеется принципиальная возможность перейти к системе с аксиально-симметричными амбиполярными пробкотронами без ухудшения энергобаланса при заданной длине соленоида. Однако при этом концевые участки ловушки становятся более длинными и сложными.

Вслед за предложением добавить для МГД-стабилизации отдельные пробкотроны с квадрупольным полем появилось стремление найти полностью аксиально-симметричную схему амбиполярной ловушки. При этом, наряду с устранением поперечных потерь [3-5], имели ввиду, что двумерная (цилиндрическая) система в целом по сравнению с трехмерной должна обладать преимуществами вследствие своей простоты (упрощение конструкции, повышение точности изготовления, упрощение диагностики и методов воздействия на плазму, упрощение анализа поведения плазмы, сохранение обобщенного момента импульса).

А.В.Тимофеев обратил внимание на эффект стабилизации МГД-мод в нормальной аксиально-симметричной системе. Вследствие сни-

жения инкремента из-за большой массы частиц в соленоиде ниже порогового, определяемого частотой магнитного дрейфа ионов в концевых пробкотронах, желобковые возмущения плотности плазмы не могут усиливаться из-за относительно большой скорости азимутального перемещения возмущений потенциала [7]. Однако из-за конечной (альфвеновской) скорости распространения возмущений стабилизация баллонных мод возможна только при очень низких значениях  $\beta$  [8].

В.В.Арсенин предложил полую аксиально-симметричную ловушку, в которой стабилизация МГД-неустойчивостей достигается помещением в приосевую незаполненную плазмой полость соленоидов с переменным шагом намотки или продольных проводников с током [9]. При этом система наружных обмоток имеет обычную аксиально-симметричную геометрию. Основной недостаток этой схемы в сложности реализации установки проводников с током в приосевой полости.

Была известна принципиальная возможность создания кольцевой области с "минимумом В" с помощью катушек Андреолетти-Фурта [10]. Попытки пристыковать эту геометрию к соленоиду в амбиполярной ловушке привели к изучению использования на концах ловушки касп-геометрии в различных модификациях. При этом из-за малости глубины магнитной ямы, достигаемой в геометрии Андреолетти-Фурта, от нее, по-существу, отказались.

Б.Г.Логан предложил пристыковать к каждому торцу соленоида асимметричный относительно нормальной плоскости касп и сформировать в области кольцевой щели и в области наружного осевого отверстия соответственно кольцевой и осевой амбиполярные пробкотроны без "минимума В" [11,12]. При этом магнитное поле на границах соленоидальной плазмы имеет только благоприятную кривизну. За счет этого и достигается МГД-устойчивость в целом. Существенным недостатком этой схемы является очень малый поперечный размер плазмы в кольцевом амбиполярном пробкотроне, а также значительное уменьшение времени жизни ионов в соленоиде из-за наличия в плазме нуля магнитного поля. Кроме того из анализа Б.Г.Логана [13] следует, что имеются невыгодные ограничения на условия стабилизации баллонных мод в кольцевом пробкотроне.

В 1981 году Б.Г.Логан предложил полую аксиально-симметрич-



ную ловушку с "модифицированными" каспами на концах [13]. С помощью круглой катушки небольшого диаметра на торце соленоида и последующей пары катушек каспа формируется колоколообразное магнитное поле амбиполярного пробкотрона на каждом конце ловушки. При этом наружная пробка находится в наклонной кольцевой цели каспа. Нуль поля каспа находится в полости вне плазмы. Эта схема имеет много привлекательных черт, однако, обладает одним существенным недостатком (своего рода ахиллесовой пятой). Внутренняя граница колоколообразных амбиполярных пробкотронов имеет неблагоприятную кривизну и стабилизация возможна только за счет дополнительных эффектов (горячие электронные кольца, вращение внутренних слоев плазмы, эффект конечного ионного гиоррадиуса). Однако есть облегчающее обстоятельство. Как показал для близкой геометрии Арсенин В.В. в [14], плазменный цилиндр в колоколообразном пробкотроне при соблюдении определенных условий устойчив по отношению к первой моде, то есть к смещению как целое.

В.В. Арсениным еще в 1980 году высказывалась мысль, что для стабилизации нормальной неполюс аксиально-симметричной ловушки достаточно присоединить кольцевые пробкотроны, стабилизирующие только внешний периферийный слой плазмы. В недавно опубликованной его работе [14] проанализирован соответствующий этой точке зрения вариант с кольцевым стабилизирующим пробкотроном.

Подобное решение предложено В.Е. Нексеном применительно к проекту ТАРА-БЕЛЛ [15]. К торцам аксиально-симметричных амбиполярных пробкотронов предлагается пристыковать колоколообразные стабилизирующие пробкотроны по Б.Г. Логану, описанные выше.

В последнее время В.В. Арсенин предложил новую схему МГД-стабилизации аксиально-симметричной ловушки [16]. Радиус плазмы в концевых пробкотронах предлагается сделать существенно больше номинального, соответствующего радиусу плазмы в соленоиде. При этом предполагается, что в номинальном сечении в пробкотронах давление плазмы на периферии несколько возрастает с радиусом. Наружный слой плазмы в концевых пробкотронах обеспечивает стабильность границы плазмы в номинальном сечении. Стабилизация наружного слоя осуществляется каким-либо дополнительным способом (мультипольное поле, замыкание торцов и т.п.).

Нами проведен предварительный анализ еще одной схемы полностью аксиально-симметричной амбиполярной ловушки, представленной на рис. I. В этой схеме предусматривается МГД-стабилизация плазмы в ловушке отдельными аксиально-симметричными пробкотронами, выполненными на основе касп-геометрии. В периферийных конических областях каспа возможно адиабатическое удержание быстрых ионов. В этих областях предполагается поддерживать конические сгустки горячей плазмы, достаточно протяженные вдоль магнитных линий.

Вследствие сильного сжатия магнитного потока в кольцевой цели каспа зазор между коническими сгустками плазмы может быть меньше ларморовского радиуса ионов. Благодаря этому распределение поперек щели плотности длительно удерживаемых ионов может иметь относительно неглубокий минимум в средней плоскости каспа.

большой скорости  
Как следствие неклассических механизмов поперечного переноса электронов ожидается, что квазинейтральность плазмы будет поддерживаться изотропно во всей области движения ионов. В соответствии с распределением адиабатически удерживаемых ионов для поддержания квазинейтральности должен возникнуть веретенообразный электрический положительный потенциал с полостью, открытой только в осевых выходах из каспа.

Для обеспечения МГД-устойчивости внутренней границы конических пробкотронов (областей адиабатического удержания ионов) центральную полость каспа необходимо заполнить плазмой с плотностью, спадающей к нулевой точке каспа. Ионы этой плазмы должны удерживаться амбиполярными полями. Выход этих ионов в осевую дыру в сторону соленоида преграждается положительным потенциалом основного амбиполярного пробкотрона. Для ограничения их выхода в наружную осевую дыру снаружи к каспу пристыковывается вспомогательный амбиполярный аксиально-симметричный пробкотрон.

Таким образом, для МГД-стабилизации амбиполярной ловушки служит конический пробкотрон во внутренней (левой на рис. I) половине каспа. Для МГД-стабилизации внутренней границы этого пробкотрона в центральной полости каспа удерживается плазма в среднем более низкой плотности. Второй конический пробкотрон в наружной половине каспа и вспомогательный обычный пробкотрон служат для амбиполярного удержания плазмы внутри каспа. Второй конический пробкотрон одновременно обеспечивает МГД-устойчи-



вость плазмы во вспомогательном пробкотроне.

Ключевыми вопросами физики удержания, определяющими размеры и энергопотребление рассматриваемых МГД-стабилизаторов, являются: условия адиабатичности в каспе, условия МГД-стабилизации внутренней границы конических пробкотронов, условия формирования амбиполярного барьера в кольцевой щели. Важными вопросами являются также влияние на удержание ионов высоких значений  $\beta$  в области адиабатичности и скорость ухода в осевую дыру из центральной области неадиабатичности каспа. Последний вопрос связан с желанием исключить вспомогательный амбиполярный пробкотрон.

Для оценок мы приняли линейную конфигурацию магнитного поля в каспе (за исключением поля в кольцевой щели на больших радиусах). В этом случае магнитные силовые линии описываются уравнением (см. рис. 2).

$$z r^2 = \frac{2}{3\sqrt{3}} x; \quad (4)$$

где  $x$  — нормаль к магнитным поверхностям, проведенная из нулевой точки каспа.

Поскольку на нормали  $x$  магнитное поле превышает минимальное на заданной силовой линии только на 12% ( $B_x = 2^{1/6} B_{min}$ ), мы для удобства будем все характеристики выражать через величины на нормали  $x$ .

На рис. 2 приведены обозначения характерных размеров плазмы в каспе и в связанном с ним аксиально-симметричном пробкотроне. Все величины, относящиеся к каспу и пробкотрону будем обозначать индексами "с" и "к" соответственно. Все величины, относящиеся к магнитной поверхности, соответствующей максимуму плотности плазмы в каспе, будем обозначать индексом "о". Величины, относящиеся к границе адиабатичности будем обозначать индексом "а".

Расстояние до магнитной поверхности, на которой сохраняется адиабатический инвариант зависит от полного гирорадиуса иона и питч-угла (пробочного отношения для данного иона). По оценкам Б.В. Чирикова [17] для пробочных отношений  $R \cong 3$  в линейном поле каспа имеет место абсолютное сохранение адиабатического инварианта при

$$R^{5/3} < \frac{1}{44} \frac{\rho_x}{x} \exp \frac{2^{1/6} x}{3 \rho_x}; \quad (5)$$

где  $\rho_x$  — полный радиус Лармора на нормали  $x$ .

В таблице I приводится положение границы адиабатичности по  $x$  для ряда полных значений  $R$ .

Таблица I

$R$	1	1,5	1,8	2,92	3,82	5
$x/\rho_x$	4,2	9	14,4	26	28	30

Граничные значения  $x$  для малых  $R$  в табл. I получены П.Б. Лысянским численным моделированием. По мнению Б.В. Чирикова в нелинейном поле граница адиабатического удержания для малых питч-углов (больших  $R$ ) может быть приближена к центру каспа.

Условие МГД-устойчивости внутренней части плазмы в каспе, где ее давление падает по направлению к центру, оценим, приняв ее изотропной. При этом используем условие устойчивости в виде

$$\delta p \delta V + \gamma p V \left( \frac{\delta V}{V} \right)^2 > 0; \quad (6)$$

где  $p$  — давление плазмы,  $V$  — объем магнитной трубки.

На границе устойчивости поперечное перемещение плазмы очень медленное. Поэтому изменение давления плазмы, связанное с ее адиабатическим расширением, успевает выравниваться вдоль магнитного поля.

При этом условие (6) можно переписать в виде

$$\frac{1}{p} \frac{dp}{d\Phi} < \frac{\gamma}{\pi} \int \frac{d\ell}{B^2 R r} / \int \frac{d\ell}{B}; \quad (7)$$

где  $R$  — радиус кривизны магнитной линии;

$\Phi$  — магнитный поток;

$\ell$  — длина магнитной линии.

После соответствующих вычислений из (7) можно получить условие на ограничение градиента давления во внутренней области плазмы



в каспе (при  $\int B dl = \text{const}$  и  $R_0^* \gg 2$ )

$$\frac{1}{p} \frac{dp}{dx} < \frac{\gamma}{x \ln(2^{-1/2} \sqrt{3} R_0^* x_0/x)}; \quad (8)$$

где  $R_0^*$  - пробочное отношение на поверхности  $x_0$  относительно поля на нормали.

Соответствующее критическое распределение давления выражается формулой

$$p(x) = p(x_0) \left[ 1 + \frac{\ln \frac{x_0}{x}}{\ln(2^{-1/2} \sqrt{3} R_0^*)} \right]^{-\gamma} \quad (9)$$

Как следует из (9), при умеренных значениях пробочного отношения  $R_0^* < 5$  допускается примерно линейный спад давления плазмы к нулевой точке каспа.

Если принять, что при желобковых смещениях плазмы изменение давления не успеваешь распределяться вдоль магнитного поля, тогда можно получить выражение для критического распределения давления в виде

$$p(x) = p(x_0) \left( \frac{x}{x_0} \right)^{\frac{3}{2} \gamma} \quad (10)$$

Достаточно крутой характер этой зависимости позволяет надеяться, что можно допускать более резкое падение давления плазмы к нулевой точке каспа при ограниченной МГД-активности.

Условие стабилизации желобковых мод внешней границы плазмы найдем из неравенства

$$\int \delta p \frac{dl}{B^2 R r} > 0; \quad \text{где } \delta p = \frac{\partial p}{\partial \Phi} \delta \Phi. \quad (11)$$

Для концевой пробкотрона с пробочным отношением  $R_k = 2$  на длине с неблагоприятной кривизной поля  $L_k/2$

$$\int \frac{dl}{B^2 R r} \approx \frac{2}{B_k^2 L_k}; \quad (12)$$

где  $L_k$  - расстояние между пробками,  
 $B_k$  - магнитное поле в средней плоскости пробкотрона,

Для половины каспа с пробочным отношением на внешней магнитной поверхности  $R_m \gg 2$

$$\int \frac{dl}{B^2 R r} = -\frac{3\sqrt{3}}{4} \frac{1}{B_c^2 x_m}; \quad (13)$$

где  $B_m$  - магнитное поле на нормали в точке  $x_m$ .

Из (11,12,13) условие стабилизации записывается в виде:

$$\frac{3\sqrt{3}}{4} \frac{1}{B_c^2 x_m} \delta p_c - \frac{2}{B_k^2 L_k} \delta p_k > 0; \quad (14)$$

где  $\delta p_c$  и  $\delta p_k$  - усредненные приращения давления плазмы. Примем  $\delta p \sim p_0$ , где  $p_0$  - давление плазмы на магнитной поверхности, соответствующей максимуму плотности плазмы в каспе (см.рис.2). Тогда условие (14) можно переписать в форме:

$$\frac{\beta_{c0}}{\beta_{k0}} > \frac{8}{3\sqrt{3}} \frac{x_m}{L_k} \left( \frac{x_m}{x_0} \right)^2. \quad (15)$$

Используя соотношения  $\beta \sim \frac{nT}{B^2}$  и  $\Phi_c = \Phi_k$  получим условие устойчивости в виде:

$$\frac{n_{c0} T_c}{n_{k0} T_k} > 3\sqrt{3} \frac{r_k}{L_k} \left( \frac{r_k}{x_m} \right)^3. \quad (16)$$

Из (16) видно, что необходимое давление плазмы в каспе резко снижается с увеличением ее поперечного размера.

Выполненные оценки показали, что при сближении адиабатических областей в кольцевой щели до зазора в один ларморовский радиус иона провал плотности ионов в средней плоскости не превышает нескольких десятков процентов (см.рис.2). С величиной указанного зазора  $\Delta Z_{sl}$  связан требуемый наружный радиус конических ступок плазмы в каспе  $r_c$ :

$$\frac{r_c}{x_m} = \frac{4\sqrt{2}}{3\sqrt{3}} \sqrt{\frac{N_a}{N_m}} \frac{N_a}{\Delta N_{sl}}. \quad (17)$$

Здесь  $N_a$ ,  $N_m$ ,  $\Delta N_{sl}$  - размеры  $x_a$ ,  $x_m$  и  $\Delta Z_{sl}$ , выраженные в ларморовских радиусах по формуле  $N = \int dx / \rho_x(x)$ .

Из (17) видно, что наружный радиус каспа очень быстро возрастает



с удалением границы адиабатичности от центра каспа ( $r_c \sim N_a^{3/2}$ ).

Соотношения магнитных полей и ионных "температур" в каспе и пробкотроне связаны с соотношением их размеров:

$$\frac{B_k}{B_c} = \frac{2\sqrt{2}}{3\sqrt{3}} \left(\frac{x_m}{r_k}\right)^2; \quad (18)$$

$$\frac{T_k}{T_c} = \left(\frac{2}{3}\right)^3 (2\alpha)^2 \left(\frac{x_m}{r_k}\right)^2; \quad (19)$$

где  $\alpha = \frac{N_m}{N_k}$  — отношение поперечных размеров плазмы в каспе и пробкотроне в ионных гиорорадиусах.

Отношение мощностей на поддержание плазмы можно оценить по формуле

$$\frac{P_c}{P_k} = \frac{\langle n_c^2 \rangle}{\langle n_k^2 \rangle} \frac{V_c}{V_k} \sqrt{\frac{T_k}{T_c}} \frac{1}{\xi}; \quad (20)$$

где  $\xi = \frac{\langle \lg R_c \rangle}{\langle \lg R_k \rangle}$ .

Объемы плазмы в пробкотроне и в полном каспе определяется выражениями

$$V_k = \pi r_k^2 \frac{L_k}{2}; \quad V_c = \frac{4}{3\sqrt{3}} \pi x_c^3 \left[ 1 + \ln \frac{3\sqrt{3}}{2} R_m^{*3} \right] \quad (21)$$

Для оценок можно принять  $\frac{\langle n_c^2 \rangle}{\langle n_k^2 \rangle} \sim \frac{n_{c0}^2}{n_{k0}^2}$

Из сопоставления предыдущих формул (16, 18-21) следует, что стремление к уменьшению энергозатрат на поддержание плазмы в каспе ведет, как следовало и ожидать, к ограничению поперечного размера плазмы в каспе в ионных гиорорадиусах:

$$\alpha < \frac{\sqrt{3}}{4\sqrt{2}} \frac{L_k}{r_k} \left[ \frac{\xi}{6} \frac{T_c}{T_k} \frac{P_c}{P_k} \right]^{1/3}. \quad (22)$$

С уменьшением энергозатрат в каспе плотность плазмы в нем должна уменьшаться:

$$\frac{n_{k0}}{n_{c0}} \approx 3^{5/3} \frac{2}{\xi} \left(\frac{r_k}{L_k}\right)^2 \left(\frac{T_k}{T_c}\right)^{3/2} \frac{P_k}{P_c}. \quad (23)$$

Учитывая, что за счет увеличения магнитного поля в основном амбиполярном пробкотроне при переходе от квадрупольной геометрии к аксиально-симметричной, энергозатраты в нем можно уменьшить примерно в 2 раза, можно допустить в каспе и дополнительном пробкотроне такие же суммарные энергозатраты, что и в основном амбиполярном пробкотроне. Следует отметить, что энергозатраты в дополнительном пробкотроне соответствующим подбором параметров можно сделать значительно меньше энергозатрат в каспе.

Главный недостаток рассмотренной системы состоит в ее сложности и достаточно большом наружном диаметре каспов. Последнее возможно удастся устранить, если окажется возможным приблизить границу адиабатического удержания ионов с малыми питч-углами к центру каспа.

В заключение пользуюсь случаем выразить искреннюю благодарность Б.В.Чирикову, Д.Д.Рытову и В.В.Арсенину за полезные обсуждения, П.Б.Дысянскому за вычисления.



## Л и т е р а т у р а

1. Г.И.Димов, В.В.Закайдаков, М.Е.Кипеневский, "Физика плазмы", 1976, 2, 597-610.
2. T.K.Fowler, B.G.Logan, "Comments on Plasma Phys. and Control. Fusion", 1977, 2, 167-172.
3. Д.Д.Рютов, Г.В.Ступаков. "Письма ЖЭТФ", 1977, 26, 186-189.
4. Д.Д.Рютов, Г.В.Ступаков, "Физика плазмы", 1978, 4, 501-519.
5. Д.Д.Рютов, Г.В.Ступаков "Докл.АН СССР", 1978, 240, 1086-1089.
6. J.Kesner, R.S.Post, B.D.McVey, D.K.Smith. M.I.T. Report PFC/JA81-11, 1981.
7. А.В.Тимофеев, "Письма ЖЭТФ", 29, 1979, 227.
8. В.В.Арсенин "Физика плазмы", 6, 1980, 551-554.
9. В.В.Арсенин, "Физика плазмы", 5, 1979, 1293-1299.
10. Н.Р.Furth, Phys. Rev. Lett. 11, 1963, 308.
11. B.G.Logan, "Comments Plasma Phys. Control. Fusion", 5, 1980, 271-274; LLL Preprint UCRL-83555, 1979.
12. B.G.Logan et al., "Plasma Physics and Controlled Nucl. Fusion Research", IAEA, Brussels, 1980, Paper CN-38-E2.
13. B.G.Logan, "Comments Plasma Phys. Control. Fusion", 6, 1981, 199-207.
14. В.В.Арсенин, "Физика плазмы", 8, 1982, 484-486.
15. W.E.Nexen et al., APS Meeting, New York, NY, October 1981, Paper 4P21.
16. V.V.Arsenin, Intern. Conference in Plasma Physics, Göteborg, 1982, Paper 12b:7.
17. Б.В.Чириков. Динамика частиц в магнитных ловушках. "Вопросы теории плазмы", выпуск 13, Москва, 1983 (в печати).

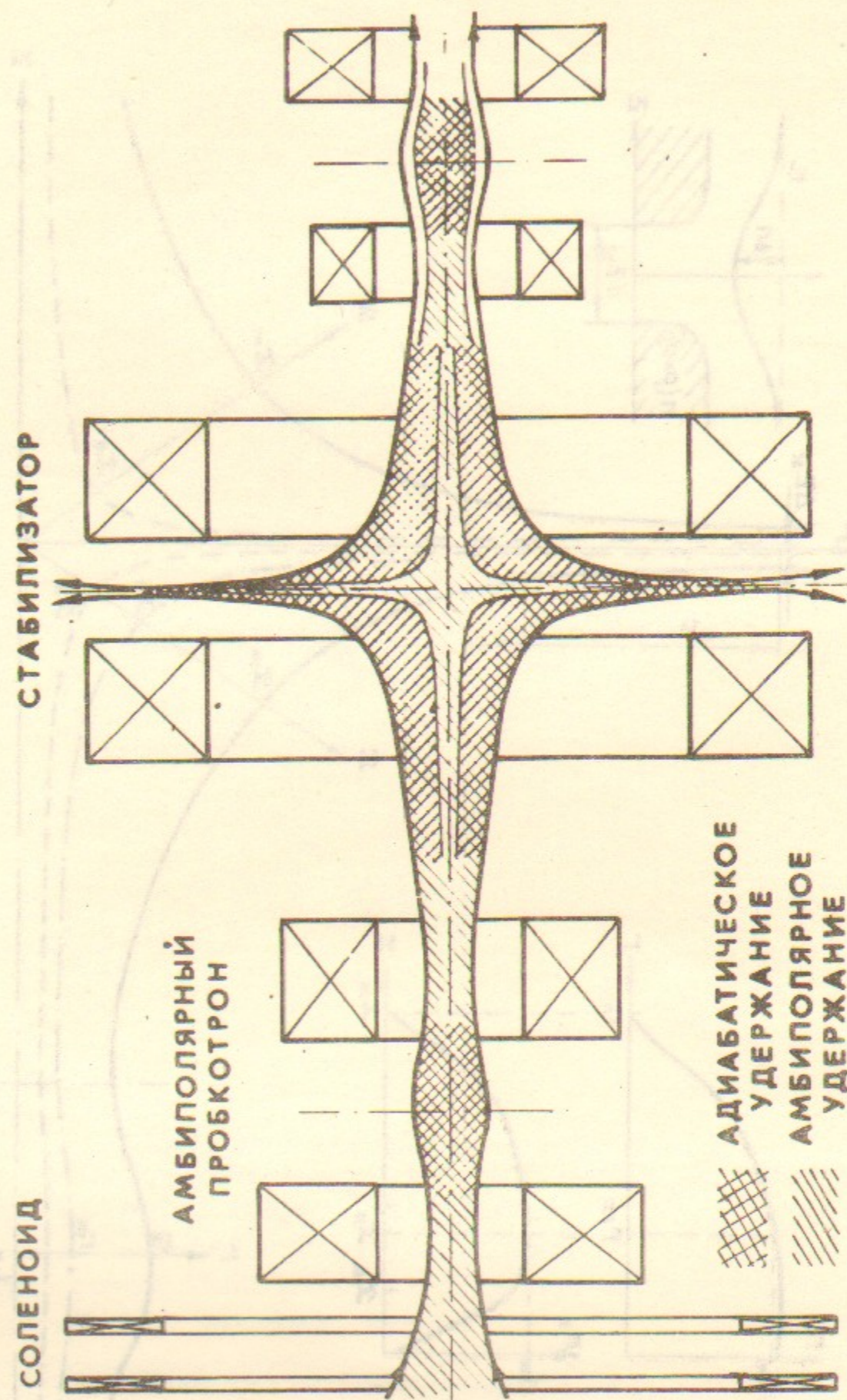


РИС. 1



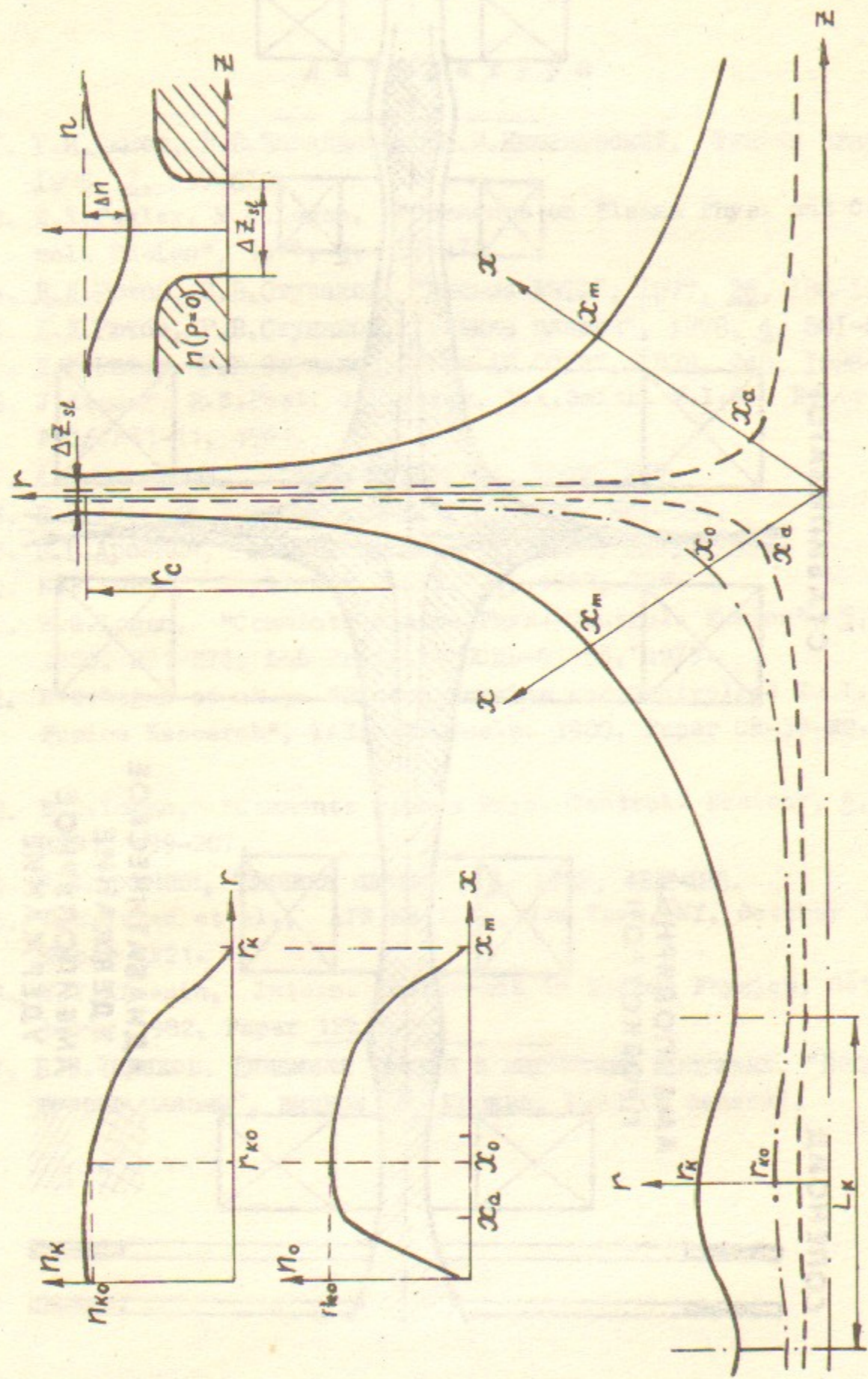


РИС. 2

Изучение...  
 ...  
 ...  
 ...