

57

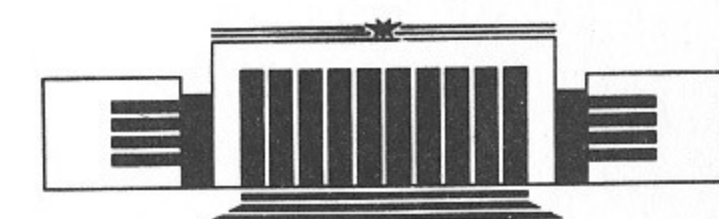


ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

С.Б. КУЗЬМИН

АНАЛИЗ МГД НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПЛАЗМЫ  
В УСТАНОВКЕ АМБАЛ-М

ПРЕПРИНТ 90-73



НОВОСИБИРСК

## АНАЛИЗ МГД-УСТОЙЧИВОСТИ ПЛАЗМЫ В УСТАНОВКЕ АМБАЛ-М

Кузьмин С. В.

### АННОТАЦИЯ

На основе уравнения желобковых МГД-колебаний плазмы в системе осесимметричных пробкотронов с учетом эффектов конечного ларморовского радиуса ионов, непараксиальности, проводящей материальной стенки, диска «горячих» электронов, торцевых газоразрядных ячеек исследована МГД-устойчивость плазмы в установке АМБАЛ-М. Для различных плазменных конфигураций установки указаны области допустимых параметров.

## STUDY OF MHD PLASMA STABILITY IN THE AMBAL-M TRAP.

S.V. Kuz'min

### ABSTRACT

Plasma stability against flute modes for the AMBAL-M trap is studied. The effects of finite orbits, nonparaxial, hot electrons, nearby conducting walls and a gas-discharge cells are incorporated. For different configurations of the trap an analytical and numerical stability criteria are obtained.

### ВВЕДЕНИЕ

С момента возникновения идеи амбиполярной ловушки [1] наиболее часто обсуждаемым вопросом оставался вопрос о методах МГД-стабилизации плазмы в такой ловушке. Используемые в первых ловушках квадрупольные МГД-стабилизаторы оказались неприемлемыми по причине значительного поперечного переноса плазмы, возникавшего вследствие нарушения аксиальной симметрии магнитного поля [2].

Одним из перспективных направлений дальнейшего поиска является переход к аксиально-симметричным магнитным системам. О принципиальной возможности достижения МГД-устойчивости плазмы в таких системах известно давно и с начала 80-х годов выполнен целый ряд теоретических работ, в которых предложены различные схемы стабилизации (см., например, обзор [3]). Однако реализация почти всех предложенных схем накладывает значительные ограничения на абсолютные параметры плазмы и представляет значительные технические сложности.

При проектировании новой аксиально-симметричной амбиполярной ловушки АМБАЛ-М [4] авторы проекта остановили свой выбор на касповой геометрии магнитного поля концевой МГД-стабилизатора, как наиболее приемлемого с технической точки зрения. Предварительное рассмотрение условий МГД-стабилизации плазмы в системе из параксиального и каспового пробкотрона, проведенное в [4] на основе анализа мелкомасштабных колебаний в квазиплоской геометрии и рассмотрения условий стабилизации моды «жесткого» смещения, показало возможность достижения МГД-устойчивости плазмы в узком диапазоне относительных параметров плазмы. Для улучшения условий МГД-стабилизации в работе [5] был рассмотрен дополнительный механизм стабилизации плазмы диском «горячих» электронов в экваториальной плоскости параксиального концевой пробкотрона установки. Так как все проделанные расчеты указывают с одной стороны на реализуемость отмеченных механизмов МГД-стабилизации плазмы, а с другой стороны показывают на существование достаточно жестких требований к параметрам плазмы, представляется важным

уточнение и совокупный анализ полученных данных.

В данной работе на основе развитого в работе [6] метода расчета низших мод потенциальных желобковых МГД-колебаний плазмы в системе аксиально-симметричных пробкотронов, проведен более корректный анализ МГД-устойчивости плазмы в установке АМБАЛ-М, учитывающий эффекты конечного ларморовского радиуса в параксиальных пробкотронах установки, непараксиальные эффекты в концевом МГД-стабилизаторе, наличие диска горячих электронов, влияние проводящей материальной стенки установки, а также использование торцевых газоразрядных ячеек для «вмораживания» силовых линий в торцы установки.

Дальнейший план изложения следующий. В главе 1 описываются основные характерные параметры установки, создаваемой в ней плазмы и принятые в связи с этим уравнения для расчета спектра МГД-колебаний плазмы и модель распределения плазмы в установке. В главе 2 рассматриваются условия МГД-стабилизации плазмы при вариации распределения плазмы поперек силовых линий, положения материальной стенки и других факторов, не связанных с технической реконструкцией установки, для концевой системы установки. И в заключение обсуждается влияние плазмы центрального соленоида системы и отмечается основное отличие результатов анализа от оценочных параметров проекта.

### 1. ПАРАМЕТРЫ УСТАНОВКИ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ.

Полный проект установки АМБАЛ-М предполагает магнитную систему из пяти пробкотронов ( см. рис. 1 ) - центрального, двух концевых, предназначенных для создания амбиполярного потенциала, и двух касповых, выполняющих роль МГД-стабилизаторов плазмы (здесь и далее все проектные данные приводятся по работам [4, 5]). Сооружение установки планируется в две очереди. В первую очередь будет запущена система, состоящая только из одного концевого и одного каспового пробкотрона, для исследования возможности МГД-стабилизации плазмы в осесимметричной ловушке.

Учитывая, что максимальное отношение давления плазмы к давлению магнитного поля  $\beta \approx 7\%$  и концентрация плазмы  $n \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$  по всей длине установки, можно предполагать, что наибольшую опасность будут представлять потенциальные желобковые МГД-колебания плазмы. В системе аксиально-симметричных пробкотронов уравнение для возмущенного потенциала таких колебаний можно записать в виде [6]:

$$\omega^2 \cdot \left\{ \frac{\partial}{\partial \psi} \left[ \left( \hat{\rho}_j A_{pj} + \hat{\rho}_l A_{nl} \right) \frac{\partial \varphi}{\partial \psi} \right] - m^2 \cdot \left( \hat{\rho}_j C_{pj} + \hat{\rho}_l C_{nl} \right) \varphi \right\} + \quad (1)$$

$$m\omega \cdot \left\{ \frac{\partial}{\partial \psi} \left[ \left( \hat{p}_j A_{fj} \right) \frac{\partial \varphi}{\partial \psi} \right] - \hat{p}_j C_{fj} \varphi \right\} + m^2 \left( \hat{p}_j w_{pj} + \hat{p}_l w_{nl} \right) \varphi = 0 ,$$

где  $\hat{\rho}_{j,l} = m_i^{j,l} \cdot n_0^{j,l}$ ,  $\hat{p}_{j,l} = n_0^{j,l} \cdot T_0^{j,l}$ ,  $\rho = m_i n / \hat{\rho}_{j,l}$ ,

$$A_{pj, nl} = \overline{\rho r^2}, \quad C_{pj, nl} = \overline{\rho / (r^2 B^2)}, \quad A_{fj} = \overline{r^2 \cdot \partial p_{\perp} / \partial \psi},$$

$$C_{fj} = \left( \frac{m^2}{r^2 B^2} \cdot \overline{\partial p_{\perp} / \partial \psi} + \frac{1}{B} \cdot \overline{\partial^2 p_{\perp} / \partial^2 \psi} \right),$$

$$w_{pj} = - \frac{\kappa}{rB} \cdot \overline{\partial (p_{\perp} + p_{\parallel}) / \partial \psi} + H,$$

$$w_{nl} = \left[ - \frac{\kappa}{rB} \cdot \overline{\partial (p_{\perp} + p_{\parallel}) / \partial \psi} + \left( \frac{\kappa}{rB} \right)^2 \cdot \overline{B \cdot \partial (p_{\perp} + p_{\parallel}) / \partial B} \right] + K ,$$

черта означает усреднение  $\overline{f} = \int \frac{ds}{B} \cdot f$ , которое проводится отдельно по каждому параксиальному пробкотрону  $j$  (члены с индексом  $n, f$ ) и непараксиальному  $l$  (члены с индексом  $n$ ),  $\varphi$  - радиальная часть, а  $m$  - номер азимутальной гармоники возмущенного потенциала электрического поля,  $\kappa$  - кривизна силовой линии магнитного поля,  $\psi = Br^2/2$  - магнитный поток,  $m_i^{j,l}$  - масса иона плазмы в  $j$  или  $l$  пробкотроне,

$H = (1/B^2) \cdot (\partial p_{\perp} / \partial \psi) \cdot (\partial p_{\perp}^e / \partial \psi)$  - слагаемое, связанное с изменением условий МГД-устойчивости в присутствии диска «горячих» электронов по модели «жесткого» смещения [7],  $p_{\perp}^e$  - поперечное давление горячих электронов,  $K$  - слагаемое,

определяемое кинетическими эффектами в непараксиальной геометрии, которое в данном анализе вместо точного выражения, представляющего значительные трудности для расчета, заменялось на оценку снизу, полученную в работе [8]:

$$K \approx K_* = \left\{ \frac{\kappa}{rB} (1.5p_{\parallel} + 3.5p_{\perp} - B \cdot \partial p_{\perp} / \partial B) \right\}^2 \cdot \left\{ \frac{\kappa}{rB} (0.75p_{\parallel} + 3p_{\perp} - B \cdot \partial p_{\perp} / \partial B) \right\}^{-1}$$

Граничные условия уравнения (1) определяются требованием ограниченности потенциала на оси симметрии установки при  $\psi = 0$  или условием  $\varphi(\psi_1) = 0$ , где  $\psi_1$  - потоковая поверхность, на которой установлены торцевые газоразрядные ячейки, обеспечивающие «вмороженность» силовых линий, и занулением потенциала на проводящей материальной стенке установки  $\varphi(\psi = \psi_0) = 0$ .

Магнитная конфигурация системы (см. рис. 1) и принятое по проекту условие ионногорячей плазмы  $T_i \gg T_e$  предполагают, что основное давление плазмы в пробкотронах создается захваченными в них ионами. Существующие потоки ионов из других пробкотронов малы вследствие вследствие бесстолкновительного характера движения ионов на всей длине установки и поэтому не учтены в представленном уравнении.

Приведенные выше формулы позволяют рассчитать частоты желобковых МГД-колебаний плазмы в системе, если известны функции  $\rho(\psi, B)$ ,  $p_{\perp}(\psi, B)$ ,  $p_{\parallel}(\psi, B)$ . Далее будем считать, что распределение плазмы в центральном пробкотроне изотропно, а в концевых пробкотронах имеет вид:

$$\rho = \hat{\rho} \cdot \tilde{n}(\psi) \cdot F(\psi, B_0, B_m), \text{ где } F = (B_0/B)^k \cdot \left( (B_m - B) / (B_m - B_0) \right)^{k+1/2},$$

$$p_{\parallel} = \hat{p} \cdot \tilde{n}(\psi) \cdot F \cdot \frac{2(B_m - B)}{2(k+2)B_m - B_0}, \quad p_{\perp} = \hat{p} \cdot \tilde{n}(\psi) \cdot F \cdot \frac{2(k+1)B_m + B}{2(k+2)B_m - B_0},$$

$B_m$  и  $B_0$  - максимум и минимум модуля магнитного поля на силовой линии,  $k$  - параметр характеризующий ширину функции распределения в пространстве питч-углов на данном  $\psi$  (далее принято  $k = 0$ ),

$\tilde{n}(\psi) = \exp(-\psi/\psi_*)$  - для центрального и концевого параксиального

и  $\tilde{n}(\psi) = D_1 + D_2 \cdot \arctg((\psi - \psi_r)/\Delta\psi_r) + D_3 \cdot \arctg((\psi - \psi_1)/\Delta\psi_1)$

- для каспового пробкотрона.

Дополнительно в каспе учтена специфика распределения горячих ионов вследствие эффектов неадиабатичности, которая моделируется введением эффективного конуса потерь на силовых линиях [9]. Так, в частности, для ионов с  $T_0 = 6$  кэВ в магнитном поле каспового пробкотрона установки АМБАЛ-М введение эффективного конуса потерь соответствует наличию эффективного максимума магнитного поля, аппроксимирующегося по формуле:

$$B_m^{eff} = \begin{cases} B_* = B_0 \cdot (1 + 1.65 \cdot (\psi/750)^{1.3}) & \text{при } B_* \leq B_m, \\ B_m & \text{при } B_* > B_m. \end{cases}$$

Для сопоставления результатов с ранее проделанными вычислениями [4] проводился расчет для случая, когда поперечный профиль плазмы в каспе имеет вид:

$$\tilde{n}_*(\psi) = \exp \left\{ - \left( (N - N_0) / \Delta N \right)^2 \right\}, \text{ где } N = N_0 \cdot (\psi/\psi_0)^{2/3}. \quad (2)$$

## 2. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА.

В настоящем анализе наибольшее внимание уделено рассмотрению влияния на МГД-устойчивость плазмы в установке параметров, вариация которых не требует технической реконструкции установки. К таковым в первую очередь относятся форма поперечного распределения плазмы в каспе, положение внешней материальной стенки относительно плазменного ядра, использование торцевых газоразрядных ячеек для вмораживания силовых линий в торец на заданном  $\psi_1$ , а также форма и величина относительного давления диска «горячих» электронов, создаваемого в экваториальной плоскости концевого пробкотрона.

С учетом возможностей создания различных плазменных конфигураций анализ проводится в следующем порядке. В разделе 2.1 рассмотрены условия стабилизации плазмы концевого пробкотрона установки материальной стенкой и торцевыми газоразрядными ячейками. В разделе 2.2 проводится анализ МГД-устойчивости плазмы в системе концевой пробкотрон +

полукасп. И, наконец, в разделе 2.3 рассматривается конфигурация концевой пробкотрон + диск «горячих» электронов.

2.1 Общий анализ МГД-устойчивости плазмы в установке удобнее всего начать с анализа устойчивости плазмы в отдельно взятом концевом пробкотроне установки, так как в этом случае уравнение (1) можно свести к уравнению Куммера

$$z \cdot u_{zz} + (b - z) \cdot u_z - a \cdot u = 0, \quad (3)$$

где  $z = \psi/\psi_*$ ,  $u = \varphi \cdot z^{-m/2}$ ,  $b = 1 + m$ ,  $a = m/2 + \lambda/2$ ,

$$\lambda = -(\omega_0^2 - \omega_* \omega) / (\omega^2 - \omega_* \omega), \quad \omega_0^2 = m^2 T_0 \cdot |s| / m_1,$$

$$\omega_* = \frac{2(k+1)B_m + B_0}{2(k+2)B_m - B_0} \cdot \frac{m c T_0}{2 e \psi_*}, \quad s = (\kappa / rB) / (1/B),$$

которое имеет аналитическое решение [10]:

$u = E_1 \cdot M(a, b, z) + E_2 \cdot U(a, b, z)$ , где  $a$ ,  $E_1$  и  $E_2$  определяются из граничных условий для уравнения (3), а  $M(a, b, z)$  и  $U(a, b, z)$  - функции Куммера.

Учитывая, что в этом случае область устойчивости описывается неравенством  $(\omega_*/\omega_0)^2 \geq (1 - 2a)/a^2$ , численное значение величин  $\psi_* = 330 \text{ кГс} \cdot \text{см}^2$ ,  $|s| = 2 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-2}$ , возможности МГД-стабилизации плазмы в концевом пробкотроне с помощью близко расположенной материальной стенки или определенным образом установленных газоразрядных ячеек могут быть представлены в следующем виде. Неравенство выполнено, т.е. плазма устойчива, при средней энергии ионов в пробкотроне  $T_0 = 20 \text{ кэВ}$  и:

положении газоразрядной ячейки	положении внешней стенки	давлении плазмы на внешней стенке
нет	$z_b \leq z_b^{c.r} = 3$	$\hat{n}(\psi_b^{c.r}) = 0.05$
$z_1^{c.r} = 0.7 \leq z_1 \leq z_b^{c.r}$	нет	$\hat{n}(\psi_b) = 0$
$z_1 = 0.2$	$z_b = 5$	$\hat{n}(\psi_b) = 0.01$

2.2 Для более наглядного обсуждения особенностей

стабилизации системы концевой пробкотрон + касп (напомним, что именно эта система составляет первую очередь установки АМБАЛ-М) умножим (1) на  $\varphi^*$  и проинтегрируем по  $\psi$ . В результате можем записать

$$\omega^2 \cdot X_1 + \omega \cdot X_2 - X_3 = 0, \quad \text{где } X_1 = X_1^p + X_1^n,$$

$$X_1^{n,p} = \int d\psi \cdot \left\{ (\alpha_{j,1} A_{pj, nl}) \left| \frac{\partial \varphi}{\partial \psi} \right|^2 + m^2 \cdot (\alpha_{j,1} C_{pj, nl}) |\varphi|^2 \right\},$$

$$X_2 = \int d\psi \cdot m \cdot \left\{ (\beta_j A_{rj}) \left| \frac{\partial \varphi}{\partial \psi} \right|^2 + (\beta_j C_{rj}) |\varphi|^2 \right\},$$

$$X_3 = X_3^p + X_3^n, \quad X_3^{n,p} = \int d\psi \cdot m^2 \cdot \left\{ (\beta_{j,1} W_{pj, nl}) |\varphi|^2 \right\}.$$

Как известно, для жесткой моды  $m = 1$ ,  $\psi_b \rightarrow \infty \Rightarrow \varphi^2 \propto \psi$  и  $X_2 = 0$ . Следовательно, в этом случае МГД-устойчивость определяется неравенством  $X_3 > 0$  или, так как  $X_3^p < 0$ ,  $X_3^n > |X_3^p|$ , что выполняется при величине давления в каспе больше некоторой. Для остальных же мод  $X_2 \neq 0$ , но, в свою очередь, в большинстве вариантов распределения плазмы  $X_3 < 0$  и для выполнения условия устойчивости плазмы  $X_2^2 + 4X_1 \cdot X_3 > 0$  требуется как можно большее давление в концевом пробкотроне по отношению к давлению плазмы в каспе, так как  $X_2^2 + 4X_1^p \cdot X_3^p > 0$ . Таким образом диапазон допустимых соотношений давлений плазмы в каспе и концевом пробкотроне во многом определяется функцией  $w_n$ , которая в наибольшей степени зависит от формы поперечного распределения давления плазмы в каспе (см. рис. 2), и функцией  $\varphi$ , форма которой существенно изменяется в зависимости от положения стенки камеры или лимитера.

Расчеты показали, что при значительном удалении внешней стенки  $z_b = \psi_b / \psi_* \geq 10$ , когда форма функции  $\varphi^2$  для «жесткой» моды в области плазмы близка к линейной, при поперечном профиле давления плазмы в каспе (2) не существует диапазона соотношения давлений, при котором система была бы устойчива. Для достижения МГД-устойчивости плазмы в такой конфигурации требуется значительный сдвиг максимума давления к оси системы. На рис. 3 показана область соотношений давлений и средних энергий ионов в концевом пробкотроне и каспе, при которых плазма МГД-устойчива.

При приближении материальной стенки к плазме, т.е.

уменьшении величины  $z_b$ , система становится неустойчивой вследствие уменьшения запаса МГД-устойчивости плазмы в каспе  $-X_3^n$  и при некотором  $z_b \leq z_b^{cr}$  оказывается, что  $X_3^n < 0$ , что делает использование каспа в качестве МГД-стабилизатора бессмысленным. Установка торцевых газоразрядных ячеек, наоборот, приводит к значительному увеличению диапазона давлений, в котором плазма в системе МГД-устойчива. Так, например, установка ячеек на  $z_i = 0.5$  обеспечивает стабилизирующий вклад каспа  $X_3^n > 0$  при любой форме возмущенного потенциала  $\varphi(\psi)$ .

2.3 Прежде чем приступить к анализу МГД-устойчивости концевой пробкотрона совместно с диском «горячих» электронов отметим, что использование именно диска, а не кольца, весьма существенно для установки АМБАЛ-М. Причиной тому известное ограничение Нельсона [7] на максимальное  $\beta$  плазмы, которое еще может быть стабилизировано диском горячих электронов,  $\beta < 2 \cdot \Delta r_{he} \cdot \kappa$ , где  $\Delta r_{he}$  - ширина кольца или радиус диска. Для концевой пробкотрона установки АМБАЛ-М максимальное  $\beta = 0.07$ , а  $\kappa = 5 \cdot 10^{-3}$  и следовательно необходимо, чтобы  $\Delta r_{he} \geq 7$  см.

Кроме указанного еще одно существенное преимущество диска горячих электронов по сравнению с кольцом состоит в том, что диск приносит только положительный вклад в  $X_3^p$  (см. рис. 4), т.к. в параксиальном пробкотроне  $N > 0$  при  $\partial p_1^e / \partial \psi < 0$  и  $N < 0$  при  $\partial p_1^e / \partial \psi > 0$ . С точки зрения МГД-устойчивости плазмы, в этом варианте диск играет роль «мягкой стенки», расположенной на  $z_{he} \approx B_0 \Delta r_{he}^2 / 2 \cdot \psi_0$ . Следовательно, можно предположить существование оптимального положения «стенки» при  $z_{he} \approx 1$ , что и подтверждается расчетами МГД-устойчивости такой системы, произведенными с учетом расположенного на  $z_b = 5$  металлического кожуха (см. рис. 5).

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Концевая система установки должна обладать определенным запасом МГД-устойчивости для стабилизации плазмы центрального соленоида системы. Однако требуемый запас устойчивости мал по сравнению с запасом необходимым для

стабилизации концевой пробкотрона, так как инкремент желобковой неустойчивости плазмы центрального пробкотрона  $\Gamma^2 \propto (\kappa/r) \cdot T_0$  много меньше, чем концевой  $\Gamma_c^2 / \Gamma_p^2 \ll 1$ , а величина эффектов КЛР  $(\omega_p / \Gamma)^2 \propto T_0 / (\kappa/r)$  того же порядка, что и в концевом пробкотроне  $(\omega_p / \Gamma)_c^2 / (\omega_p / \Gamma)_p^2 \geq 1$ . Данные соотношения позволяют предполагать умеренный характер влияния плазмы центрального пробкотрона на требуемые условия устойчивости. Дополнительная стабилизирующая ячейка в экваториальной плоскости центрального пробкотрона [5] сводит до минимума опасность баллонных возмущений плазмы, которые могли бы развиваться из-за большой длины центрального пробкотрона.

По результатам проведенного анализа без сомнения можно констатировать богатые экспериментальные возможности установки АМБАЛ-М для исследования МГД-устойчивости плазмы в аксиально-симметричных магнитных системах. Во всех рассмотренных и легко реализуемых на установке конфигурациях:

- отдельном концевом пробкотроне;
  - системе концевой пробкотрон + полукасп;
  - концевом пробкотроне с диском «горячих» электронов;
- существует теоретическая возможность достижения МГД-устойчивости плазмы при реализации проектных технических параметров и без реконструкции установки.

Наибольшие отклонения от оценочных параметров проекта возникли при рассмотрении системы пробкотрон + полукасп, где для достижения МГД-устойчивости оказалось необходимым:

- значительно сместить положение максимума давления плазмы в каспе к оси системы;
- выбрать оптимальное соотношение давлений пробкотрон/полукасп  $\hat{p}_p / \hat{p}_n = 2 - 3$ , а не 7, как указано в [4, 5].

И в завершение автор выражает благодарность Димову Г.И. и Лысянскому П.Б. за многочисленные полезные обсуждения и постоянный интерес к работе.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Димов Г.И., Закайдаков В.В., Кишиневский М.Е. Термоядерная ловушка с двойными пробками. - Физика плазмы, 1976, т.2, с. 597.
2. Рютов Д.Д., Ступаков Г.В. Процессы переноса в аксиально-несимметричных открытых ловушках. В сб.: Вопросы теории плазмы, Вып. 13, - М: Энергоатомиздат, 1984, с.74.
3. Арсенин В.В. Аксиально-симметричные открытые ловушки. - Итоги науки и техники. Москва, 1988, т.8, с.49.
4. Димов Г.И., Лысянский П.Б. Амбиполярная ловушка АМБАЛ-М. Физическое обоснование первой очереди. Препринт ИЯФ 86-102. - Новосибирск, 1986.
5. Димов Г.И. Осесимметричная амбиполярная ловушка. Препринт ИЯФ 89-151. - Новосибирск, 1989.
6. Кузьмин С.В. МГД-устойчивость плазмы в системе аксиально-симметричных пробкотронов. Препринт ИЯФ 89-5. - Новосибирск, 1989.
7. Nelson D.B. Effects of hot electrons on magnetohydrodynamic modes in ELMO Bumpy Torus. - Phys. Fluids, 1980, vol.23, p.1850.
8. Hall L.S., McNamara B. Three-Dimensional Equilibrium of the Anisotropic, Finite-Pressure, Guiding - Center Plasma. - Phys. Fluids, 1975, vol.18, p.552.
9. Кузьмин С.В., Лысянский П.Б. Численное исследование устойчивости движения заряженных частиц в каспе. - Физика плазмы, 1989, т.15, с.778.
10. Абрамовиц М., Стиган И. Справочник по специальным функциям. - М.: Наука, 1979, с.321.

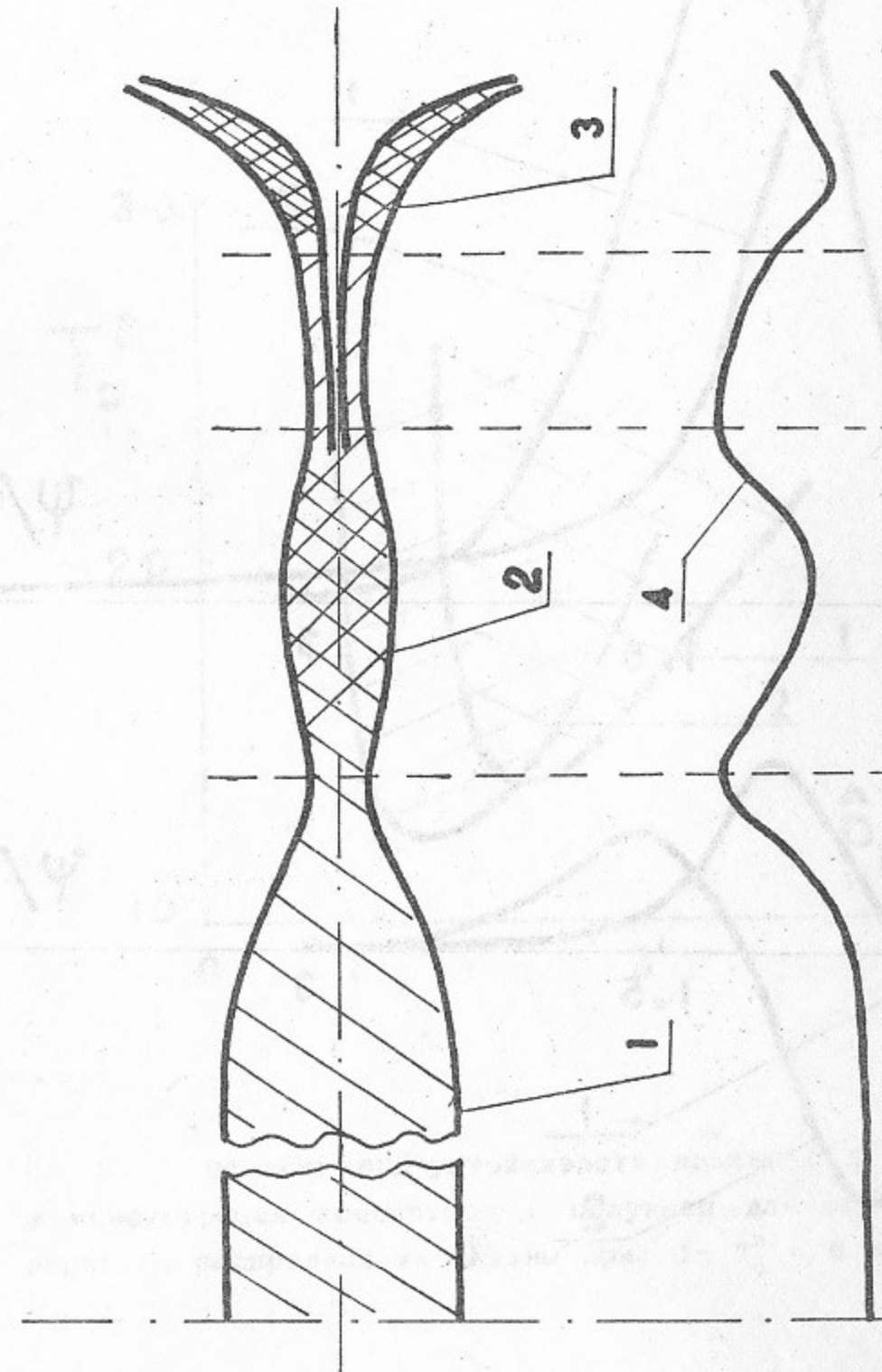


Рис. 1 Конфигурация плазмы в магнитной системе установки (правая половина): 1- плазма центрального пробкотрона, 2- плазма концевых пробкотронов, 3- плазма полукаспа, 4- модуль магнитного поля вдоль плазменного слоя.

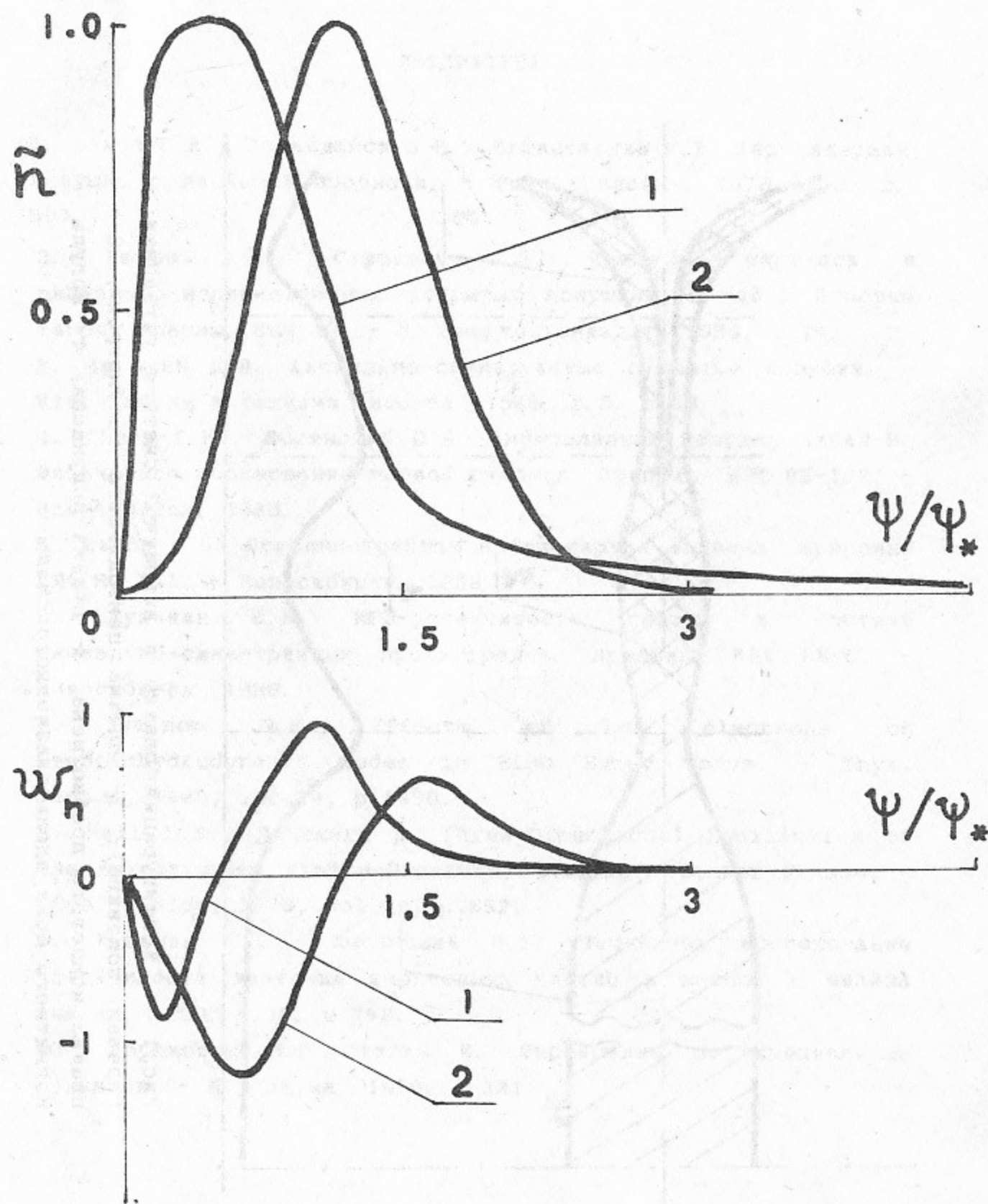


Рис. 2 Поперечный профиль плазмы  $\tilde{n}(\psi)$  (а) и функция  $w_n(\psi)$  (б) для: 1- оптимизированного варианта с  $\psi_r = 0$ ,  $\Delta\psi_r = 10$ ,  $\psi_1 = 360$ ,  $\Delta\psi_1 = 60$ , 2- проектного варианта  $\tilde{n}(\psi) = \tilde{n}_*(\psi)$ .

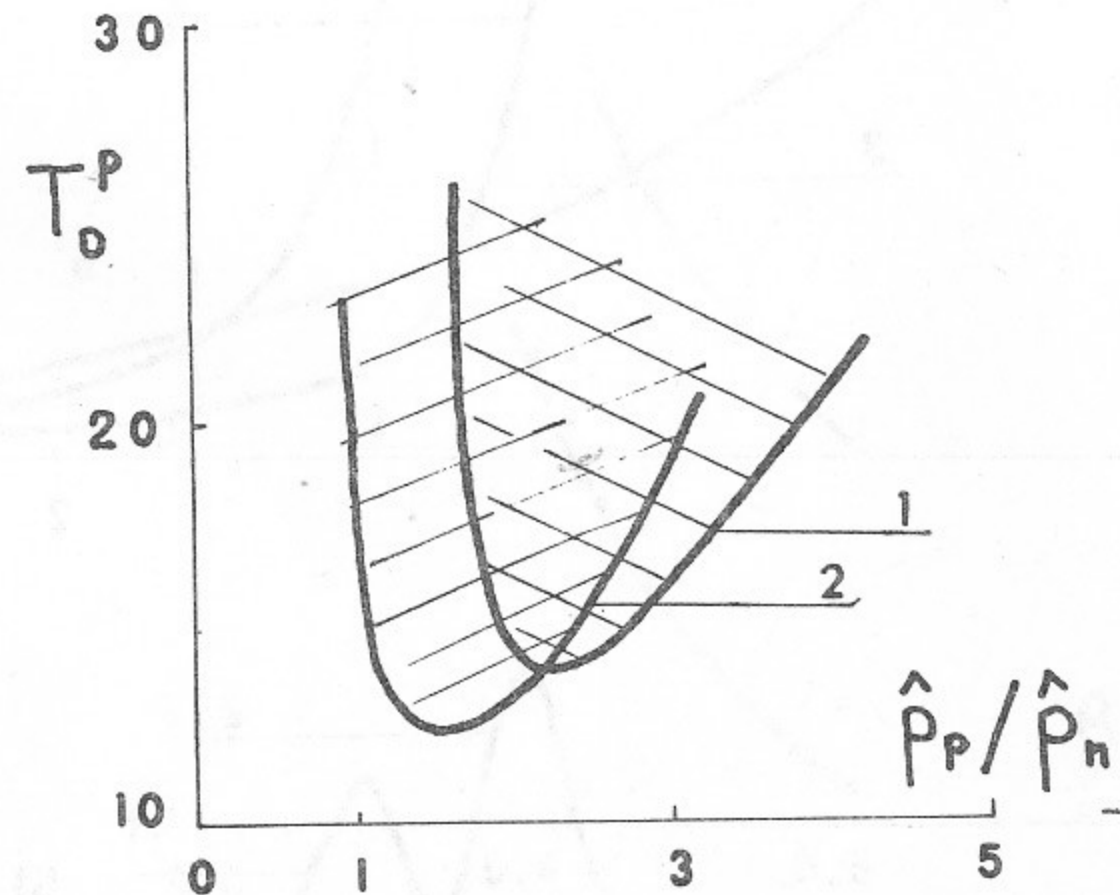


Рис. 3 Область МГД-устойчивости плазмы ( $T_0^p$  [кэВ],  $\hat{p}_p/\hat{p}_n$ ) в конфигурации пробкотрон + полукасп для оптимизированного варианта распределения плазмы при: 1-  $T_0^n = 6$  кэВ, 2-  $T_0^n = 5$  кэВ.



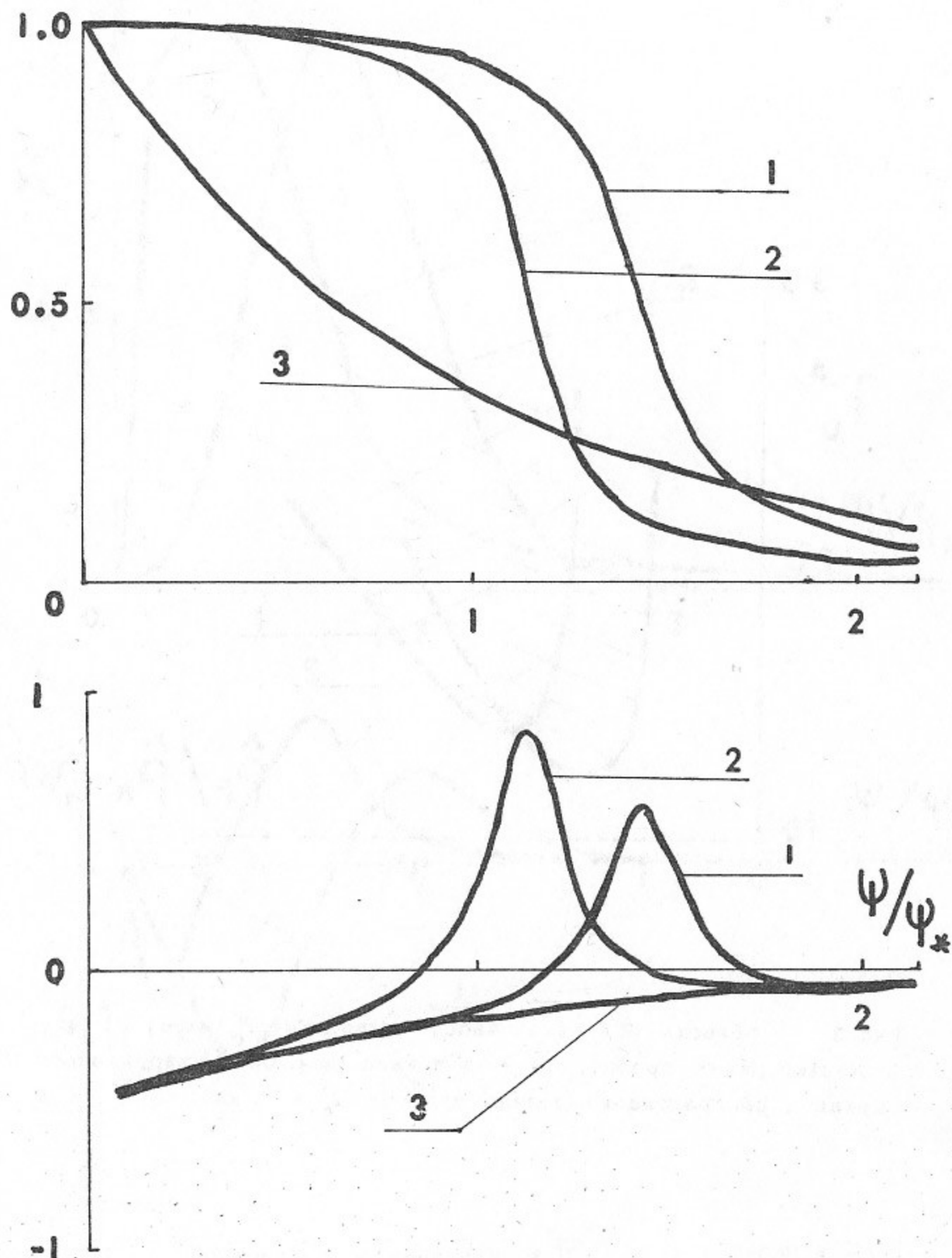


Рис. 4 Поперечное распределение давления (а) и функция  $w(\psi)$  (б) для: 1- диска «горячих» электронов с  $z_{he} = 1.5$ , 2- диска «горячих» электронов с  $z_{he} = 1.2$ , 3- плазменного ядра.

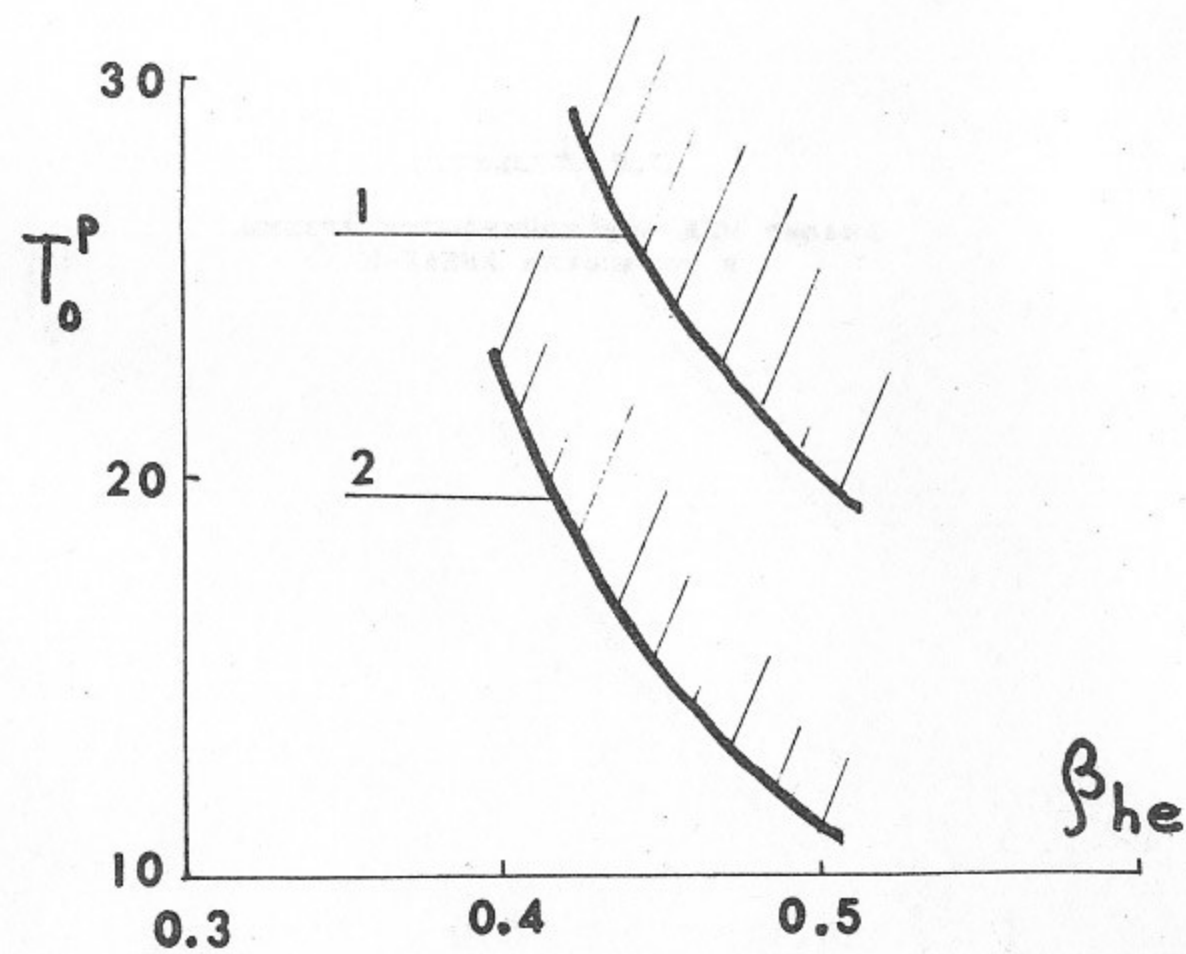


Рис. 5 Границы МГД-устойчивости плазмы ( $T_0^p$  [кэВ],  $\beta_{he}$ ) в конфигурации пробкотрон + диск «горячих» электронов для: 1- диска с  $z_{he} = 1.5$ , 2- для диска с  $z_{he} = 1.2$ . Область устойчивости над границей.

С.В. Кузьмин

Анализ МГД-неустойчивости плазмы  
в установке АМБАЛ-М

Работа поступила - 6 июня 1990 г.

Ответственные за выпуск: С.Г. Попов

Подписано к печати  
25.06. 1990 г. МН 02336  
Формат бумаги 60×90 1/16  
Усл. 1,4 п. л., 0,1 уч.-изд. л.  
Тираж 180 экз. Бесплатно. Заказ 73.

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР,  
г. Новосибирск 90.