

18  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ АН СССР

препринт

140

С.Г.Алиханов, Г.Н.Кичигин, И.К.Конкашбаев

**Импульсная термоядерная система  
с плотной плазмой**

г.Новосибирск 1967

## А Н Н О Т А Ц И Я

В работе рассматривается замкнутая система, удобная для адиабатического сжатия плотной плазмы с помощью деформации кожуха. Показывается, что в течение необходимого времени система равновесна и магнитогидродинамически устойчива. Достаточная скорость сжатия и короткое время работы системы дают возможность пренебречь относительно медленными потерями плазмы вследствие диффузии с коэффициентом порядка боровского.

Как известно [1,2], для функционирования энергетически выгодного тритий-дейтериевого термоядерного реактора необходимо выполнение двух условий

$$nt > 10^{14}, \quad T \approx 10 \text{ кэВ} \quad (I)$$

здесь  $t$  - время существования плазмы с температурой  $T$  и плотностью  $n$ . На рис. I изображена область возможных вариантов

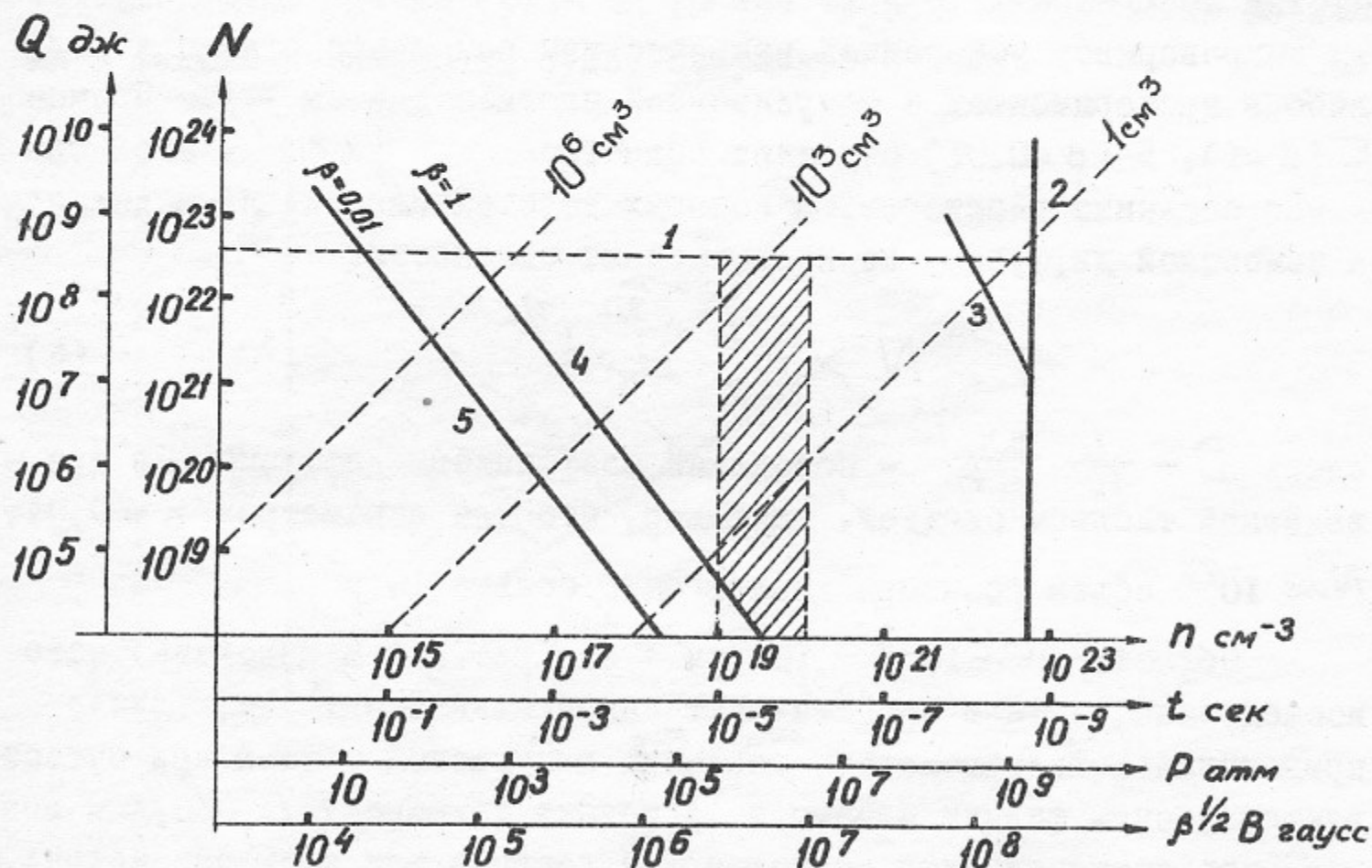


Рис. I

термоядерных систем в координатах  $N$  и  $n$ , удовлетворяющих условиям /1/. Характерные давление и напряженность магнитного поля связаны с плотностью соотношениями

$$\begin{aligned} \rho &= 2 n k T \\ B &= \sqrt{8\pi\rho/\beta} \end{aligned} \quad (2)$$

здесь  $N$  - полное число частиц в реакторе объемом  $V$ ;

$\beta$  - отношение давления плазмы к давлению удерживающего магнитного поля.

Величина  $N$  сверху (прямая 1) ограничена максимальным выходом энергии (тротиловый эквивалент 100 кг для импульсных систем).

Максимальная плотность ограничена, естественно, плотностью твердого тела (прямая 2). Прямая 3 определяется соотношениями:

$$t < V^{1/3} / v_T, \quad N > 10^{14} v_T^3 t^2 \quad (3)$$

где  $v_T$  - тепловая скорость частиц плазмы и отделяет область реакторов со свободно разлетающейся плазмой. Необходимые для таких систем параметры  $n > 10^{22} \text{ см}^{-3}$ ,  $N > 10^{21}$  могут быть достигнуты микровзрывом ускоренной макрочастицы при ударе о мишень /3/, либо в экспериментах с фокусировкой плотной плазмы /4/. Прямые 4 ( $\beta = 1$ ), 5 ( $\beta = 0,01$ ) отделяют области  $N > f(n)$ , где возможно создание реакторов, в которых неустойчивости, приводящие к бомовской диффузии, не представляют опасности:

$$N > 10^{14} D_B^{3/2} t^{1/2} \quad (4)$$

здесь  $D = \frac{1}{16} \frac{c k T}{e B}$  - бомовский коэффициент диффузии. Из приведенной таблицы следует, например, что для параметров  $\beta \approx 0,01$ ,  $N \approx 10^{21}$  объем реактора должен быть больше  $10^3 \text{ м}^3$ .

Область  $n \sim 10^{19} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$  (на рис.1 заштрихована) мало исследована, хотя и представляет значительный интерес, ввиду принципиальной возможности создания импульсных систем при существующем знании физики плазмы и состоянии техники /5/. Обсудим возможность осуществления термоядерной реакции при этих параметрах. Основными проблемами являются: создание равновесной гидродинамической конфигурации магнитного поля с плазмой с замкнутыми сило-

выми линиями для исключения концевых потерь; устойчивость такой конфигурации; метод нагрева плотной плазмы до термоядерной температуры; удержание плазмы в конечном состоянии в течение необходимого по критерию Лоусона времени. Рассмотрим подробнее эти вопросы.

Нагрев. Так как трудно представить метод нагрева плотной плазмы от малых температур до термоядерных, то нагрев можно производить в два этапа. На первом этапе создается форплазма с помощью существующих методов. На втором этапе достаточно эффективным является нагрев плазмы адиабатическим сжатием. Получение необходимых магнитных полей в  $10^6 - 10^7$  гаусс вполне реально в связи с прогрессом в области сверхсильных импульсных полей. Не трудно показать, что при допустимых скоростях сжатия  $10^5 - 10^6$  см/сек /6/ мощности потерь энергии в процессе сжатия много меньше мощности сжатия. Считая, поэтому, сжатие адиабатическим, получим, из уравнения адиабаты (рис.2) при реально достижимом уменьшении объема плазмы в  $10^2 - 10^3$  раз необходимые параметры форплазмы:

$n \sim 10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $T \gtrsim 100$  эв. Проблема получения форплазмы с такими параметрами будет обсуждаться ниже.

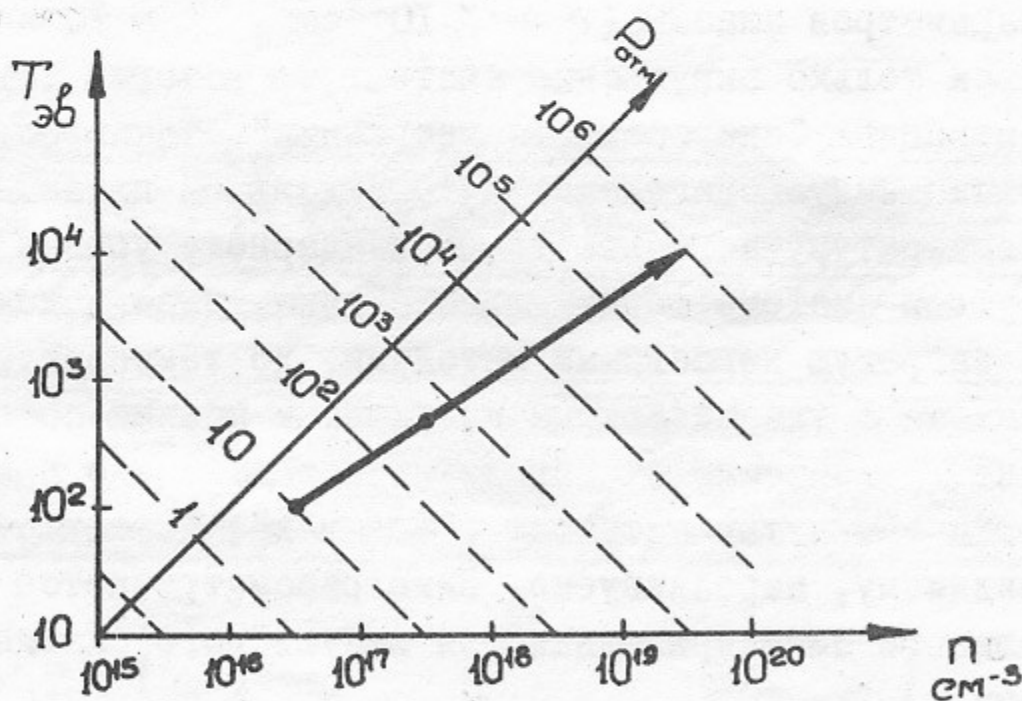


Рис.2.

Удержание. Удержание плазмы давления  $10^6$  атм в конечном состоянии возможно с помощью принципа "инерционного удержания" /7/. При сжатии плазмы магнитным полем тяжелая оболочка (лайнер),

из кинетической энергии которой черпается энергия магнитного поля, служит одновременно для удержания давления магнитного поля и, следовательно, давления плазмы. Таким образом, продолжительность работы реактора определяется временем разлета тяжелой оболочки и может превышать необходимые по критерию Лоусона несколько мксек. Другие механизмы, приводящие к уменьшению эффективного времени жизни горячей плазмы в данном случае оказываются несущественными:

1. Тормозным излучением в случае  $D-T$  реактора можно пренебречь.

2. Наиболее опасные магнитогидродинамические неустойчивости в выбранной конфигурации магнитных полей подавлены.

3. Дрейфовые неустойчивости, приводящие к боровской диффузии и связанной с ней аномальной теплопроводностью, как следует из рис.1, не опасны.

Равновесие. Как известно /8/, равновесную гидродинамическую конфигурацию, удерживаемую только магнитным полем, можно получить в тороидальной системе, когда силовые линии не пересекают стенок камеры. С другой стороны, для получения необходимых (и обоснованных выше) параметров плазмы ( $n \approx 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ,  $T \approx 10 \text{ кэВ}$ ) могут использоваться только импульсные системы, в которых возможно осуществление принципа "инерционного удержания". Таким образом, возникает проблема импульсного сжатия тороидальной плазмы. В принципе, можно температуру повысить до термоядерного уровня в какой-либо действующей системе тороидального типа, имея в качестве исходной плазму, нагретую известными методами, до температур  $\sim 100 \text{ эВ}$ , сжимая ее вместе с удерживающими магнитными полями проводящим кожухом. Однако, технически эта идея, непосредственно примененная к существующим замкнутым системам ("Токамак", "Стелларатор" и т.п.), по-видимому, нереализуема. Ниже рассматривается конфигурация тороидального типа, пригодная для импульсного сжатия проводящими стенками.

Предлагаемая система представляет собой полый плазменный цилиндр с азимутальным током, сжимаемый вдоль образующей. Для того, чтобы обеспечить гидродинамическое равновесие и устойчивость плазмы в процессе предварительного нагрева и сжатия, цилиндр

помещается в хорошо проводящий кожух, а вдоль оси цилиндра по внутренней стенке металлического кожуха пропускается большой ток, создающий сильное магнитное поле  $B_z$ , направленное вдоль тока в плазме. Давление плазмы предполагается удерживать, в основном, быстронарастающим полем  $B_z$ , а равновесие по "большому радиусу" можно обеспечить за счет взаимодействия между плазменным током и токами Фуко в проводящем кожухе. Минимальную величину тока, необходимую для эффективного действия этого механизма, легко определить, пользуясь результатами работы [9]. Применительно к нашей системе, получим грубую оценку

$$J_z > \frac{c l}{\pi t} \sqrt{\frac{\rho a t}{8}} \quad (5)$$

Подставляя ориентировочно значения  $\rho \sim 10^{-6}$  г/см<sup>3</sup>,  $a \approx 1$  см,  $l \approx 50$  см,  $t \sim 10^{-4} - 10^{-3}$  сек, найдем  $J_z > 10$  ка. После фазы предварительного нагрева форплазма с током и удерживающими магнитными полями сжимается путем механической деформации кожуха, возможные варианты которой показаны на рис. 3а, б. Для сжатия мож-

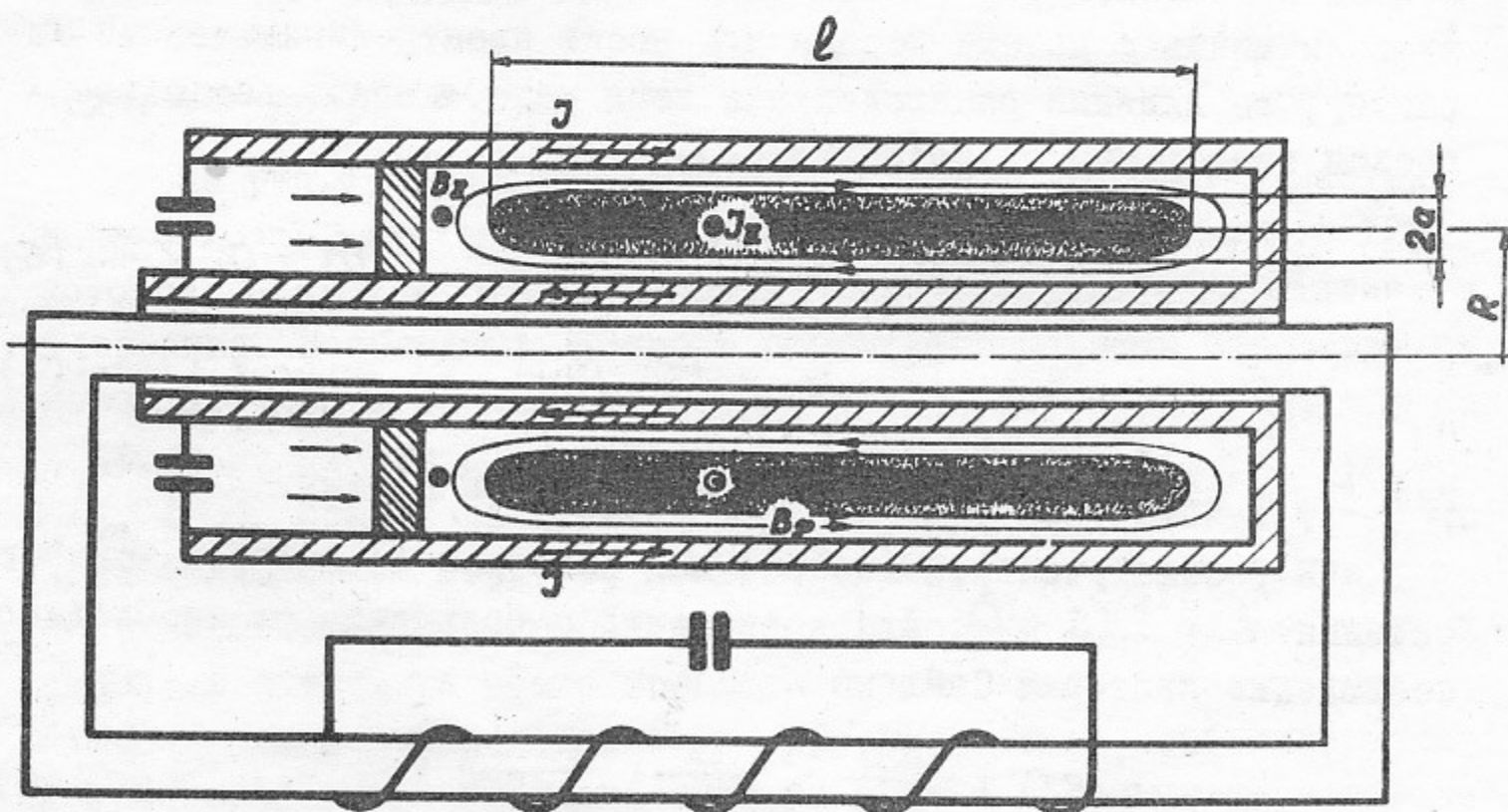


Рис. 3а

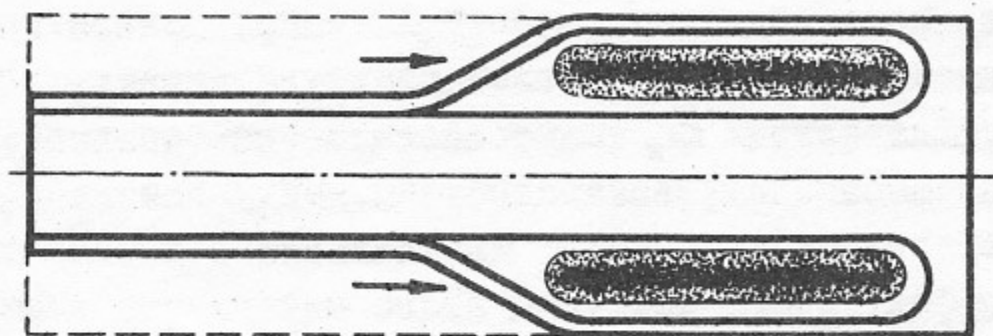


Рис. 36

но использовать электрическую энергию, например, накопленную в конденсаторах или энергию взрывчатых веществ.

Устойчивость. Рассмотрим устойчивость такой конфигурации по отношению к основным типам неустойчивостей: гидромагнитным и дрейфовым. Гидромагнитные неустойчивости стабилизируются замороженным продольным внутренним магнитным полем и "широм". Поскольку возмущения с малыми модами  $m$  носят электродинамический характер, то влияние распределения тока мало, и можно воспользоваться известными критериями:

$$B_{\varphi}^2 < 2 B_z^2 \quad m=0 \quad (6)$$

$$B_{\varphi} < \frac{L}{2\pi R} B_z \quad m=1 \quad (7)$$

где  $B_{\varphi}$  - поле тока  $J_z$ ;  $B_z$  - поле внутри плазмы.

В рассматриваемой системе  $L$  является периметром токового сечения  $L = 2(a+l)$ . Для возмущений с большими  $m$  необходимо соблюдение критерия Сайдема

$$-8\pi r \frac{dp}{dr} < \frac{B^2}{4} \left( \frac{d \ln q}{d \ln r} \right) \quad (8)$$

$$q = \frac{r}{R} \frac{B_z}{B_{\varphi}} \quad (9)$$



Предельное устойчивое распределение магнитного поля и давления легко найти в случае

$$B_{\varphi} \ll B_z \quad (10)$$

Комбинируя (8) с уравнением равновесия

$$-g \operatorname{grad} \rho = \frac{1}{4\pi} [\vec{B} \times \operatorname{rot} \vec{B}] \quad (11)$$

получим

$$\rho = \rho_0 \left[ 1 - \left( \frac{z}{a} \right)^{16} \right]$$

$$B_z = B_z(0) + [B_z(a) - B_z(0)] \left( \frac{z}{a} \right)^8$$

где  $\rho_0$  - давление при  $z=0$ ;

$B_z(0)$  - поле при  $z=0$ ;

$B_z(a)$  - поле при  $z=a$ .

Будем считать, что необходимо обеспечить на границе плазмы с магнитным полем "шир" порядка I:

$$\theta = \frac{B_{\varphi}}{B_z} \frac{a}{q} \frac{dq}{dz} \Big|_{z=a} \sim 1 \quad (12)$$

Величина  $\beta$  меняется от

$$\text{при } z=0 \text{ до } \beta=0 \text{ при } z=a. \quad \beta = \frac{1 - \frac{B_z^2(0)}{B_z^2(a)}}{B_z^2(0)/B_z^2(a)}$$

На рис.4 в плоскости  $B_z(0)/B_z(a)$  и  $B_{\varphi}(a)/B_z(a)$  заштрихована область, где выполнены одновременно все критерии (6-12), которые необходимо соблюдать в течение всего процесса сжатия и удержания. Необходимое условие соблюдения малости отношения скин-новой толщины к толщине тора соблюдается автоматически, так как в процессе сжатия поле снаружи плазмы возрастает. При этом поля  $B_z$  и  $B_{\varphi}$  оба увеличиваются как  $\ell^{-1}$  и соотношения (1-4) сохраняются. Таким образом, можно считать, что конфигурация устойчива по отношению к наиболее опасным первым двум типам неустойчивостей в течение всего процесса сжатия. Гидродинамические "диссипативные" неустойчивости /12/ могут быть стабилизированы теплопроводностью вдоль магнитного поля и конечным ларморовским радиусом ионов. Можно надеяться, что в экспериментальных условиях, меняя параметры плазмы, возможно либо полностью стабилизировать эти неустойчивости, либо свести их влияние к диффузии по-

рядка боровской. Однако, дрейфовые неустойчивости полностью подавить, по-видимому, невозможно, так как различные диссипативные эффекты в "гидродинамической" плазме ( $\omega_i \tau_i \gg 1, \omega_e \tau_e \gg 1$ ) приводят к неустойчивостям за счет градиентов  $n, T$  /10,11/. Дрейфовым неустойчивостям подвержен, в основном, скиновый слой, но так как в рассматриваемой системе достаточно большой "шир", то можно ожидать, что хотя диффузия и будет аномальной, но все же меньше боровской.

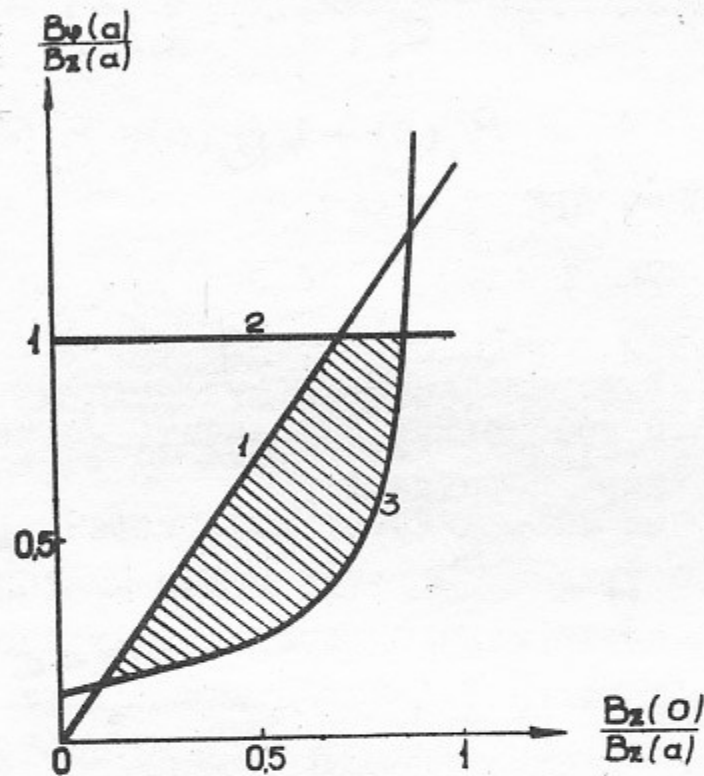


Рис.4

- 1 - критерий Шафранова для  $m = 0$ ;
- 2 - критерий Крускала-Шафранова для  $m = 1$ ;
- 3 - условие  $\theta = 1$ .

Максимально допустимое время сжатия  $\tau$  определяется коэффициентом диффузии  $D$

$$\tau < a^2 / D \quad (13)$$

Например, для характерных параметров системы  $a \approx 1$  см,  $T \approx 100$  эв при боровском коэффициенте диффузии  $D = D_B$  получается

$$\tau < 10^{-4} \text{ сек}$$

$$v \sim 5 \cdot 10^5 \text{ см/сек.}$$

Форплазма. Важным вопросом является создание в такой геометрии форплазмы с параметрами  $T \gtrsim 100$  эв и  $n \sim 10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Хотя к настоящему времени в квазистационарных системах плазма такой плотности не получена, но можно предполагать, что увеличение плотности не связано с трудностями принципиального характера и такие параметры могут быть достигнуты с помощью известных способов нагрева.

Например, в качестве одного из возможных методов можно использовать джоулев нагрев  $J_z$  током, индуцированным в плазме. Как показали эксперименты /14,13/ джоулев нагрев является эффективным до  $T \sim 100$  эв. По оценке время нагрева  $J_z$  током меньше 100 мксек и обеспечение достаточного потока поля для создания  $J_z$  вполне реально. Фактически время нагрева может быть меньше за счет дополнительного нагрева током вследствие диффузии  $B_z$  поля. Необходимы достаточно жесткие режимы нарастания  $B_z$  и  $B_\varphi$  полей для равновесия, устойчивости и эффективного нагрева могут быть определены оценочно и подобраны экспериментально.

Возможны, разумеется, и варианты создания форплазмы без джоулева нагрева, хотя, быть может, и менее конструктивно удобные, как например, нагрев плазмы в скрещенных электрических и магнитных полях, либо объемной ионизацией, либо ударными ионизирующими волнами /15/.

Таким образом, из вышеизложенного следует, что на первый взгляд не существует принципиальных возражений для осуществления предложенной системы. Однако, не вызывает сомнения, что при практическом решении проблемы могут встретиться существенные трудности, несмотря на то, что такое серьезное препятствие, как бомовская диффузия с самого начала в данном решении обойдено.

В заключение авторы выражают благодарность Г.И.Будкеру за поддержку и интерес к работе, а также А.А.Галееву, С.С.Моисееву и А.М.Фридману за полезные дискуссии.

## Л и т е р а т у р а

1. Л.А.Арцимович. Управляемые термоядерные реакции, М., Физматгиз, 1961.
2. J.D.Lawson, Proc. Phys. Soc., 70 B, 6 (1957).
3. C.Maisonier, Nuovo Cimento, XLII B, 2 (1966), p.332.
4. Н.В.Филиппов и др. Nuclear Fusion, Suppl., part 2 (1962), p.577.  
J.W.Mather, in " Plasma Physics and Controlled Fusion Research ", vol.II, Vienna, 1966, p.389.
5. J.G.Linhart, Proc. of 4<sup>th</sup> Symposium on Engineering Problem in Thermonuclear Research, 1966, Frascati, Italy.
6. F.Herlach, H.Knoepfel, Rev. Sci. Instr., 36, 1088 (1965).  
С.Г.Алиханов и др., Атомная энергия (в печати).
7. J.G.Linhart, Nuclear Fusion, Suppl., part 2 (1962), p.733.
8. А.И.Морозов, Л.С.Соловьев. В сб. "Вопросы теории плазмы", т.2, М., Госатомиздат, 1963.
9. М.А.Леонтович. В сб. "Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций", т.1, АН СССР, 1958.
10. А.А.Галеев и др. Атомная энергия, 15, 451 (1961).
11. Б.Б.Кадомцев, О.П.Погуце. in " Plasma Physics and Controlled Fusion Research ", vol.I, Vienna, 1966, p.365.
12. H.P.Furth et.al. , Phys. Fluids , v.6, 4, 459 (1963).
13. Л.А.Арцимович и др. in " Plasma Physics and Controlled Fusion Research ", vol.II, Vienna, 1966, p.595.
14. П.Я.Бурченко и др., В кн. "Взаимодействие заряженных частиц с плазмой", Киев, Наукова думка, 1967.
15. А.С.Колб, Phys. Rev., 107, 345 (1957).  
Phys. Rev., 107, 197 (1957) .

---

Ответственный за выпуск Б.С.ЭСТРИН  
Подписано к печати 23.УІ-1967 года  
Усл.0,5 печ.л., тираж 250 экз. Бесплатно  
Заказ № 140

---

Отпечатано на роталпринте в ИЯФ СО АН СССР