

Δ.46

55

СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ АН СССР
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

Г.И.Димов, Г.В.Росляков

ЛОВУШКА С АМБИПОЛЯРНЫМИ
ПРОБКАМИ

ПРЕПРИНТ 80-152

СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
ОБЛАСТНОЕ ЦЕНТРАЛЬНОЕ УЧЕБНО-НАУЧНОЕ
ИЗДАТЕЛЬСТВО



Новосибирск

О г л а в л е н и е

	Стр.
1. Продольное удержание плазмы амбиполярными полями в открытых ловушках.....	3
2. Предложения по усовершенствованию ловушки с амбиполярными пробками.....	11.
3. Энергобаланс ловушки в классическом приближении.....	15.
4. Устойчивость плазмы в ловушке.....	21.
5. Поперечная диффузия плазмы.....	31.
6. Экспериментальные установки и результаты экспериментов.....	37.
7. Термоядерные реакторы на основе амбиполярных ловушек.....	44.
Л и т е р а т у р а.....	50.

1. Продольное удержание плазмы амбиполярными полями в открытых ловушках

Одним из возможных способов увеличения времени удержания плазмы в открытых ловушках по отношению к ее уходу вдоль магнитного поля является создание электрических барьеров на открытых концах ловушки. Пусть в соленоидальном магнитном поле создано распределение электрического потенциала ψ вдоль силовых линий, как это показано на рис.1. Тогда ионы плазмы в продольном направлении будут удерживаться положительными электрическими барьерами $\Delta\psi$, а электроны – отрицательными электрическими барьерами ψ_0 . Разумеется, что при этом должно выполняться условие квазинейтральности плазмы по всей длине ловушки, включая ее концевые участки с электрическими барьерами; на этих участках необходимая плотность ионов должна поддерживаться другим способом (инерциальное удержание, удержание магнитным полем).

Создание электрических полей в плазме на концевых участках возможно за счет поляризации плазмы. Пусть на концевом участке соленоидального магнитного поля (см. рис.2) стационарно поддерживается сгусток плазмы за счет перезарядной инжекции ионов (захват в магнитном поле ионов и электронов, образующихся в результате ионизации быстрых атомов, вводимых поперек магнитного поля, на растекающейся вдоль поля плазме). При этом продольное распределение плазмы в сгустке будет определяться растеканием более инерционного компонента плазмы – ионов. Это распределение можно контролировать, регулируя распределение потока инжектируемых атомов. Не представляется невозможным достаточно плавное продольное распределение ионов в сгустке. Электроны могут иметь более высокую скорость растекания вдоль поля, в результате сгусток плазмы поляризуется – в центре сгустка образуется избышек ионов, по концам сгустка образуется избышек электронов. Возникающее при поляризации плазмы электрическое поле (см.рис.2) удерживает более быстрые электроны и автоматически устанавливается такой величины, при которой уход электронов сравнивается с уходом ионов. Если при этом величина электрических барьеров для электронов ψ_k значительно превышает температуру электронов T_e , то электроны оказываются запертыми в продольной электрической яме, находятся с хорошей точностью в равновесном состоянии.

Тождественное равенство
$$n_e = n_i - (n_i - n_e) \tag{1}$$

можно переписать в виде

$$\frac{\partial p_e}{\partial z} = -\frac{\partial p_{iz}}{\partial z} + \frac{\partial T_{zz}}{\partial z}; \tag{1a}$$

где $\frac{\partial p_e}{\partial z} = -en_e E_z$ – градиент давления электронов, удерживаемых вдоль магнитного поля только электрическим полем;

$\frac{\partial p_{iz}}{\partial z} = en_i E_z$ – градиент продольного давления (натяжения), передаваемого ионам электрическим полем;

$$\frac{\partial T_{zz}}{\partial z} = e(n_i - n_e) E_z = \frac{\partial}{\partial z} \frac{E_z^2}{8\pi} \text{ – градиент натяжения электрического поля.}$$

Из (1) видно, что

$$\frac{\partial T_{zz}}{\partial z} \ll \frac{\partial p_{iz}}{\partial z}. \tag{2}$$

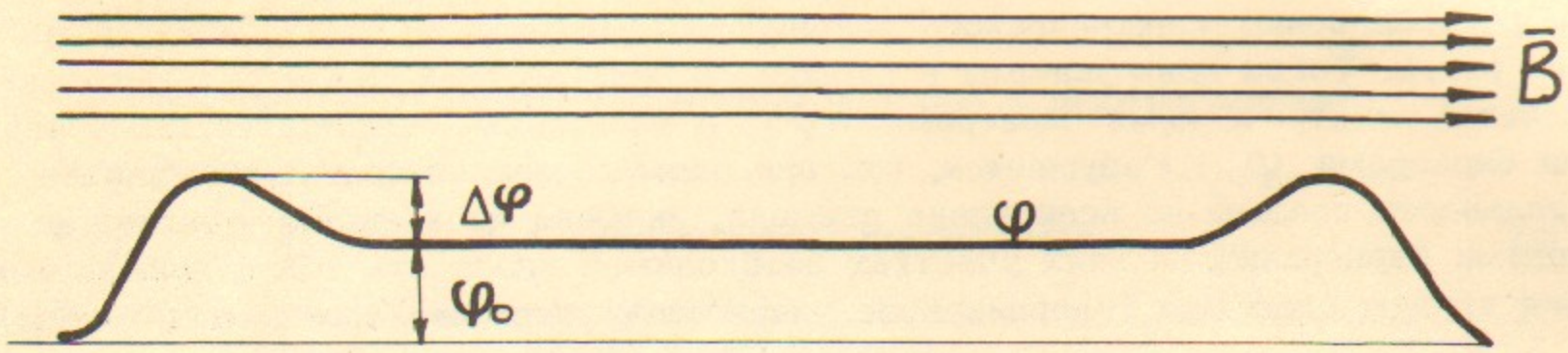


Рис.1

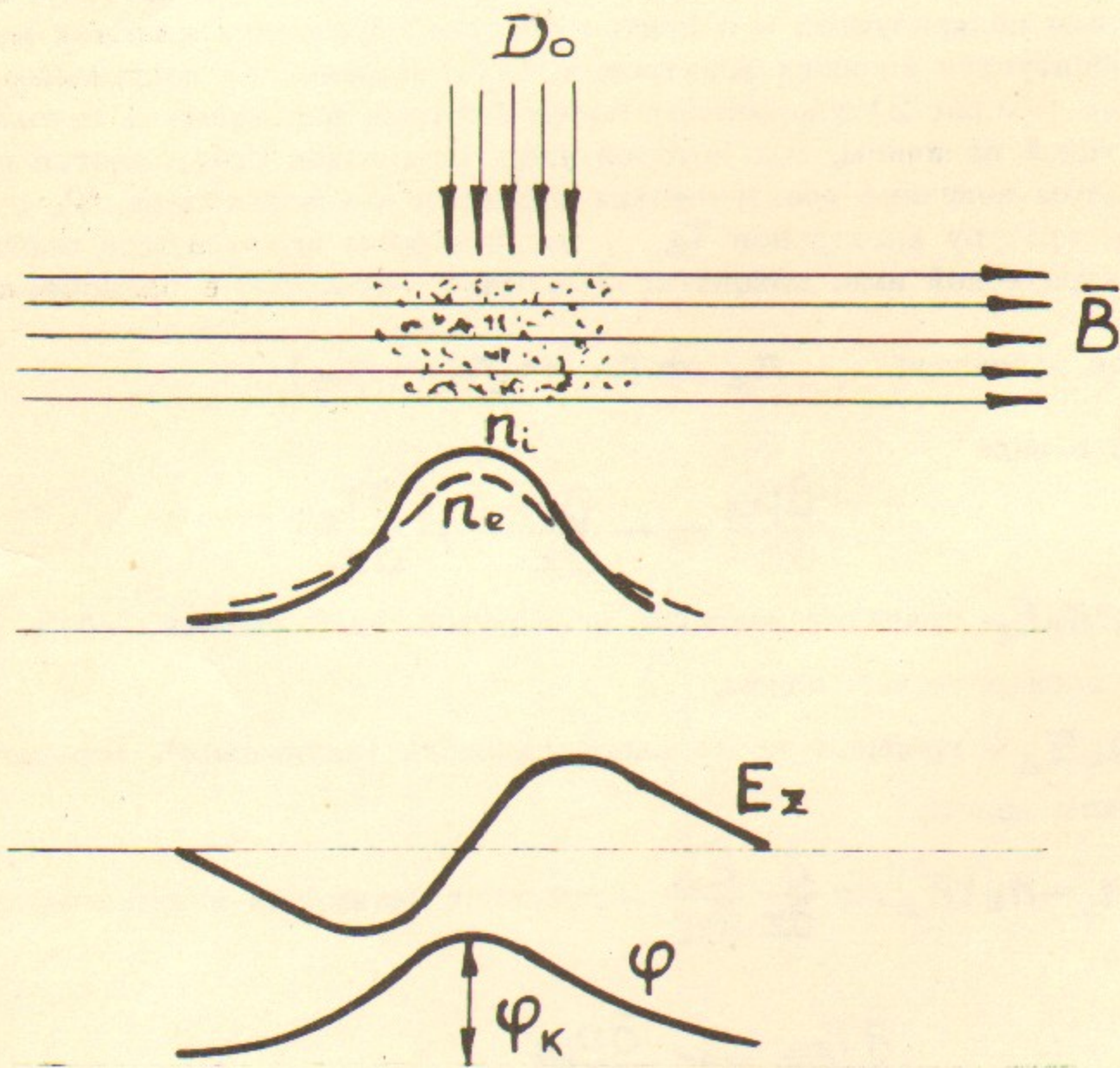


Рис.2

Отсюда следует, что натяжение поляризационного электрического поля $E_z^2/8\pi$ не играет существенной роли в поддержании давления электронов плазмы. Основная роль электрического поля состоит в передаче давления электронов на ионы (электроны, отражаясь от электрического барьера, передает ему свой импульс; одновременно электрическим полем этот импульс передается ионам).

Пусть на обоих концах соленоидального магнитного поля поддерживаются сгустки плазмы и не допускается накопление заряженных частиц между ними. Тогда на концевых участках образуются положительные электрические барьеры высотой φ_k по рис.2, а на основной длине создается потенциальная яма для положительно заряженных частиц (см.рис.3а). Если в эту потенциальную яму ввести плазму с достаточно малой плотностью, чтобы эта плазма не оказывала большого влияния на поляризацию концевых сгустков плазмы, и ионной температурой $T_{i0} \ll \varphi_k$, то на поведение этой (будем ее называть основной) плазмы концевые электрические барьеры окажут существенное влияние. Ионы основной плазмы не смогут свободно растекаться вдоль магнитного поля, только небольшая их часть сможет проникнуть в электрические барьеры и еще меньшая часть будет вытекать через барьеры. Между барьерами установится равномерная плотность ионов. Поскольку электроны основной плазмы могут свободно растекаться, на торцах основной плазмы образуется избыток ионов, ее потенциал поднимется, соответственно уменьшится глубина потенциальной ямы для ионов основной плазмы до величины $\Delta\varphi$ по рис.3в. Однако при этом потенциалы концевых сгустков плазмы сохранятся. В результате появятся отрицательные электрические барьеры для электронов основной плазмы высотой $\varphi_0 = \varphi_k - \Delta\varphi$. Результирующее распределение электрического потенциала на концевых участках можно рассматривать как результат суперпозиции концевых сгустков плазмы и основной плазмы (см.рис.3). При этом основная плазма, в отличие от концевых сгустков, поляризуется только на своих концах, как показано на рис.3б, что связано с постоянством плотности ионов по основной ее длине. Соотношение барьеров $\Delta\varphi$ и φ_0 автоматически устанавливается таким, что потоки уходящих ионов и электронов основной плазмы были одинаковыми. Таким образом, за счет поляризации плазмы можно создать на концах соленоидального магнитного поля двойные электрические барьеры для продольного удержания основной плазмы в целом. Эти двойные барьеры и соответствующие поляризационные электрические поля нами названы амбиполярями.

Все электроны, относящиеся как к основной плазме, так и к концевым сгусткам, находятся в общей потенциальной яме и смешиваются между собой. При условии

$$\exp - \frac{\varphi_0}{T_e} \ll 1 \quad (3)$$

обобщенные электроны находятся в равновесии, имеют общую температуру и распределены вдоль магнитного поля по закону Больцмана

$$n_e = n_0 \exp \frac{\varphi - \varphi_0}{T_e}; \quad (4)$$

где n_0 - плотность основной плазмы (электронов) в однородной части.

Вследствие условия квазинейтральности с высокой точностью $n_e = n_i$ и распределение потенциала связывается с распределением ионов

$$\varphi = \varphi_0 + T_e \ln \frac{n_i}{n_0}; \quad (5)$$

где $n_i = n_i(0) + n_i(k)$ - суммарная плотность ионов;

$n_i(0)$ - плотность ионов основной плазмы;

$n_i(k)$ - плотность ионов в концевых сгустках.

Отсюда следует, что напряженность поляризационного электрического поля в плазме определяется градиентом плотности ионов, и если имеется возможность поддерживать плавное распределение ионов, то можно создать сколь угодно протяженные электрические поля и иметь высокие электрические барьеры при достаточно малой напряженности электрического поля.

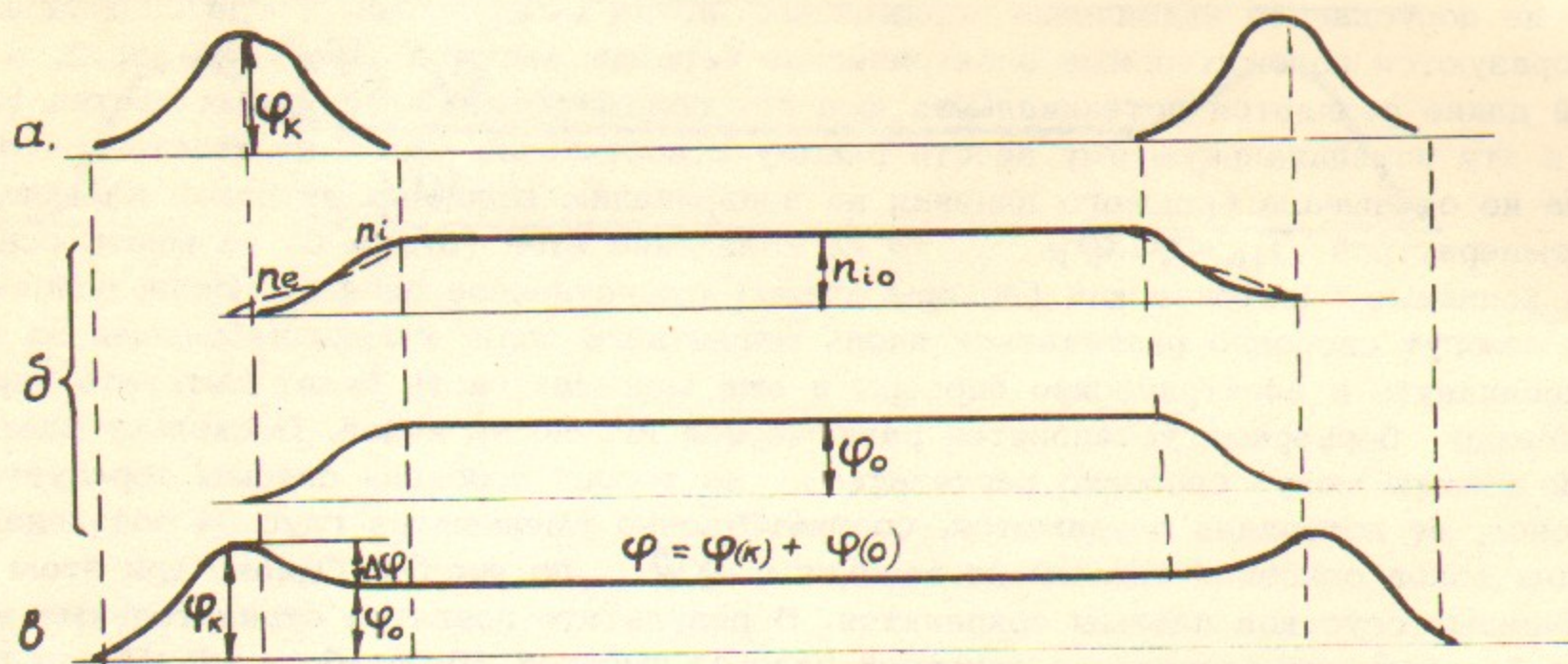


Рис. 3.

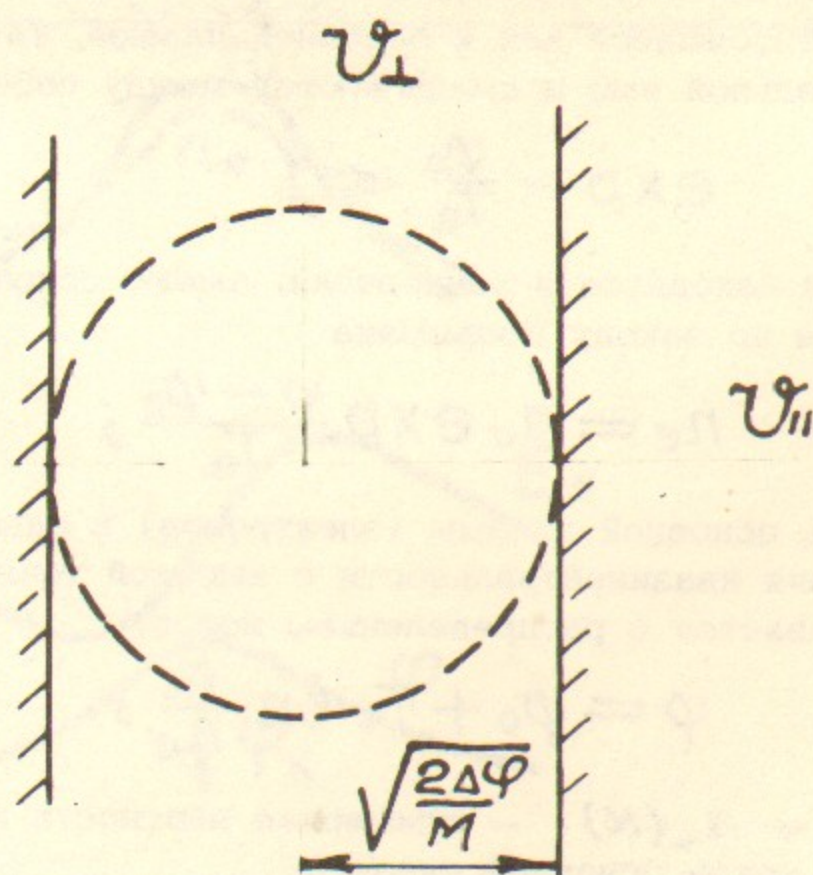


Рис. 4.

Из (5) следует

$$\Delta\varphi = T_e \ln \frac{n_k}{n_0}; \quad (6)$$

где n_k — пиковая плотность плазмы в концевых сгустках.
Условие хорошего удержания ионов основной плазмы

$$\exp - \frac{\Delta\varphi}{T_{i0}} \ll 1 \quad (7)$$

ведет к требованию на соотношение плотностей n_0 и n_k

$$\left(\frac{n_k}{n_0}\right)^{\frac{T_e}{T_{i0}}} \gg 1. \quad (8)$$

При этом вследствие равенства времен жизни ионов и электронов будет выполнено и условие (3).

Время жизни основной плазмы по отношению к ее уходу вдоль магнитного поля определяется временем жизни ионов в одномерной потенциальной яме глубиной $\Delta\varphi$. При $\Delta\varphi \gg T_{i0}$ уход ионов определяется рассеянием подбарьерных частиц с энергией $W \sim \Delta\varphi$. Для таких частиц времена продольного замедления и отклонения равны: $\tau_{||} = \tau_{\perp}$. Поэтому уход ионов через соответствующие границы в пространстве скоростей (см. рис. 4) будет определяться как диффузией частиц за сферу радиусом $\sqrt{2\Delta\varphi/M}$, так и их диффузией по углу до пересечения плоских границ, перпендикулярных оси $v_{||}$ и удаленных от начала координат на расстояние $\pm \sqrt{2\Delta\varphi/M}$. Для оценки времени жизни можно принять, что оно определяется временем рассеяния ионов из области $v > \sqrt{2\Delta\varphi/M}$ на угол ~ 1 :

$$\tau_0 \sim \tau_{\perp}^{ii}(W) \frac{n}{\Delta n} \quad \text{при } W \sim \Delta\varphi \quad (9)$$

где Δn — плотность ионов в области $v > \sqrt{2\Delta\varphi/M}$.
Примем распределение частиц в области $v > \sqrt{2\Delta\varphi/M}$ по Максвеллу, что ведет к занижению определяемого времени жизни (в действительности плотность частиц в этой области ниже).

Тогда

$$\frac{\Delta n}{n} = 1 - F(v) \quad \text{при } v = \sqrt{\frac{2\Delta\varphi}{M}}; \quad (10)$$

где

$$F(v) = \left(\frac{M}{2\pi T_{i0}}\right)^{3/2} \int_0^v e^{-\frac{Mv^2}{2T}} 4\pi v^2 dv.$$

При переходе к безразмерной переменной $x = \sqrt{Mv^2/2T_{i0}}$ функция $F(x)$ записывается в виде

$$F(x) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} t^2 dt.$$

При $x \gg 1$

$$F(x) \approx 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} x e^{-x^2}.$$

Подставляя в (9) приближенное значение $\Delta n/n$ и значение

$$n_{\perp}^{ii}(W) = \frac{1}{2\sqrt{2}\pi} \frac{\sqrt{M}}{e^{\gamma\lambda}} W^{3/2} \quad (11)$$

при $W = \Delta\varphi$ получим

$$n\tau_0 \sim \frac{1}{4\sqrt{2}\pi} \frac{\sqrt{M}}{e^{\gamma\lambda}} \Delta\varphi \sqrt{T_{i0}} \exp \frac{\Delta\varphi}{T_{i0}}; \quad (12)$$

где λ — кулоновский логарифм.

Время жизни в потенциальной яме может быть оценено также по формуле Пастухова /17/, если входящее в нее пробочное отношение приравнять единице. По формуле Пастухова величина $n\tau_c$ оказывается больше значения, определяемого формулой (12), в 4 раза, что можно было и ожидать. Формулу (12) можно переписать в виде:

$$\tau_c \sim \tau_i \frac{\Delta\varphi}{T_{ic}} \exp \frac{\Delta\varphi}{T_{ic}} ; \quad (13)$$

где τ_i — ионное время релаксации.

Время жизни плазмы в классической ловушке $\sim \tau_i$. Из (13) видно, что продольное время жизни частиц, удерживаемых амбиполярными полями, может быть значительно выше.

Энергозатраты на поддержание амбиполярных барьеров (пробок) не зависят от длины ловушки. Термоядерная энергия, выделяемая в основной плазме, при достаточно большой длине ловушки может стать много больше этих энергозатрат. Тем не менее очень важно уменьшать энергозатраты на поддержание амбиполярных пробок, чтобы энергодбаланс ловушки в целом был положительным при не очень большой ее длине.

Естественным путем для достижения этой цели является использование магнитного продольного удержания ионов в концевых сгустках плазмы. Для этого необходимо к торцам соленоидального магнитного поля пристыковать по короткому пробкотрону (см.рис. 5).

Поддерживая за счет перезарядной инъекции сгустки плазмы в концевых пробкотронах можно создать достаточно высокие амбиполярные барьеры. При этом необходимо, чтобы магнитные силы, удерживающие ионы в концевых сгустках значительно превосходили электрические силы, выталкивающие ионы из пробкотронов и удерживающие электроны и ионы основной плазмы, то есть

$$\frac{W_{ik}}{B} \nabla B \gg \nabla \varphi ; \quad (14)$$

где W_{ik} — поперечная энергия ионов в сгустках. Из (14) следует

$$\langle W_{ik} \rangle \gg \frac{\varphi_k^*}{R_k - 1} ; \quad (15)$$

где R_k — пробочное отношение в концевых пробкотронах,

φ_k^* — перепад потенциала между средней плоскостью сгустков и наружными пробками (см.рис.5).

Выполнение условия (15) необходимо и для ослабления конусной неустойчивости в концевых пробкотронах.

Время жизни ионов в концевых пробкотронах растет с их энергией W_{ik} и, как это следует из фоккер-планковских расчетов, пропорционально $\langle W_{ik} \rangle^{3/2}$. Энергозатраты на поддержание сгустков падают с энергией ионов примерно пропорционально $\langle W \rangle^{-1/2}$. Таким образом, повышая энергию инъекции в концевые пробкотроны, можно иметь достаточно малые энергозатраты на поддержание амбиполярных барьеров.

Для обеспечения гидродинамической устойчивости плазмы магнитное поле в концевых пробкотронах должно иметь минимум не только в продольном, но и в поперечном направлении. Для этого к продольному, бочкообразному полю добавляется поперечное квадрупольное поле. Геометрия магнитного поля ловушки с амбиполярными пробками в концевых пробкотронах с "минимумом В" показана на рис. 6. Благодаря благоприятной кривизне магнитного поля в концевых пробкотронах условие желобковой устойчивости оказывается возможным выполнить для ловушки в целом, хотя кривизна магнитного поля на переходных участках между концевыми пробкотронами и соленоидом (см.рис.6) неблагоприятна.

Ловушка с амбиполярными пробками была предложена в ИЯФ СО АН СССР в 1974 году. Первая публикация по ней была сделана только после детальных фоккер-планковских расчетов в 1976 году /42,43/. Независимо ловушка с амбиполярными пробками была предложена Т.К.Фаулером и Б.Г.Логаном в Ливерморской лаборатории в 1976 году (публи-

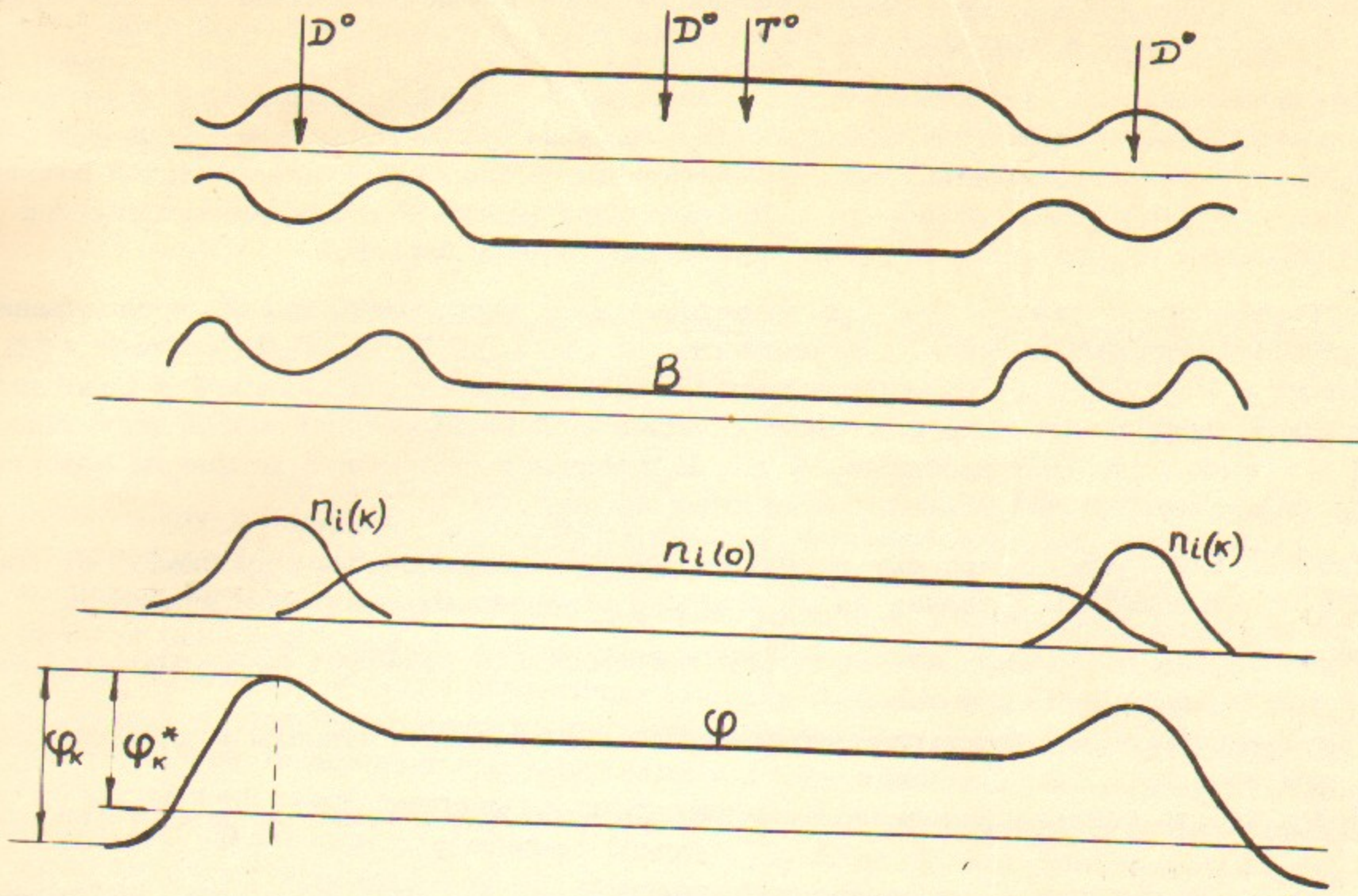


Рис.5.

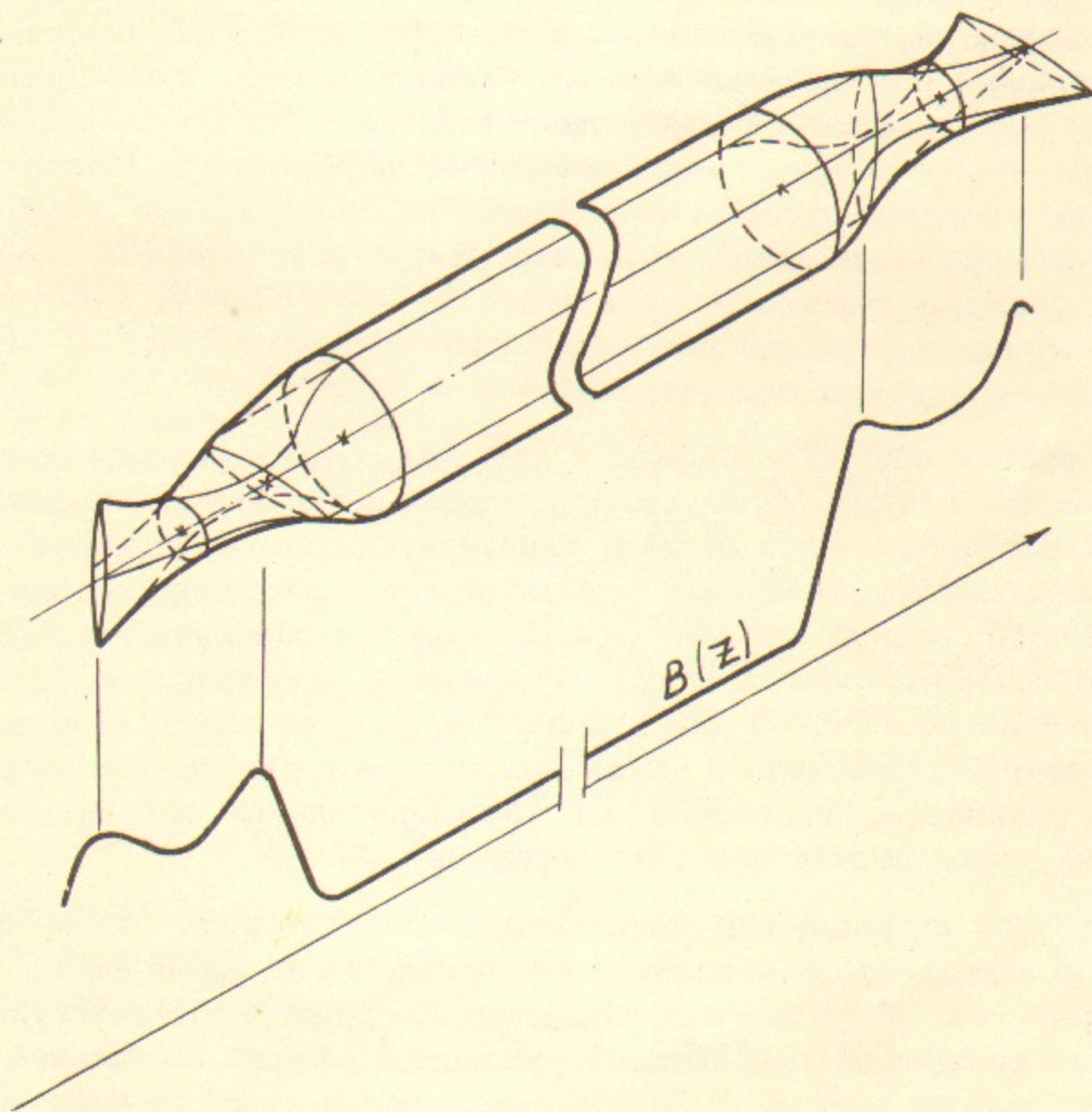


Рис.6.

кация относится к 1977 году /4/). Названа она ими тандемной зеркальной ловушкой. К этим работам близка публикация Келли (1967 год), в которой была предложена система из 3-х пробкотронов для небольшого увеличения времени жизни плазмы за счет ликвидации амбиполярного поля в центральном пробкотроне /5/.

Кроме принципиальной (теоретической) возможности создания термоядерного реактора на основе ловушки с амбиполярными пробками важным обстоятельством являются результаты более чем двадцатилетних экспериментальных исследований классической открытой ловушки. Эти результаты позволяют надеяться накапливать и поддерживать сгустки плазмы в концевых пробкотронах для создания амбиполярных барьеров.

В настоящее время разворачиваются теоретические и экспериментальные исследования ловушек с амбиполярными пробками. В частности, в 1977-1978 гг. Д.Д.Рютовым и Г.В. Ступаковым в ИЯФ СО АН СССР была разработана теория неоклассической и резонансной поперечной диффузии плазмы, связанной с аксиальной несимметрией магнитного поля

в ловушках с амбиполярными пробками /6-8/. Б.В.Чириков исследовал механизм резонансной диффузии с точки зрения динамики отдельных частиц /9/.

Основными ключевыми вопросами физики ловушек с амбиполярными пробками, от которых зависит перспектива создания на их основе термоядерных реакторов являются:

1. Возможность подавления конусных неустойчивостей в концевых пробкотронах с достаточно небольшими энергозатратами.
2. Возможность обеспечения гидродинамической устойчивости плазмы в длинном соленоидальном поле.)
3. Возможность ограничения поперечных потерь основной плазмы до допустимого уровня.

Ряд обстоятельств позволяет надеяться уменьшить до допустимого уровня энергозатраты на подавление конусной неустойчивости в концевых пробкотронах. Во-первых, теоретически ожидается уменьшение необходимой для подавления неустойчивости плотности "теплой" плазмы с увеличением радиуса плазмы. Наблюдавшееся на установке 2X11В повышение электронной температуры с увеличением радиуса плазмы с двух до пяти гирорадиусов является косвенным экспериментальным подтверждением этой зависимости /10/. В ловушке с амбиполярными пробками добавление "теплой" плазмы в концевые пробкотроны за счет естественного потока основной изотропной плазмы из соленоидальной части может оказаться достаточным. Во-вторых, предварительные эксперименты в Массачусетсе и Ливерморе /11/ позволяют надеяться, по крайней мере, на значительное ослабление конусной неустойчивости с помощью электронных пучков. В-третьих, имеются теоретические соображения, что неоднородность плазмы и магнитного поля в условиях контакта концевых сгустков плазмы с основной изотропной плазмой может привести к ослаблению конусной и неизотропной неустойчивости в концевых сгустках.

Вопрос об устойчивости основной плазмы в длинном соленоидальном поле является экспериментально неисследованным. Вследствие близкого к равновесному распределения по скоростям ионов и электронов этой плазмы кинетических неустойчивостей здесь не ожидается, хотя для исключения дрейфовых неустойчивостей необходимо выполнить ряд требований к параметрам основной плазмы. Однако имеются опасения по МГД-неустойчивости и поперечным потерям плазмы. В случае концевых пробкотронов "с минимумом В" теоретически не ожидается желобковой неустойчивости, тем не менее этот вопрос требует экспериментальной проверки. Баллонные моды ограничивают давление плазмы, центробежная неустойчивость ограничивает длину ловушки. Предварительные оценки допустимого значения β и допустимой длины достаточно оптимистичны.

Вследствие аксиальной несимметрии магнитного поля на торцах соленоида поперечное время жизни ионов может здесь оказаться меньше времени продольного удержания. Однако при малых значениях β имеется возможность подобрать конфигурацию магнитного поля на торцах соленоида, при которой указанный эффект аксиальной несимметрии можно свести практически к нулю /12/. Вопрос о поперечных потерях при больших значениях β остается до конца не выясненным.

Другой путь избавления от больших поперечных потерь — переход к аксиально-симметричной или близкой к ней системе. Заслуживает внимание также переход от квадратного поля в концевых пробкотронах к более мультипольному (например, октупольному). В последнем случае геометрия магнитного поля на торцах соленоида будет близка к аксиально-симметричной и соответственно поперечные потери должны существенно снизиться.

2. Предложения по усовершенствованию ловушки с амбиполярными пробками

В 1979 году Д.Е.Балдвиним, В.Г.Логаном и Т.К.Фаулером было предложено создать между концевыми сгустками плазмы и основной плазмой тепловые барьеры для электронов [13]. Эти барьеры позволяют поддерживать температуру электронов в концевых пробкотронах на более высоком уровне по сравнению с электронной температурой основной плазмы. Увеличение электронной температуры в концевых пробкотронах позволяет создать достаточно высокие амбиполярные барьеры при относительно низкой плотности концевых сгустков плазмы. Для реализации этой идеи было предложено между концевыми пробкотронами и соленоидальном полем построить промежуточные аксиально-симметричные пробкотроны с относительно слабым магнитным полем и большим пробочным отношением (см.рис.7). Если больше ничего не делать, то в промежуточных пробкотронах будет находиться основная плазма с плотностью n_0 , распределенная в пространстве скоростей по Максвеллу. Ионы этой плазмы в промежуточных пробкотронах можно разделить на две группы: пролетные, находящиеся по скоростям в конусах потерь, и захваченные в пробкотроны. Имеется несколько способов удалять захваченные ионы из промежуточных пробкотронов. Один из способов состоит в инъекции атомарных пучков под углом к оси системы в пределах конусов потерь (см.рис.7 и 8). Энергия атомов (дейтонов) порядка средней энергии ионов основной плазмы. Инжектируемые атомы после перезарядки на ионах в промежуточных пробкотронах становятся пролетными ионами. Ионы плазмы, как пролетные, так и захваченные, в результате перезарядки уходят из промежуточных пробкотронов в виде атомов. Хотя при перезарядке добавление пролетных ионов превышает потери таких ионов количество пролетных ионов в промежуточных пробкотронах не изменяется благодаря их быстрому перемешиванию с ионами в соленоиде. Захваченные же ионы при перезарядке непрерывно выбрасываются без компенсации. Если интенсивность атомарных пучков, инжектируемых в промежуточные пробкотроны, будет достаточной для того, чтобы время жизни захваченных ионов по перезарядке на этих пучках было много меньше времени их жизни в промежуточных пробкотронах по рассеянию, то плотность плазмы в этих пробкотронах упадет примерно до плотности пролетных ионов, то есть в $\sim 0,5 R_E$ раз (где R_E — пробочное отношение промежуточных пробкотронов). Соответственно падению плотности плазмы в промежуточных пробкотронах возникнут отрицательные электрические барьеры (см.рис.7), которые и могут служить тепловыми барьерами для электронов.

Высота этих барьеров (по закону Больцмана)

$$\varphi_s = T_{e0} \ln \frac{n_0}{n_s}; \quad (16)$$

где n_s — минимальная плотность плазмы в промежуточных пробкотронах; T_{e0} — температура электронов основной плазмы.

С другой стороны *

$$\varphi_s + \Delta\varphi = T_{ek} \ln \frac{n_k}{n_s}; \quad (17)$$

* Формула (17) уточнена Р.Коэном с сотрудниками в препринте Ливерморской лаборатории UCRL -84147 (1980 г.), где учтено отклонение функции распределения электронов от равновесной.

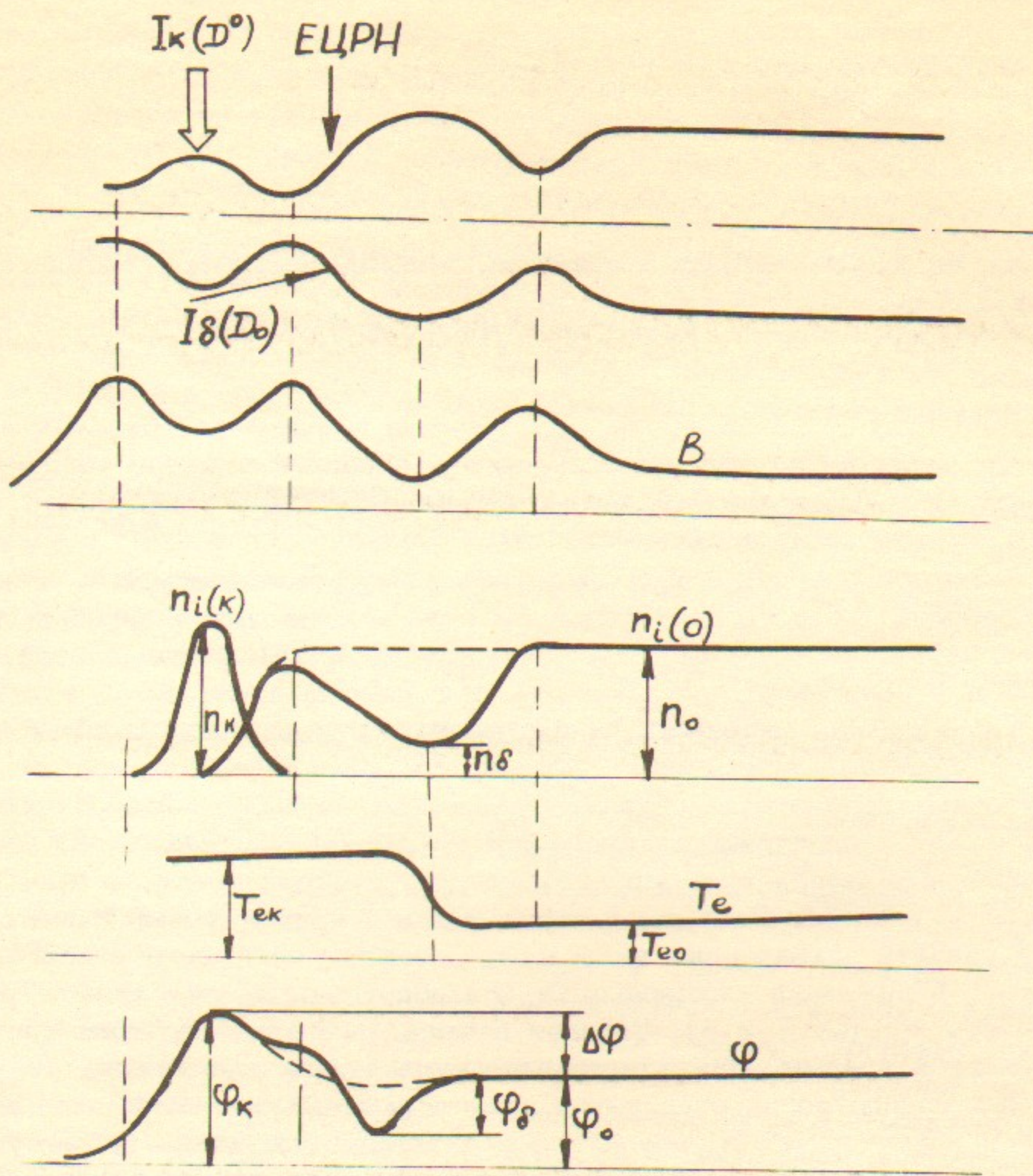


Рис. 7.

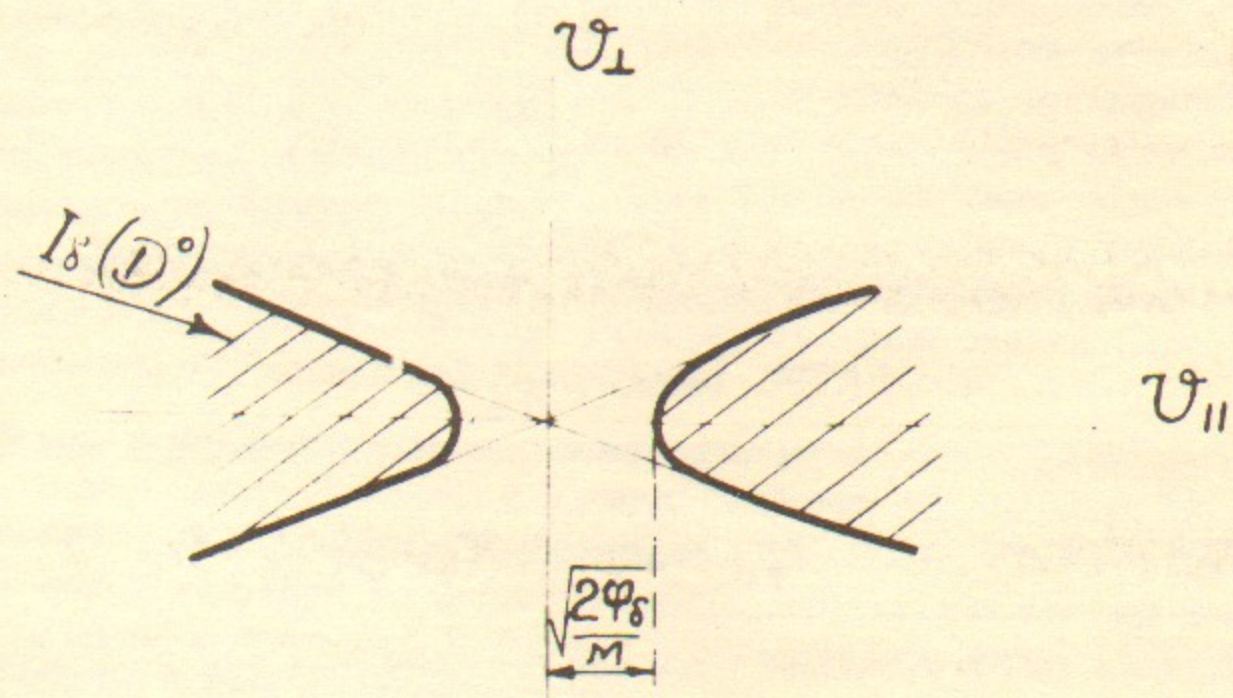


Рис. 8.

где $T_{ек}$ - температура электронов в концевых сгустках плазмы.
Из (16) и (17) следует

$$\Delta\varphi = T_{ек} \ln \frac{n_k}{n_0} + (T_{ек} - T_{е0}) \ln \frac{n_0}{n_8} \quad (18)$$

Из (18) видно, что достаточно высокий барьер для ионов основной плазмы $\Delta\varphi$ может быть получен, в отличие от исходной схемы, при $n_k \ll n_0$, если $T_{ек} > T_{е0}$.

К сожалению, описанная схема с тепловыми барьерами имеет трудно преодолимый порок. С учетом минимума потенциала в промежуточных пробкотронах распределение пролетных ионов по скоростям имеет вид достаточно хорошо выраженных двух встречных пучков (заштрихованные области на рис.8). В результате этого здесь может возбуждаться достаточно сильная двухпучковая неустойчивость. Анализ этой "инверсно-конусной" неустойчивости в работе /14/ показал, что подавление ее допустимой примесью изотропных ионов не представляется возможным. Поиски путей реализации тепловых барьеров продолжаются /15/. Введение тепловых барьеров существенно улучшило бы энергобаланс ловушки, не говоря уже о значительном снижении магнитного поля и энергии инжекции в концевых пробкотронах.

Чтобы исключить аксиальную несимметрию магнитного поля на торцах соленоида, ведущую к повышенным поперечным потерям основной плазмы, было предложено сохранить аксиальную симметрию поля в концевых пробкотронах с амбиполярными барьерами для удержания ионов основной плазмы, а для обеспечения желобковой устойчивости добавить на каждом конце ловушки еще по одному пробкотрону с "минимумом В".

Другое предложение связано с реализацией выноса потенциального барьера для электронов φ_0 за наружные пробки концевых пробкотронов. Если, как и в предыдущей схеме, присоединить к концевым пробкотронам еще 2 дополнительных с плотностью плазмы, равной плотности основной плазмы, то в основных концевых пробкотронах перепад потенциала может быть снижен, а в дополнительных пробкотронах аналогичный перепад потенциала будет также относительно невысоким.

Амбиполярная ловушка с двумя последовательными пробкотронами на каждом конце, в которой реализуются два последних предложения, представляется достаточно перспективной. Схема такой ловушки представлена на рис.9. Внутренние (главные) пробкотроны с высокой плотностью плазмы имеют магнитное поле в половине, смежной с соленоидом, близкое к аксиально-симметричному. Плазма в наружных (дополнительных) пробкотронах имеет плотность, близкую к плотности основной плазмы. Соответственно магнитное поле в этих пробкотронах существенно слабее магнитного поля в главных пробкотронах. Для обеспечения МГД-устойчивости магнитное поле в дополнительных пробкотронах должно иметь достаточно глубокий минимум в поперечном распределении, а плазма в этих пробкотронах должна иметь наиболее высокое значение β . За счет заполнения потенциальной ямы в промежуточных пробках теплыми ионами ($n_i(T)$ на рис.9) в главных пробкотронах значительно снижается перепад потенциала до величины, близкой к $\Delta\varphi$. Благодаря этому неизотропность распределения ионов в главных пробкотронах становится относительно небольшой, что облегчает подавление соответствующих неустойчивостей потоком изотропной плазмы из соленоида. При этом сгустки плазмы с горячими ионами в главных пробкотронах могут иметь относительно небольшую длину, соответственно может быть уменьшена длина всей ловушки. В дополнительных пробкотронах перепад потенциала также уменьшается на величину $\sim \Delta\varphi$ по сравнению с исходной основной схемой ловушки до величины порядка $\varphi_0 - 3T_e$ (перепад потенциала $\sim 3T_e$ выносится за пробки по потоку вытекающей из пробок плазмы). Кроме этого в дополнительных пробкотронах можно облегчить подавление конусных неустойчивостей за счет образования провала потенциала в медианной плоскости путем инжекции ионов под большими углами к силовым линиям. Связанное с этим удлинение сгустков плазмы с горячими ионами в дополнительных пробкотронах не сильно повлияет на необходимую длину соленоида, поскольку энергозатраты на поддержание этих сгустков будут относительно небольшими благодаря их малой плотности.

При достаточно больших радиусах плазмы в концевых пробкотронах, когда можно не

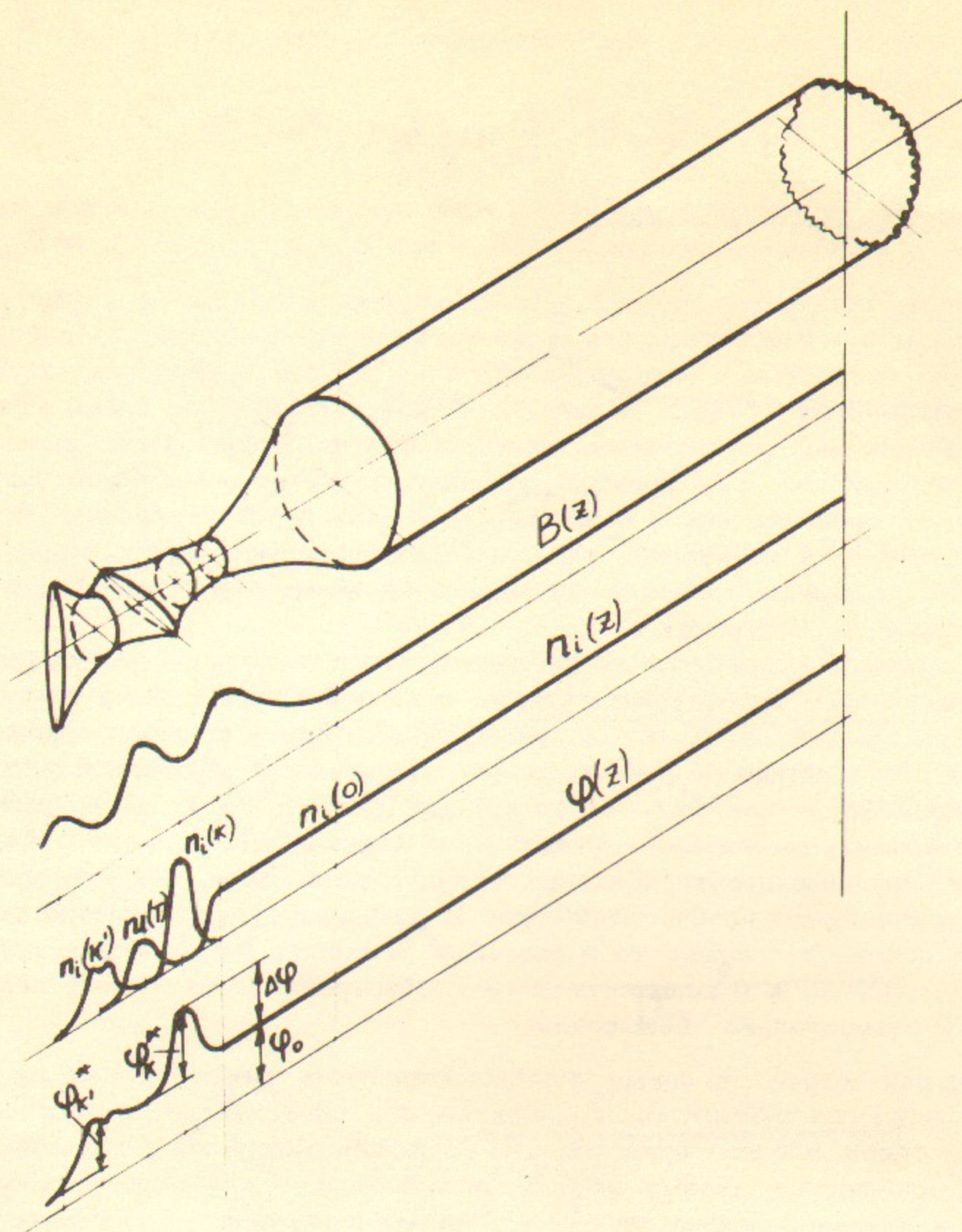


Рис.9.

опасаться конусных неустойчивостей в них, появляется возможность снизить среднюю энергию ионов примерно в $\frac{\psi_k - 3Te}{\Delta\psi}$ раз в главных пробкотронах и в $\frac{\psi_k - 3Te}{\psi_0 - 3Te}$ раз в дополнительных пробкотронах по сравнению с исходной схемой. При использовании дополнительного подогрева электронов это позволяет соответственно снижать магнитное поле и энергию инжекции в концевых пробкотронах.

Таким образом, за счет некоторого усложнения концевых участков, в амбиполярной ловушке можно увеличить запас устойчивости по конусным модам или снизить параметры концевых пробкотронов, а так же уменьшить поперечные потери основной плазмы за счет симметризации магнитных пробок, смежных с соленоидом.

В принципе имеется возможность создания аксиально-симметричной амбиполярной ловушки с кольцевыми концевыми пробкотронами с "минимумом В" с геометрией катушек типа Андреолетти-Фюрта. Основанные на этой возможности схемы амбиполярных ловушек были предложены В.В. Арсениным [16] и Б.Г. Логаном [17]. Однако при заданном по усло-

виям устойчивости радиальном размере плазмы в концевых пробкотронах объем этой плазмы в кольцевом пробкотроне на порядок больше объема плазмы в обычном пробкотроне. Соответственно при заданном коэффициенте усиления мощности на порядок возрастает минимальная мощность амбиполярного реактора. Тем не менее в будущем эта схема может оказаться рациональной.

3. Энергобаланс ловушки в классическом приближении

Чтобы ловушка могла служить термоядерным реактором, необходимо существенное превышение энергии, выделяющейся в термоядерных реакциях, над всеми затратами энергии на получение и поддержание горячей плазмы в ловушке. Энергобаланс термоядерной энергетической системы в основном определяется коэффициентом усиления мощности Q , равным отношению термоядерной мощности к мощности, вводимой непосредственно в плазму. Для $D-T$ реакторов в термоядерную мощность обычно включают не только энергию, выделяющуюся в реакции синтеза в плазме $D+T \rightarrow n+\alpha + 17,58$ МэВ, но и энергию, выделяющуюся в литиевом blankets в реакции $n + Li \rightarrow He + T + 4,8$ МэВ, поскольку без литиевого blankets, в котором воспроизводится тритий, $D-T$ реакторы функционировать не могут. Для чистого термоядерного реактора необходимо $Q \gg 1$.

В самоподдерживающемся термоядерном $D-T$ реакторе для поддержания горячей плазмы достаточно мощности α -частиц, рождающихся в $D-T$ реакциях с энергией $E_\alpha = 3,52$ МэВ. Это соответствует условию Лаусона

$$n\tau_e > n\tau_L = \frac{6(T_i + T_e)}{\langle \sigma v \rangle_{DT} E_\alpha} \gg 1,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3} \text{ сек}; \quad (19)$$

где τ_e - энергетическое время жизни плазмы;

T_i и T_e - температура ионов и электронов плазмы (обычно предполагается равенство ионной и электронной температур);

$\langle \sigma v \rangle_{DT}$ - скорость $D-T$ реакции.

При этом $Q \rightarrow \infty$ и энергобаланс термоядерной системы в целом определяется соотношением термоядерной мощности и косвенных энергозатрат на поддержание работы реактора.

Состояние теории и результаты экспериментов пока не позволяют учесть влияние неустойчивостей на энергобаланс плазмы в ловушке с амбиполярными пробками. Представляет интерес рассмотреть энергобаланс ловушки с устойчивой плазмой, как первое приближение. Для этого необходимо определить параметры плазмы. Решение этой задачи для ловушки с амбиполярными пробками включает фоккер-планковские расчеты, по крайней мере, для сильно неравновесных компонентов плазмы, таких как ионы в концевых плазменных сгустках и α -частицы, рождающиеся в основной плазме. Методика таких расчетов приведена в [2,3]. Здесь мы опишем приближенные расчеты параметров плазмы и энергобаланса ловушки.

Концентрация быстрых α -частиц в основной плазме, удерживаемых магнитными пробками достаточно мала - порядка 1%. Ожидается, что концентрация замедленных (подбарьерных) α -частиц также не будет высокой за счет классической радиальной диффузии при радиальном профиле плазмы, благоприятном для выноса примесей с большим зарядом Z . Поэтому в приближенных расчетах можно не учитывать рассеяние частиц на α -частицах. Однако потоки быстрых α -частиц, передаваемую ими энергию и плотность энергии их следует учитывать.

В качестве исходных данных для расчетов примем плотность и температуру ионов основной плазмы n_0 и T_{ic} , максимальную (в продольном направлении) плотность и среднюю энергию ионов в концевых сгустках n_k и $\langle W_{ik} \rangle$, температуру электронов T_e и пробочные отношения для концевых пробкотронов и соленоида (центрального пробкотрона) и соответственно.

Время жизни ионов основной плазмы можно определить по формуле Пастухова [1]:

$$n\tau_{io} = \frac{1}{2\sqrt{2}\pi} \frac{\sqrt{M_0}}{e^4} \frac{F(R_0/2R_k)}{\lambda_0^i} \frac{\Delta\varphi \sqrt{T_{i0}}}{1 + T_{i0}/2\Delta\varphi - (T_{i0}/2\Delta\varphi)^2} \exp \frac{\Delta\varphi}{T_{i0}}; \quad (20)$$

где $\Delta\varphi = T_e \ln \frac{n_k}{n_0}$; $F(x) = \sqrt{1 + \frac{1}{x}} \ln(4x + 2)$;

M_0 - средняя масса ионов D^+ и T^+ в основной плазме;

λ_0^i - кулоновский логарифм для ион-ионных столкновений в основной плазме. Формула (20) справедлива при $\exp \Delta\varphi/T_{i0} \gg 1$. При $n_0 V_0 \gg n_k V_k$ (V_0 и V_k - объемы основной плазмы и плазмы в концевых сгустках) время жизни электронов основной плазмы определяется аналогично

$$n\tau_{eo} = \frac{1}{4\sqrt{2}\pi} \frac{\sqrt{m}}{e^4} \frac{F(R_0)}{\lambda_0^e} \frac{\varphi_0 \sqrt{T_e}}{1 + T_e/2\varphi_0 - (T_e/2\varphi_0)^2} \exp \frac{\varphi_0}{T_e}; \quad (21)$$

где λ_0^e - кулоновский логарифм для столкновений электронов в основной плазме. Приравняв $n\tau_{eo}$ и $n\tau_{io}$ из (21) найдем потенциальный барьер для электронов основной плазмы φ_0 (см. рис. 1). Доля прореагировавших ионов основной плазмы (при равных плотностях дейтонов и тритонов)

$$\xi = \frac{0,5 \langle \epsilon \nu \rangle_{DT} n\tau_0}{1 + 0,5 \langle \epsilon \nu \rangle_{DT} n\tau_0} \quad (22)$$

Энергия, оставляемая α -частицами в основной плазме, приходящаяся на одну электрон-ионную пару:

$$\langle W_0^\alpha \rangle = \frac{1}{2} f_\alpha \xi \left(1 - \frac{1}{2R_0}\right) \epsilon_\alpha; \quad (23)$$

где f_α - коэффициент меньше единицы.

Величина $1 - f_\alpha$ определяется рассеянием α -частиц в конус потерь и уходом, связанным с нарушением адиабатичности "центрального пробкотрона" для быстрых α -частиц. Из фоккер-планковских расчетов следует, что рассеяние в конус потерь приводит к потерям энергии α -частиц порядка 10% ($f_\alpha \sim 0,9$). Решая уравнение для энергии α -частиц W_α

$$\frac{\partial W_\alpha}{\partial t} = -\frac{W_\alpha}{\tau_{\alpha e}} - \frac{W_\alpha}{\tau_{\alpha i}};$$

где $\tau_{\alpha e}$ и $\tau_{\alpha i}$ - времена торможения α -частиц на электронах и ионах соответственно; можно определить долю энергии, передаваемой α -частицами электронам:

$$f_\alpha^e = \frac{2}{3} \int_0^{\ln \frac{z+1}{z}} [(z+1)e^{-x} - z]^{2/3} dx; \quad (24)$$

где

$$z = \frac{3\sqrt{\pi}}{4} \frac{M_\alpha}{M_0} \sqrt{\frac{M_\alpha}{m}} \frac{\lambda_0^i}{\lambda_0^e} \left(\frac{T_e}{\epsilon_\alpha}\right)^{3/2}.$$

Формулу (20) можно переписать в виде:

$$\tau_0 \sim \tau_i \frac{T_e}{T_{i0}} \left(\frac{n_k}{n_0}\right)^{T_e/T_{i0}} \ln \frac{n_k}{n_0}; \quad (25)$$

где τ_i - ионное время релаксации.

Из (25) следует, что выгодно превышение электронной температуры над ионной. При этом электроны будут передавать энергию ионам. Средняя энергия, получаемая одним ионом за время его жизни, составит /19/:

$$\langle W_0^{ei} \rangle = 4\sqrt{2}\pi e^4 \lambda_0^{ei} \frac{\sqrt{m}}{M_0} \frac{T_e - T_{i0}}{T_e^{3/4}} n\tau_0 (1 - \xi); \quad (26)$$

где λ_0^{ei} - кулоновский логарифм для электрон-ионных столкновений. Чтобы увеличить разрыв электронной и ионной температур, выгодно не только уменьшать энергию инжекции

ионов в основную плазму, но и охлаждать ионы основной плазмы. Естественно воспользоваться перезарядным методом охлаждения, который состоит в замене ионов плазмы более холодными за счет их перезарядки в выходящие из плазмы атомы на инжектируемом атомарном пучке низкой энергии. При соответствующих условиях инжекции атомарных пучков (толщина плазмы должна не превышать пробега по перезарядке в плазме атомов с энергией ионов плазмы) отношение потока выходящих атомов плазмы к потоку захватываемых ионов из инжектируемых атомарных пучков g будет близко к отношению скорости перезарядки $\langle \sigma v \rangle_{cx}$ инжектируемых атомов к скорости их ионизации $\langle \sigma v \rangle_i$, то есть:

$$\max g = \frac{\langle \sigma v \rangle_{cx}}{\langle \sigma v \rangle_i}$$

В диапазоне $T_{i0} = 15 + 30$ кВ значение $\max g = 10 + 6$. Энергия перезарядного охлаждения, отнесенная к одному иону плазмы составляет

$$g \left(\frac{3}{2} T_{i0} - W_{j0} \right);$$

где W_{j0} — энергия инжекции ионов в основную плазму.

Энергобаланс ионов основной плазмы: $W_{j0} + \langle W_{i0}^e \rangle + (1 - f_{\alpha}) \langle W_{i0}^{\alpha} \rangle =$

$$= (1 - \xi) [\Delta \varphi + T_{i0} (1 + T_{i0}/2\Delta \varphi)] + \xi \langle W_{i0}^F \rangle + g \left(\frac{3}{2} T_{i0} - W_{j0} \right); \quad (27)$$

где $\langle W_{i0}^F \rangle = \frac{3}{4} T_{i0} + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\int E \sigma_{DT}(E) dE}{\sqrt{M_0} \langle \sigma v \rangle_{DT} T_{i0}^{3/2}}$.

Здесь $\langle W_{i0}^F \rangle$ — энергия реагирующего иона;

E — энергия реагирующих ионов в системе их центра масс;

σ_{DT} — сечение реакции $D - T$.

Из (27) можно определить комбинацию значений W_{j0} и g . Энергетическое время жизни основной плазмы значительно меньше времени жизни ионов по отношению к уходу вдоль магнитного поля и определяется выражением

$$n\tau_{e0} = \frac{1,5 (T_{i0} + T_e) n\tau_i}{\Delta \varphi + T_{i0} \left(1 + \frac{T_{i0}}{2\Delta \varphi} \right) + \xi \langle W_{i0}^F \rangle + (1 + \xi) \left[g \left(\frac{3}{2} T_{i0} - W_{j0} \right) - W_{j0} + \varphi_0 + T_e \left(1 + \frac{T_e}{2\varphi_0} \right) + \langle W_{i0}^{\alpha} \rangle \right]} \quad (28)$$

Из фоккер-планковских расчетов [3,20] следует, что время жизни ионов в концевых сгустках плазмы с хорошей точностью выражается формулой

$$n\tau_k = 1,7 \cdot 10^{10} \sqrt{\frac{M_k}{M_p}} \lg R_k \langle W_{ik, КЭВ} \rangle^{3/2}; \quad (29)$$

где M_k — масса ионов в концевых сгустках;

M_p — масса протона.

Средние потери энергии иона на нагрев электронов в концевых сгустках [19]

$$\langle W_k^{ie} \rangle = 4\sqrt{2\pi} e^4 \lambda_k^{ie} \frac{\sqrt{m}}{M_k} \frac{2}{3} \frac{\langle W_{ik} \rangle - T_e}{T_e^{3/2}} n\tau_k. \quad (30)$$

Энергия инжекции ионов в концевые сгустки

$$W_{jk} = \langle W_k^{ie} \rangle + \langle W_{ek} \rangle; \quad (31)$$

где W_{ek} — энергия, с которой ион покидает ловушку без учета ускорения амбиполярным полем.

Как показали наши фоккер-планковские расчеты в концевых пробкотронах с хорошей точностью выполняется соотношение

$$\frac{1}{\langle W_{ek} \rangle} - \frac{1}{W_{jk}} = 2,1 \sqrt{\frac{m}{M_k}} \frac{1}{T_e}. \quad (32)$$

Из 2-х последних уравнений определяется энергия инжекции

$$W_{jk} = \frac{\langle W_k^{ie} \rangle}{2} \left[1 + \sqrt{1 + \sqrt{1 + 1,9 \sqrt{\frac{M_k}{m} \frac{T_e}{\langle W_k^{ie} \rangle}}} } \right] \quad (33)$$

При этом необходимо выполнение условия

$$\langle W_{ek} \rangle > \frac{\varphi_k^*}{R_k - 1}$$

Кроме своей основной функции — создания удерживающих амбиполярных барьеров для основной плазмы — концевые пробкотроны служат для нагрева электронов основной плазмы, обеспечивая превышение электронной температуры над температурой ионов основной плазмы. С этой же целью полезно производить дополнительный нагрев электронов, например, нагрев в.ч. полем на электронной циклотронной частоте или гирорелаксационный нагрев [21]. Это позволяет частично освободить концевые пробкотроны от функции нагрева электронов, что позволяет понизить параметры концевых пробкотронов (магнитное поле и энергию инжекции). При заданном отношении объемов плазм V_0/V_k требуемая мощность дополнительного нагрева электронов определяется из энергобаланса электронов:

$$\langle W_k^{ie} \rangle + qW_{j0} = \varphi_k + T_e(1 + T_e/2\varphi_k) + \frac{V_0}{V_k} \left(\frac{n_0}{n_k} \right)^2 \frac{n\tau_k}{n\tau_0(1-\xi)} \cdot [\langle W_0^{ei} \rangle + \langle W_0^{ex} \rangle - f_\alpha^e \langle W_0^\alpha \rangle + \varphi_0 + T_e(1 + T_e/2\varphi_0)] ; \quad (34)$$

где

$$\varphi_k = \varphi_0 + \Delta\varphi ;$$

$$\langle W_0^{ex} \rangle = \frac{64}{3\sqrt{2\pi}} \frac{\alpha^4 \hbar^3}{m\sqrt{m}} \sqrt{T_e} n\tau_0(1-\xi) . \quad (35)$$

Здесь q — отношение мощности дополнительного нагрева к мощности инжекции в концевые пробкотроны;

W_0^{ex} — потери энергии на тормозное излучение электронами основной плазмы;

α — постоянная тонкой структуры.

В случае, когда не предусматривается дополнительного нагрева ($q = 0$), из уравнения энергобаланса электронов можно определить отношение объемов плазм V_0/V_k . Уравнение энергобаланса электронов (34) совместно с уравнением (21) определяет связь концевых сгустков плазмы с основной плазмой. (Уравнение (21) является приближенным выражением материального баланса электронов).

Объем плазмы в концевых сгустках, нормированный на квадрат плотности

$$V_k = 2\chi L_k S_k \quad , \quad \text{где} \quad \chi = \frac{B_k}{n_k^2} \left\langle \frac{n_i^2(k)}{B(k)} \right\rangle . \quad (36)$$

Здесь L_k , S_k и B_k — расстояние между пробками, сечение плазмы и магнитное поле в центральной плоскости концевых пробкотронов;

$n_i(k)$ и $B(k)$ — локальная плотность горячих ионов и магнитное поле на оси концевых пробкотронов. Усреднение в формуле /36/ проводится по длине концевых пробкотронов. Модельные расчеты показывают, что значение коэффициента $\chi = 0,25 + 0,3$. Длина соленоидальной части (между внутренними пробками)

$$L_0 \approx 2L_k \chi \frac{R_k}{R_0} \frac{V_0}{V_k} + 2L_n \left(1 - \sqrt{\frac{R_k}{R_0}} \right) ; \quad (36)$$

где L_n — длина переходной области поля между концевым пробкотроном и соленоидом. Вакуумное поле в центре концевых пробкотронов

$$B_k^v = \sqrt{8\pi \frac{n_i}{\beta_k} (\langle W_{ik}^+ \rangle + T_e)} ; \quad (37)$$

где β_k — отношение давления плазмы к давлению вакуумного магнитного поля в центре концевых пробкотронов;

$\langle W_{ik}^+ \rangle$ — средняя поперечная энергия ионов концевых сгустков. Из фоккер-планковских расчетов следует, что $\langle W_{ik}^+ \rangle \approx 0,9 \langle W_{ik} \rangle$.

Эксперименты на пробкотроне 2x2В /22/ (Ливерморская лаборатория, США) пока-

зали, что в концевых пробкотронах можно предусматривать значение β равным единице и даже несколько более. Для короткого сгустка плазмы в концевых пробкотронах р зультрирующее пробочное отношение

$$\mathcal{R}_k = \frac{\mathcal{R}_k^V}{1 - 0,5\beta_k} ; \quad (38)$$

где \mathcal{R}_k^V - вакуумное пробочное отношение. Разумно принимать $\mathcal{R}_k^V \approx 1,1$, что облегчает создание магнитных полей в концевых пробкотронах (вакуумное поле в пробках незначительно больше поля в центре пробкотрона). При этом при $\beta_k \approx 1$ действующее пробочное отношение $\mathcal{R}_k \approx 2$. Давление быстрых α - частиц в соленоидальной части ловушки P_α можно оценить из приближенного уравнения /20/

$$\frac{3}{2} \frac{P_\alpha}{T_{\alpha e}} \approx \frac{1}{4} n_\alpha^2 \langle \sigma v \rangle_{DT} \epsilon_\alpha f_\alpha^e f_\alpha (1 - \frac{1}{2\mathcal{R}_k}).$$

Отсюда

$$P_\alpha = \frac{1}{16\sqrt{2}\pi} \frac{M_\alpha \epsilon_\alpha}{Z_\alpha^2 e^2 \sqrt{m} \lambda_{D\alpha}} n_c \langle \sigma v \rangle_{DT} f_\alpha^e f_\alpha (1 - \frac{1}{2\mathcal{R}_k}) T_e^{3/2}. \quad (40)$$

Относительное давление основной плазмы

$$\beta_c = \frac{8\pi \mathcal{R}_c^V}{B_k^2} (T_e + T_{ic} + \frac{P_\alpha}{n_c}) ; \quad \text{или} \quad (41)$$

по поводу

где \mathcal{R}_c^V - вакуумное пробочное отношение соленоида.

Для плазмы в длинном соленоиде

$$\mathcal{R}_c^V = \mathcal{R}_c \sqrt{1 - \beta_0}. \quad (42)$$

Отношение мощности инжектируемых ионных пучков в соленоид к сумме мощностей инжекции в концевые пробкотроны и нагрева электронов

$$\frac{P_{jc}}{P_j} = \frac{V_0}{V_k} \left(\frac{n_0}{n_k} \right)^2 \frac{n\tau_k}{n\tau_c(1-\xi)} \frac{W_{jc}(1+q_j)}{W_{jk}(1+q_j)}. \quad (43)$$

При достаточно малом значении энергии инжекции в соленоид W_{jc} отношение $P_{jc}/P_j \ll 1$. Это неравенство будет особенно сильным, если дейтерий и тритий вводить (встреливать) в соленоид в виде таблеток. Без учета затрат на инжекцию ионов соленоид (в основном на перезарядное охлаждение) коэффициент усиления мощности ловушки в целом

$$Q = \frac{1}{4} \frac{V_0}{V_k} \left(\frac{n_0}{n_k} \right)^2 \frac{\epsilon}{W_{jk}(1+q_j)} \langle \sigma v \rangle_{DT} n\tau_k \quad (44)$$

В принципе всегда можно получить достаточно высокое значение Q путем увеличения объема основной плазмы V_0 (увеличивая длину соленоида).

Представляет интерес рассмотреть возможность самоподдерживающейся термоядерной реакции в основной плазме. Основным условием такой реакции является поддержание электронной температуры за счет нагрева α - частицами:

$$f_\alpha^e \langle W_0^\alpha \rangle = \langle W_0^{ei} \rangle + \langle W_0^{ex} \rangle + \varphi_0 + T_e(1 + T_e/2\varphi_0). \quad (45)$$

Решая это уравнение совместно с уравнениями (20-24, 26-и 35) при заданном отношении плотностей n_α/n_0 и при заданной температуре ионов основной плазмы найдем температуру электронов. Затем необходимо обеспечить энергобаланс ионов основной плазмы по уравнению (27), подобрав соответствующие значения величин g и W_{jc} . Хотя при инжекции ионов в основную плазму с перезарядным охлаждением ионного компонента плазмы ($g > 0$) энергия не вводится, а выводится из плазмы, тем не менее имеет место расход энергии на этот процесс. Этот расход энергии относительно небольшой и его можно отнести вместе с расходами энергии на поддержание концевых сгустков к косвенным энергозатратам. Энергетическое время жизни основной плазмы, определяемое по формуле (28), в условиях самоподдерживающейся реакции должно быть немного больше значения, определяемого условием Лаусона (19), из-за того, что не

вся энергия α -частиц расходуется на нагрев плазмы

$$n\tau_{e0} = \frac{n\tau_L}{f_\alpha(1 - 1/2R_0)} \quad (46)$$

В условиях самоподдерживающейся термоядерной реакции в основной плазме концевые пробкотроны служат только для создания амбиполярных барьеров для продольного удержания основной плазмы. Соответствующая связь параметров концевых ступок плазмы с основной плазмой выражается соотношением:

$$\langle W_k^{ie} \rangle = \varphi_0 + \Delta\varphi + T_e \left(1 + \frac{1}{2} \frac{T_e}{\varphi_0 + \Delta\varphi} \right) \quad (47)$$

Подставляя это значение $\langle W_k^{ie} \rangle$ в уравнение (30) и используя выражение для $n\tau_k$ (29), найдем необходимую величину средней энергии ионов в концевых ступках $\langle W_{ik} \rangle$. Остальные параметры концевых пробкотронов определяются по формулам (32, 33, 36-42). Соотношение объемов плазм V_c/V_k в этом случае выбирается независимо. Коэффициент усиления мощности ловушки в целом пропорционален отношению объемов плазм:

$$Q = \frac{1}{4} \left(\frac{n_c}{n_k} \right)^2 \frac{\epsilon}{W_{jk}} \langle \epsilon v \rangle_{DT} n\tau_k \frac{V_c}{V_k} \quad (48)$$

Отметим, что расчеты параметров ловушки по приведенной схеме не учитывают радиальной зависимости параметров плазмы и магнитного поля. Поэтому они справедливы только в случае, когда однородная по радиусу часть плазмы преобладает.

Выбор основных параметров ловушки должен производиться на основе технико-экономических критериев. Однако в первом приближении можно ограничиться небольшим числом условий общего характера, вытекающих из основных требований к термоядерным реакторам для электростанций и из современных технических возможностей (см. § 6).

- 1). Можно считать достаточной величину коэффициента усиления мощности, равной примерно пяти.
- 2). Длина ловушки должна быть ограничена несколькими сотнями метров.
- 3). Магнитное поле в пробках не должно превосходить значения в $150 \div 160$ кгс.
- 4). Энергия инжекции в концевые пробкотроны должна быть ограничена значением в $1,5 \div 2$ МэВ.
- 5). Плотность основной плазмы должна быть не менее $0,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

Из расчетов ловушки без дополнительного подогрева электронов следует, что длина ловушки уменьшается с увеличением массы и энергии ионов в концевых ступках плазмы. С учетом трудностей работы с тритием рационально инжектировать в концевые пробкотроны ионы дейтерия. С точки зрения уменьшения длины ловушки имеется оптимум электронной температуры. При оптимальной электронной температуре с увеличением коэффициента усиления мощности растут плотность плазмы и магнитное поле в концевых пробкотронах, а так же длина ловушки. В области умеренных значений коэффициента длина ловушки увеличивается примерно пропорционально Q^2 .

Введение дополнительного нагрева электронов полезно только при относительно низкой энергии инжекции ионов в концевые пробкотроны. В этом случае дополнительный нагрев электронов позволяет снизить плотность плазмы и магнитное поле в концевых пробкотронах и уменьшить длину ловушки.

Ловушка с самоподдерживающейся термоядерной реакцией в основной плазме имеет очень большую плотность плазмы и относительно сильное магнитное поле в концевых пробкотронах. При умеренных значениях коэффициента Q такая ловушка оказывается и относительно длинной. Однако длина такой ловушки имеет линейную зависимость от коэффициента Q .

В таблице 1 приведены основные параметры ловушки с коэффициентом усиления мощности $Q = 5$ без подогрева электронов (варианты I и II), с подогревом электронов (варианты III и IV) и с самоподдерживающейся термоядерной реакцией в основной плазме (вариант V). Варианты I, II и III, IV отличаются между собой энергией

ионов в концевых сгустках плазмы. Во всех вариантах принято: $n_0 = 0,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$; $\beta_K = 1$; $\beta_0 = 0,7$; $R_K^V = 1,1$; $\chi = 0,25$; $M_K = 2 \text{ Мр}$; $W_{j_0} = 5 \text{ КэВ}$. Хотя при принятой энергии инжекции в соленоид энергозатраты на перезарядное охлаждение основной плазмы составляют заметную долю от мощности инжекции в концевые пробкотроны при вычислении коэффициента Q они не учитывались. Это оправдывается тем, что возможен переход на ввод дейтерия и трития в виде таблеток с тепловыми скоростями. При снижении энергии инжекции от принятой величины до тепловой несколько уменьшится необходимое значение коэффициента g , а остальные параметры ловушки останутся без изменения.

Таблица 1.

Варианты	1	II	III	1У	У
	Без подогрева электронов		С подогревом электронов		
	Самопод.реакц.				
$\langle W_{in} \rangle - \text{КэВ}$	1200	1000	1000	800	730
$W_{jk} - \text{КэВ}$	1875	1450	1354	927	875
$T_e - \text{КэВ}$	42	38	42	42	35
$T_{i0} - \text{КэВ}$	24,36	24,7	23,94	23,1	31,5
$q - \%$	0	0	33,5	72,1	0
g	5	4,2	4,8	5,7	3,5
$n_K - \text{см}^{-3}$	$4,3 \cdot 10^{14}$	$5,41 \cdot 10^{14}$	$4,15 \cdot 10^{14}$	$4,15 \cdot 10^{14}$	$1,37 \cdot 10^{15}$
$n\tau_K - \text{см}^{-3} \text{сек}$	$3 \cdot 10^{14}$	$2,28 \cdot 10^{14}$	$2,28 \cdot 10^{14}$	$1,63 \cdot 10^{14}$	$1,42 \cdot 10^{14}$
$\Delta\varphi - \text{КэВ}$	90,4	90,5	88,9	88,9	115,9
$\varphi_0 - \text{КэВ}$	281,4	258,1	280,5	284,8	252,8
$n\tau_0 - \text{см}^{-3} \text{сек}$	$1,16 \cdot 10^{15}$	$1,13 \cdot 10^{15}$	$1,11 \cdot 10^{15}$	$1,23 \cdot 10^{15}$	$1,74 \cdot 10^{15}$
$n\tau_{00} - \text{см}^{-3} \text{сек}$	$1,46 \cdot 10^{14}$	$1,48 \cdot 10^{14}$	$1,44 \cdot 10^{14}$	$1,48 \cdot 10^{14}$	$1,87 \cdot 10^{14}$
$\xi - \%$	24,75	24,5	23,7	24,8	37,52
$\langle W_{out}^e \rangle - \text{КэВ}$	33,1	34,5	31,4	28,5	84,1
$f_K^e - \%$	52,25	55,1	52,25	52,25	57,4
$\langle W_{00}^{in} \rangle - \text{КэВ}$	18,9	17,6	18,4	20	21,5
$B_K^V - \text{кгс}$	139,5	143	125,6	112,9	195,6
R_{00}^V	9,64	10,15	8,74	7,96	13,53
V_0/V_K	730	1156	875	1120	5978
$L_0/2L_K$	20,7	30,9	27,5	38,85	122

Во всех вариантах температура плазмы принята близкой к оптимальной с точки зрения уменьшения длины ловушки. При длине концевых пробкотронов $L_K \sim 3 \text{ м}$ (около 3-х диаметров концевых сгустков) длина соленоидальной части ловушки L_0 в вариантах 1 - 1У, как это видно из таблицы 1, будет составлять 120±230 м. Длина ловушки с самоподдерживающейся реакцией в основной плазме значительно больше - свыше 600 м. В вариантах 1-1У требуемое магнитное поле в концевых пробкотронах ниже допустимого по современным техническим возможностям. Поэтому возможно пропорциональное увеличение плотности плазмы в соленоиде и в концевых пробкотронах. Так в варианте 1У имеется возможность увеличить плотность основной плазмы до 10^{14} см^{-3} .

4. Устойчивость плазмы в ловушке

Значительное увеличение времени удержания основной плазмы и повышение коэффициента усиления мощности в ловушке с амбиполярными пробками достижимы, если потери плазмы из ловушки происходят со скоростями, близкими к классическим, то есть в основном определяются кулоновским рассеянием частиц. Неустойчивость плазмы

может существенно повлиять на время удержания плазмы и энергобаланс ловушки. Несмотря на относительную простоту конфигурации плазмы и удерживающего ее магнитного поля в амбиполярной ловушке вопрос об устойчивости плазмы в ней остается не до конца ясным и может быть окончательно решен только в результате экспериментальных исследований и детального теоретического изучения. Тем не менее ряд вопросов об устойчивости плазмы и определение соответствующих требований к параметрам амбиполярной ловушки могут быть сделаны на основе уже выполненных теоретических исследований и экспериментальных результатов, полученных на открытых классических ловушках. Ниже мы остановимся на тех видах неустойчивостей, которые по современным представлениям являются наиболее опасными для удержания плазмы в амбиполярных ловушках.

Прежде всего конфигурация магнитного поля ловушки должна обеспечивать магнито-гидродинамическую (МГД) устойчивость удерживаемой плазмы. В противном случае потери плазмы будут происходить с большой скоростью порядка тепловой скорости ионов. Поскольку в концевых сгустках плазмы ионы имеют неизотропную (конусную) функцию распределения по скоростям, в них из-за этой неравновесности могут возникать так называемые конусные и анизотропные неустойчивости. Функция распределения частиц основной плазмы максвелловская, но наличие радиальных градиентов плотности и температуры может приводить к развитию дрейфовых неустойчивостей.

Используя энергетический принцип для анализа МГД-устойчивости плазмы в ловушке с учетом конкретной геометрии вакуумного магнитного поля и распределения давления и электрического поля плазмы можно в принципе определить границы МГД-устойчивости как функцию величины β и параметров магнитного и электрического полей. Однако в настоящее время такой детальный теоретический анализ отсутствует как вследствие его вычислительных сложностей, так и неопределенности распределения радиального электрического поля. Изложение имеющихся расчетов плазмы с конечным β , выполненных в параксиальном приближении, выходит за рамки нашего обсуждения. Мы ограничимся приведением простых модельных оценок, демонстрирующих качественную зависимость условий МГД-устойчивости от физических параметров ловушек.

В амбиполярной ловушке вследствие неблагоприятной кривизны силовых линий магнитного поля на переходных участках между соленоидом и концевыми пробкотронами возможно развитие желобковой неустойчивости. При $\beta \ll 1$ желобковые возмущения потенциальны и вытянуты вдоль магнитных силовых линий, так что в возмущенном движении участвует плазма концевых пробкотронов. Если МГД-устойчивость плазмы в концевых пробкотронах обеспечена выбором конфигурации магнитного поля с "минимумом В", то несколько увеличивая поперечное пробочное отношение магнитного поля в этих пробкотронах по сравнению с необходимым для устойчивости плазмы только в них можно обеспечить МГД-устойчивость плазмы во всей амбиполярной ловушке. Соответствующее условие на соотношение параметров магнитного поля может быть найдено из интегрального критерия устойчивости:

$$\int (p_{\perp} + p_{\parallel}) \frac{\delta B}{B^2} dl > 0; \quad (49)$$

где p_{\perp} и p_{\parallel} - давление плазмы в поперечном и продольном направлении;
 dl - элемент длины магнитной силовой линии;
 δB - вариация магнитного поля в радиальном направлении.

Прежде всего отметим, что вследствие того, что $\int B dl = \text{const}$

$$\left| \int p_{\perp} \frac{\delta B}{B^2} dl \right| \sim \left\langle \frac{p_{\perp}}{B^2} \right\rangle \sim \langle \beta \rangle. \quad (50)$$

Полученный Б.А.Трубниковым критерий МГД - устойчивости для отдельного пробкотрона с квадрупольной стабилизирующей обмоткой из 4-х бесконечно длинных стержней в параксиальном приближении имеет вид /23/.

$$I = \int_{\frac{L}{2}} \frac{P_L + P_{II}}{B^2} \left[\left(\frac{3}{4} \frac{B'^2}{B^2} - \frac{1}{2} \frac{B''}{B} + \frac{B_{\kappa 6}^2}{z^2 B^2} \right) \cdot \right. \\ \left. - \operatorname{ch} \left(\frac{2B_{\kappa 6}}{z} \int_0^z \frac{dz}{B} \right) - \frac{2}{z} \frac{B_{\kappa 6}}{B} \frac{B'}{B} \operatorname{sh} \left(\frac{2B_{\kappa 6}}{z} \int_0^z \frac{dz}{B} \right) \right] > 0. \quad (51)$$

Здесь B -поле на оси пробкотрона, $B_{\kappa 6}/z$ - градиент модуля квадрупольного поля и интегрирование ведется по половине длины пробкотрона L (от центра до пробки). Принимая параболическую аппроксимацию поля на оси $B = B(0)[1 + z^2/\ell^2]$ и при градиенте квадрупольного поля $B_{\kappa 6}/z \ll B/\ell$ можно принять $\operatorname{ch}(z) \approx 1$. В припробочных областях величина β мала и в соответствии с (50) основной вклад в интеграл дает центральная область пробкотрона, где $B'(z) \approx 0$. Учитывая это можно оценить величину интеграла I для 2-х концевых пробкотронов:

$$I_k \approx 2 \int_{\frac{L_k}{2}} \frac{P_L + P_{II}}{B^2} \left[\frac{B_{\kappa 6}}{z^2 B^2} - \frac{B''}{2B} \right] dz \approx \frac{P_L + P_{II}}{B_k^2} \frac{\mathcal{R}_L^2 - 1}{R_k^2} L_k;$$

где \mathcal{R}_L - поперечное пробочное отношение в концевых пробкотронах на радиусе плазмы R_k .

В концевых пробкотронах $P_L \gg P_{II}$ и

$$I_k \approx \frac{\beta_k}{8\pi} \frac{\mathcal{R}_L^2 - 1}{R_k^2} L_k. \quad (52)$$

На переходных участках между соленоидом и концевыми пробкотронами основной отрицательный вклад в интеграл (49) дают области, примыкающие к соленоиду, где велико β . Области с согласующими квадрупольными полями, примыкающие к внутренним пробкам дают малый вклад в интеграл (49) вследствие того, что в них величина β мала, знак кривизны поля зависит от азимута и имеет место компенсация эффектов этой кривизны за счет поворота на прямой угол концевых пробкотронов относительно друг друга. Пренебрегая согласующим квадрупольным полем получим приближенное выражение интеграла I для переходных участков (для центрального пробкотрона в целом)

$$I_0 \approx - \int_{L_0} \frac{P_0 B''}{B^3} dz \sim \frac{1}{4\pi} \frac{\beta_0}{L_0}; \quad (53)$$

где L_0 - длина одного переходного участка;
 P_0 - давление основной плазмы.

Для устойчивости плазмы во всей ловушке необходимо $I_k + I_0 > 0$; откуда следует условие на соотношение параметров ловушки

$$\frac{L_0}{L_k} > \frac{2}{\mathcal{R}_L^2 - 1} \left(\frac{R_k}{L_k} \right)^2 \frac{\beta_0}{\beta_k}. \quad (54)$$

Выполнение этого условия при достаточно высоких значениях β_k не представляет затруднений, поскольку длина L_0 может быть принята достаточно большой.

Если в соленоидальной части ловушки будет достаточно большой радиальный перепад потенциала, что может произойти вследствие повышенной поперечной диффузии электронов из-за аксиальной несимметрии магнитного поля [7], то в скрещенных электрическом и магнитном полях плазма будет вращаться и может развиваться центробежная неустойчивость. Дестабилизирующее центробежное ускорение имеет величину

$$g_{цб} = \frac{v_{\phi p}^2}{z} = \left(\frac{c E_z}{B} \right)^2 \frac{1}{z}; \quad (55)$$

где $v_{\phi p}$ - линейная скорость вращения плазмы;

E_z - радиальное электрическое поле в плазме соленоида.

При достаточно большой длине соленоидальной части L_0 дестабилизирующий вклад от вращения $L_0 g_{45}$ может превысить стабилизирующий вклад отрицательной кривизны магнитных силовых линий в концевых пробкотронах. В худшем случае, когда электроны удерживаются от поперечного ухода только радиальным поляризационным электрическим полем и распределены в этом поле по Больцману, радиальное электрическое поле в соленоиде $E_r = T_e / e r_0$, где r_0 определяется соотношением $\frac{1}{r_0} = \frac{1}{R} \frac{\partial n}{\partial r}$.

Если принять, что условие (54) выполняется с превышением в 2 раза, то желобковая неустойчивость из-за вращения плазмы в соленоиде не будет развиваться, если

$$L_0 g_{45} < 2 L_\pi g_M; \text{ где } g_M \sim v_{Ti}^2 \frac{r}{L_\pi}. \quad (56)$$

Здесь g_M - эффективное поперечное ускорение из-за неблагоприятной кривизны магнитного поля в переходных участках.

После подстановки (55) в (56) получим условие устойчивости по отношению к развитию центробежной неустойчивости в виде

$$\frac{L_0}{r_0} < 2 \left(\frac{T_{i0}}{T_e} \right)^2 \frac{r_0}{L_\pi} \left(\frac{r_0}{\rho_{ic}} \right)^2. \quad (57)$$

Для амбиполярных ловушек с реакторными параметрами выполнить это условие не представляется трудным.

При высоком давлении основной плазмы возможно развитие непотенциальных магнитогидродинамических неустойчивостей, локализованных в областях с неблагоприятной кривизной магнитных силовых линий - так называемых баллонных мод. Баллонные моды развиваются, если время их развития меньше времени распространения МГД-возмущений вдоль магнитного поля до стабилизирующих МГД-неустойчивость областей поля с благоприятной кривизной силовых линий. Чтобы магнитное поле в концевых пробкотронах оказало стабилизирующее воздействие на МГД-возмущения в переходных участках, время распространения, равное отношению длины переходных участков L_π к альфеновской скорости v_A , должно быть меньше обратной величины инкремента неустойчивости γ_M . Для наиболее опасной баллонной моды $\gamma_M \sim v_{Ti} / L_\pi$. Из условия $L_\pi / v_{Ti} < 1 / \gamma_M$ вытекает условие устойчивости по отношению к баллонным модам в переходных участках $\beta_c \leq 1$.

Анализ МГД-устойчивости плазмы в переходных участках с аксиально-несимметричным магнитным полем, выполненный Д.Д.Рютовым и Г.В.Ступаковым /24/, показал, что допустимое значение β_c снижается с увеличением эллиптичности магнитной поверхности и пробочного отношения. Однако имеется возможность подобрать такое распределение магнитного поля в переходных участках, при котором допустимое значение β_c будет близким к единице. Качественно для повышения допустимого значения β_c необходимо, чтобы протяженность околопробочной области с относительно большими эллиптичностью магнитной поверхности и магнитным полем была небольшой по сравнению со всей длиной переходного участка.

Вследствие вращения плазмы в соленоиде в ней может развиваться локальная центробежная неустойчивость. Условие стабилизации этой баллонной моды за счет отрицательной кривизны магнитных силовых линий в концевых пробкотронах аналогично условию стабилизации баллонных мод в переходных участках:

$$\frac{1}{2} \frac{L_0}{v_A} \leq \frac{1}{\gamma_{45}}; \text{ где } \gamma_{45} \sim \frac{v_{Ti}^2}{r}$$

Ограничение на величину β_c при этом имеет вид /25/:

$$\beta_c \leq \frac{T_{i0}}{T_e} \left(\frac{r_0}{\rho_{ic}} \right)^2 \left(\frac{\pi r_0}{L_0} \right)^2. \quad (58)$$

Микронеустойчивости плазмы в концевых пробкотронах, связанные с неизотропностью распределения ионов по скоростям, являются самыми трудноустраняемыми. Эксперименты на установках ПР-6 и ПР-7 в лаборатории М.С.Иоффе Института атомной энергии им. И.В.Курчатова [26,27] и на установке 2X11В в Ливерморской лаборатории (США) [28] показали, что самой опасной является дрейфово-конусная неустойчивость (ДКН), предсказанная Р.Ф.Постом и М.Н.Розенблютом [29]. Эта неустойчивость представляет собой азимутальную электронную дрейфовую волну, раскачиваемую ионами. Электронная дрейфовая волна возникает вследствие наличия радиального градиента плотности плазмы. Дрейф электронов в возмущенном азимутальном электрическом поле вдоль градиента плотности плазмы вызывает изменение азимутального распределения заряда плазмы, что приводит к возникновению продольной электростатической волны, распространяющейся в азимутальном направлении в сторону диамагнитного ионного тока. На рис. 10 приведено характерное распределение ионов концевых сгустков по азимутальной скорости $F(v_\varphi)$. Раскачка электронной дрейфовой волны ионами происходит при условии, если фазовая скорость волны v_φ находится на участке распределения ионов, где $\partial F(v_\varphi)/\partial v_\varphi > 0$. Это означает, что $\omega/k < v_\varphi$.

Взаимодействие ионов с продольными электростатическими волнами, распространяющимися поперек магнитного поля, имеет резонансный характер. В поле волны ионы двигаются таким образом, что их локальная средняя скорость (и соответственно плотность) в заданной фазе волны может изменяться, хотя среднее по направлению распространения волны приращение скорости равно нулю. Среднее приращение модуля локальной скорости ионов в фазе волны ψ с мгновенным значением электрического поля $E(\psi)$

$$\langle \delta v(\psi) \rangle = \frac{e E(\psi)}{m k \rho_i} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{n}{\omega - n \omega_{ci}} J_n(k \rho_i); \quad (59)$$

где n - натуральное число.

При резонансных значениях частоты волны $\omega = n \omega_{ci}$ приращение скорости $\langle \delta v(\psi) \rangle$ может непрерывно увеличиваться или уменьшаться в зависимости от фазы волны. При этом в заданной точке пространства в разные моменты времени (фазы волны) сосредотачиваются разные (в среднем ускоряющиеся или замедляющиеся) ионы. В соответствии с (59) взаимодействие ионов с электронной дрейфовой волной эффективно только при $\omega \cong \omega_{ci}$.

В результате на частоту и волновое число ДКН накладываются следующие ограничения:

$$k \rho_i > \frac{\omega}{\omega_{ci}} \cong 1 \quad (k_{||} = 0). \quad (60)$$

Частота колебаний зависит от градиента плотности плазмы $\frac{\partial n}{\partial z} = \frac{n}{z_k}$ и примерно равна

$$\omega \cong \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}} \frac{1}{k z_k} \frac{1}{1 + \omega_{pe}^2 / \omega_{ce}^2}. \quad (61)$$

При уменьшении градиента плотности (увеличении характеристического радиального размера плазмы z_k) условие (60) нарушается и неустойчивость не может развиваться. Из детального анализа следует, что при $\beta \ll 1$ условие устойчивости по отношению к развитию ДКН имеет вид [29]

$$\frac{\rho_i}{z_k} < 0,38 \left(\frac{m}{M} \right)^{2/3} \left(1 + \frac{\omega_{ce}^2}{\omega_{pe}^2} \right)^{2/3}. \quad (62)$$

При невыполнении этого условия в [30] было предложено гасить ДКН малой добавкой тепловой максвелловской плазмы, которая приводит к смене знака производной $\partial F(v_\varphi)/\partial v_\varphi$ в области фазовой скорости (см.рис.10). Добавляемые ионы должны быть не очень холодными, их поперечная температура должна быть близка к величине "дыры" в функции распределения горячих ионов, иначе может возбудиться двухгорбая ион-ионная неустойчивость.

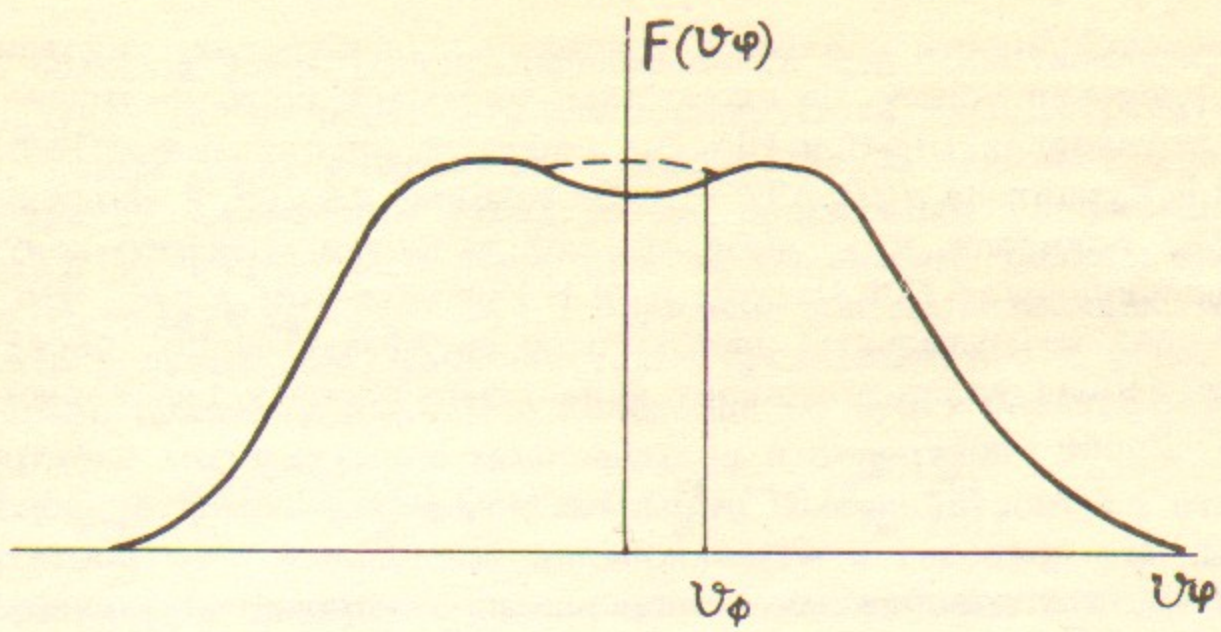


Рис.10

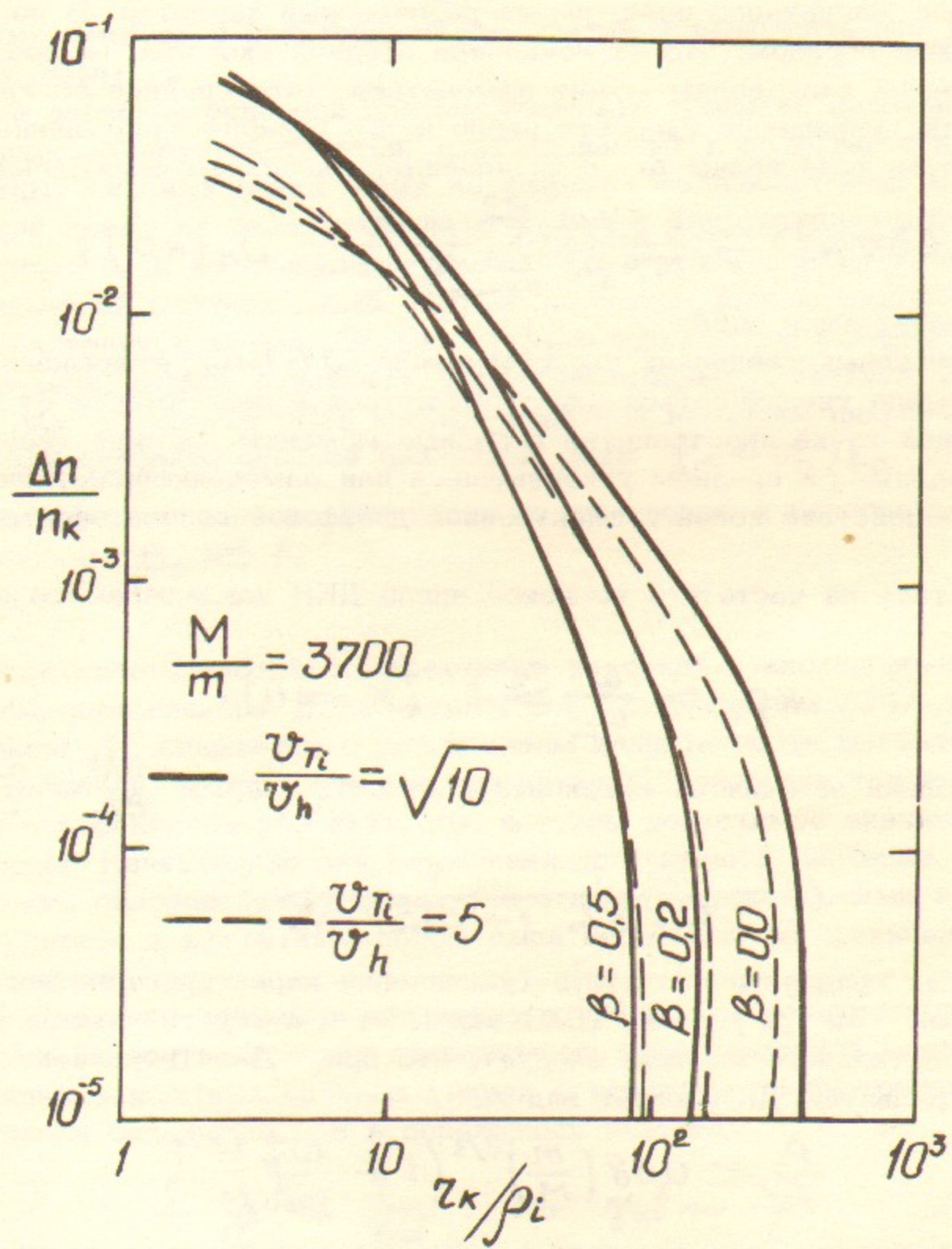


Рис.11.

При относительно больших градиентах плотности плазмы фазовая скорость волны

$$v_{\varphi} \sim v_{Te} \sqrt{\frac{\rho_i}{z_k}}$$

С увеличением радиуса плазмы фазовая скорость уменьшается, вследствие чего необходимое для гашения ДКН количество теплых ионов падает (см.рис.10).

При $\beta = (m/M)^{1/3}$ существенной становится непотенциальность колебаний, индуцированное токами дрейфующих электронов, электрическое поле препятствует колебанию зарядов. Частота колебаний в этом случае /31/

$$\omega \approx \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}} \frac{1}{k z_k} \left[1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} \left(1 + \frac{\omega_{pe}^2}{k^2 c^2} \right) \right]^{-1} \quad (63)$$

оказывается ограниченной. Критическое значение градиента плотности плазмы, ниже которого ДКН не развивается, повышается /31/:

$$\frac{\rho_i}{z_k} < 2 \sqrt{\frac{m}{M} \beta \left(1 + \frac{\omega_{ce}^2}{\omega_{pe}^2} \right)} \quad (64)$$

При несоблюдении этого условия сохраняется возможность гасить ДКН добавкой теплых ионов с максвелловским распределением. Стабилизирующее воздействие теплых ионов, добавляемых в конус потерь, при $\beta = (m/M)^{1/3}$ рассмотрено в работах /32,33/. При очень больших градиентах плотности, когда $\rho_i/z_k < \beta^2 v_h/v_{Te}$, где v_h - радиус дыры в распределении горячих ионов по скоростям, необходимая для стабилизации ДКН относительная плотность теплых ионов определяется выражением

$$\frac{\Delta n}{n} > \frac{v_h}{v_{Te}} \left(\beta \frac{\rho_i}{z_k} \right)^3 \quad (65)$$

На рис.11 приведена зависимость стабилизирующей доли теплой плазмы $\Delta n/n$ от отношения z_k/ρ_i , вычисленная в /33/. Для высоких значений $\beta \sim 1$ и $z_k/\rho_i \sim 50$ необходимая добавка теплой плазмы составляет весьма малую величину порядка 10^{-4} от плотности горячей плазмы.

В амбиполярной ловушке через концевые пробкотроны идет поток относительно теплых распределенных по Максвеллу ионов основной плазмы, преодолевших амбиполярные барьеры. Кроме того, имеет место перекрытие основной максвелловской плазмы с горячей плазмой в концевых пробкотронах. Все это должно давать стабилизирующий эффект по ДКН и позволяет иметь в концевых пробкотронах плазму меньшего радиуса, чем это требуется по условию (64). При этом вследствие не очень большой разницы между температурой ионов основной плазмы и величиной амбиполярных барьеров, определяющих радиус дыры в функции распределения ионов концевых сгустков, суммарная функция распределения ионов по азимутальной скорости может быть достаточно гладкой и двухгорбая ион-ионная неустойчивость не должна развиваться.

Кроме того, контакт конусной плазмы концевых пробкотронов с максвелловской основной плазмой также может оказывать стабилизирующее воздействие на желобковые моды ДКН, так как на такие колебания будут воздействовать все ионы, находящиеся на одной магнитной силовой линии /34,35/. Однако при больших значениях β ДКН может локализоваться в концевых сгустках плазмы, приобретая баллонный характер /36/. Тем не менее "контактный" эффект так же может снизить радиус плазмы концевых сгустков, требуемый для ее устойчивости.

Вследствие конусного характера функции распределения ионов по скоростям в концевых пробкотронах может возбудиться так же высокочастотная конусная неустойчивость, предсказанная в /37/. Эта неустойчивость связана с раскачкой ионами замагниченных ленгмюровских колебаний электронов, распространяющихся под большим углом к магнитному полю (волновое число $k_{\parallel} \ll k$). Как и в случае ДКН, раскачка этой волны происходит при условии, что фазовая скорость волны в поперечном направлении y находится на участке распределения ионов, где $\partial F(v_y)/\partial v_y > 0$ (см.рис.10). Отсюда $\omega/k \approx v_{Te}$. Наибольшим инкрементом обладают волны с частотой $\omega \approx \omega_{pe}$, соответственно $k_{\parallel}/k \approx \sqrt{m/M}$. Анализ этой неустойчивости в /37/ показывает, что она

имеет конвективный характер — нарастающие колебания сносятся вдоль магнитного поля. Если коэффициенты отражения от пробочных областей малы, колебания могут поглощаться в запробочной плазме в окрестности точек, в которых частота волны совпадает с плазменной электронной частотой. Пространственный масштаб нарастания колебаний зависит от деталей ионной функции распределения и для модельной конусной функции распределения вида $F(v_i) \sim v_i \exp(-v_i/v_{ti})$ составляет несколько ларморовских радиусов ионов. При полном поглощении волн в запробочных областях высокочастотная конусная неустойчивость не успеет развиться до уровня, опасного для удержания ионов, если длина конусной плазмы достаточно мала. Согласно /29/

$$L_k \geq 100 \rho_i \quad (66)$$

Стабилизирующее влияние на развитие этой неустойчивости должны оказывать затухание Ландау на электронах при конечной электронной температуре /37/ и частичное заполнение конуса потерь тепловой плазмой /30/. В амбиполярных ловушках с реакторными параметрами выгодно уменьшать длину концевых сгустков плазмы и условие (66) может быть легко выполнено.

Анизотропия распределения по скоростям ионов в концевых пробкотронах при высоких значениях β может привести к развитию альфвеновской резонансной ионно-циклотронной неустойчивости /38,39/. Эта неустойчивость связана с раскачкой альфвеновской обыкновенной волны ионами с такой продольной скоростью, при которой действующее на эти ионы электрическое поле волны находится в резонансе с циклотронным движением ионов, то есть $\omega - k_{||} v_{||} = \omega_{ci}$. В системе отсчета, связанной с резонансными ионами и вращающейся с частотой ω_{ci} , развивается неустойчивость аналогично развитию электромагнитной неустойчивости встречных ионных потоков. При этом ионы эффективно отдают избыточную поперечную энергию волне. Для обыкновенной волны $\omega < \omega_{ci}$. Скорость резонансных ионов $v_{||} \sim -v_A \omega_{ci} / \omega$ растет с уменьшением β . При малых значениях β количество таких ионов экспоненциально мало. При этом экспоненциально мал и инкремент неустойчивости /39/

$$\gamma \sim \exp - \beta^{-1/4} R^{3/4};$$

поэтому нарастающие возмущения могут сносятся вдоль магнитного поля. Однако с увеличением β инкремент неустойчивости сильно возрастает и неустойчивость становится абсолютной.

На рис.12 приведена зависимость величины β от степени анизотропии на границе области абсолютной неустойчивости по работе /40/. На установке 2X11В была получена плазма с высоким значением $\beta \sim 1$ и при этом альфвеновская циклотронная неустойчивость не наблюдалась, хотя степень анизотропии ионов была большой. Как отмечают авторы работы /40/, расхождение с экспериментом связано, по-видимому, с несовершенством расчетной модели.

Функции распределения частиц по скоростям основной плазмы, удерживаемой в соленоидальной части ловушки, близки к равновесным. Тем не менее термодинамическая неравновесность этой плазмы, связанная с радиальными градиентами плотности и температуры, может служить источником микронестойчивостей. Существующие в неоднородной плазме диамагнитные потоки электронов и ионов могут приводить к раскачке дрейфовых волн с поперечными фазовыми скоростями $v_{\perp} \sim v_T \rho / z_0$. Возникновение дрейфовых неустойчивостей в основной плазме будет зависеть как от радиального распределения параметров плазмы, так и от величины β_0 и длины соленоида. Ниже мы коротко охарактеризуем дрейфовые неустойчивости максвелловской плазмы в однородном магнитном поле в случае, когда

$$\frac{\omega_{pi}^2}{\omega_{ci}^2} \gg \frac{M}{m} \quad \text{и} \quad \frac{\partial T}{\partial z} = 0.$$

При достаточно большом радиальном градиенте плотности плазмы может развиваться

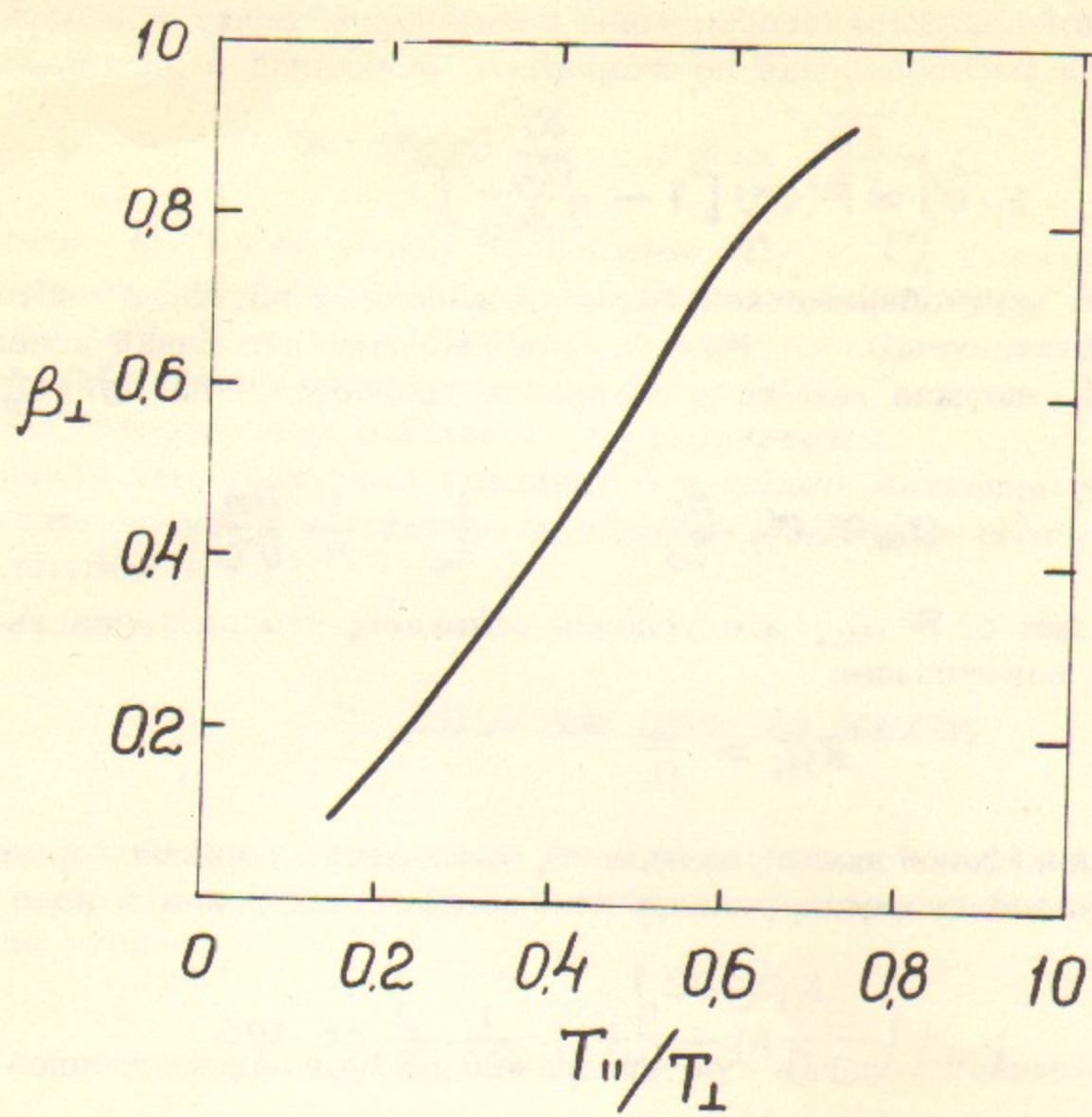


Рис.12.

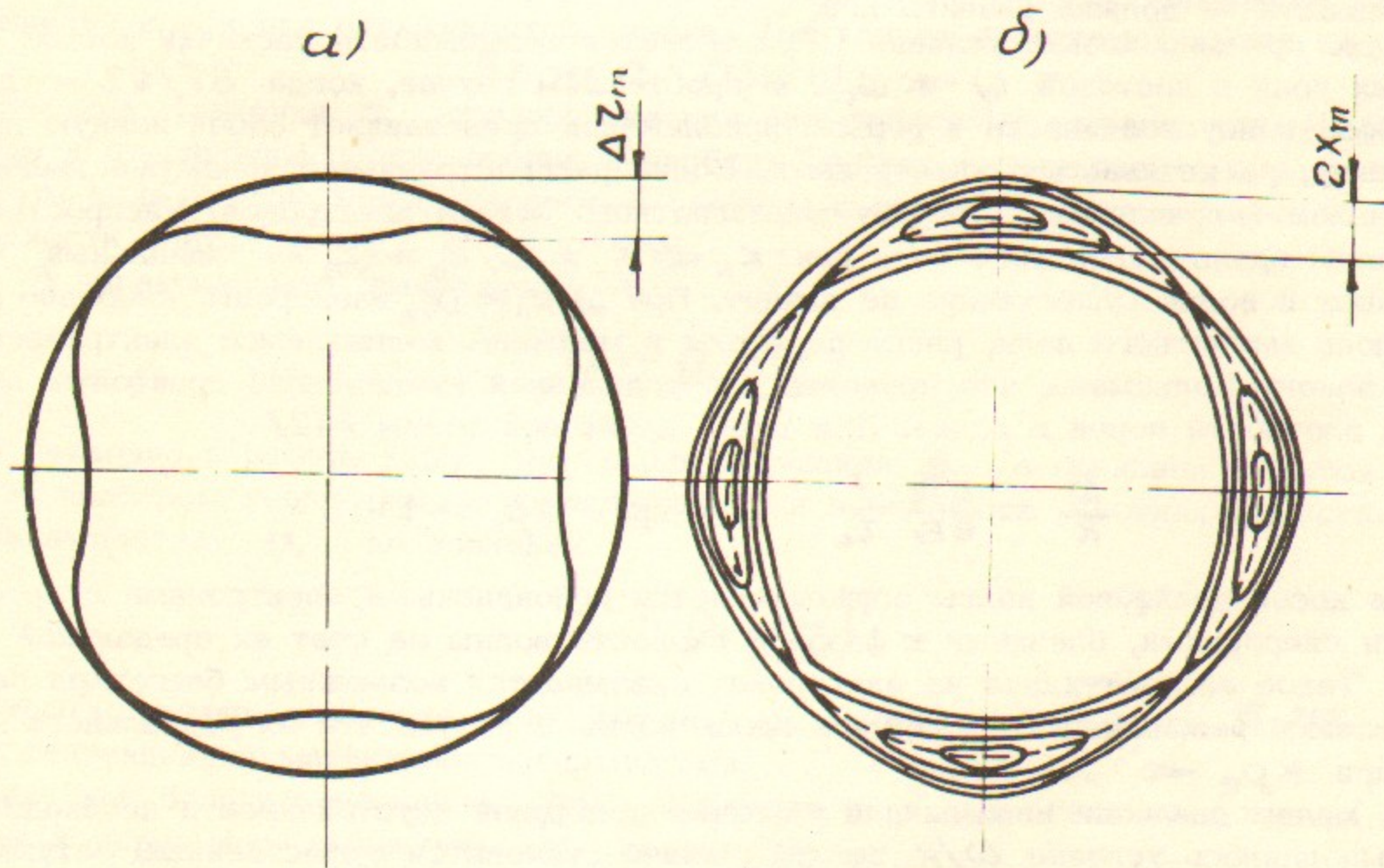


Рис.13.

ся дрейфово-циклотронная неустойчивость /41/, которая как и ДКН представляет собой азимутальную электронную дрейфовую волну, раскачиваемую ионами. Однако в отличие от ДКН в случае этой неустойчивости ионы раскачивают волну вследствие деформации их локальной функции распределения по скоростям, связанной с радиальным градиентом плотности ионов:

$$F(v) \approx F(v^2) \left[1 - \frac{v_{\varphi}}{z_0 \omega_{ci}} \right]. \quad (67)$$

Как и в случае ДКН неустойчивые колебания развиваются здесь на частоте $\omega \approx \omega_{ci}$ и имеют желобковый характер — $K_{||} = 0$. Для раскачки колебаний ионами фазовая скорость волны v_{φ} должна лежать в интервале скоростей, где $\partial F(v_{\varphi}) / \partial v_{\varphi} > 0$. Из (67) следует

$$v_{\varphi} \leq v_{Ti} \frac{\rho_i}{z_0}; \quad \text{где} \quad \frac{1}{z_0} = \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial z}. \quad (68)$$

Для волн с частотами $\omega \approx \omega_{ci}$ это условие означает, что раскачиваться могут только коротковолновые возмущения:

$$k \rho_i > \frac{z_0}{\rho_i}. \quad (69)$$

Длина электронной дрейфовой волны не может быть много меньше ларморовского радиуса электронов (иначе скорость радиального дрейфа электронов в поле волны резко падает). Отсюда

$$k \rho_e \leq 1. \quad (70)$$

Из (69) и (70) вытекает условие существования дрейфово-циклотронной неустойчивости. Более точно условие устойчивости по отношению к развитию этой неустойчивости получено в работе /41/ и имеет вид

$$\frac{\rho_i}{z_0} \leq 2 \sqrt{\frac{m}{M} + \frac{\omega_{ci}^2}{\omega_{pi}^2}}. \quad (71)$$

При достаточно большом радиусе основной плазмы дрейфово-циклотронная неустойчивость не должна развиваться.

Однако при выполнении условия (71) остается возможность раскачки косых дрейфовых волн с частотой $\omega \ll \omega_{ci}$. В простейшем случае, когда $\partial T / \partial z = 0$, эта дрейфовая неустойчивость в первом приближении представляет собой ионную дрейфовую волну, раскачиваемую электронами. Волна распространяется преимущественно в азимутальном направлении в сторону диамагнитного потока электронов. Распространение волны вдоль магнитного поля при $K_{||} \ll k$ и $\omega / K_{||} > v_{Te}$ на радиальный дрейф ионов в волне существенно не влияет. При $\omega / K_{||} < v_{Te}$ электроны, свободно двигаясь вдоль магнитного поля, распределяются в медленно меняющемся электрическом поле по закону Больцмана, что приводит к определенной компенсации дрейфовых возмущений плотности ионов в волне. Для такой дрейфовой волны /42/

$$\frac{\omega}{k} = \frac{c T_e}{e V} \frac{1}{z_0} \quad \text{при} \quad k \rho_i > 1.$$

Раскачка косой дрейфовой волны осуществляется резонансными электронами с продольными скоростями, близкими к фазовой скорости волны за счет их продольной энергии. Такое антизатухание на электронах оказывается возможным благодаря перераспределению резонансных электронов вдоль волны в результате их радиального дрейфа при $k \rho_e < 1$.

При малом давлении плазмы для развития дрейфовой неустойчивости необходимо, чтобы выполнялось условие $\omega / K_{||} \gg v_{Ti}$, иначе становится существенным затухание Ландау на ионах и неустойчивость не развивается. Из анализа дрейфовой неустойчивости с учетом продольного движения ионов /43/, следует, что плазма может быть неустойчивой, если ее продольный размер $L_0 > 20 z_0$ (когда реализуется

достаточно малое минимальное значение $k_{||}$).

При большом давлении плазмы на дрейфовую неустойчивость оказывает стабилизирующее влияние непотенциальность колебаний, которое проявляется при фазовой скорости волны

$$\frac{\omega}{k_{||}} \approx v_A \approx \frac{v_{Te}}{\sqrt{\beta}}, \text{ если } \frac{\partial T}{\partial z} = 0.$$

При увеличении β зазор между скоростями v_{Te} и v_A уменьшается и при любой фазовой скорости начинает сказываться как затухание Ландау на ионах так и непотенциальность колебаний. По этой причине при достаточно большом значении β дрейфовая неустойчивость может не развиваться. В работе /44/ получено граничное значение $\beta = 0,13$, выше которого неустойчивость не развивается.

При наличии температурных градиентов в плазме ситуация с дрейфовыми неустойчивостями усложняется и устойчивость плазмы зависит от соотношения градиентов температуры и плотности /42/.

5. Поперечная диффузия плазмы

В плазме соленоида с конечным β и радиальным электрическим полем ионы дрейфуют вокруг оси плазменного столба и за время пролета соленоида $t_{||}$ продрейфовывают вокруг оси на угол

$$\Delta\psi = \frac{c}{z} \frac{1}{eB} \left(\frac{\partial\varphi}{\partial z} + m \frac{\partial B}{\partial z} \right) t_{||}; \quad (72)$$

где m — магнитный момент иона.

На концах соленоида ионы отражаются магнитными пробками и амбиполярными барьерами в концевых пробкотронах. Вследствие аксиальной несимметрии магнитного поля на концах соленоида при отражениях на этих концах частицы сдрейфовывают по радиусу и азимуту по-разному на различных азимутах.

Для квадрупольной симметрии поля основная азимутальная гармоника радиального смещения ионов при отражениях в пробках (на концах соленоида) имеет вид

$$\delta z = a \cos 2\psi. \quad (73)$$

Амплитуда смещения a пропорциональна ларморовскому радиусу иона, зависит от радиуса и от глубины проникновения в пробку. Глубина проникновения определяется углом иона (углом между скоростью частицы и магнитным полем в экваториальной плоскости ловушки).

В параксиальном приближении /8/

$$a \sim \rho_i \frac{z}{L_{||}}. \quad (74)$$

Как показано в работе /12/, при малых значениях β_0 в принципе имеется возможность подбором геометрии магнитного поля на переходных участках существенно уменьшить амплитуду a до значения

$$a_1 \sim \rho_i \left(\frac{z}{L_{||}} \right)^3. \quad (75)$$

В лучшем случае геометрия поля должна быть такой, чтобы вектор $\vec{B} \times \nabla B$ всюду был тангенциален магнитным поверхностям.

Однако при больших значениях β_0 искажения поля диамагнитными токами приводят снова к повышению амплитуды a до значения

$$a_2 \sim \beta_0 \rho_i \frac{z}{L_{||}}. \quad (76)$$

Благодаря повороту концевых пробкотронов относительно друг друга на 90° при угле продрейфования за один пролет $\Delta\psi \ll 1$ дрейф ионов в противоположных пробках почти полностью компенсируется. Тем не менее дрейф в пробках с аксиально-несимметричным полем оказывает существенное влияние на форму дрейфовых поверхностей в соленоиде. Сечение дрейфовых поверхностей становится не круглым и различным для частиц с различными питч-углами. При больших углах продрейфования влияние радиального смещения частиц в пробках на их движение в соленоиде усиливается. Существенно, что дрейфовые поверхности, проходящие через некоторую силовую линию, разные для частиц с разными питч-углами. Поэтому при рассеянии частицы в некоторой точке она переходит на другую дрейфовую поверхность, у которой максимальный радиус может быть больше, чем у исходной. Поскольку размах дрейфовых поверхностей (оболочек) может быть значительно больше ларморовских радиусов частиц и вследствие несохранения обобщенного момента частиц диффузия идет и в результате столкновений частиц одинакового сорта, поперечная диффузия частиц оказывается значительно больше классической.

Характер дрейфового движения частиц зависит от величины угла продрейфования, а скорость радиальных потерь существенно зависит от величины этого угла для большинства частиц.

При $\Delta\psi \ll 1$ имеет место неоклассическая диффузия, при $\Delta\psi \gtrsim 1$ преобладает диффузия "резонансных" частиц, а при $\Delta\psi \gtrsim z/a$ возникает стохастическая диффузия [6].

При $\Delta\psi \ll 1$ мала недокомпенсация дрейфа в противоположных пробках и наряду с энергией ионов W и магнитным моментом μ с хорошей точностью сохраняется продольный адиабатический инвариант

$$J = \int \sqrt{\frac{2}{m} (W - \varphi - \mu B)} dl. \quad (77)$$

Здесь интегрирование ведется вдоль магнитной силовой линии между точками отражения частицы. Уравнение $J(z, \psi, W, \mu) = \text{const}$ определяет форму сечения дрейфовых поверхностей частиц в экваториальной плоскости ловушки (здесь z и ψ - радиальная и азимутальная координаты в этой плоскости).

Продольный адиабатический инвариант можно представить в виде суммы

$$J(z, \psi) = J_0(z) + \Delta J(\psi); \quad (78)$$

где J_0 - аксиально-симметричная часть;

ΔJ - часть, зависящая от азимута.

При этом $J_0 = \langle J \rangle$ и $\langle \Delta J \rangle = 0$, где усреднение производится по азимуту ψ . При большой длине соленоида $L_0 \gg L_n$

$$J_0 \approx L_0 \sqrt{\frac{2}{m} (W - \varphi - \mu B)}. \quad (79)$$

Для квадрупольной симметрии поля с 90° -градусным поворотом концевых пробкотронов относительно друг друга основная азимутальная гармоника величины ΔJ имеет вид

$$\Delta J = J_m \cos 4\psi. \quad (80)$$

Как показано в [7] в параксиальном приближении

$$\frac{J_m}{J_0} \sim \left(\frac{z}{L_n}\right)^3 \frac{z}{L_0}. \quad (81)$$

Эта оценка остается справедливой и для плазмы с конечным значением β [7]. Как показывает анализ уравнения $J(z, \psi) = \text{const}$ [7] большинство частиц перемещается по дрейфовым оболочкам, охватывающим ось ловушки (см. рис. 13а). Приближенный вид сечения таких оболочек можно получить из (78), разлагая член J_0 по малому отклонению $\Delta z = z - \langle z \rangle$ (где $\langle z \rangle$ - средний радиус оболочки) с точностью до членов 1-го порядка малости:

$$\left. \frac{\partial J_0}{\partial z} \right|_{z=\langle z \rangle} \cdot \Delta z + J_m \cos 4\psi = 0. \quad (82)$$

Для грубой оценки можно принять $\partial J_0 / \partial z \sim J_0 / z$. Тогда из уравнения (82) определяется амплитуда отклонения дрейфовых оболочек от круглых

$$\Delta z_m \sim \frac{J_m}{J_c} z. \quad (83)$$

После подстановки выражения (81) получим

$$\frac{\Delta z_m}{z} \sim \left(\frac{z}{L_n} \right)^3 \frac{z}{L_c}.$$

Некоторая часть частиц с магнитным моментом, близким к значению $\mu^* = -\frac{\partial \psi}{\partial z} / \frac{\partial B}{\partial z}$ в области их движения (когда в соответствии с (72) магнитный дрейф компенсируется электрическим) перемещается по "банановым" дрейфовым оболочкам, не охватывающим ось ловушки и ограниченным по азимуту (см. рис. 13 б). Перемещение по таким оболочкам связано с переходами через нули суммарного азимутального дрейфа в зависимости от радиуса и радиального дрейфа на концах соленоида в зависимости от азимута. Приближенный вид сечения "банановых" дрейфовых оболочек для частиц с заданным магнитным моментом μ можно получить из (78), разлагая член J_0 по отклонению $x = z - z^*$ (где z^* - радиус, на котором азимутальный дрейф для этих частиц равен нулю) с точностью до членов 2-го порядка малости:

$$\frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 J_0}{\partial z^2} \right|_{z=z^*} \cdot x^2 + J_m \cos 4\psi = 0. \quad (84)$$

Грубо оценивая $\partial^2 J_0 / \partial z^2 \sim J_c / z^2$, из (84) получим радиальный полуразмер "банановых" оболочек

$$x_m \sim \sqrt{\frac{J_m}{J_c}} z. \quad (85)$$

Сравнивая (85) с (83) видим, что радиальный размер "банановых" оболочек в $\sim \sqrt{J_0 / J_m}$ раз больше размаха охватывающих дрейфовых оболочек. Хотя доля захваченных в "банановые" оболочки частиц относительно небольшая

$$\xi^* \sim \frac{x_m}{z} \quad (86)$$

поперечная неоклассическая диффузия в основных режимах определяется захваченными частицами /7/. На рис. 14а приведена качественная зависимость коэффициента неоклассической диффузии $D_{нк}$ от частоты столкновений ν . Только в режиме сильных столкновений на спаде кривой $D_{нк} = D(\nu)$ диффузия определяется незахваченными частицами, дрейфующими по охватывающим оболочкам /7/. Максимум неоклассической диффузии достигается при эффективной частоте столкновений захваченных частиц ν^* порядка частоты их обращения по "банановым" оболочкам

$$\omega^* \sim \frac{\Delta \psi}{t_n} \frac{x_m}{z}. \quad (87)$$

Здесь $\Delta \psi$ - угол продрейфования незахваченных частиц, множитель x_m / z отражает снижение частоты обращения захваченных частиц до нуля при уменьшении амплитуды x_m . В предельном случае, когда радиальный перепад потенциала порядка температуры плазмы, для большинства частиц

$$\Delta \psi \sim \frac{P_i}{z} \frac{L_c}{z}. \quad (88)$$

Максимальный коэффициент неоклассической диффузии (на плато)

$$D_{нкп} \sim x_m^2 \nu^* \xi^*.$$

После подстановки выражений (85, 81, 87, 88, 86) получим окончательно

$$D_{\text{нп}} \sim z^2 \left(\frac{z}{L_n}\right)^6 \frac{\rho_c}{z} \left(\frac{z}{L_0}\right)^2 \frac{v_T}{z}. \quad (89)$$

При угле продрейфовывания $0 \ll \Delta\psi < 1$ компенсации дрейфа на противоположных концевых участках не происходит и азимутальные вариации продольного инварианта возрастают /7/:

$$\frac{J_m}{J_c} \sim \frac{z}{L_n} \frac{z}{L_0}. \quad (90)$$

В этом случае максимальный коэффициент диффузии

$$D_n \sim z^2 \left(\frac{z}{L_n}\right)^2 \frac{\rho_i}{z} \left(\frac{z}{L_0}\right)^2 \frac{v_T}{z}. \quad (91)$$

Если имеет место сильная зависимость амплитуды смещения a от питч-угла θ , при $\Delta\psi \ll 1$ появляется дополнительная поперечная диффузия, обнаруженная в работе /45/ и названная диффузией на расщеплении дрейфовых поверхностей. При пролете иона по соленоиду от пробки до пробки вследствие рассеяния питч-угол изменяется на величину $\delta\theta \sim \sqrt{v_T t_n}$. После двух последовательных отражений от противоположных пробок ион смещается по радиусу на величину

$$\delta z' \sim \frac{\partial a}{\partial \theta} \sqrt{v_T t_n} \cos 2\psi. \quad (92)$$

В результате такой недокомпенсации смещений в противоположных пробках появляется дополнительная диффузия с коэффициентом

$$D_a \sim \frac{\langle \delta z' \rangle^2}{2t_n}; \quad (93)$$

где усреднение производится по питч-углу θ и азимуту ψ .

В случае, когда в зависимости $a = a(\theta)$ имеется пик шириной $\Delta\theta \ll 1$, как это показано на рис.15, диффузия определяется частицами с питч-углами, лежащими в интервале $\Delta\theta$. Коэффициент диффузии на расщеплении при $\delta\theta < \Delta\theta$ растет с частотой столкновений v , а при $\delta\theta \geq \Delta\theta$ выходит на плато, где, как это следует из (93), он достигает величины

$$D_{aп} \sim \frac{a_m^2}{t_n} \frac{\Delta\theta}{2\pi}. \quad (94)$$

При углах продрейфовывания большинства ионов $\Delta\psi \gtrsim 1$ существенную роль играет диффузия "резонансных частиц" /8/, для которых в случае квадрупольной симметрии

$$\Delta\psi = i \frac{\pi}{2}; \quad (95)$$

где i - целые нечетные числа.

"Резонансные" частицы, последовательно отражаясь от пробок, получают на концевых участках радиальное смещение одного и того же знака.

Частицы, для которых выполняется условие резонанса (95) на некотором радиусе z_s , при небольшом отклонении от этого радиуса $x = z - z_s$ в результате радиальных смещений на концах соленоида по (73) в экваториальной плоскости ловушки имеют следующую среднюю скорость изменения отклонения

$$\dot{x} = \frac{a}{t_n} \sin 2\psi. \quad (96)$$

Соответствующая скорость изменения азимутального положения

$$\dot{\psi} = \frac{1}{t_n} \frac{\partial \Delta\psi}{\partial z} x. \quad (97)$$

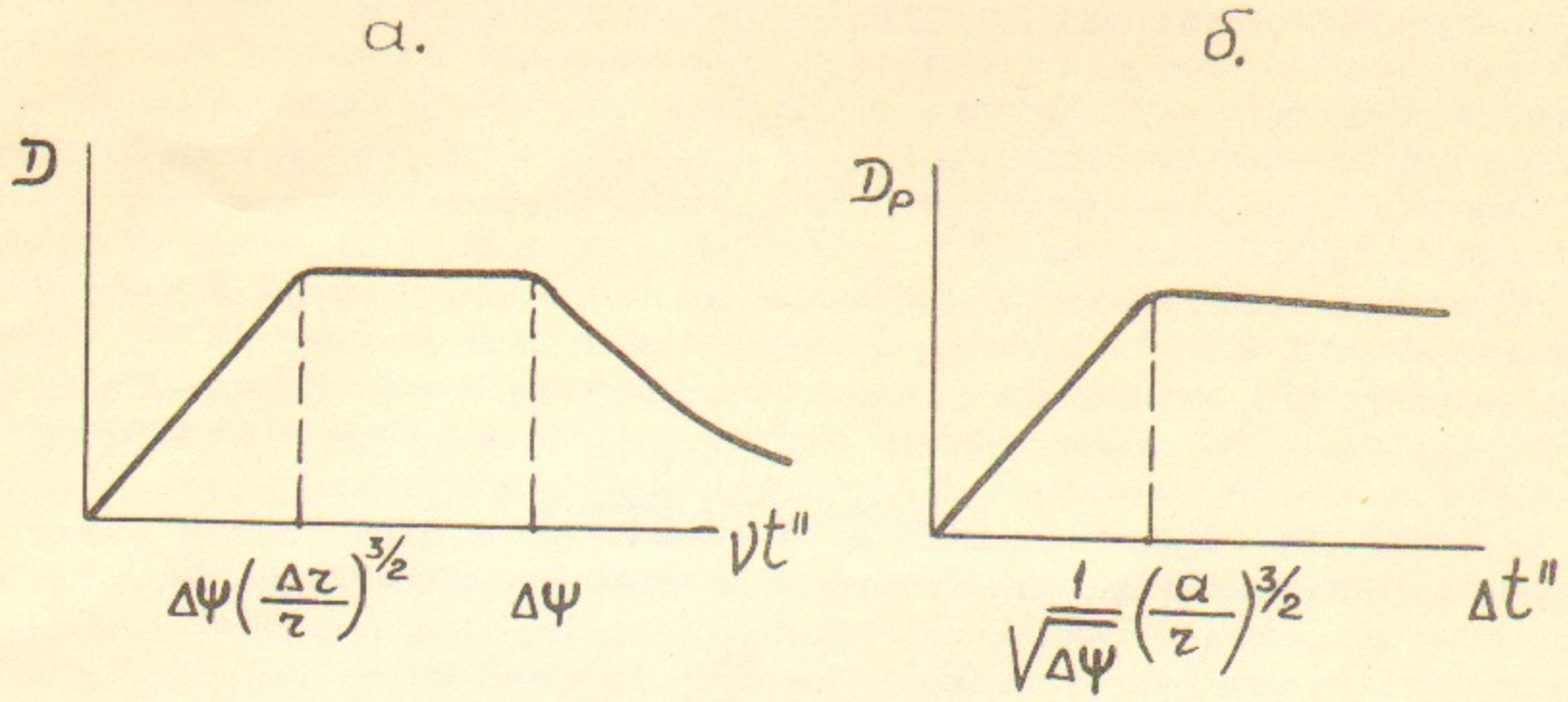


Рис.14.

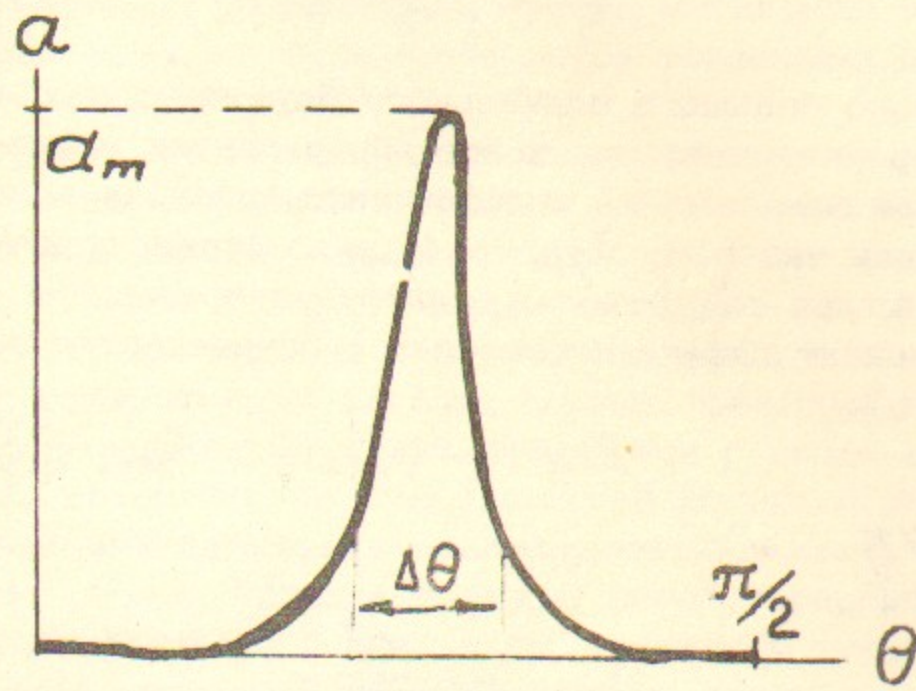


Рис.15.

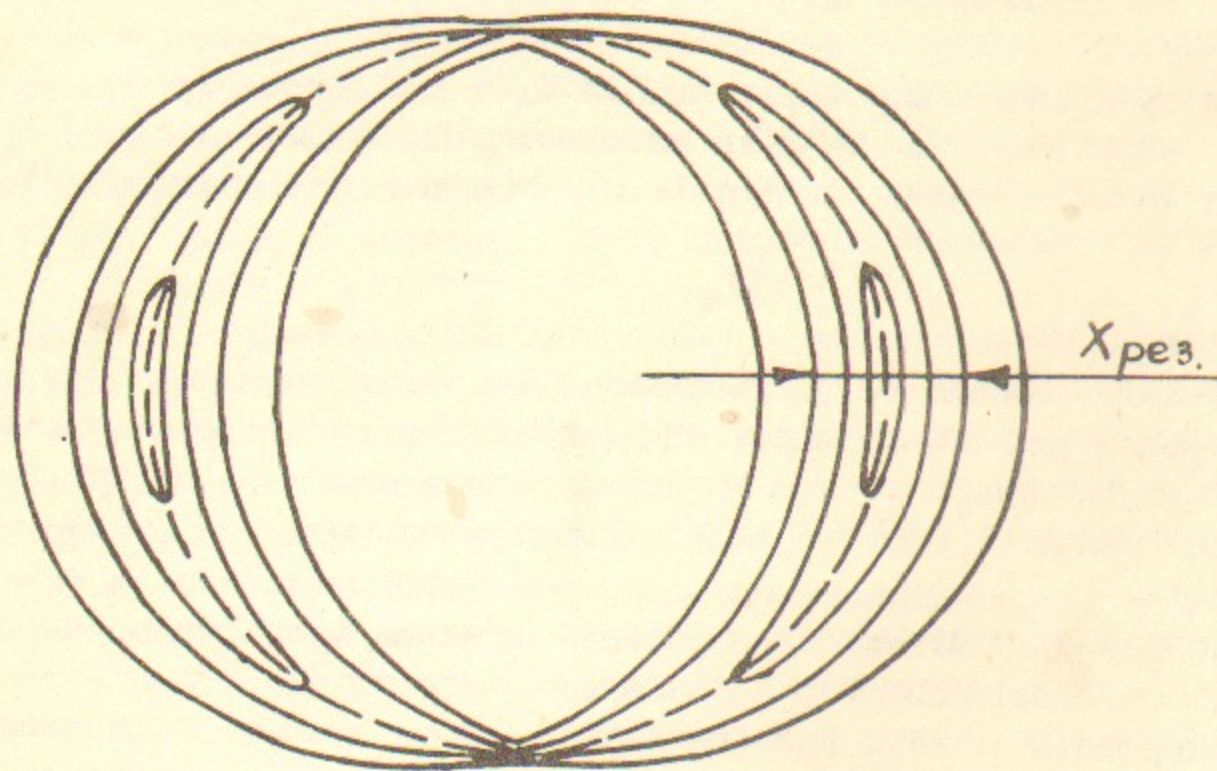


Рис.16

Если рассматривать последовательные положения иона в экваториальной плоскости ловушки через промежутки времени $4t_{II}$, то соответствующие точки будут лежать на некоторой кривой – траектории частицы в этой плоскости. Уравнение этой траектории можно найти из (96) и (97)

$$\frac{1}{2a} \frac{\partial \Delta\psi}{\partial z} x^2 + \sin^2 \psi = C; \quad (98)$$

где C – константа, зависящая от начального положения частицы. При $\frac{\partial \Delta\psi}{\partial z} > 0$ значениям константы $0 < C < 1$ соответствуют захваченные частицы, для которых область движения по углу ψ ограничена (см. рис. 16). Частицы, для которых $C > 1$ обходят ось ловушки. Из (98) можно оценить величину радиальных блужданий резонансных частиц

$$x_{рез} \sim \sqrt{a / \frac{\partial \Delta\psi}{\partial z}}. \quad (99)$$

Из (96) и (97) можно оценить частоту обращения захваченных частиц

$$\omega_{рез} \sim \frac{a}{x_{рез}} \frac{1}{t_{II}}. \quad (100)$$

Доля захваченных частиц в один резонанс

$$\xi \sim \frac{x_{рез}}{z}. \quad (101)$$

Вследствие относительно большого радиального блуждания захваченных в резонансное движение частиц поперечная диффузия ионов определяется этими частицами. На рис. 146 приведена качественная зависимость коэффициента диффузии ионов от частоты столкновений. Пока эффективная частота $\nu_{eff} \ll \omega_{рез}$ коэффициент диффузии растет линейно с частотой столкновений, при $\nu_{eff} \gg \omega_{рез}$ диффузия не зависит от частоты столкновений. Максимальный коэффициент диффузии (на плато) определяется захваченными частицами, для которых $\nu_{eff} \sim \omega_{рез}$:

$$D_{pn} \sim x_{рез} \omega_{рез} \xi_{рез} \frac{\Delta\psi}{\pi/2}.$$

Здесь множитель $\frac{\Delta\psi}{\pi/2}$ введен для учета числа резонансов. После подстановки выражений (100) и (101) получим

$$D_{pn} \sim \frac{a^2}{t_{II}}. \quad (102)$$

Если амплитуда смещения a определяется выражением (74), то

$$D_{pn} \sim z^2 \left(\frac{z}{L_n}\right)^2 \left(\frac{\rho_i}{z}\right)^2 \frac{z}{L_0} \frac{v_{Ti}}{z}. \quad (103)$$

При углах продрейфования ионов $\Delta\psi \approx z/a$ становится достаточным одного отражения от пробки, чтобы частица прошла из одной резонансной области в другую. В результате возникает стохастическая диффузия с коэффициентом диффузии /6/

$$D_{ст} \sim \frac{a^2}{t_{II}}. \quad (104)$$

Таким образом, использование аксиально/несимметричных магнитных полей в концевых пробкотронах для обеспечения МГД-устойчивости приводит к существенному увеличению поперечных потерь основной плазмы с максимальным коэффициентом диффузии, определяемый формулами (102) и (103). Для амбиполярной ловушки с реакторными параметрами $\Delta\psi \sim 1$ и коэффициент поперечной диффузии близок к максимальному. Для того, чтобы поперечные потери плазмы были меньше продольных, необходимо увеличивать радиус и длину соленоидальной части ловушки.

Уменьшить поперечные потери плазмы можно также за счет удлинения переходных участков между концевыми пробкотронами и соленоидом, усовершенствования конфигурации магнитного поля на этих участках и уменьшения аксиальной асимметрии этого поля.

6. Экспериментальные установки и результаты экспериментов

Для экспериментального изучения удержания плазмы в открытой ловушке с помощью амбиполярных барьеров созданы и создаются несколько экспериментальных установок.

В 1978 году в университете Цукубы (Япония) была запущена небольшая амбиполярная ловушка Гамма-6. В 1979 году в Ливерморской лаборатории (США) была запущена более крупная экспериментальная установка - ТМХ. В Новосибирском институте ядерной физики с 1977 года сооружается амбиполярная ловушка АМБАЛ с параметрами, близкими к параметрам установки ТМХ. В Висконсинском университете (США) создается небольшая установка *Phaedrus*.

На рис.17 представлена схема установки АМБАЛ. Магнитные поля в концевых пробкотронах имеют конфигурацию с "минимумом В" и создаются парами катушек типа Инь-Янь. Центральный соленоид в этой установке относительно короткий. Соленоидальная часть поля, создаваемая 3-мя круглыми катушками, имеет длину порядка диаметра катушек. Основную часть центрального пробкотрона по длине занимают переходные участки, в которых круглое сечение магнитного потока в соленоиде переходит в эллиптическое сечение во внутренних пробках концевых пробкотронов. Для согласования магнитных полей соленоида и концевых пробкотронов служат две плоских и одна С-образная катушки на каждом переходном участке. Выходящие из наружных пробок магнитные потоки после того, как они достаточно сильно расширятся, перехватываются торцевыми пластинами, принимающими вытекающую из пробок плазму.

В концевых пробкотронах накапливаются и поддерживаются сгустки плазмы с высокой энергией ионов с помощью перезарядной инжекции. Каждый концевой пробкотрон снабжен 4-мя инжекторами ионов водорода, пучки от которых проходят через газозаградительные перезарядные магниевые струи и в виде атомарных потоков поступают поперек магнитного поля в камеру пробкотрона. Ионные компоненты пучков после перезарядной мишени отклоняются магнитными сепараторами на специальные приемные пластины.

Накопление плазмы в концевых сгустках начинается с ввода в концевые пробкотроны стартовой теплой плазмы, которая служит затравочной мишенью для атомарных пучков. Стартовая плазма вводится в пробкотроны вдоль магнитного поля через наружные пробки от 2-х пар плазменных пушек, устанавливаемых около торцевых приемников плазмы. После того, как за счет перезарядки и ионизации атомарных пучков на стартовой плазме в концевых пробкотронах накопится горячая плазма, плазменные пушки выключаются. Далее необходимая плотность горячей плазмы в концевых пробкотронах поддерживается за счет ионизации атомарных пучков на горячей плазме. В установке АМБАЛ половина инжекторов концевых пробкотронов является стартовыми инжекторами. Они имеют малую длительность работы и включаются только на время накопления горячей плазмы.

Основная плазма в центральном пробкотроне поддерживается с помощью инжекторов атомов с низкой энергией (порядка ионной температуры основной плазмы).

На рис.18 представлен общий вид установки АМБАЛ. Вся магнитная система установки расположена снаружи вакуумной камеры. Торцевые приемники плазмы расположены в отдельных вакуумных баках, в которых также встроены основные сорбционные титановые насосы.

Ионные инжекторы с перезарядными мишенями и сепараторами размещены в отдельных вакуумных блоках. В этих блоках имеются криогенные насосы для откачки водорода, выделяющегося из инжекторов, и сорбционные титановые насосы для откачки водорода, выделяющегося при попадании ионных и атомарных пучков на стенки и специальные приемные поверхности. Вакуумная система установки АМБАЛ рассчитана на рабочие циклы длительностью в сотни миллисекунд.

Установка ТМХ имеет более длинную соленоидальную часть, в концевых пробкотронах используются катушки бейсбольного типа, отличается геометрия и переходных катушек. Для поддержания основной плазмы в этой установке в соленоид вводится газообразный водород. На рис.19 представлен общий вид установки ТМХ. По конструкции эта установка отличается от установки АМБАЛ тем, что в ней концевые пробкотроны, торцевые приемники плазмы и инжекторы размещены в 2-х больших цилиндрических баках - по одному на каждом конце установки. При этом токовые катушки концевых пробкотронов и пере-

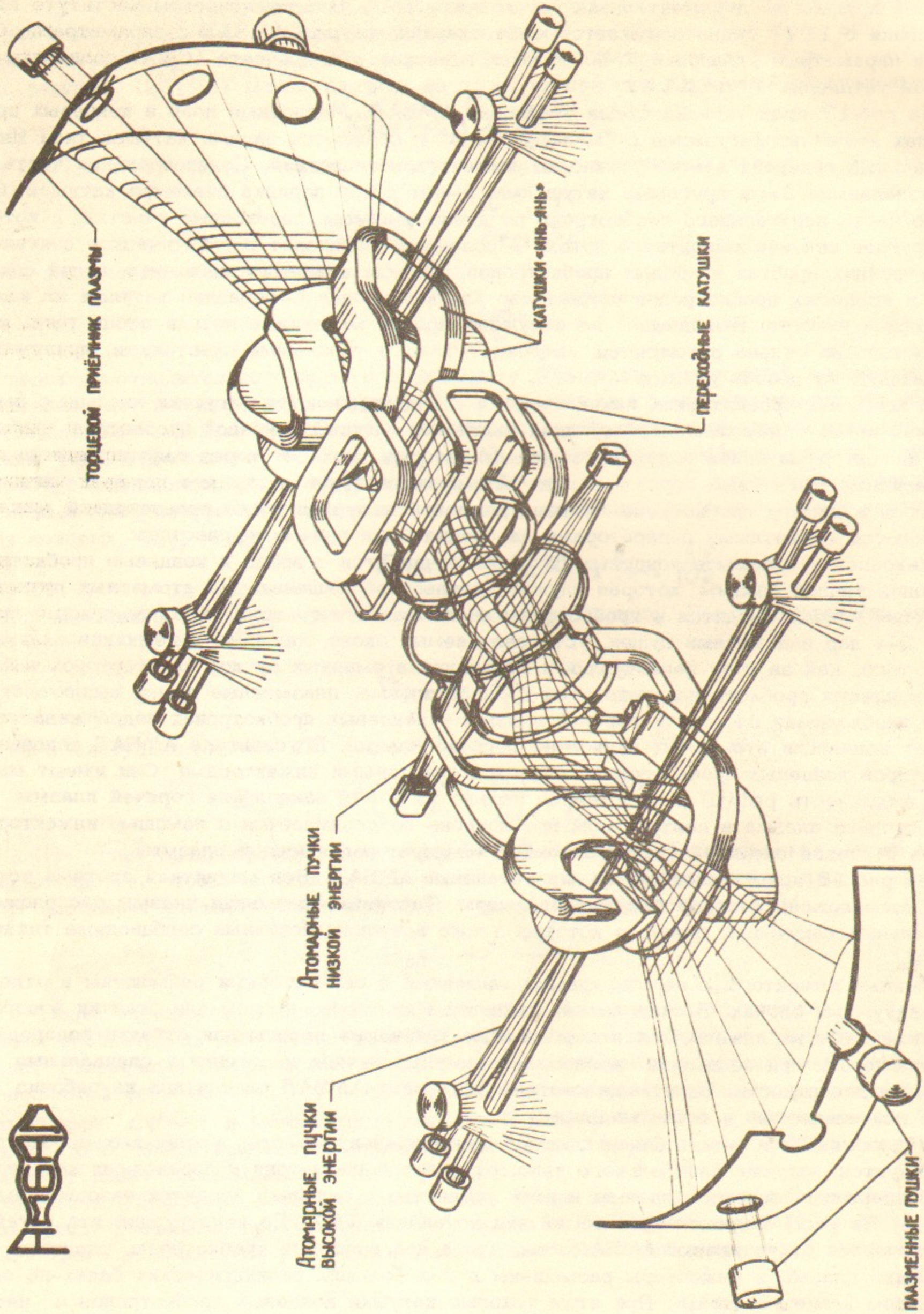


Рис.17.

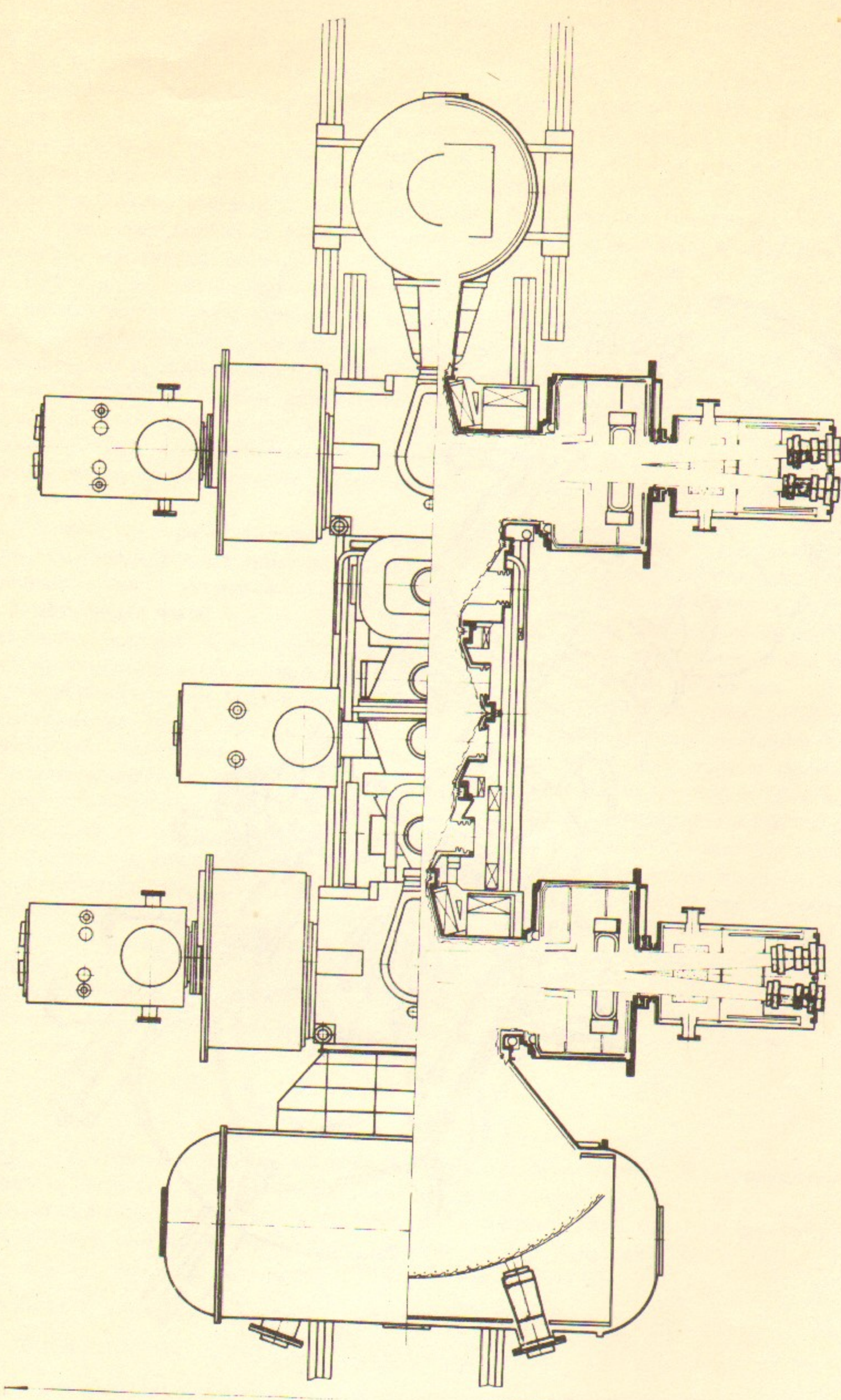


Рис.18.

7000

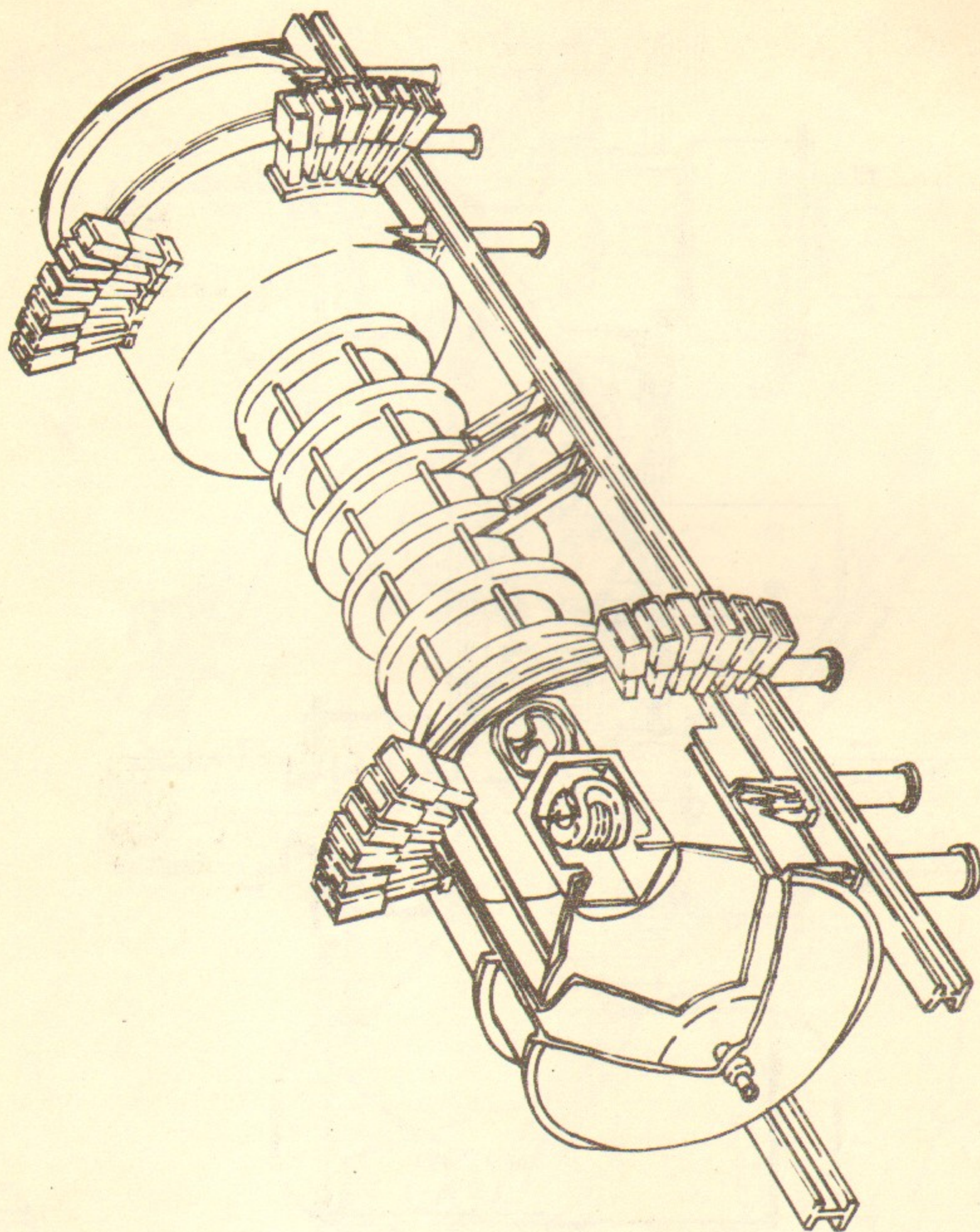


Рис.19.

ходных участков размещены в вакууме. В этих же баках размещены основные сорбционные титановые насосы. Вакуумная система установки ТМХ рассчитана на рабочие циклы длительностью в десятки миллисекунд.

На рис.20 представлена схема установки Гамма-6. Ее магнитная система отличается относительной ориентацией наружных пробок. В этой установке большие оси эллиптических сечений магнитного потока в наружных пробках лежат в одной плоскости, а в установках АМБАЛ и ТМХ эти оси лежат в перпендикулярных плоскостях. Переход от соленоидального поля к полю концевых пробкотронов естественный без переходных катушек. Вследствие этого плазма в соленоиде имеет эллиптическое сечение с большим отношением осей. Установка Гамма-6 имеет относительно небольшие поперечные размеры и относительно слабое магнитное поле.

В таблице 2 приведены основные расчетные параметры экспериментальных установок. Что касается размеров установок, наиболее важной является величина радиуса плазмы в концевых пробкотронах, выраженная в ионных ларморовских радиусах. Эта величина пропорциональна произведению $R_k B_k$. Произведение $R_k B_k$ примерно одинаково для установок АМБАЛ и ТМХ и значительно меньше для установок Гамма-6 и *Phaedrus*. Установка ТМХ отличается большим объемом основной плазмы. Мощность инжекции в установке ТМХ предусмотрена с большим запасом. Большие токи инжекции на этой установке позволяют проводить эксперименты с большим значением β в концевых пробкотронах.

Первые экспериментальные данные получены на установке Гамма-6 /40/. После ввода мишенной тепловой плазмы в ловушку в концевые пробкотроны инжектировались нейтральные пучки с энергией до 8 КэВ. С помощью зондов измерялись потенциалы плазмы на ее периферии (в 6 см от оси). При инжекции пучков наблюдалось появление разности потенциалов плазмы в концевых пробкотронах и плазмы в соленоиде. На рис.21 представлена зависимость этой разности потенциалов $\Delta\psi$ от тока инжекции.

Эксперименты на установке ТМХ начались в июле 1979 года /47/ с токами инжекции в концевые пробкотроны по 100-200 А (средняя энергия инжекции 17 КэВ) при номинальном магнитном поле в концевых пробкотронах и при поле в соленоиде 1 кгс. Плотность плазмы измерялась по ослаблению нейтральных пучков и 2-х мм-микроволновыми интерферометрами. Электронная температура измерялась в одном из концевых пробкотронов по Томсоновскому рассеянию. Энергия ионов в концевых пробкотронах оценивалась по выходу нейтронов (плазма дейтериевая). Температура в соленоиде оценивалась по диамагнитному сигналу. Потенциал плазмы в концевых пробкотронах определялся по минимуму энергии ионов, покидающих ловушку через наружные пробки. Потенциал плазмы в соленоиде измерялся с помощью пучка ионов таллия, вводимого поперек плазмы. На концах установки измерялась плотность тока ионов, выходящих из ловушки в окрестности осевой силовой линии. При этом ток ионов из соленоида значительно превосходит ток ионов из концевых пробкотронов. Время жизни плазмы в соленоиде оценивалось из соотношения

$$n\tau_0 = \frac{n_0 L_0}{j_0}$$

где j_0 - суммарная плотность тока ионов из соленоида вдоль магнитного поля, приведенная к сечению трубки магнитного потока в соленоиде.

За несколько первых месяцев работы установки ТМХ были получены следующие максимальные значения параметров плазмы на оси ловушки /48/:

$$n_k = 4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}; \quad \langle W_{ik} \rangle \sim 13 \text{ КэВ}; \quad T_{ek} = 260 \text{ эВ};$$

$$n_0 = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}; \quad T_{i0} \sim 250 \text{ эВ}; \quad \beta_0 = 0,14;$$

$$\Delta\psi = 100 \div 300 \text{ эВ}; \quad n\tau_0 \sim 0,7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3} \text{ сек.}$$

Особое внимание заслуживает достижение достаточно высокой электронной температуры в концевых пробкотронах, которая в 3 раза превышает типичное значение, получаемое ранее на пробкотроне 2x2В при сравнимом токе инжекции. Измеренное значение параметра удержания $n\tau_0$ в 9 раз превышает его расчетное значение при $\Delta\psi = 0$.

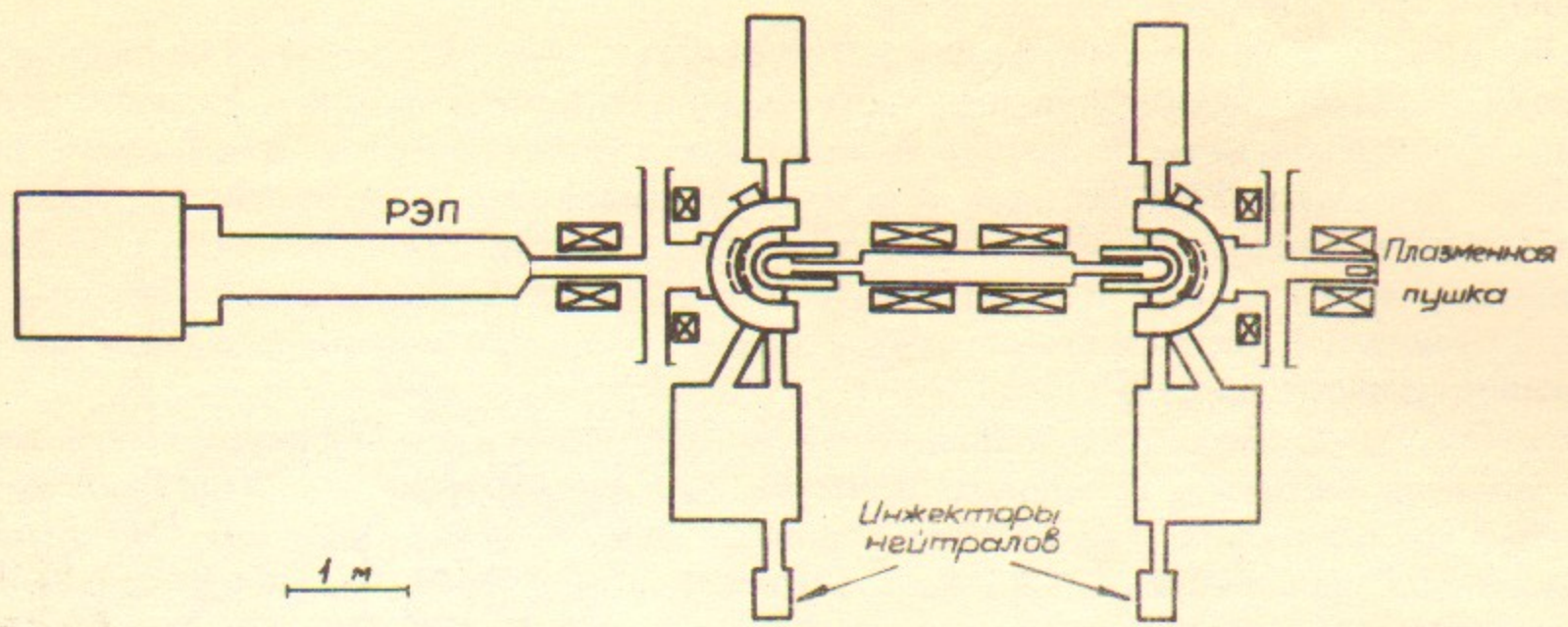


Рис.20.

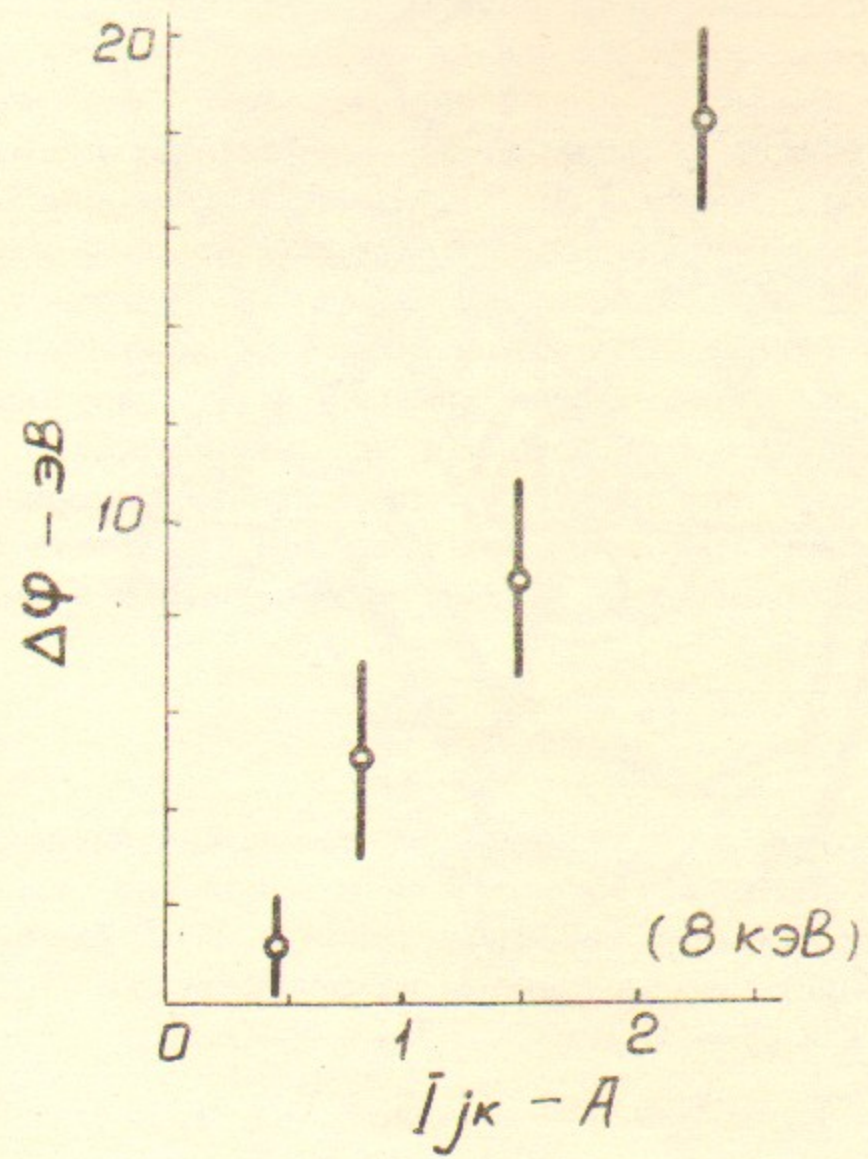


Рис.21.

Таблица 2.

Установки		АМБАЛ	ТМХ	Гамма-6	Phaedrus
<u>Концевые пробкотроны:</u>					
Поле в центре	B_k - кгс	10 ÷ 15	10	4	2
Поле в пробках	B_m - кгс	20 ÷ 30	20	10	
Длина	L_k - см	100	75	125	90
Радиус плазмы	R_k - см	12	10	4	7
Энергия инъекции	W_{jk} - КэВ	25	26	10	2
Старт.ток инъекции	I_{js} - А	2x200	2x560	2x3	2x40
Осн.ток инъекции	I_{jk} - А	2x50			
Длительность работы	t - мсек	100 ÷ 500	25	2,5	1
Плотность плазмы	n_k - см ⁻³	$3 \cdot 10^{13}$	$5 \cdot 10^{13}$	10^{12}	$5 \cdot 10^{12}$
Энергия ионов	$\langle W_{i,k} \rangle$ - КэВ	20	26	8	2
<u>Центральный пробкотрон</u>					
Поле в центре	B_0 - кгс	1,5 ÷ 2,25	0,5-2	1,6	
Длина	L_0 - см	350	640	315	390
Радиус плазмы	R_0 - см	30	30	2x20	14
Объем плазмы	V_0 - л	300	1700	100	
Энергия инъекции	W_{j0} - эВ	200	-	-	-
Ток инъекции	I_{j0} - А	20	-	-	-
Плотность плазмы	n_0 - см ⁻³	10^{13}	10^{13}	-	-
Температура ионов	T_{i0} - эВ	500	80		$2 \cdot 10^{12}$
Темп-ра электронов	T_e - эВ	1000	200	300	15
Барьер для ионов	$\Delta\varphi$ - эВ	1100	320		
Параметр удержания	$n\tau_0$ - см ⁻³ сек	$3 \cdot 10^{11}$	$3 \cdot 10^{11}$		

Авторами работы /48/ утверждается, что такое наблюдаемое повышение параметра $n\tau_0$ за счет амбиполярных барьеров много больше возможных ошибок в расчетах и измерениях.

На рис. 22 приведены временные зависимости плотности плазмы в соленоиде n_0 , ионных токов, выходящих по оси из восточного и западного концов установки \bar{I}_E и \bar{I}_W и диамагнитного сигнала из соленоида, снятые в одном цикле с токами инъекции в концевые пробкотроны 2x110А. С 6-ой миллисекунды по 11-ую наряду с инжекторами

включены плазменные пушки, вводящие в концевые пробкотроны теплую мишенную плазму. В это время происходит формирование горячих концевых сгустков плазмы. При этом токи I_E и I_W имеют повышенное значение за счет потока ионов теплой плазмы. После этого устанавливается стационарное состояние с близкими по величине токами ионных потерь I_E и I_W . В этом состоянии измеренные параметры плазмы имеют в этом цикле следующие значения: $n_k = 1,35 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$; $T_{ek} = 103 \text{ эВ}$; $n_0 = 5,2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$; $T_{ic} = 27 \text{ эВ}$; $n\tau_0 = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3} \text{ сек}$. На 20-ой миллисекунде выключаются инжекторы в восточном концевом пробкотроне. При этом с восточной стороны должен исчезнуть амбиполярный барьер для ионов в соленоиде. В соответствии с этим возрастают потери ионов через восточный конец (ток I_E). Потери ионов через западный конец остаются относительно небольшими ($I_W \ll I_E$). Время установления стационарного состояния после выключения инжекторов в восточном пробкотроне (~ 3 мсек) определяется распадом горячей плазмы в этом пробкотроне. Когда же на 25-ой миллисекунде выключаются инжекторы и в западном пробкотроне, ток ионных потерь через западный конец I_W также повышается (на время порядка времени распада плазмы в соленоиде). В соленоиде плазма образуется за счет ионизации водорода, напускаемого в соленоид через импульсный клапан, электронами, нагреваемыми в концевых пробкотронах. Снижение диамагнитного сигнала из соленоида во время распада горячей плазмы в восточном пробкотроне свидетельствует о понижении температуры плазмы в соленоиде, поскольку ее линейная плотность меняется незначительно. После выключения восточного пробкотрона суммарный ток ионов из осевой области соленоида возрастает из-за усиления ионизации газа на оси за счет понижения электронной температуры и уменьшения радиуса плазмы в соленоиде. Результаты, приведенные на рис.21, достаточно убедительно свидетельствуют об ограничении ухода плазмы из соленоида амбиполярными барьерами.

Основными задачами дальнейших экспериментов на амбиполярных ловушках являются:

1. Исследование возможностей подавления конусных неустойчивостей в концевых пробкотронах при высокой температуре электронов.
2. Исследование и ограничение поперечных потерь плазмы в соленоидальной части ловушки, в том числе при больших значениях
3. Исследование МГД-устойчивости в длинной соленоидальной части, особенно при больших значениях β .

7. Термоядерные реакторы на основе амбиполярных ловушек

Электростанция с термоядерными реакторами должна удовлетворять ряду требований. Основные из них два:

1. Удельные (на единицу выходной электрической мощности) капитальные затраты на строительство термоядерной электростанции не должны сильно превышать удельные затраты на строительство обычных электростанций, работающих на угле.
2. Эффективность термоядерной электростанции, равная отношению выходной электрической мощности к полной термоядерной мощности, выделяемой в термоядерных реакциях и в литиевом blankets, не должна быть значительно ниже эффективности обычных электростанций.

Поскольку топливная составляющая стоимости электроэнергии в термоядерных электростанциях может быть достаточно низкой, а топливная составляющая обычных электростанций со временем должна повышаться, то в недалеком будущем относительно высокие удельные капитальные затраты возможно не будут большим препятствием для строительства термоядерных электростанций. Вопрос этот сложный, он связан и с загрязнением окружающей среды и с развитием потребностей на органические ископаемые для производства ценнейших материалов и с запасами этих ископаемых.

Эффективность обычных электростанций $\eta = 35-40\%$. Однако, кроме электростанций, большое количество органического топлива сжигается для получения только тепловой энергии. Поэтому общая эффективность энергетики по электроэнергии значительно ниже эффективности электростанций. Повидимому, в будущем термоядерные реакторы должны обеспечивать человечество не только электрической, но и тепловой энергией. Разумеется,

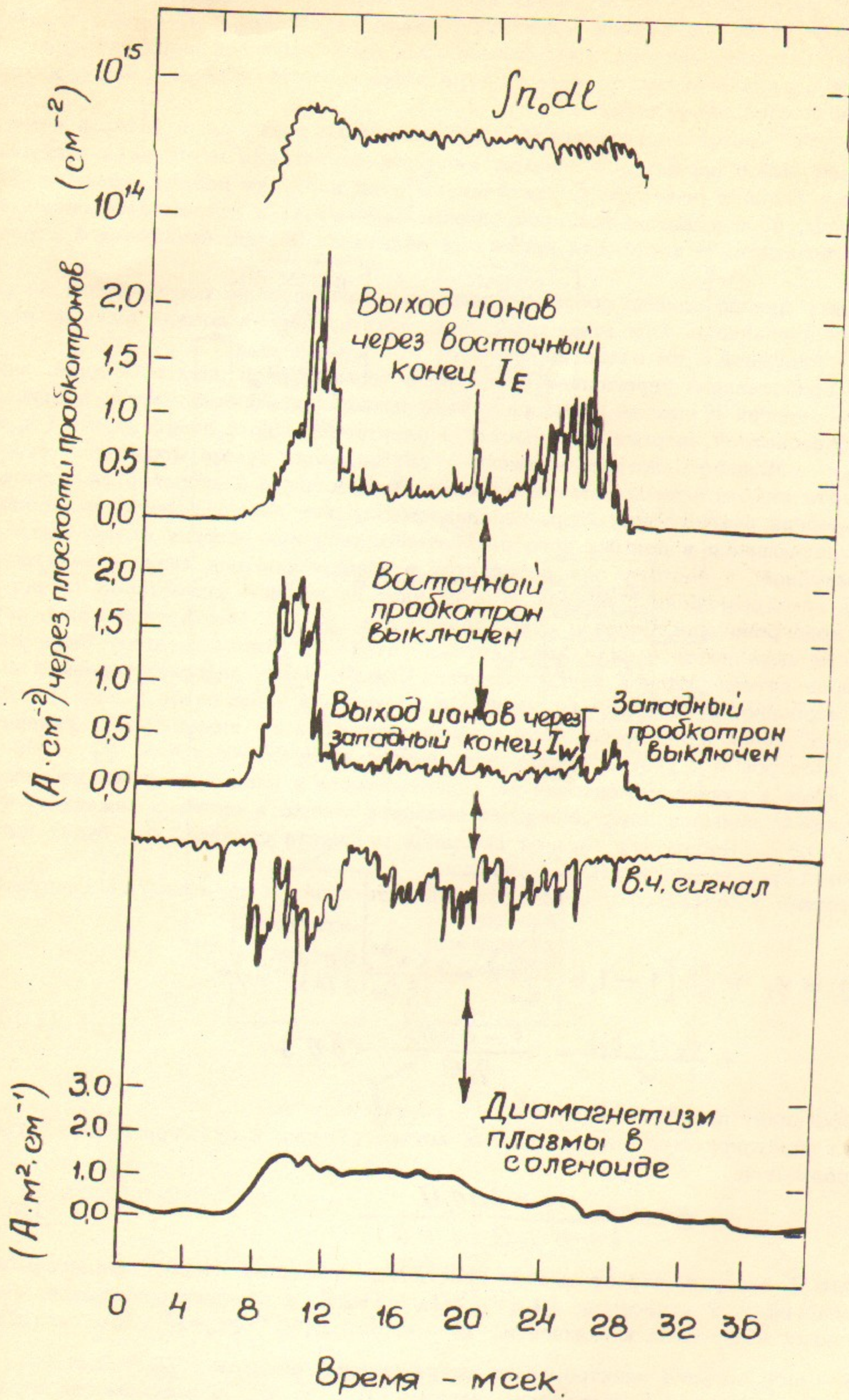


Рис.22.

часть тепловой энергии должна быть достаточно "высокотемпературной". Вероятно, что эффективность термоядерных электростанций $\sim 30\%$ может быть удовлетворительной.

Термоядерный реактор, как правило, является усилителем мощности. Часть получаемой с "выхода" реактора мощности уходит на его "вход". Это — циркулирующая мощность. Ее доля от общей получаемой мощности (в виде электроэнергии) сильно зависит от коэффициента усиления реактора. Чем больше доля циркулирующей мощности, тем больше тепловые потери энергии, то есть меньше эффективность электростанции, и тем больше удельные капитальные затраты.

Важнейшей технической характеристикой термоядерного реактора, с которой непосредственно связан выбор параметров плазмы, является допустимая нейтронная нагрузка на 1-ую стенку и бланкет реактора. С увеличением этой нагрузки падают удельные капитальные затраты, но и уменьшается срок службы 1-й стенки и усложняется система съема тепла из бланкета. В настоящее время эта величина обычно принимается порядка 1 МВт/м^2 .

Конструкция реактора должна позволять выполнять дистанционно все операции по замене 1-й стенки и бланкета. При этом технология этих процессов должна быть достаточно простой и надежной и не очень дорогой.

На рис.23 представлена упрощенная блок-схема термоядерной электростанции. Значительная часть энергии с выхода реактора в виде потока заряженных частиц поступает в прямые преобразователи энергии этих частиц в электроэнергию с коэффициентом преобразования η_E . Мощность потока заряженных частиц равна сумме мощности α — частиц, мощности инжектируемых частиц и мощности подогрева электронов за вычетом кинетической энергии реагирующих ядер, передаваемых нейтронам, и энергии излучения электронов. Выделяющаяся в прямых преобразователях тепловая энергия может быть "высокотемпературной" и поэтому она передается в преобразователи тепла в электроэнергию. Часть электроэнергии с выхода станции идет на питание инжекторов частиц и генераторов подогрева электронов с суммарным к.п.д. η_J . Часть теряемой в инжекторах энергии выделяется в виде "высокотемпературного" тепла и может быть передана в преобразователи тепла в электроэнергию. Однако часть энергии, теряемая в инжекторах и, особенно, в генераторах подогрева электронов выделяется в виде "низкотемпературного" тепла и не может быть использована. К.п.д. инжекторов и генераторов подогрева электронов с учетом только этих потерь энергии обозначим η_J^* . Некоторая часть ионных пучков инжекторов не захватывается в плазму и ее энергия может быть рекуперирована прямо в электроэнергию непосредственно в системе инжекции, что повысит к.п.д. η_J . Небольшая доля от выходной мощности станции δ будет потребляться вспомогательными системами станции.

В соответствии с описанной схемой эффективность станции определяется следующим выражением:

$$\eta = \eta_T + \frac{\epsilon_\alpha}{\epsilon} \left[1 - 1,6 \frac{\langle W_{ic}^F \rangle}{\epsilon_\alpha} - 2 \frac{\langle W_0^{\alpha} \rangle}{\xi \epsilon_\alpha} \right] \eta_E (1 - \eta_T) + \frac{\eta_E (1 - \eta_T)}{Q} - \frac{1 - \eta_T \eta_J^*}{\eta_J Q} - \delta \eta ; \quad (105)$$

где η_T — коэффициент преобразования тепла в электроэнергию.

Отношение циркулирующей электроэнергии внутри станции к суммарной вырабатываемой электроэнергии

$$C = \frac{1 + \delta \eta \eta_J Q}{1 + \eta \eta_J Q (1 + \delta)} \quad (106)$$

Из таблицы 1 следует, что отношение кинетической энергии ионов, передаваемой нейтрону, к энергии α — частицы $1,6 \langle W_{ic}^F \rangle / \epsilon_\alpha \sim 1-2\%$, а отношение мощности тормозного излучения электронов к мощности α — частиц $2 \langle W_0^{\alpha} \rangle / \xi \epsilon_\alpha \sim 5\%$. Для системы без дополнительного нагрева электронов по современным оценкам $\eta_J \approx 0,8$ и $\eta_J^* \approx 0,95$. В таблице 4.3 приведены значения η и C в зависимости от Q при $\eta_T = 0,4$; $\eta_E = 0,7$; $\delta = 0,025$ и при выше указанных значениях других

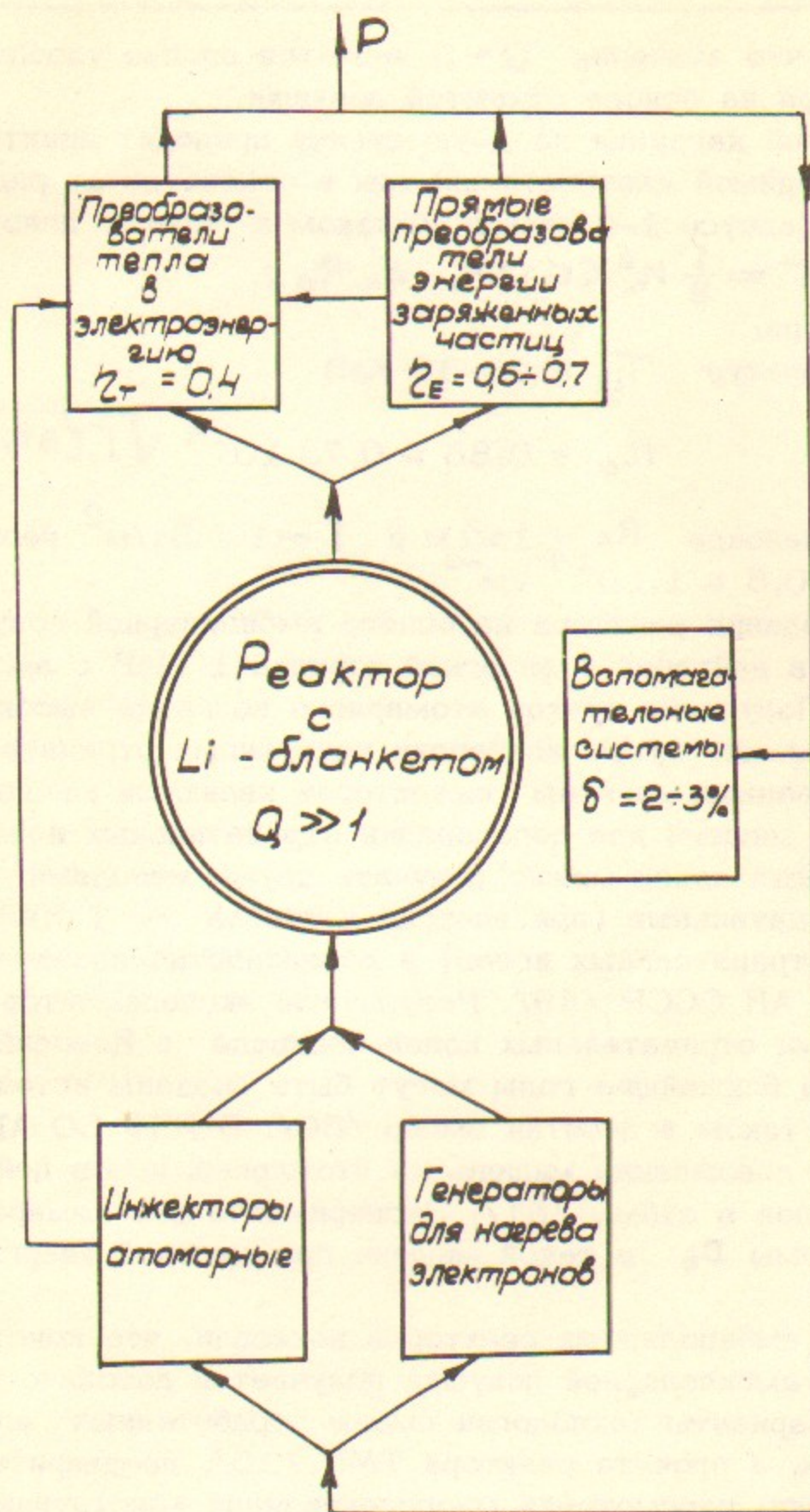


Рис.23.

величин.

Таблица 3.

Q	3	5	7	10
η - %	33,7	38,3	40,26	41,85
ϵ - %	56,0	40,4	31,9	24,5

Из таблицы 3 видно, что значение $Q \sim 5$ является вполне удовлетворительным для термоядерного реактора на основе открытой ловушки.

Оптимизация нейтронной нагрузки на 1-ую стенку приводит практически к однозначной зависимости необходимой плотности плазмы в соленоиде от радиуса плазмы. Нейтронная нагрузка при радиусе 1-й стенки, близком к радиусу плазмы,

$$\Gamma = \frac{1}{8} n_0^2 \langle \sigma v \rangle_{DT} \epsilon_n R_0; \quad (107)$$

где ϵ_n - энергия нейтрона.

В диапазоне ионных температур $T_{ic} = 20-30$ КэВ

$$n_0 = 0,88 + 0,73 \cdot 10^{14} \sqrt{\Gamma [\text{Вт/см}^2] / R_0}$$

При радиусе плазмы в соленоиде $R_0 = 1-2$ м и $\Gamma \sim 1$ МВт/м² необходимая плотность плазмы в соленоиде $n_0 \sim 0,5 + 1 \cdot 10^{14}$ см⁻³.

Одним из условий создания реактора на основе амбиполярной ловушки является разработка инжекторов атомов дейтерия с энергией порядка 1 МэВ с высоким коэффициентом полезного действия. Получение пучков атомарного водорода высокой энергии с высокой эффективностью возможно путем конверсии ускоренных отрицательных ионов. Важнейшими элементами основанных на этом инжекторов являются многоамперные источники отрицательных ионов и мишени для перезарядки отрицательных ионов в атомы. Интенсивные пучки отрицательных ионов можно получать двумя методами: перезарядкой положительных ионов в отрицательные (при энергии дейтронов ~ 1 КэВ в парах цезия можно получить до 20% отрицательных ионов) и поверхностно-плазменным методом, разработанным в ИЯФ СО АН СССР /49/. Результаты экспериментов с поверхностно-плазменными источниками отрицательных ионов водорода в Новосибирске позволяют сделать заключение, что в ближайшие годы могут быть созданы источники ионов стационарного действия с током в десятки ампер /50/. В ИЯФ СО АН СССР также предложена и разработана плазменная мишень из атомарных ионов дейтерия для перезарядки отрицательных ионов в атомы /51/. Экспериментально измеренный коэффициент конверсии ионов D^- в атомы D_0 в такой мишени при высокой энергии составляет 84,5 - 1% /52/.

Эскизные проработки амбиполярных реакторов показали, что конструкция соленоидальной реакторной части амбиполярной ловушки получается довольно простой и имеются достаточно надежные варианты технологии смены отработанных элементов реактора, включая 1-ую стенку. Так, в проекте реактора ТМР /20/, предварительно изученном в Ливерморской лаборатории, рассмотрена многосекционная конструкция соленоидальной части реактора. Каждая секция с аксиальным размером в несколько метров имеет относительно простую аксиально-симметричную конструкцию и включает вакуумную камеру с привариваемыми фланцами, литиевый бланкет, защитный слой и сверхпроводящие катушки. Секция может дистанционно отсоединяться и выезжать на гусеничном ходу. В этом же проекте представлена конструкция катушек для получения магнитного поля в центре концевых пробкотронов до 165 кГс. Система катушек каждого пробкотрона состоит из пары круговых сверхпроводящих катушек из сплава ниобия с оловом, которые охватывают криогенные катушки типа Инь-Янь из алюминия. Максимальное поле на поверхности сверхпроводников не превышает 173 кГс.

Важным узлом реактора на основе открытой ловушки является преобразователь энергии заряженных частиц, выходящих из пробки, в электроэнергию. Было предложено несколько схем таких преобразователей (конверторов) и проведен ряд исследований

этих схем для использования их в классической открытой ловушке. Возможность создания конверторов с высоким коэффициентом преобразования энергии потока заряженных частиц в электрическую не вызывает сомнений.

Что касается использования усовершенствованных схем амбиполярной ловушки для построения термоядерного реактора, то сегодня наиболее обнадеживающей схемой представляется ловушка с двумя последовательными пробкотронами на каждом конце — внутренними (главными) для удержания ионов в соленоиде, наружными для поддержания МГД-устойчивости плазмы и для выноса части перепада потенциала из главных пробкотронов.

Л и т е р а т у р а:

1. В.П.Пастухов. "Nucl. Fusion", 1974, v.14, p. 3-6.
2. Г.И.Димов, В.В.Закайдаков, М.Е.Кишиневский, "Физика плазмы", 1976, т.2, стр.597-610.
3. G.I.Dimov, V.V.Zakaidakov, M.E.Kishinevsky, "Plasma Physics and Controlled Nucl. Fus. Research", IAEA, Vienna, 1977, v. 3, p. 177-187.
4. T.K.Fowler, B.G.Logan, "Comments on Plasma Phys. and Control. Fusion", 1977, v. 2, p. 167.
5. G.G.Kelley, "Plasma Physics", 1967, v. 9, p. 503-505.
6. Д.Д.Рютов, Г.В.Ступаков. "Письма ЖЭТФ", 1977, т.26, стр.186-189.
7. Д.Д.Рютов, Г.В.Ступаков. "Физика плазмы", 1978, т.4, стр.501-519.
8. Д.Д.Рютов, Г.В.Ступаков. "Докл. АН СССР", 1978, т.240, стр.1086-1089.
9. Б.В.Чириков. "Физика плазмы", 1979, т.5, стр.880-891.
10. LLL Rep. "Magnetic Fusion Energy Quarterly Report" UCRL-50051-78-2.
11. LLL Rep. "Magnetic Fusion Energy Quarterly Report" UCRL-50051-78-3.
12. Г.В.Ступаков, "Физика плазмы", 1979, т.5, стр.871-879.
13. D.E.Baldwin, B.G.Logan, T.K.Fowler, LLL Rep. UCID-18156, 1979.
14. М.Лонтано, Л.С.Пеккер, П.Поззоли. "Физика плазмы", 1980, т.6 (в печати).
15. T.K.Fowler, B.G.Logan, "Variations on Thermal Barriers" in LLL Rep. "Mirror Theory Monthly" 15-XI-1979; J.Kesner, "Axisymmetric Tandem Mirror Plugs" Rep. UWEDM-328, 1979.
16. В.В.Арсенин. "МГД устойчивая аксиально-симметричная амбиполярная ловушка" - доклад на сессии Совета по физике плазмы и УТС АН СССР в Звенигороде, 1980.
17. B.G.Logan, LLL Rep. UCRL 83555, 1979.
18. A.H.Futch et al., "Plasma Physics", 1972, v. 14, p.211-244.
19. Б.А.Трубников. В кн. "Вопросы теории плазмы", Вып.1, М., Атомиздат, 1963, стр.98-182.
20. P.W.Moir et al., LLL Rep. UCRL. 52302, 1977.
21. Г.Е.Векштейн. "Тирорелаксационный нагрев плазмы с большим в открытых ловушках" Препринт ИЯФ СО АН СССР, 1980 (в печати).
22. F.H.Coensgen et al., "Plasma Physics and Controlled Nucl.Fus. Research", IAEA, Vienna, 1977, v. 3, p. 135-143.
23. Б.А.Трубников, "Plasma Physics and Controlled Nucl. Fus.Research", IAEA, Vienna, 1966, v. 1, p. 83-102.
24. Д.Д.Рютов, Г.В.Ступаков. "О МГД устойчивости плазмы в открытой ловушке с большим пробочным отношением" - доклад на сессии Совета по физике плазмы и УТС АН СССР в Звенигороде, 1980.
25. D.E.Baldwin et al., "Plasma Physics and Controlled Nucl.Fus. Research", IAEA, Vienna, 1979, v. 2, p. 427-435.
26. М.С.Иоффе, Б.И.Канаев, В.П.Пастухов, Е.Е.Юшманов. "Журн. эксперимент. и теор. физики", 1974, т.67, стр.2145-2156.
27. Б.И.Канаев, Е.Е.Юшманов. "Журн. эксперим. и теор. физики", 1974, т.67, стр.586-600.
28. F.H.Coensgen et al., "Phys. Rev.Lett", 1975, v.35, p. 1501.
29. R.F.Post, M.N.Rosenbluth, "Phys.Fluids", 1966, v.9, p.730-749.
30. H.L.Berk et al., "Plasma Physics and Controlled Nucl.Fus. Research", IAEA, Vienna, 1969, v. 2, p. 151-164.

31. А.Б.Михайловский, в кн. "Вопросы теории плазмы", Вып.6, М.Атомиздат, 1972, стр.70-138.
32. D.E.Baldwin, H.L.Berk, L.D.Pearlstein, "Phys. Rev. Lett.", 1976, v. 36, 1051-1054.
33. H.L.Berk, M.J.Gerver, "Phys. Fluids", 1976, v. 19, p.1646-1648.
34. A.A.Ivanov, G.V.Roslyakov, "VIII Europ. Conf. on Control Fusion and Plasma Phys.", Prague, 1977, v. 1, p. 93.
35. G.N.Chulkov, A.V.Timofeev, "Nucl. Fusion", 1980, v. 20, p. 9-16.
36. D.E.Baldwin et al., LLL Rep. UCRL-80636, 1978.
37. R.F.Post, M.N.Rosenbluth, "Phys. Fluids", 1965, v. 8, p. 547.
38. Р.З.Сагдеев, В.Д.Шафранов. "Журн.эксперим. и теор.физики", 1960, т.39, с.181-184.
39. J.G.Cordey, Hastie R.J., "Phys. Fluids", 1972, v. 15, p. 2291-2294.
40. H.L.Berk et al., "Plasma Physics and Controlled Nucl. Fus. Research", IAEA, Vienna, 1977, v. 3, p. 147-157.
41. А.Б.Михайловский, А.В.Тимофеев. "Журн.эксперим. и теор. физики", 1963, т.44, стр. 919-921.
42. А.А.Галеев, С.С.Моисеев, Р.З.Сагдеев. "Атомная энергия", 1963, т.15, стр.451-467.
43. Б.Б.Кадошцев, А.В.Тимофеев. "Докл.АН СССР" 1962, т.146, стр.581-584.
44. Л.В.Михайловская, А.Б.Михайловский. "Журн.эксперим. и теор. физики", 1963, т.45, стр.1566-1571.
45. П.Б.Лысянский, М.А.Тиунов. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 80-94, 1980.
46. S.Miyoshi et al., "Plasma Physics and Controlled Nucl. Fus. Research", IAEA, Vienna, 1979, v. 2, p. 437-443.
47. T.K.Fowler, F.H.Coensgen "IX Europ. Conf. on Control. Fusion and Plasma Phys.", Oxford, England, 1979.
48. F.H.Coensgen et al., LLL Rep. UCRL-83594, 1979.
49. Yu.I.Bel'chenko, G.I.Dimov, V.G.Dudnikov, "Proc. Symp. Production and Neutr. Neg. Hydrogen Ions and Beams", BNL Rep. 50727, 1977, p. 79-96.
50. Ю.И.Бельченко, В.Г.Дудников. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 80-34; 1980.
51. Г.И.Димов, А.А.Иванов, Г.В.Росляков. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 79-22, 1979.
52. А.А.Иванов, Г.В.Росляков. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 80-20, 1980.