

20

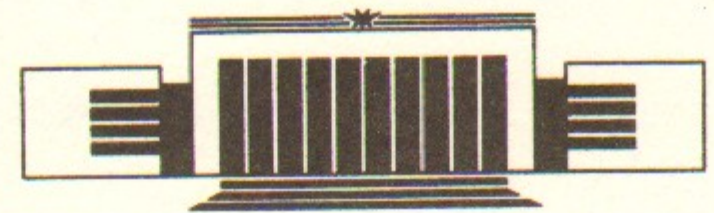
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР



Д.Д. Рютов

**«САМООЧИЩЕНИЕ» ТЕРМОЯДЕРНОЙ
ПЛАЗМЫ В АМБИПОЛЯРНОЙ ЛОВУШКЕ**

ПРЕПРИНТ 86-150



НОВОСИБИРСК

1986

"САМООЧИЩЕНИЕ" ТЕРМОЯДЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В АМБИПОЛЯРНОЙ ЛОВУШКЕ

Д. Д. Рютов

А Н Н О Т А Ц И Я

Высота потенциального барьера, удерживающего ионы в амбиполярной ловушке, пропорциональна заряду иона. Поэтому продольные потери ионов с $Z \gg 1$ исчезающе малы, и возникает проблема накопления примесей в центральном пробкотроне амбиполярной ловушки. В работе указан механизм, который приводит к удалению примесных ионов. Механизм состоит в близких столкновениях этих ионов с α -частицами, возникающими в термоядерных реакциях. Получены формулы, определяющие скорость очистки термоядерной плазмы в пределе больших пробочных отношений.

"САМООЧИЩЕНИЕ" ТЕРМОЯДЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В АМБИПОЛЯРНОЙ ЛОВУШКЕ

Д. Д. Рютов

1. ВВЕДЕНИЕ

Продольное удержание дейтронов и тритонов в центральном пробкотроне амбиполярной ловушки [1,2] обеспечивается барьерами амбиполярного потенциала в концевых пробкотронах (рис.1). Высота этих барьеров составляет несколько температур T плазмы центрального пробкотрона:

$$e\Phi_A = GT \quad (1)$$

где коэффициент G равен $2+2,5$ в "традиционной" схеме амбиполярной ловушки и может достигать значений $4+5$ при использовании тепловых барьеров [3].

Для ионов примесей с зарядом $Z > 1$ высота потенциального барьера в Z раз больше, чем вычисленная по формуле (1). Так как продольное время жизни экспоненциально зависит от высоты потенциального барьера, продольные потери примесей пренебрежимо малы, и возникает проблема их накопления в плазме.

Примеси могут вноситься в плазму в составе пучков быстрых нейтральных атомов, используемых для поддержания материального и энергетического баланса в системе. Они могут проникать в плазму также диффузионным путем, возникая на различных ограничивающих плазму "материальных" диафрагмах. Особенно неприятным может быть при этом эффект диффузионного "всасывания" примесей в глубь плазмы [4], приводящей к их концентрации вблизи оси установки.

В настоящем сообщении мы покажем, что при наличии в центральном пробкотроне амбиполярной ловушки интенсивной термоядерной реакции существует естественный механизм удаления примесей с не слишком большими Z ($Z \leq 20$) через концы системы. Механизм состоит в близких столкновениях α -частиц термоядерного происхождения с ионами примесей. При каждом таком столкновении иону примеси передается значительная доля энергии α -частицы ($\sim M_\alpha/M_Z$, где M_α и M_Z , соответственно, масса α -частицы и иона примеси), которая для не слишком тяжелых ионов достаточна

для преодоления ими потенциального барьера. Если после столкновения вектор скорости иона примеси лежит в конусе потерь центрального пробкотрона, то ион вылетает из установки.

Чтобы составить представление о том, какие примеси могут удалиться из ловушки посредством вышеописанного механизма, рассмотрим лобовое столкновение α -частицы с первоначально неподвижным ионом примеси. При таком столкновении ион примеси приобретает энергию

$$W_z = W_\alpha \frac{4M_\alpha M_z}{(M_\alpha + M_z)^2}$$

где через M и W обозначены массы и энергии частиц, а индексы α и z относятся, соответственно, к α -частице и примесному иону. Для ионов с $Z \geq 2$ с хорошей точностью имеем

$$M_z \approx \frac{Z}{2} M_\alpha, \quad (2)$$

откуда

$$W_z = W_\alpha \frac{8Z}{(2+Z)^2}$$

Требую, чтобы W_z превышало величину $Ze\Phi_A$ (см. (1)), найдем оценку сверху для заряда Z ионов, которые могут быть удалены из ловушки:

$$Z < Z_{\max} \equiv \sqrt{\frac{8W_\alpha}{GT}} - 2. \quad (3)$$

Подставляя сюда максимально возможное значение W_α (3,5 МэВ) для типичных значений G и T ($G = 2,5$, $T = 20$ кэВ), находим, что из ловушки удаляются ионы вплоть до титана.

Делая оценку (3), мы предполагали, что в ловушке есть α -частицы, движущиеся почти строго вдоль магнитного поля. Это верно, если пробочное отношение центрального пробкотрона достаточно велико ($R \geq 3$).

Дальнейший план изложения следующий. В разделе II рассмотрена кинематика столкновений, приводящих к удалению ионов из

ловушки. В разделе III для случая большого пробочного отношения найдена скорость откачки тяжелых ионов и замедлившихся α -частиц. В разделе IV содержится обсуждение полученных результатов.

II. КИНЕМАТИКА СТОЛКНОВЕНИЙ

Сформулируем условия, при которых ион с зарядом Z вылетает из центрального пробкотрона амбиполярной ловушки. Будем считать, что распределение амбиполярного потенциала имеет вид, показанный на рис.1, т.е. пики потенциала локализованы в узких окрестностях минимумов магнитного поля в концевых пробкотронах. Введем обозначения

$$R = \frac{B_{\max}}{B_{\min}}, \quad R_A = \frac{B_A}{B_{\min}}$$

Смысл величин B_{\max} , B_{\min} , B_A ясен из рис.1. Очевидно, что $R_A < R$.

Чтобы вылететь из ловушки, ион должен, прежде всего, проникнуть через пробку центрального пробкотрона, т.е. его питч-угол θ в центральном соленоиде должен попасть в интервал, определяемый неравенством

$$\sin \theta < \frac{1}{\sqrt{R}}. \quad (4)$$

Далее, ион должен преодолеть амбиполярный барьер, т.е. должно быть выполнено условие

$$1 - R_A \sin^2 \theta \geq \frac{2Ze\Phi_A}{M_z v^2}, \quad (5)$$

где v - скорость иона в центральном соленоиде. На плоскости (v_\parallel, v_\perp) условия (4) и (5) определяют область, из которой теряются ионы (рис.2). Уравнение границы этой области (жирная линия на рис.2) имеет вид:

$$\theta = \theta^*(v) \equiv \begin{cases} \arcsin \sqrt{\frac{1}{R_A} \left(1 - \frac{v_{zm}^2}{v^2}\right)}, & v_{zm} < v \leq \frac{v_{zm}}{\sqrt{1 - \frac{R_A}{R}}}, \\ \arcsin \sqrt{\frac{1}{R}}, & v > \frac{v_{zm}}{\sqrt{1 - \frac{R_A}{R}}} \end{cases} \quad (6)$$

где

$$V_{zm} = \sqrt{\frac{2Ze\Phi_A}{M_z}} \quad (7)$$

— минимальная скорость иона, при которой он еще может преодолеть потенциальный барьер (двигаясь строго вдоль магнитного поля).

Рассмотрим столкновение α — частицы со скоростью V_α с первоначально неподвижным ионом. Пусть после столкновения скорость иона образует угол ψ с направлением первоначального движения α — частицы. Тогда абсолютная величина скорости иона после столкновения равна (см. [5], стр. 62)

$$V = \frac{2M_\alpha V_\alpha}{M_\alpha + M_z} \cos \psi$$

Угол ψ может лежать в интервале от 0 до $\frac{\pi}{2}$. Для дальнейшего это соотношение удобно представить в виде:

$$V = V_{zm} \frac{V_\alpha}{V_{\alpha m}} \cos \psi, \quad (8)$$

где

$$V_{\alpha m} = \frac{M_\alpha + M_z}{2M_\alpha} V_{zm} \quad (9)$$

— минимальная скорость α — частицы, достаточная для того, чтобы "выбить" ион с данным Z из потенциальной ямы (при лобовом столкновении).

Векторы скорости ионов, рассеянных на угол ψ , составляют коническую поверхность, ось которой совпадает с направлением первоначального движения α — частицы (рис.3). На рис.3 θ_α — начальный питч-угол α — частицы. Поскольку функция распределения α — частиц симметрична относительно плоскости, перпендикулярной к магнитному полю, достаточно рассмотреть столкновения ионов с α — частицами, у которых $0 < \theta_\alpha < \frac{\pi}{2}$.

Питч-угол иона θ зависит от азимутального угла φ , который отсчитывается от плоскости, проходящей через векторы \vec{V}_α и \vec{B} (рис.3):

$$\cos \theta = \cos \theta_\alpha \cos \psi + \sin \theta_\alpha \sin \psi \cos \varphi \quad (10)$$

Ион вылетает из ловушки при выполнении одного из двух условий:

$$\theta < \theta^*, \quad \theta > \pi - \theta^* \quad (11)$$

т.е. при

$$|\cos \theta| > \cos \theta^* \quad (11')$$

Характерный вид зависимости $|\cos \theta|$ от φ показан на рис.4. Обозначим через $\Delta\varphi$ суммарную длину всех отрезков оси абсцисс (в интервале $0 \leq \varphi \leq 2\pi$), на которых выполняется неравенство (11'). Можно проверить, что для $\Delta\varphi$ справедлива следующая формула:

$$\Delta\varphi = 2 \arccos \frac{\cos \theta^* - \cos \theta_\alpha \cos \psi}{\sin \theta_\alpha \sin \psi} + 2 \arccos \frac{\cos \theta^* + \cos \theta_\alpha \cos \psi}{\sin \theta_\alpha \sin \psi} \quad (12)$$

(выбрана ветвь арккосинуса, меняющаяся от 0 до π ; если абсолютная величина аргумента одного из слагаемых делается больше единицы, соответствующее слагаемое следует полагать равным нулю). Напомним, что мы считаем $0 < \theta_\alpha < \pi/2$. В этом же интервале лежат ψ и θ^* .

Первое слагаемое в (12) соответствует ионам, вылетающим в ту же пробку, в направлении которой движется α — частица; второе слагаемое соответствует вылету в противоположную пробку.

Поскольку при рассеянии на данный угол ψ все значения φ равновероятны, доля ионов, которые вылетят из ловушки в результате таких столкновений есть $\varepsilon = \Delta\varphi/2\pi$; ε зависит от θ_α и ψ :

$$\varepsilon = \varepsilon(\theta_\alpha, \psi). \quad (13)$$

Разумеется, ε лежит в интервале от 0 до 1.

Для дальнейшего полезно рассмотреть свойства функции ε при большом пробочном отношении $R \gg 1$, т.е. при $\theta^* \ll 1$. Особенно существен при этом случай, когда угол θ_α не слишком близок к 0 и $\frac{\pi}{2}$:

$$\theta_\alpha \gg \theta^*; \quad \frac{\pi}{2} - \theta_\alpha \gg \theta^* \quad (14)$$

Первое из этих условий означает, что ε отлично от нуля только при $|\psi - \theta_\alpha| \leq \theta^*$; второе условие гарантирует, что вклад в выражение (12) вносит только первое слагаемое. Проводя в нем разложение по степеням θ^* и $\psi - \theta_\alpha$, легко получаем:

$$\varepsilon = \begin{cases} \frac{\sqrt{\theta^{*2} - (\psi - \theta_\alpha)^2}}{\pi \sin \theta_\alpha}, & |\psi - \theta_\alpha| < \theta^* \\ 0, & |\psi - \theta_\alpha| > \theta^* \end{cases} \quad (15)$$

При данной скорости α -частицы угол θ^* , определенный соотношением (6), вообще говоря, зависит от ψ . Но учитывая, что при малых θ^* функция ε отлична от нуля только при $|\psi - \theta_\alpha| \ll \theta_\alpha$, можно в выражении (8) для v заменить ψ на θ_α и, соответственно, воспользоваться следующим представлением θ^* :

$$\theta^* = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{R_A}} \sqrt{1 - \frac{v_{\alpha m}^2}{v_\alpha^2 \cos^2 \theta_\alpha}}, & v_{\alpha m} < v_\alpha \cos \theta_\alpha < \frac{v_{\alpha m}}{\sqrt{1 - \frac{R_A}{R}}}; \\ \frac{1}{\sqrt{R}}, & v_\alpha \cos \theta_\alpha > \frac{v_{\alpha m}}{\sqrt{1 - \frac{R_A}{R}}}. \end{cases} \quad (16)$$

Из теории кулоновских столкновений (см., напр., [5], стр. 70) известно, что ион будет двигаться под углом ψ к первоначальному направлению скорости α -частицы при столкновении с прицельным параметром

$$\rho(\psi) = \frac{2Ze^2}{v_\alpha^2} \left(\frac{1}{M_\alpha} + \frac{1}{M_z} \right) \operatorname{tg} \psi, \quad 0 < \psi < \frac{\pi}{2} \quad (17)$$

(поскольку мы рассматриваем столкновения с большой передачей импульса, эффектом дебаевского экранирования можно пренебречь). Зная этот результат, можно найти число ионов, "выбиваемых" α -частицами из единицы объема центрального пробкотрона в единицу времени:

$$v_z n_z = 2 \cdot n_z \cdot \int_0^\infty v_\alpha^3 dv_\alpha \int_0^{\pi/2} f_\alpha(v_\alpha, \theta_\alpha) 2\pi \sin \theta_\alpha d\theta_\alpha \cdot \int_0^{\pi/2} 2\pi \rho(\psi) \left| \frac{d\rho}{d\psi} \right| \varepsilon(v_\alpha, \theta_\alpha, \psi) d\psi, \quad (18)$$

где f_α - функция распределения α -частиц, а первый множитель "2" учитывает тот факт, что интегрирование ведется только по "половинке" их функции распределения ($0 < \theta_\alpha < \pi/2$). Величина v_z имеет смысл "частоты выбивания" ионов с зарядом Z из системы.

III. РАСЧЕТ СКОРОСТИ ОЧИСТКИ ПЛАЗМЫ В ЧАСТНЫХ СЛУЧАЯХ

Формулы (6), (8), (12), (17) и (18), в принципе, решают поставленную задачу (если известна функция распределения α -частиц), но конкретный результат в общем случае может быть найден только численным интегрированием. Поэтому, чтобы составить некоторое представление о скорости очистки плазмы, мы рассмотрим ситуацию, допускающую существенные упрощения. Именно, будем считать, что:

1. Пробочное отношение R велико, $R \gg 1$.

2. Температура электронов достаточно мала, так что в существенной для "выбивания" ионов области энергий α -частиц функция f_α формируется только под действием динамического трения об электроны, а рассеянием α -частиц на ионах можно пренебречь.

Предположение 1 позволяет пользоваться аппроксимациями (15) и (16). Предположение 2 дает возможность удерживать в интеграле столкновений для α -частиц только динамическое трение об электроны, что приводит к следующему выражению для f_α :

$$f_{\alpha}(v_{\alpha}, \theta_{\alpha}) = G\left(\theta_{\alpha} - \frac{1}{\sqrt{R}}\right) \begin{cases} 0, & v_{\alpha} > \sqrt{2W_{\alpha}/M_{\alpha}}; \\ \frac{\tau_{\alpha} S_{\alpha}}{4\pi v_{\alpha}^3}, & v_{\alpha} < \sqrt{2W_{\alpha}/M_{\alpha}}, \end{cases} \quad (19)$$

где S_{α} - число α - частиц, рождающихся в единице объема центрального пробкотрона в единицу времени, $W_{\alpha} \approx 3,5$ МэВ - энергия α - частиц в момент рождения,

$$\tau_{\alpha} = \frac{3}{16\sqrt{2\pi}} \frac{M_{\alpha}}{\sqrt{m}} \frac{T^{3/2}}{\Lambda e^4 n} \quad (20)$$

- время торможения α - частиц на электронах плазмы, m - масса электрона, Λ - кулоновский логарифм. Подразумевается, что температуры электронов и ионов в центральном пробкотроне близки; поэтому индекс "е" у температуры опускаем. Функция G равна нулю при отрицательных значениях аргумента и единице - при положительных.

Выражение (19) для f_{α} становится неверным в области малых скоростей, где существенны столкновения α - частиц с ионами плазмы. Но эта область в любом случае не вносит вклада в интеграл (18), так как при малых v_{α} α - частицы вообще не способны "выбивать" тяжелые ионы (ε обращается в нуль). Поэтому неточность формулы (19) при малых v_{α} не играет существенной роли в рассматриваемой задаче.

При значениях v_{α} , очень близких к $v_{\alpha m}$ (см. (9)), в выбивании ионов могли бы участвовать только α - частицы с $\theta_{\alpha} = 0$, но таких α - частиц в системе нет (они вылетают в конус потерь). Однако уже при небольшом превышении v_{α} над $v_{\alpha m}$, $v_{\alpha} - v_{\alpha m} > v_{\alpha m}/R$, в выбивании ионов начинают участвовать α - частицы с питч-углами, превышающими $1/\sqrt{R}$. Для них при вычислении интеграла (18) можно воспользоваться приближенным выражением (15). Ниже мы увидим, что основной вклад в интеграл (18) вносят α - частицы со скоростями, грубо говоря, от $v_{\alpha m}$ до $2v_{\alpha m}$. Поэтому неточность выражения (15) в малой окрестности точки $v_{\alpha m}$ ($v_{\alpha} - v_{\alpha m} \lesssim v_{\alpha m}/R$) приводит лишь к незначительной относи-

тельной ошибке при вычислении интеграла (18).

Выполним в (18) интегрирование по $d\psi$. Учитывая, что ε отлично от нуля лишь в узкой окрестности точки $\psi = \theta_{\alpha}$, имеем:

$$\int_0^{\pi/2} \rho \left| \frac{d\rho}{d\psi} \right| \varepsilon d\psi \approx \rho \left| \frac{d\rho}{d\psi} \right| \Big|_{\psi=\theta_{\alpha}} \int_{\theta_{\alpha}-\theta^*}^{\theta_{\alpha}+\theta^*} \varepsilon d\psi = \\ = \frac{2z^2 e^4}{v_{\alpha}^4} \left(\frac{1}{M_{\alpha}} + \frac{1}{M_z} \right)^2 \frac{\theta^{*2}(v_{\alpha}, \theta_{\alpha})}{\cos^3 \theta_{\alpha}}, \quad (21)$$

где функция $\theta^*(v_{\alpha}, \theta_{\alpha})$ определена соотношением (16). Подставляя в (18) выражение (19) для функции распределения α - частиц, находим:

$$\int_0^{\pi/2} f_{\alpha}(v_{\alpha}, \theta_{\alpha}) \sin \theta_{\alpha} d\theta_{\alpha} \int_0^{\pi/2} \rho \left| \frac{d\rho}{d\psi} \right| \varepsilon d\psi = \\ = \frac{z^2 e^4 S_{\alpha} \tau_{\alpha}}{4\pi v_{\alpha}^7} \left(\frac{1}{M_{\alpha}} + \frac{1}{M_z} \right)^2 \cdot \\ \cdot \begin{cases} \frac{1}{2R_A} \left(\frac{v_{\alpha}}{v_{\alpha m}} - \frac{v_{\alpha m}}{v_{\alpha}} \right)^2, & v_{\alpha m} < v_{\alpha} < \frac{v_{\alpha m}}{\sqrt{1 - \frac{R_A}{R}}}, \\ \frac{1}{R} \left[\frac{v_{\alpha}^2}{v_{\alpha m}^2} \left(1 - \frac{R_A}{2R} \right) - 1 \right], & v_{\alpha} > \frac{v_{\alpha m}}{\sqrt{1 - \frac{R_A}{R}}}. \end{cases} \quad (22)$$

Мы, естественно, подразумеваем, что $v_{\alpha m} < \sqrt{2W_{\alpha}/M_{\alpha}}$. Учитывается также малость $1/\sqrt{R}$ (поэтому в качестве нижнего предела интегрирования по $d\theta_{\alpha}$ мы берем нуль).

Из выражения (22) видно, что при проведении в (18) интегрирования по $d\theta_{\alpha}$ подынтегральная функция в области $v_{\alpha} \geq 2v_{\alpha m}$ убывает пропорционально $1/v_{\alpha}^2$, т.е. α - частицы со скоростями, существенно превышающими $v_{\alpha m}$, не вносят вклада в ν_z . Это одновременно означает, что в ν_z не вносят вклада α - частицы с питч-углами, близкими к $\frac{\pi}{2}$ ($\cos \theta_{\alpha} > v_{\alpha m}/v_{\alpha}$!).

т.е. выполняется и второе из неравенств (14), определяющих возможность пользования приближенной формулой (15). Проводя элементарное интегрирование по dv_α , находим:

$$v_z = \frac{2\pi Z^2 e^4 S_\alpha \tau_\alpha}{v_{\alpha m}^2 R} \left(\frac{1}{M_\alpha} + \frac{1}{M_z} \right)^2 \cdot F\left(\frac{R_A}{R}, \eta\right), \quad (23)$$

$$\eta \equiv \sqrt{M_\alpha v_{\alpha m}^2 / 2W_\alpha},$$

$$F\left(\frac{R_A}{R}, \eta\right) = \begin{cases} \frac{R}{2R_A} \left[\frac{8}{15} - \left(1 - \frac{R_A}{R}\right)^{1/2} + \frac{2}{3} \left(1 - \frac{R_A}{R}\right)^{3/2} - \frac{1}{5} \left(1 - \frac{R_A}{R}\right)^{5/2} \right] + \\ + \left(1 - \frac{R_A}{2R}\right) \left[\left(1 - \frac{R_A}{R}\right)^{1/2} - \eta \right] + \frac{\eta^3}{3} - \frac{1}{3} \left(1 - \frac{R_A}{R}\right)^{3/2}, \quad \eta < \left(1 - \frac{R_A}{R}\right)^{1/2}, \\ \frac{R}{2R_A} \left(\frac{8}{15} - \eta + \frac{2}{3} \eta^3 - \frac{1}{5} \eta^5 \right), \quad \left(1 - \frac{R_A}{R}\right)^{1/2} < \eta < 1, \\ 0, \quad \eta > 1. \end{cases} \quad (24)$$

Вид функции $F\left(\frac{R_A}{R}, \eta\right)$ иллюстрируется рис.5. Подставляя в (24) выражения (7), (9) и (20), получаем:

$$v_z = \frac{3\sqrt{\pi} Z^{1/2}}{4G^{3/2} \Lambda} \sqrt{\frac{M_\alpha^2}{m M_z}} \frac{M_\alpha}{M_\alpha + M_z} \frac{F\left(\frac{R_A}{R}, \eta\right)}{R} \frac{S_\alpha}{n}, \quad (25)$$

Если воспользоваться приближенным выражением (2) для M_z , то вместо (25) получим:

$$v_z = \frac{3\sqrt{2\pi}}{4G^{3/2} \Lambda} \frac{1}{1 + \frac{Z}{2}} \sqrt{\frac{M_\alpha}{m}} \frac{F\left(\frac{R_A}{R}, \eta\right)}{R} \frac{S_\alpha}{n}, \quad (26)$$

причем в выражении (24) для F вместо η будем иметь

$$\eta = \frac{2+Z}{2+Z_{\max}},$$

где Z_{\max} определяется соотношением (3).

При проведении всех расчетов мы считали, что вне конуса потерь функция распределения α -частиц не зависит от угла и скачком обращается в нуль на границе конуса. На самом деле этот переход плавный. Он осуществляется на большем или меньшем угловом размере в зависимости от соотношения скорости торможения и скорости рассеяния α -частиц. Мы видели, что основной вклад в v_z вносит область пичч-углов $\theta_\alpha \sim 1$. Поэтому для того, чтобы полученные результаты имели хорошую точность, нужно, чтобы в области скоростей $v_\alpha \sim v_{\alpha m}$ время торможения было в несколько раз меньше времени рассеяния на угол порядка единицы, т.е. чтобы выполнялось неравенство:

$$\frac{M_\alpha v_{\alpha m}^2}{2} > T \left(\frac{M_\alpha}{m} \right)^{1/3}. \quad (27)$$

IV. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Обозначим через S_z число ионов примеси, появляющихся в единице объема центрального пробкотрона в единицу времени. Под действием рассматриваемого механизма откачки плотность ионов примесей установится на уровне $n_z = S_z / v_z$. Мерой влияния примесей на процессы в плазме во многих случаях служит величина $Z^2 n_z / n$, которую можно вычислить с помощью соотношения (26):

$$\frac{Z^2 n_z}{n} = \frac{\sqrt{2} \Lambda G^{3/2}}{3\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{m}{M_\alpha}} Z^2 (Z+2) \frac{R}{F} \frac{S_z}{S_\alpha}. \quad (28)$$

Если потребовать, чтобы левая часть была меньше единицы, то формула (28) позволяет дать оценку допустимого притока примесей. Прежде, чем фактически делать эту оценку, заметим, что величина S_α может быть универсальным образом выражена через S - суммарное число ионов дейтерия и трития, которое должно вводиться в единицу объема в единицу времени для поддержания стационарного состояния. В самом деле, при потере одной пары электрон-ион через концы системы из нее уносится энергия AT , где $A = 7-10$ (точное значение A зависит от деталей распределения электростатического потенциала). Соответственно, в ста-

ционарном состоянии объемная мощность потерь из центрального пробкотрона равна ATS , а мощность термоядерного энерговыделения равна $ATSQ$, где Q - коэффициент усиления мощности в центральном пробкотроне. Так как в каждом акте термоядерной реакции выделяется энергия $5W_\alpha$, имеем:

$$S_\alpha \approx S \frac{ATQ}{5W_\alpha}$$

При записи этой формулы пренебрегается исчезновением дейтронов и тритонов в термоядерной реакции по сравнению с их потерями через концы системы. Это справедливо, если $S_\alpha \ll S$.

Теперь с помощью (28) можно записать оценку допустимого притока примесей по отношению к притоку термоядерного горючего:

$$\frac{S_z}{S} < \frac{3\sqrt{51}}{5\sqrt{2}} \sqrt{\frac{M_\alpha}{m}} \frac{AQ}{\Lambda G^{3/2}} \frac{T}{W_\alpha} \frac{1}{z^2(z+2)} \frac{F}{R}$$

Полагая $A = 10$, $Q = 15$, $\Lambda = 15$, $R = 5$, $R_A/R = 1/2$, $G = 25$, $T = 20$ кэВ, получаем:

$$\frac{S_z}{S} < \frac{0,4F}{z^2(z+2)}$$

Для углерода ($Z = 6$), кислорода ($Z = 8$) и кремния ($Z = 14$) это неравенство дает:

$$\frac{S_6}{S} < 3 \cdot 10^{-4}, \quad \frac{S_8}{S} < 10^{-4}, \quad \frac{S_{14}}{S} < 10^{-5}.$$

Полученные ограничения довольно жесткие, но они на много порядков мягче тех, которые возникали бы в отсутствие эффекта "выбивания" примесей α - частицами.

Полученные результаты в своем прямом виде относятся к амбиполярной ловушке без тепловых барьеров. Характерным элементом теплового барьера является глубокий провал потенциала в барьерных пробкотронах. Его наличие приводит к новому эффекту: захвату тяжелых примесей в соответствующую потенциальную яму (которая имеет для них очень большую глубину) и концентрации

их вблизи дна ямы (где будут собираться примеси со всей установки)*). При этом, если термоядерное энерговыделение в барьерном пробкотроне невелико, то и описанный выше механизм удаления примесей неэффективен. Кроме того, "выбивание" примесей со дна теплового барьера требует более высокой энергии, что приводит к уменьшению Z_{max} и скорости "выбивания". Поэтому в системе с тепловыми барьерами проблема накопления примесей становится значительно более серьезной. Возможно, для ее преодоления придется применять "дрейфовую откачку" [6] примесей, захваченных в тепловой барьер.

Автор приносит благодарность И.А.Котельникову и Г.В.Рослякову за обсуждение результатов работы.

* Не исключено, что именно эффект накопления примесей в тепловых барьерах ограничивал длительность существования этих барьеров в экспериментах на установках ТМХ-У и ГАММА-10.

ЛИТЕРАТУРА:

1. Г.И.Димов, В.В.Закайдаков, М.Е.Кичиневский. "Физика плазмы", 2, 597 (1976).
2. T.K.Fowler, B.G.Logan. "Comments on Plasma Phys. and Contr. Fusion", 2, 167 (1977).
3. D.E.Baldwin, B.G.Logan. Phys. Rev. Lett., 43, 1318 (1979).
4. С.И.Брагинский. В сб. "Вопросы теории плазмы", вып. I. стр. 183, Москва, Атомиздат, 1963.
5. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. "Механика", Физматгиз, М., 1958.
6. D.E.Baldwin. Proc. of the 1983 Varenna School on Plasma Physics, v. 1, p. 109.

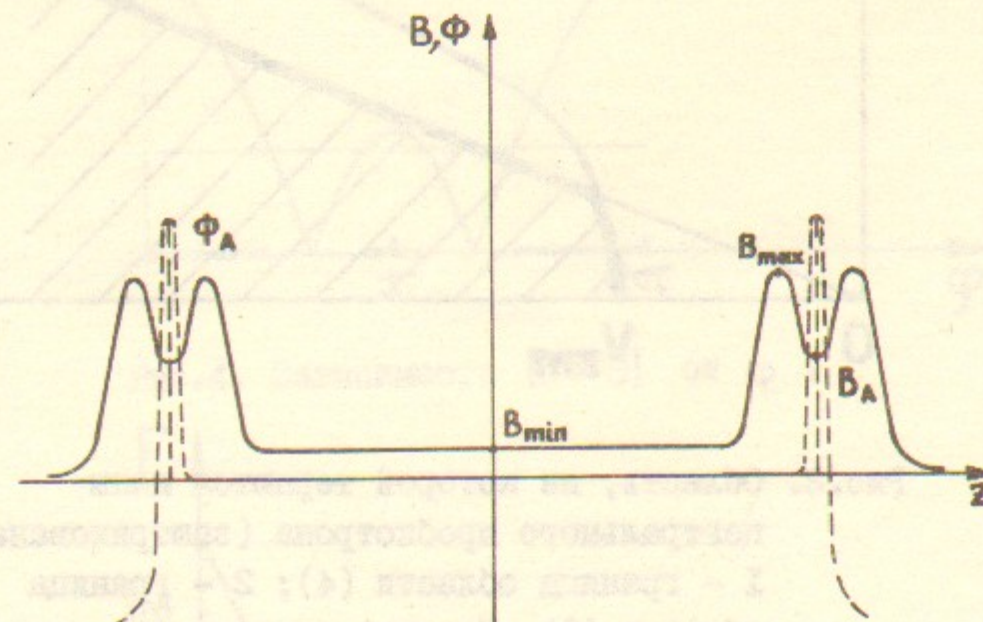


Рис. I. Схематическое изображение распределения магнитного поля (сплошная линия) и амбиполярного потенциала (пунктир) вдоль оси амбиполярной ловушки. За нуль потенциала принято его значение в центре ловушки.

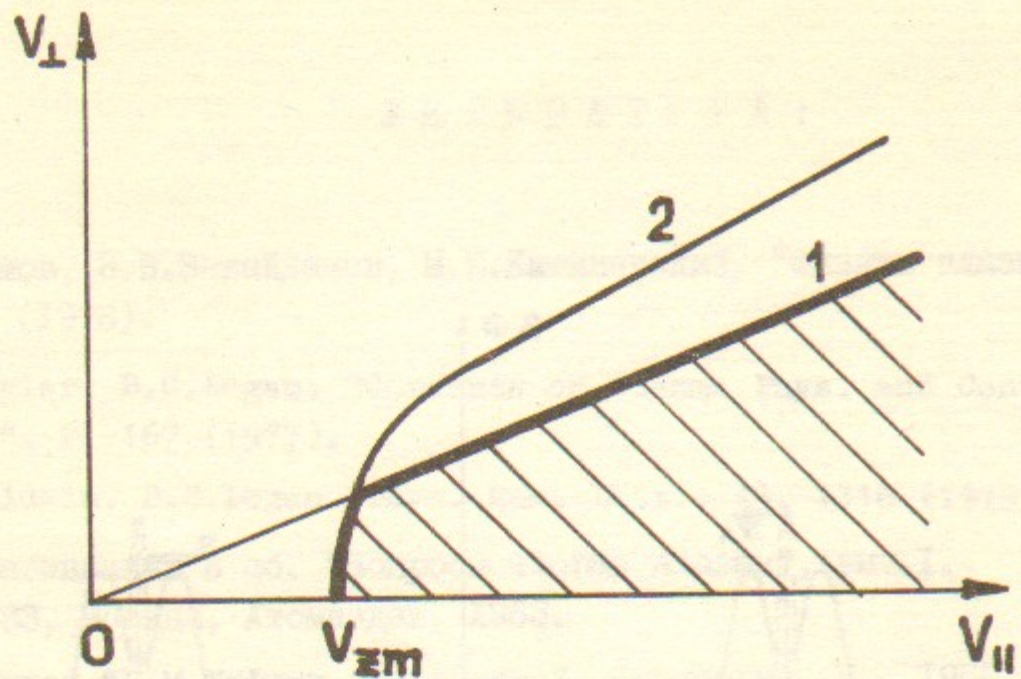


Рис.2. Область, из которой теряются ионы центрального пробкотрона (заштрихована). 1 - граница области (4); 2 - граница области (5). Картина симметрична относительно плоскости $V_{\parallel} = 0$.

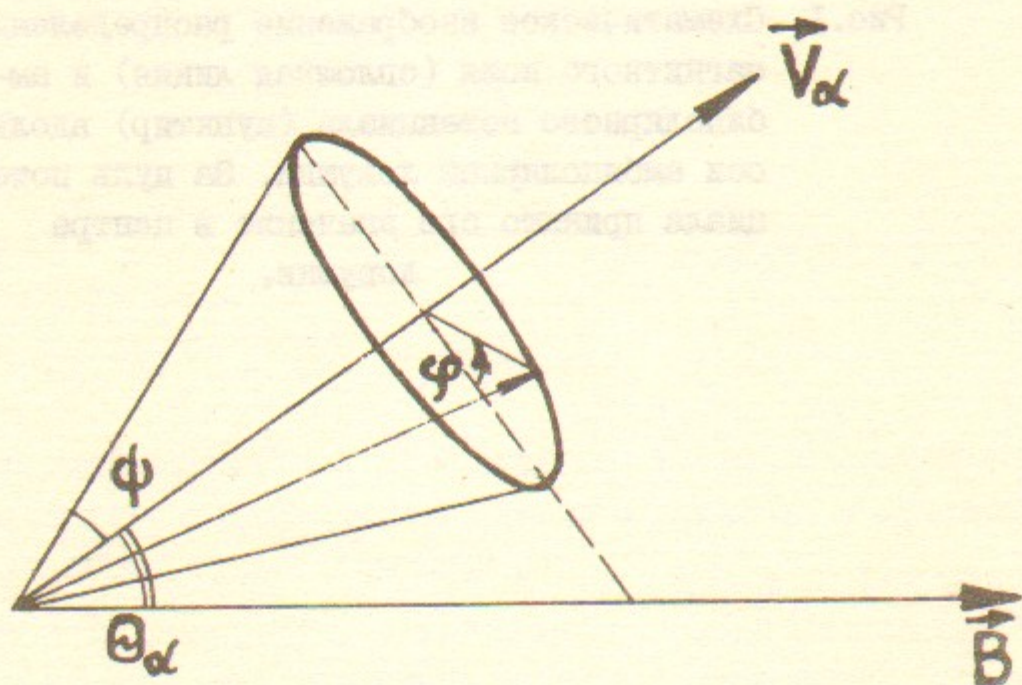


Рис.3. К кинематике столкновения: B - магнитное поле на однородном участке центрального пробкотрона, \vec{v}_{α} - скорость α -частицы перед столкновением, \vec{v} - скорость тяжелого иона после столкновения.

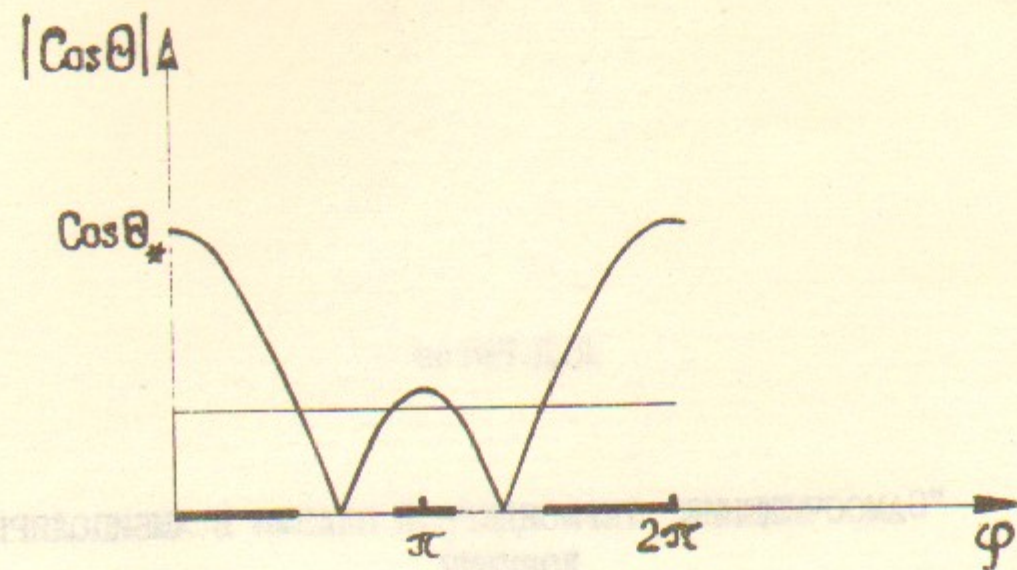


Рис.4. Зависимость $|\cos \theta|$ от φ .

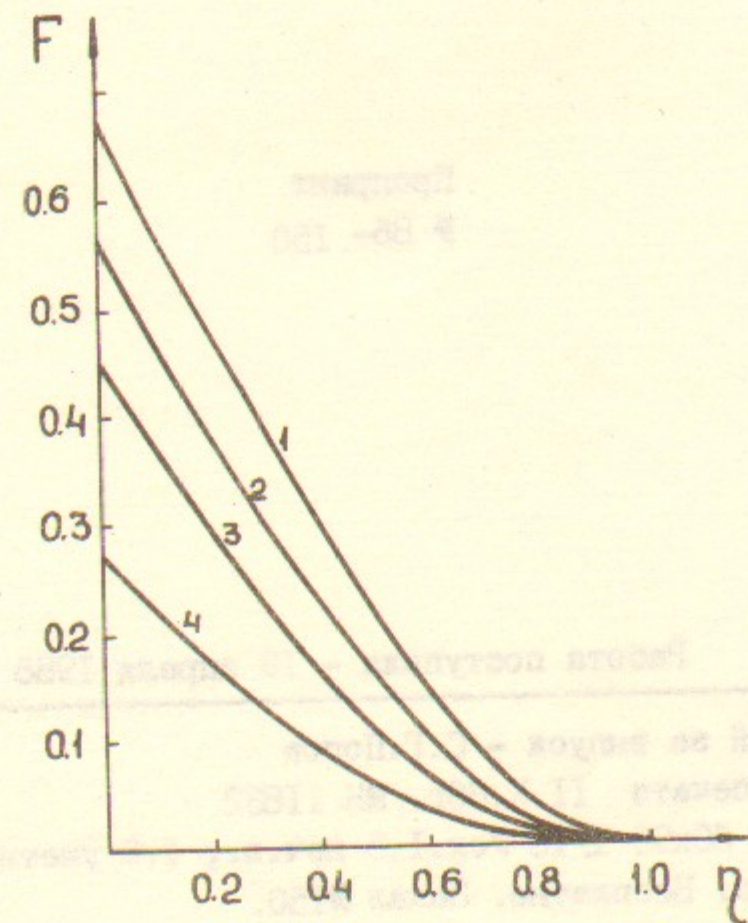


Рис.5. Зависимость $F(\eta)$ для различных значений R_A/R .

Д.Д.Рютов

"САМООЧИЩЕНИЕ" ТЕРМОЯДЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В АМБИПОЛЯРНОЙ
ЛОВУШКЕ

Препринт
№ 86- 150

Работа поступила - 19 апреля 1986 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов

Подписано к печати II.X.86г. МН II832

Формат бумаги 60x90 I/16 Усл. I,5 печ.л., I,2 учетно-изд.л.

Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ №150.

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90