



ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

21

Д.Д.Рютов

**ЗАХВАТ БЫСТРЫХ АТОМОВ В
ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ ЛОВУШКЕ**

ПРЕПРИНТ 85-32



НОВОСИБИРСК

Д.Д.Рютов

I. ВВЕДЕНИЕ

Для нагрева плазмы в газодинамической ловушке (ГДЛ) [1] можно использовать инъекцию быстрых атомов водорода. При этом в некоторых схемах ГДЛ (см., например, [2]) предполагается применять атомы столь высоких энергий, что, во-первых, ларморовский радиус ρ ионов, возникающих при захвате атомов, делается сравнимым с радиусом R плазмы и, во-вторых, главным процессом передачи энергии от быстрых ионов плазме становится их торможение на электронах. Эти два обстоятельства вносят некоторую специфику в формирование популяции быстрых ионов и в динамику нагрева плазмы.

Полное исследование соответствующей задачи требует привлечения численных методов. Цель же настоящей работы состоит в том, чтобы аналитически изучить отдельные аспекты задачи и получить формулы, которые, с одной стороны, могут быть полезны сами по себе для проведения быстрых оценок и, с другой стороны, могут служить в качестве тестов при численных расчетах.

Плазма считается цилиндрически-симметричной. Относительно инъекции нейтралов предполагается, что она ведется в направлении оси системы (Рис.1). Всюду речь идет только о движении в плоскости, перпендикулярной оси системы (продольная составляющая скорости, которая, в принципе, может быть отлична от нуля, в нашей задаче несущественна).

В разделах II-IV рассматривается распределение ионов, только что захватившихся в плазме и имеющих поэтому одну и ту же энергию. В разделе V исследуется замедление быстрых ионов на электронах и связанный с этим дрейф ионов.

II. ЗАХВАТ НЕЙТРАЛОВ

Будем считать известным поток q_0 нейтралов на единицу длины плазменного столба, длительность импульса инъекции τ и локальный коэффициент поглощения нейтралов $\kappa(r)$ ^{*}). Тогда чис-

^{*}) $\kappa(r)$ есть обратная длина поглощения.

ло $n_i^*(r)$ ионов, возникших из потока нейтралов в единице объема плазмы, может быть выражено формулой

$$n_i^*(r) = \frac{q_0 \tau \alpha(r)}{2\pi r} \left\{ \exp\left[-\int_r^\infty \alpha(\xi) d\xi\right] + \exp\left[-\int_0^r \alpha(\xi) d\xi - \int_0^\infty \alpha(\xi) d\xi\right] \right\} \quad (I)$$

Верхний предел ($r \rightarrow \infty$) имеет здесь тот смысл, что берется равным такому радиусу, где плотность плазмы уже пренебрежимо мала.

В частном случае однородной плазмы с резкой границей $r=R$ из (I) следует, что

$$n_i^*(r) = \begin{cases} \frac{q_0 \tau \alpha}{2\pi r} e^{-\alpha R} (e^{\alpha r} + e^{-\alpha r}), & r < R \\ 0, & r > R \end{cases} \quad (2)$$

III. ПЛОТНОСТЬ ЛАРМОРОВСКИХ ЦЕНТРОВ

Найдем соотношение между радиусом r точки захвата нейтрала и радиусом r' той точки, где расположен ларморовский центр возникшего иона (рис.2). Имеем очевидное соотношение

$$r'^2 = r^2 + \rho^2, \quad (3)$$

где ρ - ларморовский радиус иона. Отсюда, в частности, следует, что ларморовские центры при рассматриваемом способе инъекции расположены не ближе, чем на расстоянии ρ от оси:

$$r' > \rho. \quad (4)$$

Обозначим плотность ларморовских центров через $n'(r')$. В кольце радиуса r' и ширины dr' лежит

$$2\pi n'(r') r' dr'$$

ларморовских центров. Это - центры частиц, захваченных в кольце радиуса r (см.(3)) и ширины dr :

$$2\pi n'(r') r' dr' = 2\pi n_i^*(r) r dr.$$

Так как, согласно (3), $r' dr' = r dr$ то

$$n'(r') = n_i^*(\sqrt{r'^2 - \rho^2}) \quad (5)$$

(мы воспользовались соотношением (4)).

В частном случае однородной плазмы с резкой границей имеем

$$n'(r') = \begin{cases} 0, & r' < \rho, \\ \frac{q_0 \tau \alpha}{2\pi \sqrt{r'^2 - \rho^2}} e^{-\alpha R} \left(e^{\alpha \sqrt{r'^2 - \rho^2}} + e^{-\alpha \sqrt{r'^2 - \rho^2}} \right), & \rho < r' < \sqrt{R^2 + \rho^2}, \\ 0, & r' > \sqrt{R^2 + \rho^2} \end{cases} \quad (6)$$

(см.(3)).

IV. ЭФФЕКТИВНОСТЬ ЗАХВАТА НЕЙТРАЛОВ ПРИ НАЛИЧИИ ОКРУЖАЮЩЕГО ПЛАЗМУ ГАЗА

Доля нейтралов, захваченных в плазме, равна

$$\eta = 1 - \exp\left[-2 \int_0^\infty \alpha(\xi) d\xi\right]. \quad (7)$$

Для плазмы с резкой границей это выражение приобретает вид

$$\eta = 1 - e^{-2\alpha R} \quad (8)$$

Если снаружи от плазмы, имеющей резкую границу, присутствует нейтральный газ достаточно высокой плотности, то те ионы, часть траектории которых лежит вне плазмы, быстро перезаряжаются на нейтральном газе и теряются из системы. Условие того, что траектория иона не выходит за пределы плазмы, имеет вид:

$$r' < R - \rho$$

или, согласно (3),

$$r < r_0 \equiv \sqrt{R^2 - 2\rho R} \quad (9)$$

(r - радиус точки захвата иона). В таких условиях захват возможен только при $\rho < R/2$.

Для рассматриваемого случая (однородная плазма с резкой границей радиуса R , мгновенная потеря ионов, захватываемых вне круга радиуса r_0) эффективность захвата есть

$$\eta = -e^{-\alpha(R-r_0)}(1 - e^{-2\alpha r_0}) = e^{-\alpha(R-\sqrt{R^2-2pR})} - e^{-\alpha(R+\sqrt{R^2+2pR})} \quad (10)$$

При заданном значении числа $N \equiv \frac{R}{p} > 2$ эффективность поглощения максимальна при строго определенном значении параметра $K \equiv \alpha R$:

$$K_{opt} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{N}{N-2}} \ln \frac{\sqrt{N} + \sqrt{N-2}}{\sqrt{N} - \sqrt{N-2}} \quad (11)$$

Соответствующее значение η равно $\frac{\sqrt{N} + \sqrt{N-2}}{2\sqrt{N-2}}$

$$\eta = \eta_{opt} = \left(\frac{\sqrt{N} - \sqrt{N-2}}{\sqrt{N} + \sqrt{N-2}} \right)^{\frac{\sqrt{N} + \sqrt{N-2}}{2\sqrt{N-2}}} - \left(\frac{\sqrt{N} - \sqrt{N-2}}{\sqrt{N} + \sqrt{N-2}} \right)^{\frac{\sqrt{N} + \sqrt{N-2}}{2\sqrt{N-2}}} \quad (12)$$

При $N = 3$, $\eta_{opt} = 0,452$, $K_{opt} = 1,141$; при $N = 4$, $\eta_{opt} = 0,575$, $K_{opt} = 1,247$.

Разумеется, рассмотренная модель очень груба (в частности, она не учитывает возможности повторного возвращения в плазму быстрых нейтралов, возникающих при перезарядке быстрых ионов на окружающем плазму газе), но все же позволяет судить о роли эффекта потери ионов, выходящих за границу плазмы.

У. ПЛОТНОСТЬ БЫСТРЫХ ИОНОВ

Через плотность ларморовских центров $n'(r')$ можно выразить плотность ионов $n(r)$. Введем в рассмотрение круговую полосу радиуса r' и ширины $\Delta r'$ (рис.3). Внутри этой плоскости лежат

$$2\pi r' \Delta r' n(r') \quad (13)$$

центров ларморовских кружков. Доля длины каждого ларморовского кружка, лежащая внутри кольца радиуса r и ширины Δr есть, очевидно, (рис.3)

$$2 \cdot \frac{1}{2\pi p} \frac{\Delta r}{\sin \alpha} \quad (14)$$

Из геометрических соображений имеем

$$p \sin \alpha = r' \sin \chi, \quad (15)$$

т.е. доля (14) может быть представлена в виде

$$\frac{\Delta r}{\pi r' \sin \chi}, \quad (16)$$

причем угол χ выражается через r' и r по теореме косинусов:

$$\cos \chi(r', r) = \frac{r^2 + r'^2 - p^2}{2rr'} \quad (17)$$

Из выражений (13) и (16) получаем, что внутри кольца шириной Δr имеется

$$2\pi r' \Delta r' n(r') \frac{\Delta r}{\pi r' \sin \chi(r', r)}$$

частиц, ларморовские центры которых лежат в кольце $\Delta r'$. Выполняя суммирование по всем допустимым значениям r' , получаем, что полное число ионов в кольце Δr есть

$$2\Delta r \int_{r_1(r)}^{r_2(r)} \frac{n(r') dr'}{\sin \chi(r', r)} \quad (18)$$

Верхний предел здесь есть, очевидно

$$r_2 = r + p, \quad (19)$$

а нижний — $r - p$, если $r - p > p$, или p , если $r - p < p$ (напомним, что ведущие центры не могут лежать внутри круга радиуса p , см.(4)):

$$r_1 = \max(r - p, p) \quad (20)$$

С помощью формулы (17) можно выразить $\sin \chi$ через r' и r :

$$\sin \chi(r', r) = \frac{1}{2rr'} \sqrt{[(r+p)^2 - r'^2][r'^2 - (r-p)^2]}, \quad (21)$$

после чего интеграл (18) приводится к виду:

$$n(r) = \frac{2}{\pi} \int_{r_1}^{r_2} \frac{n(r') r' dr'}{\sqrt{[(r+\rho)^2 - r'^2][r'^2 - (r-\rho)^2]}} \quad (22)$$

VI. ДОЛЯ ИОНОВ, НАХОДЯЩИХСЯ ВНЕ ПЛАЗМЫ

Если плазма имеет резкую границу, а плотность нейтралов в окружающем пространстве мала, то ионы, проводящие часть лармовского периода вне плазмы (о них шла речь в разделе IV), не теряется из системы. Тем не менее, присутствие таких ионов приводит к снижению скорости нагрева плазмы (так как греют плазму только те ионы, которые находятся внутри нее). Поэтому представляет интерес вопрос о числе ионов, находящихся вне плазмы. В принципе, ответ на этот вопрос дает формула (22): достаточно проинтегрировать определяемую ею плотность ионов по области $r > R$. Однако, эти вычисления оказываются излишне громоздкими, и мы воспользуемся другим способом, основанным на использовании формулы (6) для плотности лармовских центров $n'(r')$.

Для иона, чей лармовский центр находится на расстоянии r' от оси системы, доля лармовской окружности, расположенная вне плазмы, есть

$$\epsilon(r') = \frac{\beta}{\pi}$$

(см. рис.4.). Простые вычисления показывают, что

$$\cos \beta = \frac{R^2 - r'^2 - \rho^2}{2\rho r'} \quad (23)$$

Эта формула имеет смысл при

$$R - \rho < r' < R + \rho,$$

когда абсолютная величина правой части меньше единицы. При $r' < R - \rho$ следует полагать ϵ равным нулю. Что же касается ионов с $r' > R + \rho$, то их в системе просто нет (см.(6)). Таким образом, имеем:

$$\epsilon(r') = \begin{cases} 0, & r' < R - \rho \\ \frac{1}{\pi} \arccos \frac{R^2 - r'^2 - \rho^2}{2\rho r'}, & R - \rho < r' < \sqrt{R^2 + \rho^2} \end{cases} \quad (24)$$

Через функции $\epsilon(r')$ и $n(r')$ можно выразить долю S ионов, находящихся вне плазмы:

$$S = \frac{\int_{\rho}^{\sqrt{R^2 + \rho^2}} \epsilon(r') n'(r') r' dr'}{\int_{\rho}^{\sqrt{R^2 + \rho^2}} n'(r') r' dr'}. \quad (25)$$

Функция $n'(r')$, определяемая равенством (6), обращается в бесконечность при $r' = \rho$, что приводит к неудобствам при численном интегрировании (аналитически вычислить интеграл (25) не удается). Чтобы избавиться от этой бесконечности, введем новую переменную интегрирования

$$\xi = \sqrt{r'^2 - \rho^2}$$

и заметим, что

$$n'(r') r' dr' = \frac{q_0 T \alpha}{2\pi} e^{-\alpha R} (e^{\alpha \xi} + e^{-\alpha \xi}) d\xi.$$

В результате находим:

$$S = \frac{\int_0^R \epsilon[r'(\xi)] (e^{\alpha \xi} + e^{-\alpha \xi}) d\xi}{\int_0^R (e^{\alpha \xi} + e^{-\alpha \xi}) d\xi}. \quad (26)$$

Легко понять, что величина S зависит только от двух безразмерных параметров:

$$N = \frac{R}{\rho}, \quad K = \alpha R$$

Как уже отмечалось выше, зависимость $S(N, K)$ в элементарных функциях не выражается. Мы приведем здесь простую приближенную формулу для S , которая справедлива с точностью до 10-15% в области $N < 1,8$. Для этого воспользуемся линейной интерполяцией функции $\epsilon[r'(\xi)]$ между точками $\xi = 0$ и $\xi = R$:

$$\epsilon[r'(\xi)] \approx \epsilon[r'(0)] + \xi \frac{\epsilon[r'(R)] - \epsilon[r'(0)]}{R}.$$

Пользоваться этой интерполяцией при $N > 1,9$ нехорошо потому, что при приближении N к 2 производная $d\epsilon[r'(\xi)]/d\xi|_{\xi=0}$ стремится к бесконечности, и интерполяция становится слишком грубой (точность 30+35%).

Из (24) имеем:

$$\begin{aligned} \Theta[r'(\xi=0)] &= \frac{1}{\pi} \arccos \frac{N^2-2}{2}, \\ \Theta[r'(\xi=R)] &= 1 - \frac{1}{\pi} \arccos \frac{1}{\sqrt{N^2+1}}. \end{aligned}$$

Проводя элементарное интегрирование, из (26) получаем:

$$\begin{aligned} S(N, K) &= 1 - \frac{1}{\pi} \arccos \frac{1}{\sqrt{N^2+1}} + \\ &+ \frac{1}{\pi} \left[\arccos \frac{N^2-2}{2} + \arccos \frac{1}{\sqrt{N^2+1}} - \pi \right] \frac{e^K - 1}{K(e^K + 1)}. \end{aligned} \quad (27)$$

Результаты численных расчетов функции $S(N, K)$ по формуле (26) приведены на рис. 5*).

УП. ТОРМОЖЕНИЕ БЫСТРЫХ ИОНОВ НА ЭЛЕКТРОНАХ ПЛАЗМЫ

Уравнение движения иона при учете трения об электроны имеет вид:

$$\dot{\vec{v}} = \omega [\vec{v}, \vec{h}] - \nu \vec{v}, \quad (28)$$

где \vec{h} — единичный вектор в направлении магнитного поля, ω — циклотронная частота ионов, ν — величина размерности частоты, характеризующая скорость торможения ионов. В реальных условиях

$$\nu \ll \omega, \quad (29)$$

и поэтому движение представляет собой почти чистое циклотронное вращение с постепенным уменьшением скорости и плавным перемещением ларморовского центра, связанным с зависимостью от координат.

Радиус вектор \vec{r}' ларморовского центра выражается через мгновенные значения радиус-вектора иона \vec{r} и скорости \vec{v} соотношением

$$\vec{r}' = \vec{r} - \frac{[\vec{h}, \vec{v}]}{\omega}.$$

* Численное интегрирование по формулам (26) и (4I) выполнено Е.М. Сыресиным.

Дифференцируя это соотношение по времени и подставляя в правую часть выражение для $\dot{\vec{v}}$ из (28), получаем:

$$\dot{\vec{r}}' = \frac{\nu}{\omega} [\vec{h}, \vec{v}]. \quad (30)$$

Как это и должно быть, при $\nu = 0$ ларморовский центр неподвижен. При малом, но конечном ν формула (30) позволяет найти смещение ларморовского центра за один оборот иона:

$$\Delta \vec{r}' = \frac{1}{\omega} \int_0^{2\pi} \nu \cdot [\vec{h}, \vec{v}] dt. \quad (31)$$

Под \vec{v} здесь следует понимать скорость невозмущенного циклотронного вращения (при этом пренебрегается членами $\sim \nu^2/\omega^2$), а под ν — значение частоты столкновений в текущей точке ларморовской окружности.

Так как в масштабе циклотронного периода изменение параметров плазмы происходит медленно, ν в формуле (31) можно считать не зависящим от времени. При этом в однородной плазме автоматически оказывается $\Delta \vec{r}' = 0$, т.е. регулярное смещение ларморовского центра может быть связано только с неоднородностью плазмы.

Ниже мы ограничимся моделью однородной плазмы с резкой границей (т.е. моделью "ступенчатой" неоднородности). В рамках этой модели вклад в интеграл (31) вносит только область внутри плазмы, причем при интегрировании по этой области можно вынести ν из-под знака интеграла. В результате получаем

$$\Delta \vec{r}' = \frac{\nu}{\omega} [\vec{h}, \vec{q}],$$

где \vec{q} — вектор, проведенный из точки, где ион входит в плазму, в точку, где ион выходит из плазмы (рис. 4). Из рис. 4 очевидно, что смещение ларморовского центра происходит в направлении на центр плазмы, т.е.

$$\Delta r' = - \frac{\nu q}{\omega},$$

или (см. рис. 4),

$$\Delta r' = - \frac{2\nu}{\omega} \rho \sin \beta. \quad (32)$$

Уменьшение скорости частицы связано с работой сил трения. За один оборот скорость изменяется на величину

$$\Delta v = -2(\pi - \beta) \frac{\nu}{\omega} v \quad (33)$$

Деля выражение (32) и (33) на ларморовский период $2\pi/\omega$, получаем дифференциальные уравнения, описывающие плавное изменение r' и v :

$$\begin{aligned} \dot{r}' &= -\nu \rho \frac{\sin \beta}{\pi}, \\ \dot{v} &= -\nu v \frac{\pi - \beta}{\pi}. \end{aligned} \quad (34)$$

Учитывая (23), можно написать, что

$$\begin{aligned} \dot{r}' &= -\frac{\nu \rho}{\pi} \sqrt{1 - \frac{(R^2 - r'^2 - \rho^2)^2}{4\rho^2 r'^2}}, \\ \dot{\beta} &= -\frac{\nu \rho}{\pi} \arccos \frac{r'^2 + \rho^2 - R^2}{2\rho r'}. \end{aligned} \quad (35)$$

(в последнем уравнении мы ввели функцию $\rho = v/\omega$ вместо v и воспользовались формулой $\pi - \arccos z = \arccos(-z)$). Если траектория иона лежит целиком внутри или вне плазмы, то r' следует полагать равным нулю (см. замечание по поводу области применимости формулы (23)).

Качественно движение иона, описываемое уравнениями (34), выглядит следующим образом: если в начальный момент траектория иона лежала частично вне плазмы, то происходит постепенное перемещение ларморовского центра к оси системы с одновременным уменьшением ларморовского радиуса; когда в результате этого движения ларморовский кружок полностью "прячется" внутри плазмы, его центр перестает перемещаться, а ларморовский радиус продолжает уменьшаться до полной остановки иона.

Величина ν может, вообще говоря, меняться со временем (речь идет об изменениях, медленных по сравнению с ларморовским периодом), например, вследствие нагрева плазмы. Несмотря на это, оказывается, что имеется жесткая связь между r' и ρ в каждый момент времени, зависящая только от начальных значений r' и ρ . Найти эту связь, в принципе, можно, деля второе из уравнений (35) на первое, что дает следующее уравнение первого

порядка:

$$\frac{d\rho}{dr'} = \frac{\arccos \frac{r'^2 + \rho^2 - R^2}{2\rho r'}}{\sqrt{1 - \frac{(r'^2 + \rho^2 - R^2)^2}{4\rho^2 r'^2}}}.$$

Это уравнение определяет зависимость вида

$$F(\rho, r', \rho_0, r'_0) = 0,$$

не содержащую времени (хотя ν может зависеть от времени!).

Для не слишком больших ларморовских радиусов, $\rho < 0,6R$, с хорошей точностью можно пользоваться моделью плазмы с плоской границей. Чтобы перейти к этой модели, введем обозначение

$$x = r' - R \quad (36)$$

и заметим, что

$$\cos \beta \equiv \frac{r'^2 + \rho^2 - R^2}{2\rho r'} = \frac{x^2 + 2Rx + \rho^2}{2\rho(R+x)}. \quad (37)$$

Отсюда, формально устремляя R к бесконечности, что как раз и соответствует переходу к плоской границе, находим

$$\cos \beta = \frac{x}{\rho}. \quad (38)$$

В уравнения (35) входят функции $\sin \beta(x, \rho)$ и $\beta(x, \rho)$. Чтобы составить представление о точности приближения (38), на рис. 6 приведены графики функций $\beta(x, \rho)$ для точной (37) и приближенной (38) зависимостей $\beta(x, \rho)$ при $\rho = 0,6R$. Из рисунка видно, что при $\rho = 0,6R$ аппроксимация (38) дает в среднем погрешность 15-20%.

Совершая в уравнениях (35) замену (36) и используя аппроксимацию (38), получаем:

$$\begin{aligned} \dot{x} &= -\frac{\nu \rho}{\pi} \sqrt{1 - \frac{x^2}{\rho^2}}, \\ \dot{\rho} &= -\frac{\nu \rho}{\pi} \arccos \frac{x}{\rho}. \end{aligned}$$

Исследование этих уравнений облегчается тем, что они имеют интеграл

$$x \arccos \frac{x}{\rho} - \rho \sqrt{1 - \frac{x^2}{\rho^2}} = \text{const}, \quad (39)$$

позволяющий сразу найти связь x с ρ при данных значениях x_0 и ρ_0 . Кроме того, вводя в качестве неизвестной функции функцию x/ρ , легко получить для нее уравнение, сводящееся к квадратуре:

$$\frac{d\left(\frac{x}{\rho}\right)}{\frac{x}{\rho} \arccos \frac{x}{\rho} - \sqrt{1 - \frac{x^2}{\rho^2}}} = \frac{v}{\pi} dt,$$

откуда

$$G\left(\frac{x}{\rho}\right) - G\left(\frac{x_0}{\rho_0}\right) = \frac{1}{\pi} \int_0^t v(t') dt', \quad (40)$$

где функция $G\left(\frac{x}{\rho}\right)$ определяется равенством

$$G\left(\frac{x}{\rho}\right) = \int_0^{\frac{x}{\rho}} \frac{dz}{z \arccos z - \sqrt{1 - z^2}} \quad (41)$$

График функции $G\left(\frac{x}{\rho}\right)$ приведен на рис.7. Совместно с соотношением (39), которое можно переписать в виде

$$F\left(\frac{x}{\rho}\right) \equiv \frac{x}{\rho} \arccos \frac{x}{\rho} - \sqrt{1 - \frac{x^2}{\rho^2}} = \left(\frac{x_0}{\rho_0} \arccos \frac{x_0}{\rho_0} - \sqrt{1 - \frac{x_0^2}{\rho_0^2}}\right) \frac{\rho_0}{\rho}. \quad (42)$$

формула (40) решает задачу об отыскании функций $\rho(t)$ и $x(t)$.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.В.Мирнов, Д.Д.Рютов. Письма в ЖТФ, 5, 678 (1979).
2. В.В.Мирнов, В.П.Нагорный, Д.Д.Рютов. Препринт № 84-40 ИЯФ СО АН, Новосибирск, 1984.

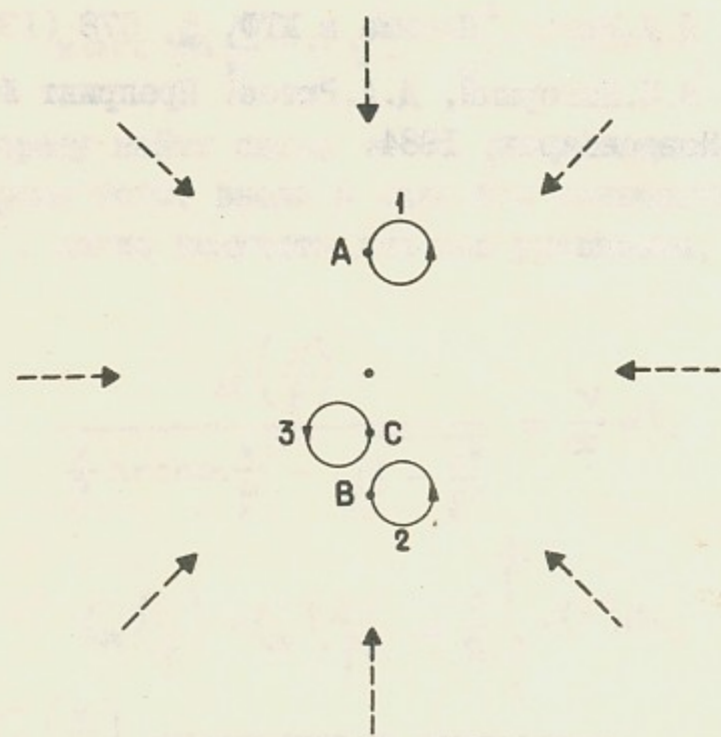


Рис.1. Инжекция нейтралов в ГДЛ. Пунктиром показаны линии инжекции. Окружность I — траектория движения иона, родившегося в точке A; окружность 2 — траектория иона, родившегося в точке B из того же пучка нейтралов, что и ион I; окружность 3 — траектория иона, родившегося в точке C из пучка нейтралов, направленного диаметрально противоположно первому.

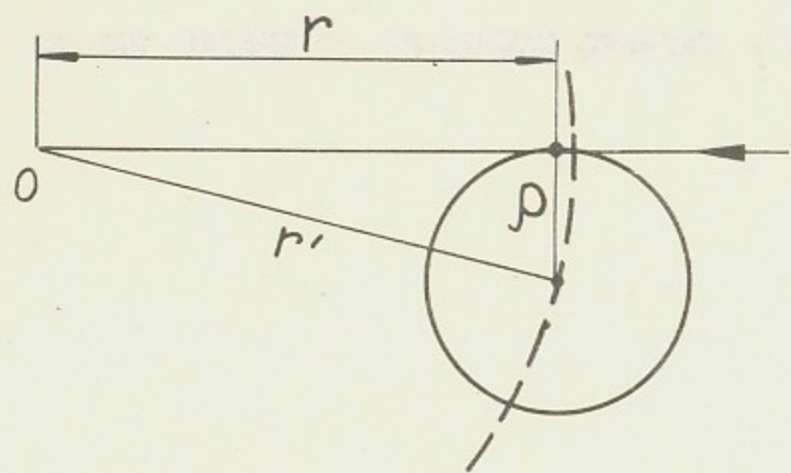


Рис.2. O — ось системы, ρ — ларморовский радиус иона.

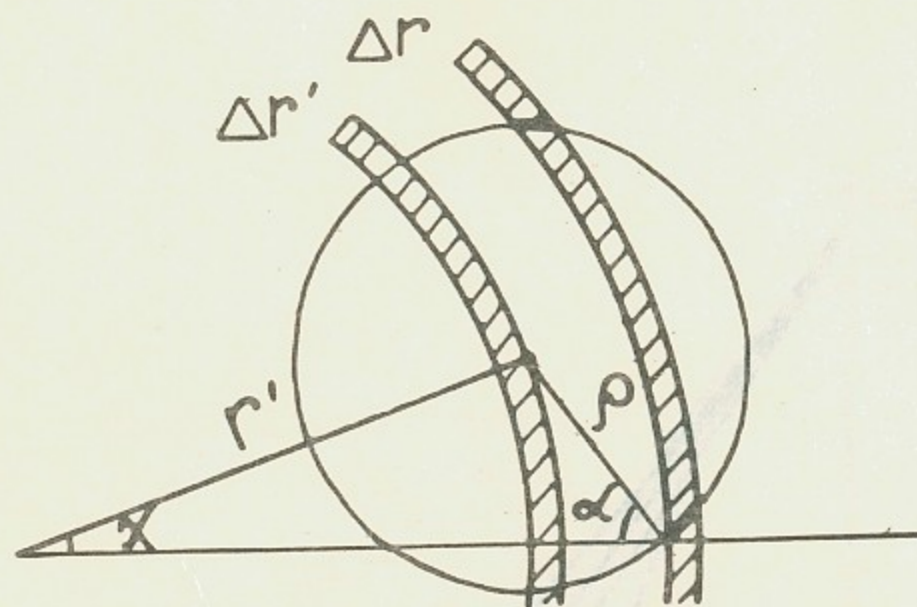


Рис.3. К расчету плотности быстрых ионов. Жирными отрезками показаны участки перекрытия ларморовского кружка с кольцом радиуса r и ширины Δr .

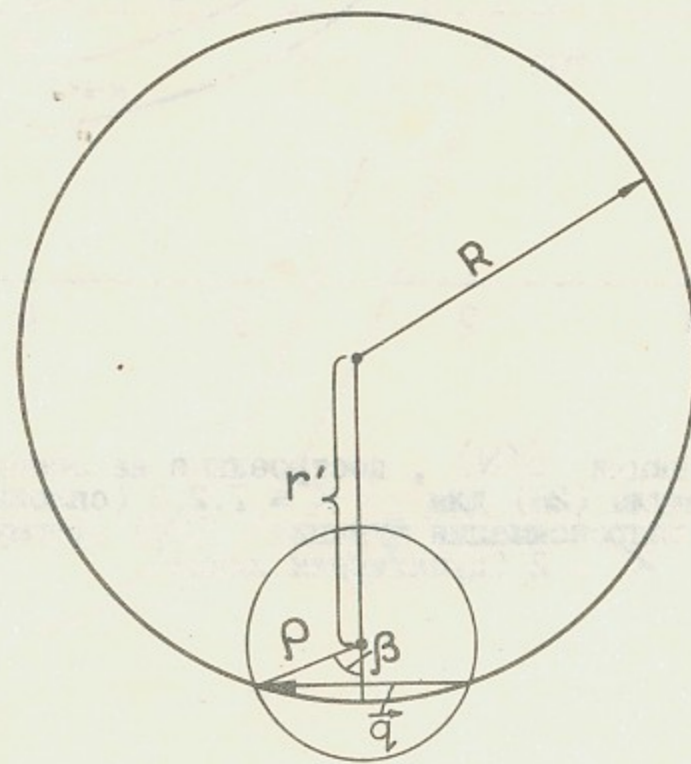


Рис.4. К вычислению доли ларморовской окружности, расположенной вне плазмы.

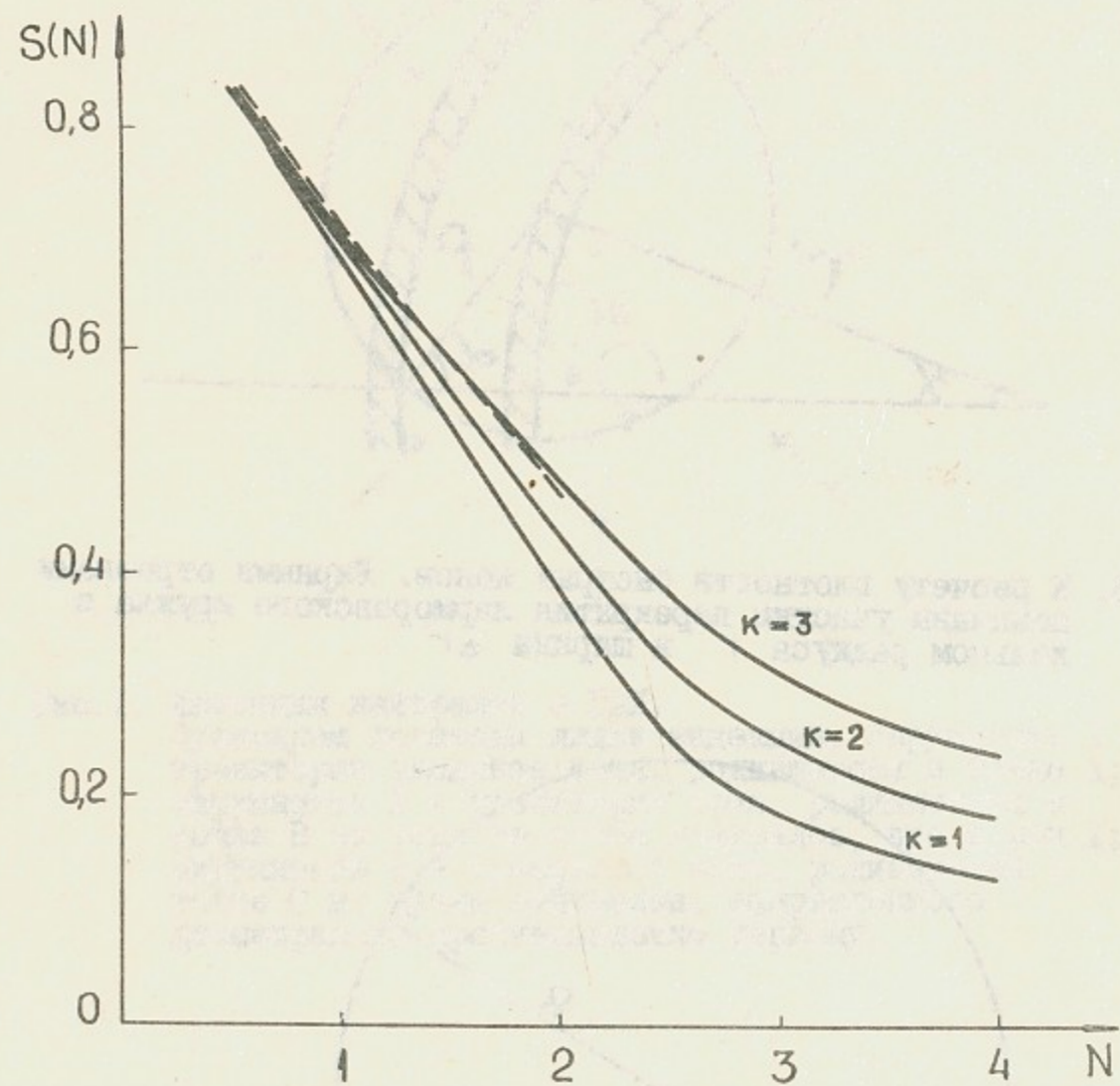


Рис.5. Графики функции $S(N)$, построенные на основе точной формулы (26) для $K = 1, 2, 3$ (сплошные линии), и аппроксимация функции $S(N)$ (формула (27)) для $K = 2$ (пунктирная линия).

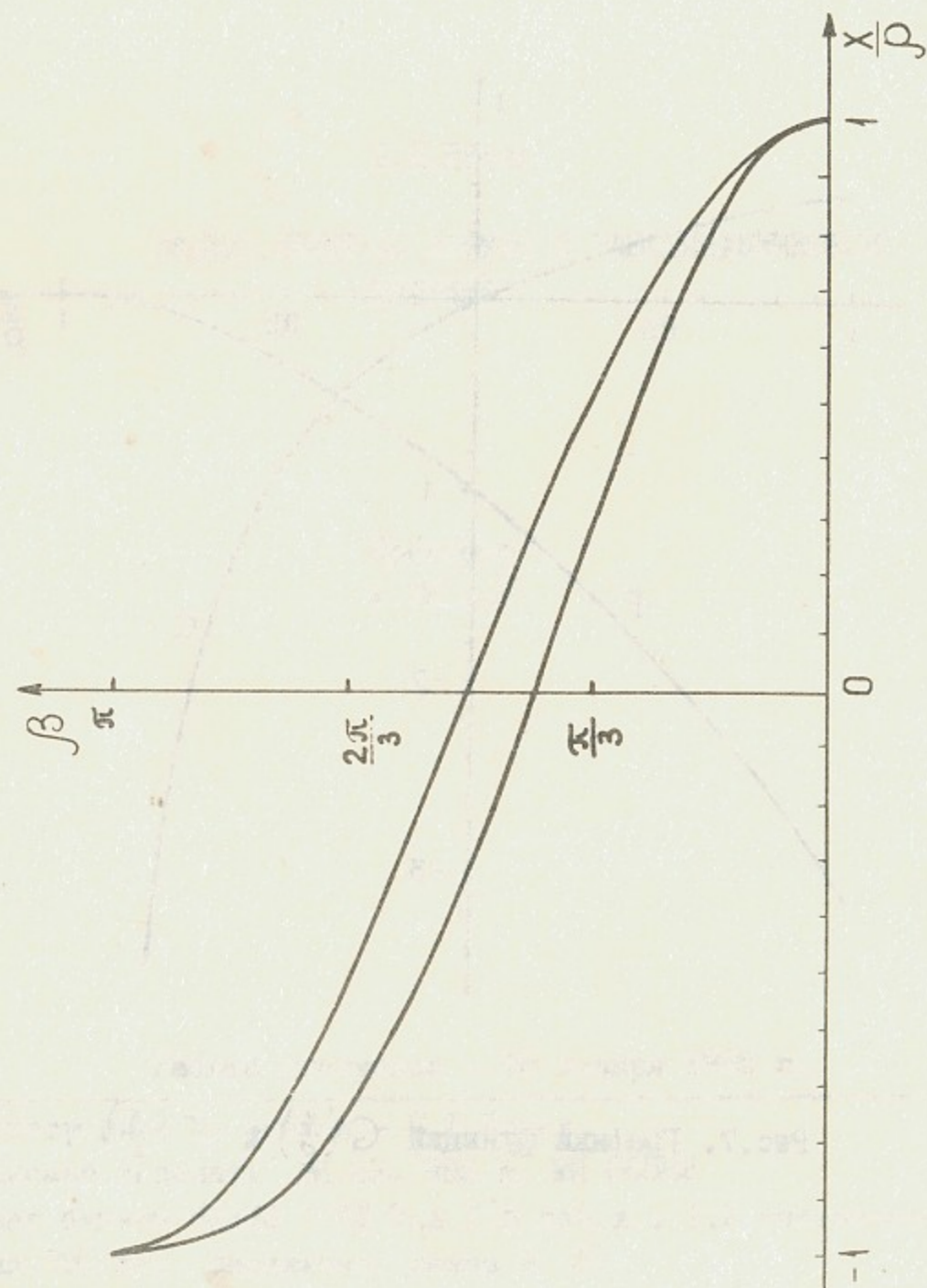


Рис.6. Графики функции $\beta(x, \rho)$ для точной (37) и приближенной (38) зависимостей $\beta(x, \rho)$ при $\rho = 0,6R$.

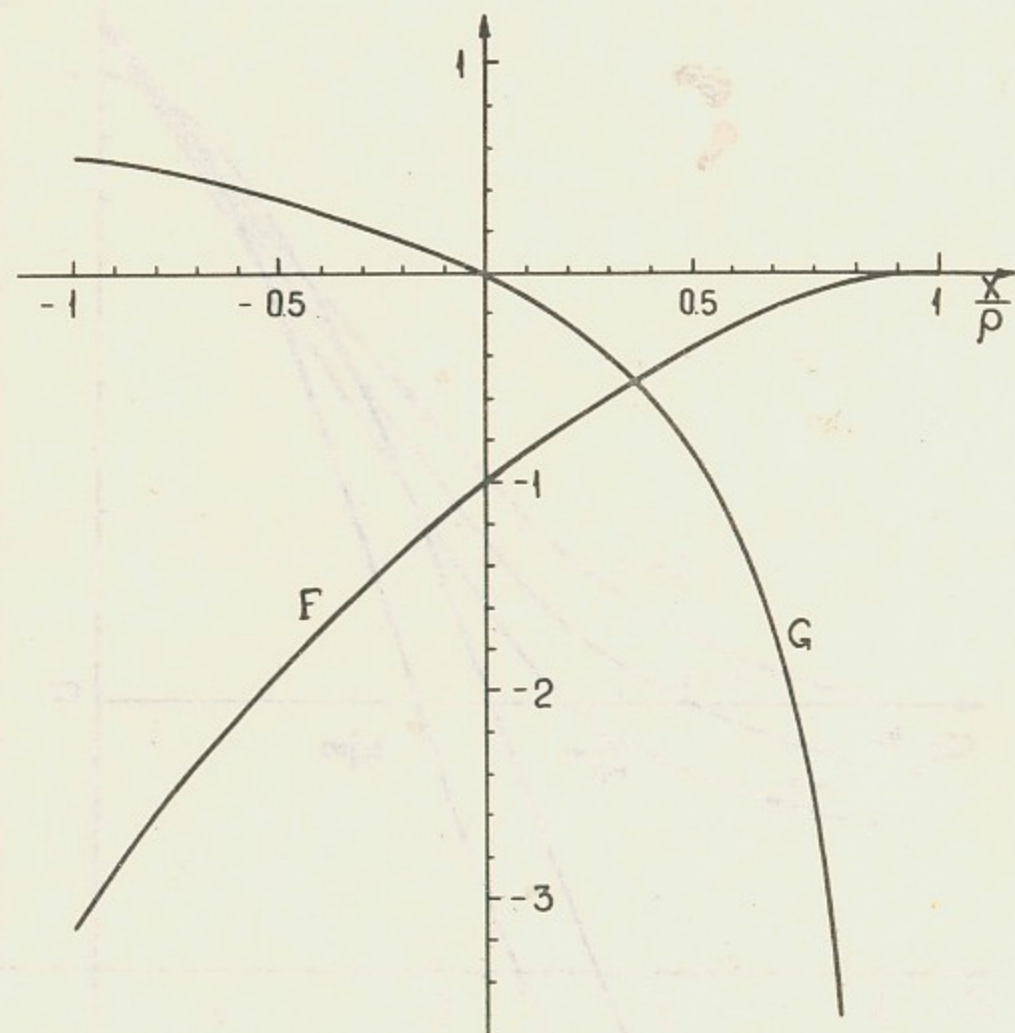


Рис.7. Графики функций $G\left(\frac{x}{\rho}\right)$ и $F\left(\frac{x}{\rho}\right)$.

Д.Д.Рютов

ЗАХВАТ БЫСТРЫХ АТОМОВ В ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ
ЛОВУШКЕ

Препринт
№ 85 - 32

Работа поступила - 18 января 1985 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов

Подписано к печати 18.03-1985 г. МН 06582

Формат бумаги 60x90 1/16 Усл.1,5 печ.л., 1,2 учетно-изд.л.

Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 32.

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90