

B. 68

**И Н С Т И Т У Т**  
**Я Д Е Р Н О Й Ф И З И К И С О А Н С С С Р**

7

ПРЕПРИНТ ИЯФ 74-14

**В.И.Волосов**

**ОБ ОДНОМ МЕХАНИЗМЕ УХОДА ПЛАЗМЫ**  
**ИЗ МАГНИТНЫХ ЛОВУШЕК**

**Новосибирск**

**1974**

ОБ ОДНОМ МЕХАНИЗМЕ УХОДА ПЛАЗМЫ  
ИЗ МАГНИТНЫХ ЛОВУШЕК

В.И.Волосов

А Н Н О Т А Ц И Я

Рассмотрено взаимодействие частиц плазмы, находящейся в магнитной ловушке с гофрированным магнитным полем вдоль силовых линий (например, в стеллараторе) с электрическим полем низкочастотной (дрейфовой) неустойчивости. Показано, что даже в случае, когда амплитуда колебаний потенциала мала  $\varphi < kT_e/e$ , радиальное перемещение частиц (ионов и запертых электронов) в поле волны может быть больше, чем размер аналогичного перемещения в неоклассической теории. При амплитуде колебаний  $\varphi \approx kT_e/e$  радиальное перемещение частиц равно размерам плазмы. Скорость ухода плазмы из ловушки в этом случае определяется временем  $\tau_p \approx \gamma^{-1}$ . Для бесстолкновительной ветки дрейфовых колебаний отсюда следует  $\tau_p \approx K \cdot \tau_{\text{бом}}$ , где  $\tau_{\text{бом}}$  — боровское время для плазмы. В большинстве экспериментов на стеллараторах параметр  $K \approx 1+10$ ; он зависит как от параметров магнитного поля: среднего шира  $\bar{\theta}$  и величины  $\epsilon$ , так и от параметров плазмы  $T_i/T_e$ ;  $m_i/m_e$ . Проводится сравнение этих оценок с экспериментами.



1. Как известно, скорость ухода плазмы из замкнутых магнитных ловушек в классическом приближении существенным образом зависит от наличия в плазме запертых частиц, т.е. частиц, продольное движение которых локализовано на ограниченных участках магнитного поля. Размер радиального перемещения таких частиц много больше их ларморовского радиуса и уход плазмы из ловушки поперек магнитного поля идет, в основном, за счет этих частиц (так называемая неоклассическая диффузия /1,2/).

Однако наличие запертых частиц может существенно влиять на распад плазмы также и в том случае, когда в ней имеются развитые низкочастотные колебания, если при этом частота этих колебаний ( $\omega$ ) меньше, чем характерная частота колебаний запертых электронов в локальной ловушке ( $\Omega_e$ ), а тепловая скорость ионов ( $v_{Ti}$ ) меньше продольной фазовой скорости волны ( $\omega/k_z$ ). Эти условия обычно выполняются для дрейфовых колебаний - наиболее распространенного типа низкочастотных неустойчивостей /3,4/.

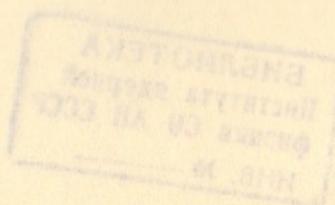
2. Рассмотрим амплитуду радиального перемещения (дрейфа) отдельных частиц плазмы в поле дрейфовой волны ( $\Delta z$ ). Поскольку продольная фазовая скорость волны ( $\omega/k_z$ ) удовлетворяет условию

$$v_{Ti} \ll \omega/k_z \ll v_{Te} \quad (1)$$

то можно пренебречь продольной скоростью ионов при оценке  $\Delta z_i$  (здесь  $\Delta z_i$  - амплитуда радиального дрейфа ионов;  $\Delta z_e$  - электронов). Предполагая, что длина волны в радиальном направлении (или корреляционная длина колебаний  $\ell$  в этом направлении; при  $\ell < k_z^{-1}$ ) больше или порядка величины  $\Delta z_i$  (это предположение подтверждается, например, в экспериментах, выполненных на стеллараторах, см. /5,6/), получим для монохроматических колебаний с  $\omega = \omega_e \equiv c T_e k_y / e N a_n$

$$\Delta z_i = \int_0^{\pi/\omega} v_{dr} \cdot dt = \alpha \cdot a_n; \quad v_{dr} = c \frac{E_y(t)}{H} \quad (2)$$

где  $a_n$  - градиентный размер плазмы -  $(\partial \ln n / \partial z)^{-1}$ ,  
 $\alpha = e \Psi / T_e$ ,  $\Psi$  - амплитуда колебаний потенциала.



Для колебаний, спектр которых можно представить в виде суммы Фурье-компонент, отклонение  $\Delta z_i(t)$  имеет вид:

$$\Delta z_i(t) = a_n \sum_q \alpha_q \left( \frac{K_{yq}}{K_{ye}} \right) \left( \frac{\omega_e}{\omega_q} \right) \int_0^t \sin(\omega_q t + \psi_q) d\omega_q$$

Максимальное значение  $\Delta z_i(t)$  в этом случае (при некоторых значениях  $\psi_q$ ) равно:

$$\Delta z_i = a_n \sum_q \alpha_q \left( \frac{K_{yq}}{K_{ye}} \right) \left( \frac{\omega_e}{\omega_q} \right) \quad (3)$$

где  $q$  - номер гармоники,  $\alpha_q = e\psi_q / T_e$ ;  $\psi_q$  - амплитуда  $q$ -гармоники. Если низшая частота колебаний  $\omega_1$  много меньше  $\omega_e$  (и  $K_{y1} \approx K_{ye}$ ), то перемещение частиц в поле такой волны будет больше поперечных размеров плазмы (т.е.  $\Delta z_i > a_n$ ) даже в случае  $e\psi_1 / T_e \ll 1$  (это эквивалентно  $\Delta n_i / n \ll 1$ , где  $n$  - плотность плазмы, а  $\Delta n$  - амплитуда ее флуктуаций)<sup>x)</sup>.

Для пролетных электронов в силу того, что  $v_{Te} \gg \omega / k_z$  подобная оценка дает

$$\Delta z_e \approx \alpha a_n (\omega / k_z v_{Te}) \ll a_n \quad (4)$$

Для запертых электронов при вычислении  $\Delta z_e$  учтем ряд особенностей движения этих частиц. Пусть продольная длина дрейфовой волны  $k_z^{-1}$  больше, чем продольный размер локализации запертых электронов  $Z_e$  и, следовательно  $\Omega_e \gg \omega_e$ .

$K_y^{-1}$  - больше, чем перемещение электрона в  $y$ -направлении за период колебаний,  $k_z^{-1} \gg \Delta z_e$  или  $l \gg \Delta z_e$  при  $l < k_z^{-1}$ ; (эти предположения также подтверждаются в ряде экспериментов, см. /5,6,23/). Вычисление  $\Delta z_e$  проводится за период времени  $\omega^{-1}$ , поэтому сравнение фазовой скорости волны  $\omega / k_z$  следует проводить не с мгновенной скоростью  $v_{ne}$ , а со средним значением  $v_{ne}$  за время  $\sim \omega^{-1}$  (обозначим ее  $\overline{v_{ne}}$ ). Функция распределения  $f(\overline{v_{ne}} \omega)$  приведена на рис.1. Для запертых электронов среднее значение  $\overline{v_{ne}} \omega$  равно по порядку величины  $\sim Z_e(\omega + \nu_e)$ ,  $\nu_e$  - эффективная частота столкновений (ниже  $\nu_e \leq \omega$ ). При сделанных выше предположениях величина  $\Delta z_e$  для запертых элект-

x) Здесь предполагается, что  $\nu_i$  - эффективная частота ионных столкновений мала по сравнению с  $\omega$  (в последнем случае с  $\omega_1$ ).

тронов определяется выражением (2).

Доля запертых электронов от их общего числа равна  $\sqrt{\epsilon}$ , ( $\epsilon, \approx \Delta n / n$  - отношение амплитуды периодического вдоль силовой линии и постоянного магнитных полей) и обычно составляет от 0,1 до 0,5, т.е. достаточно велика. Следует отметить также, что профиль магнитных поверхностей в магнитных ловушках типа стелларатор обычно не совпадает с профилем лайнера. Поэтому азимутальное электрическое поле и, соответственно, дрейфовая скорость частиц в этом случае не равны нулю в окрестности сепаратрисы; таким образом частицы могут выходить из плазмы на стенки камеры за счет радиального дрейфа.

При достаточно большой амплитуде колебаний возрастает доля электронов, захваченных электрическим полем волны. Однако радиальное смещение этих частиц в поле волны невелико. Среднее значение  $\Delta z_e$  за период колебания частицы в волне равно нулю, а частота этих колебаний (при  $\alpha \approx 1$ ) много больше  $\omega_e$ . Оценка дает для максимальных  $\Delta z_e$ , в этом случае, выражение близкое к (4)

$$\Delta z_e \approx 2\sqrt{\alpha} \cdot a_n (\omega / k_z v_{Te}) (Z_e / \lambda_z) \quad (5)$$

где  $Z_e / \lambda_z$  - отношение размера локализации частицы в волне к длине волны ( $Z_e / \lambda_z < 1$ ).

Таким образом, максимальное значение  $\Delta z_e$  имеют электроны, захваченные в гофрах внешнего магнитного поля (см. (2), (4), (5)).

3. Сравним полученные выше выражения с величиной радиального смещения для запертых частиц в замкнутых магнитных ловушках, которое дает теория неоклассической диффузии. В случае, когда  $\epsilon_t \gg \epsilon_h$  максимальное отклонение запертых частиц /7,8/:

$$\Delta z \approx (\beta_{Aj} / \nu) (R / z_0)^{1/2} \quad (6)$$

где  $\nu$  - угол прокручивания силовых линий по обходу ловушки (в оборотах).

В обратном случае, при  $\epsilon_t / \epsilon_h \ll 1$  радиальное отклонение определяется прецессией запертых частиц с орбитой типа "банан" на ограниченном участке силовых линий /1/

$$\sqrt{\frac{\epsilon_t}{\epsilon_h}} \cdot r_0 \geq \Delta r \geq \frac{2\epsilon_t}{3\epsilon_h} \cdot r_0 \quad (7)$$

здесь  $r_0$  - средний радиус магнитной поверхности. Причем основная доля запертых частиц имеет отклонения, близкие к минимальной оценке.

Как видно из приведенных выше оценок, радиальное перемещение частиц в поле дрейфовой волны может быть больше или порядка величины  $\Delta r$  в неклассической теории. Поэтому при расчете времени жизни частиц в плазме обязательно следует учитывать оба этих процесса. Очевидно, что в случаях  $\alpha \gg (\beta_{Aj}/\epsilon_h)(R/r_0)$  при  $\epsilon_t \gg \epsilon_h$  или  $\alpha \gg \epsilon_t/\epsilon_h$  при  $\epsilon_t \ll \epsilon_h$  первый процесс является определяющим.

4. Опеним время распада плазмы в случае, когда величина  $\Delta r$  соизмерима с поперечными размерами плазмы (т.е.  $\alpha \approx 1$  при  $\omega \approx \omega_e$ ).

Скорость нарастания амплитуды радиальных колебаний определяется инкрементом ( $\gamma$ ) соответствующей низкочастотной неустойчивости. Количество частиц, уходящих в течение одного периода колебаний на стенку ( $\Delta N$ ), если в радиальных колебаниях участвует вся плазма, равно

$$\Delta N \approx N \cdot \frac{\gamma}{\omega} \quad (8)$$

откуда время распада

$$\tau_p \approx \gamma^{-1} \quad (9)$$

Здесь  $\gamma$  - среднее по объему значение инкремента. Если в радиальных колебаниях участвует лишь часть частиц (например, только запертые частицы), для которых от полного числа равна  $\sqrt{\epsilon_1}$ , то

$$\tau_p \approx (\gamma \sqrt{\epsilon_1})^{-1} \quad (9^1)$$

Уход плазмы из магнитной ловушки, в рассмотренном выше случае, идет за счет выброса частиц на стенки камеры или своеобразной "откачки" частиц.

Выше был рассмотрен случай, когда время распада плазмы за счет колебаний ( $\tau_p$ ) много меньше, чем классическое время

распада, как электронной ( $\tau_e$ ), так и ионной ( $\tau_i$ ) компонент. В случаях, когда  $\tau_e < \tau_p < \tau_i$  или  $\tau_i < \tau_p < \tau_e$  характер ухода плазмы несколько отличается. В первом случае ( $\tau_e < \tau_p$ ) время ухода плазмы определяется временем ухода ионов, т.е.  $\tau_p \approx \gamma^{-1}$ . Причем, если величина  $\tau_e$  определяется уходом запертых электронов, то поток плазмы будет идти в направлении углов сепаратрисы.

В случае  $\tau_i < \tau_p$  время распада плазмы определяется временем ухода запертых электронов, т.е.  $\tau_p \approx (\gamma \sqrt{\epsilon_1})^{-1}$ .

Возможен также и несколько более общий подход к этой задаче. Предположим, что основным механизмом, ограничивающим нарастание амплитуды низкочастотных колебаний, является уход на стенку некоторого количества частиц плазмы, с достаточно большой амплитудой радиальных колебаний  $\tilde{n}$  ( $\tilde{n}$  - плотность частиц, с амплитудой радиальных колебаний больше некоторого порогового значения  $\Delta r_0$ ).

За счет положительного инкремента величина  $\tilde{n}$  (и, соответственно, амплитуда колебаний потенциала) возрастает во времени, в то же время уход на стенку этой компоненты плазмы уменьшает ее долю, и, соответственно, снижает амплитуду колебаний. Равенство этих двух процессов означает:

$$\frac{\partial \tilde{n}}{\partial t} = \delta n \gamma - \frac{n}{\tau_p} = 0 \quad (10)$$

( $\delta \ll 1$  множитель, зависящий от геометрии установки и параметров колебаний), откуда следует (9) или (9<sup>1</sup>).

Эта оценка справедлива также в случае, когда условие  $\alpha \approx 1$  (или  $\Delta r \approx \alpha$ ) может и не выполняться.

5. Для примера рассмотрим частный случай, когда в плазме развивается бесстолкновительная дрейфовая неустойчивость. Будем считать  $\tau_e \gg \tau_i$ . Это условие реализуется в большинстве экспериментов на замкнутых ловушках. При выполнении условий:

$$v_{Te} \ll \omega/k_z \ll v_{Te} ; v_e < k_z v_{Te} ; S \equiv K_L^2 \beta_{Li}^2 / 2 < 1$$

дисперсионное уравнение имеет вид /9/:

$$\frac{k_{\perp}^2 T_e}{m_i \Omega_{ci}^2} + 1 + \frac{\omega_e}{\omega} - \left( \frac{k_z c_s}{\omega} \right)^2 + \frac{i \sqrt{\pi}}{k_z v_{Te}} (\omega - \omega_e) = 0 \quad (11)$$

При  $\omega/k_z \gg c_s$  или  $\beta_i^* \cdot k_{\perp} / \alpha k_z \gg 1$   
 ( $\beta_i^* = \beta_{ie} (m_i/m_e)^{1/2}$ ) можно отбросить член  $(k_z c_s / \omega)^2$ .

Решение (11) при  $\text{Re } \omega \gg |\text{Im } \omega|$ :

$$\text{Re } \omega \approx \frac{\omega_e}{1 + \beta} ; \quad \gamma \equiv \text{Im } \omega = \sqrt{\pi} \frac{(\text{Re } \omega)^2}{k_z v_{Te}} \frac{\beta}{1 + \beta} \quad (12)$$

$$\text{здесь } \beta = S \frac{T_e}{T_i} = \frac{k_{\perp}^2 \beta_i^{*2}}{2}$$

Максимальный инкремент в случае  $\alpha_n \gg \beta_i^*$  имеют волны с  $\beta \approx 1.0$ , при увеличении частоты ионных столкновений инкремент уменьшается /10,11/, а максимум функции  $\gamma(k_{\perp} \beta_i^*)$  смещается в область более длинных волн. В обратном случае, при  $\alpha_n \ll \beta_i^*$  максимальный инкремент имеют волны с  $k_{\perp} \approx \alpha^{-1}$ . Продольная длина волны определяется соотношением:

$$k_z = k_{z0} + k_y \bar{\theta}' \cdot \chi_1$$

или, при  $k_{z0} \ll k_z$

$$k_z \approx k_y \bar{\theta}' \cdot \chi_1,$$

где  $\bar{\theta}'$  - среднее значение величины  $\partial \theta / \partial z \approx \theta(z) / z$  в области развитых колебаний; здесь  $\theta$  - шир ( $\theta = z^2 \partial [N_{\phi} / z^2 N_z] / \partial z$ ). Из (9) и (12), предполагая, что  $\chi_1 \approx z \approx a$ , получаем для времени распада

$$\tau_p \approx \left( \frac{eH}{cT} \right)^2 \frac{\alpha_n^2 \cdot \bar{\theta}' \cdot v_{Te} \cdot z}{k_y} \cdot \frac{(1 + \beta)^3}{\sqrt{\pi} \cdot \beta} \quad (13)$$

Предположим, что градиентный размер плазмы и ее радиус связаны соотношением  $\alpha_n = a / 2.4$ . Для случая  $\beta_i^* \ll \alpha$  (т.е.  $\beta \approx 1.0$ ;  $k_{\perp} \approx \beta_i^{*-1}$ ) получаем из (13)

$$\tau_p = A \cdot \bar{\theta} \cdot (m_i / m_e)^{1/2} \cdot \tau_{\text{бом}} \quad (14)$$

где  $\tau_{\text{бом}} = \alpha_n^2 \cdot (cT / 16 eH)^{-1}$  - "бомовское" время,  $\bar{\theta}$  - среднее значение шири,  $A$  - постоянный множитель  $\approx 1$  ( $A \approx 1.2 / \sqrt{\epsilon_1}$ , где  $\sqrt{\epsilon_1}$  - доля запертых электронов). В обратном случае при  $\beta_i^* \geq \alpha$  (т.е. при  $k_y \approx M \cdot a$ ;  $M$  - номер моды):

$$\tau_p \approx A \cdot \bar{\theta} \cdot (m_i / m_e)^{1/2} \tau_{\text{бом}} \cdot \left( \alpha / \beta_i^* \right) \frac{(1 + \beta)^3}{3.8 M \sqrt{\pi} \beta} \quad (15)$$

Можно провести оценки  $\tau_p$ , аналогичные вышеизложенным при произвольном соотношении  $T_e$  и  $T_i$  (предполагается  $\beta_i^* \ll \alpha$ ). Для случаев  $T_e = T_i$  и  $T_e < T_i$  максимальный инкремент имеют колебания с  $S \approx 1.0$ , величина  $\tau_p$  определяется выражением (14), где  $A \approx 1.5 / \sqrt{\epsilon_1}$  при  $T_e = T_i$ ; и  $A \approx (T_e / T_i)^{1/2} / \sqrt{\epsilon_1}$ , при  $T_e < T_i$ . Очевидно, что эти оценки справедливы лишь тогда, когда не выполнен критерий стабилизации дрейфовых колебаний (см., например, /12/ ф-ла - (57); см. также /13/).

Для сравнения полученных выше выражений с экспериментом (прежде всего на стеллараторах) требуется знать величину  $\bar{\theta}$ . Однако в большинстве опубликованных работ приведено значение максимального шира, т.е. величина  $\theta$  на последней неразрушенной магнитной поверхности. В общем случае между  $\theta_{\text{max}}$  и  $\bar{\theta}$  не существует однозначного соответствия. Величина  $\theta_{\text{max}}$  весьма существенно зависит от качества изготовления винтовой обмотки, амплитуды различных возмущений магнитного поля, геометрии стелларатора; в то время как  $\bar{\theta}$  определяется лишь величиной среднего радиуса и амплитудой основной винтовой гармоники магнитного поля и практически не зависит от приведенных выше параметров магнитной системы. Проведем оценку предполагая, что  $\bar{\theta}$  по порядку величины совпадает со значением шира в области максимально развитых дрейфовых колебаний  $\bar{\theta} = \theta(\bar{z})$  (предположим  $\bar{z} = 0.7 - 0.8 z_c$ ;  $z_c$  - радиус сепаратрисы). В центральных областях (т.е.  $z/z_c < 0.8 - 0.85$ ) шир определяется лишь основной гармоникой магнитного поля:  $\theta(z) = 0.33 (z/z_c)^3 \cdot F(\beta_c)$  при  $n = 3$  и  $\theta(z) = 0.26 (z/z_c)^3 \cdot F(\beta_c)$  при  $n = 2$ , где  $0.5 < F(\beta_c) < 1$

\*) Для стеллараторов  $\theta'(z) = 3 \theta(z) / z$  (при  $n = 2, 3$ ).

при  $8^\circ < \beta_c < 45^\circ$  ( $n=3$ ) и  $25^\circ < \beta_c < 60^\circ$  ( $n=2$ );  $\beta_c$  - угол наклона ребра сепаратрисы к оси тора /14/. Для большинства современных стеллараторов, при оптимальном выборе размера сепаратрисы  $F \approx 0,5-1,0$  и соответственно  $\bar{\theta} \approx 0,05-0,1$ . С учетом этой оценки получим из (14) для

$$\tau_p = A_1 (m_i / m_p)^{1/2} \cdot \tau_{\text{БOM}} \quad (16)$$

здесь  $A_1$  - постоянный множитель, ( $A_1 = 2-4 A$ );  
 $m_i$  - масса ионов плазмы,  $m_p$  - масса протона.

Приведенная выше зависимость времени жизни плазмы от температуры плазмы и напряженности магнитного поля (пропорциональная боровской зависимости) наблюдается во многих экспериментах как на стеллараторах /15-18/, так и на других типах замкнутых ловушек /19-20/. В пределах разброса экспериментальных точек и точности оценки множителя  $A_1$  совпадают (во многих случаях) также и абсолютные значения  $\tau_p$ , полученные экспериментально и вычисленные из (16). Изучавшаяся в ряде случаев зависимость  $\tau_p$  от величины шира (или угла прокручивания) и массы ионов также согласуется с (14) и (16) (например /15/, /21/).

Однако для того, чтобы установить однозначное соответствие между рассмотренным выше механизмом радиального перемещения плазмы и экспериментом требуется детальная информация о радиальных потоках плазмы, связанных с флюктуационными полями, и их пространственном распределении. Подобные измерения выполнены в настоящее время лишь в нескольких экспериментах на холодной плазме. Как правило, они показывают хорошее согласие с рассмотренным выше механизмом потерь /5, 6, 22, 23/.

Таким образом, при наличии развитых низкочастотных колебаний рассмотренный выше механизм может определять скорость ухода плазмы из магнитных ловушек; причем это относится не только к замкнутым ловушкам, но также к любому типу ловушек, в которой имеются запертые частицы.

В заключение автор выражает благодарность С.С.Моисееву, В.Н.Бочарову и Ю.Н.Юдину за ценные дискуссии.

### Л и т е р а т у р а

1. А.А.Галеев, Р.З.Сагдеев, В сб. "Вопросы теории плазмы". Вып.7. М., Атомиздат, 1973, с. 205.
2. А.А.Галеев, Р.З.Сагдеев, Г.П.Фюрс. ПМФТ, № 6, 3 (1968).
3. А.А.Галеев, С.С.Моисеев, Р.З.Сагдеев. Атомная энергия, 15 451 (1963).
4. А.Б.Михайловский. Теория плазменных неустойчивостей, т.П, гл.3, Атомиздат, М., 1971.
5. K. Vol , R.A.Ellis Отчет МАТТ-580 Принстон(1968).
6. В.Н.Бочаров, В.И.Волосов и др. Труды 1У Международной конференции по физике плазмы и УТС (Мэдисон, 1971), Ш.3 IAEA Вена 1971.
7. H . L.Berk , A.A.Galeev , Phys.Fl.10 441 (1967).
8. Б.Б.Кадомцев, О.П.Погуде. ЖЭТФ, 51, 1734 (1966).
9. Б.Б.Кадомцев. В сб. "Вопросы теории плазмы", вып.4, Атомиздат, М., 1964.
10. А.Б.Михайловский, О.П.Погуде. ДАН, 156, 64 (1964).
11. А.А.Рухадзе, В.П.Силин.УФН, 82, 499 (1969).
12. N.Krall, M.Rosenbluth , Phys.Fl.8, 1488 (1965)
13. Y.Nishida, T.Dodo et.al. Отчет-IPPJ -166, Nagoya Univers. (1973).
14. В.И.Волосов, А.В.Комин. Отчет ИЯФ СО АН СССР № 8, Новосибирск, 1970.
15. D. Grove, E.Meservey et.al. Труды Ш Международной конференции по физике плазмы и УТС (Новосибирск, 1968) 1, 479, IAEA , Вена, 1969.
16. K.Miyamoto, A.Mohri Труды 1У Международной конференции по физике плазмы и УТС (Мэдисон 1971), Ш, 93, IAEA , Вена 1971.
17. Л.М.Коврижных. Труды У Европейской конференции по физике плазмы и УТС (Гренобль, 1972), Ц, 147.

18. R.A.Ellis, D.Eckhart Отчет IPP/2/85, Мюнхен, (1970).
19. Б.Б.Кадомцев. Труды У1 Европейской конференции по физике плазмы и УТС (Москва, 1973), том П.
20. S.Yoshikawa, Nucl.Fusion, 13, 433(1973)
21. R.A.Ellis, H.P.Eubank, Phys.Fl. 11, н5, 1109(1968)
22. K.M.Young, Phys. Fl. 10, 213(1967)
23. В.И.Волосов, Ю.Н.Юдин. Труды У Европейской конференции по физике плазмы и УТС (Гренобль, 1972), 1, 78.

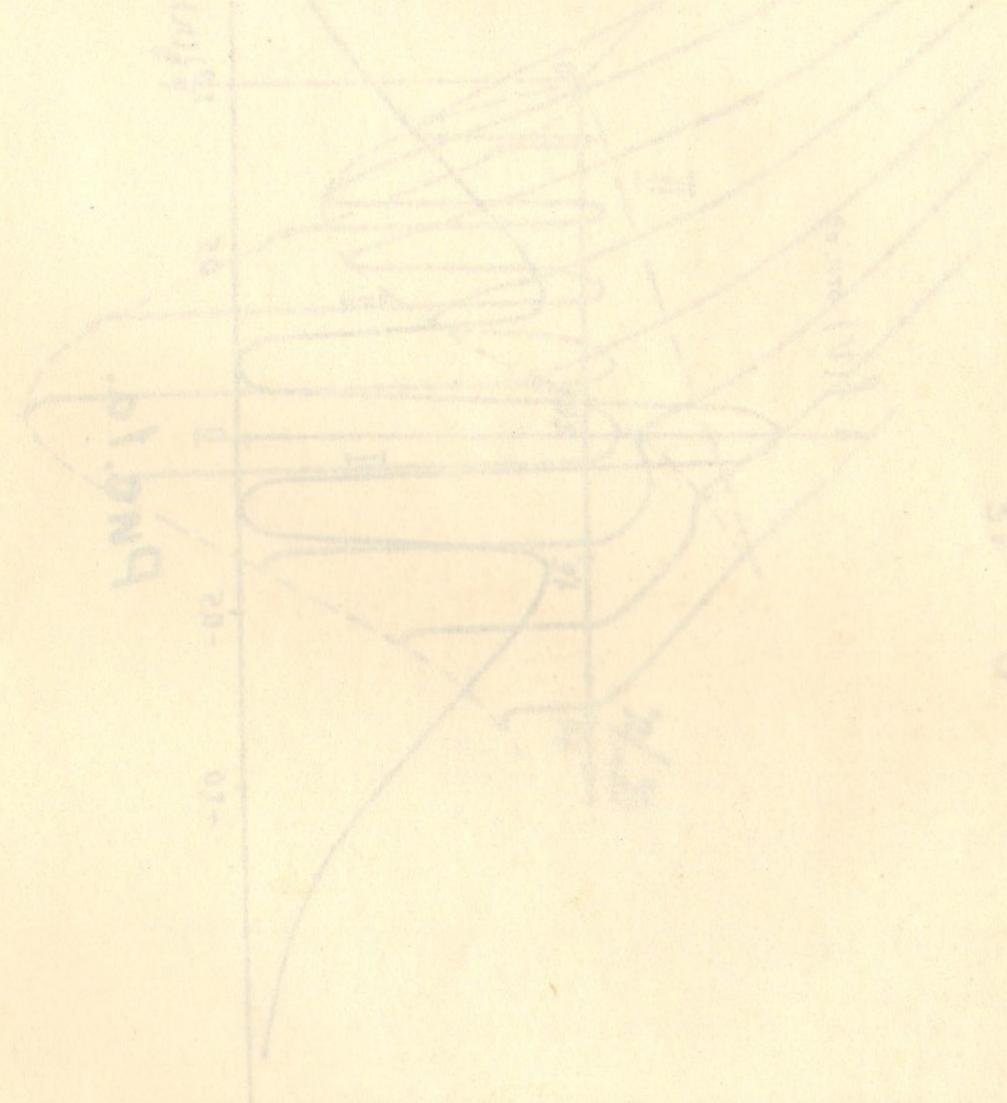
Подписи к рисункам

Рис. 1. Вид функций: а)  $f(\bar{v}_{ne}^{\omega}, v_L = const.)$   
 б)  $f(\bar{v}_{ne}^{\omega}, \bar{v}_{Le}^{\omega})$

в точке с минимальным значением магнитного поля  
 вдоль силовой линии;

**I** - область запертых электронов,

**II** - область пролетных электронов.



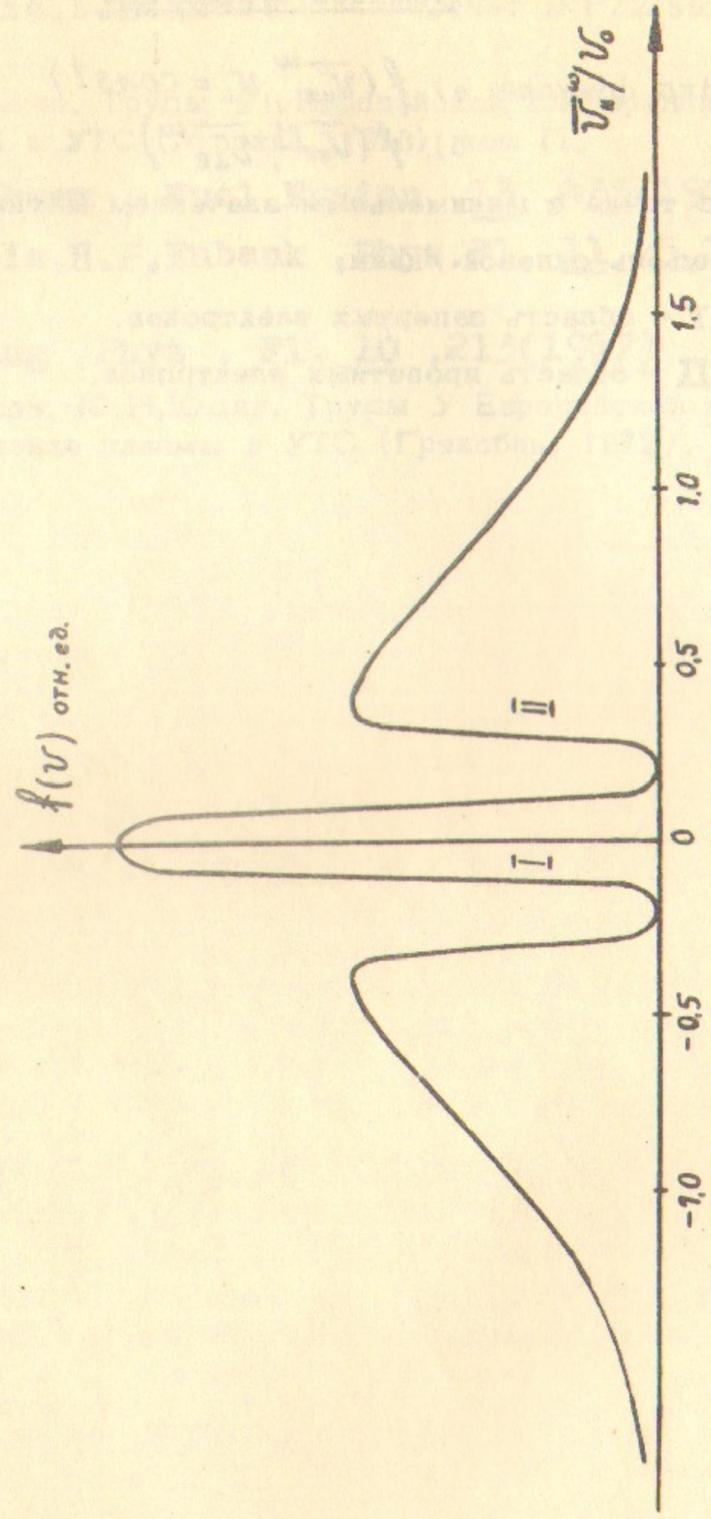


Рис. 1а.

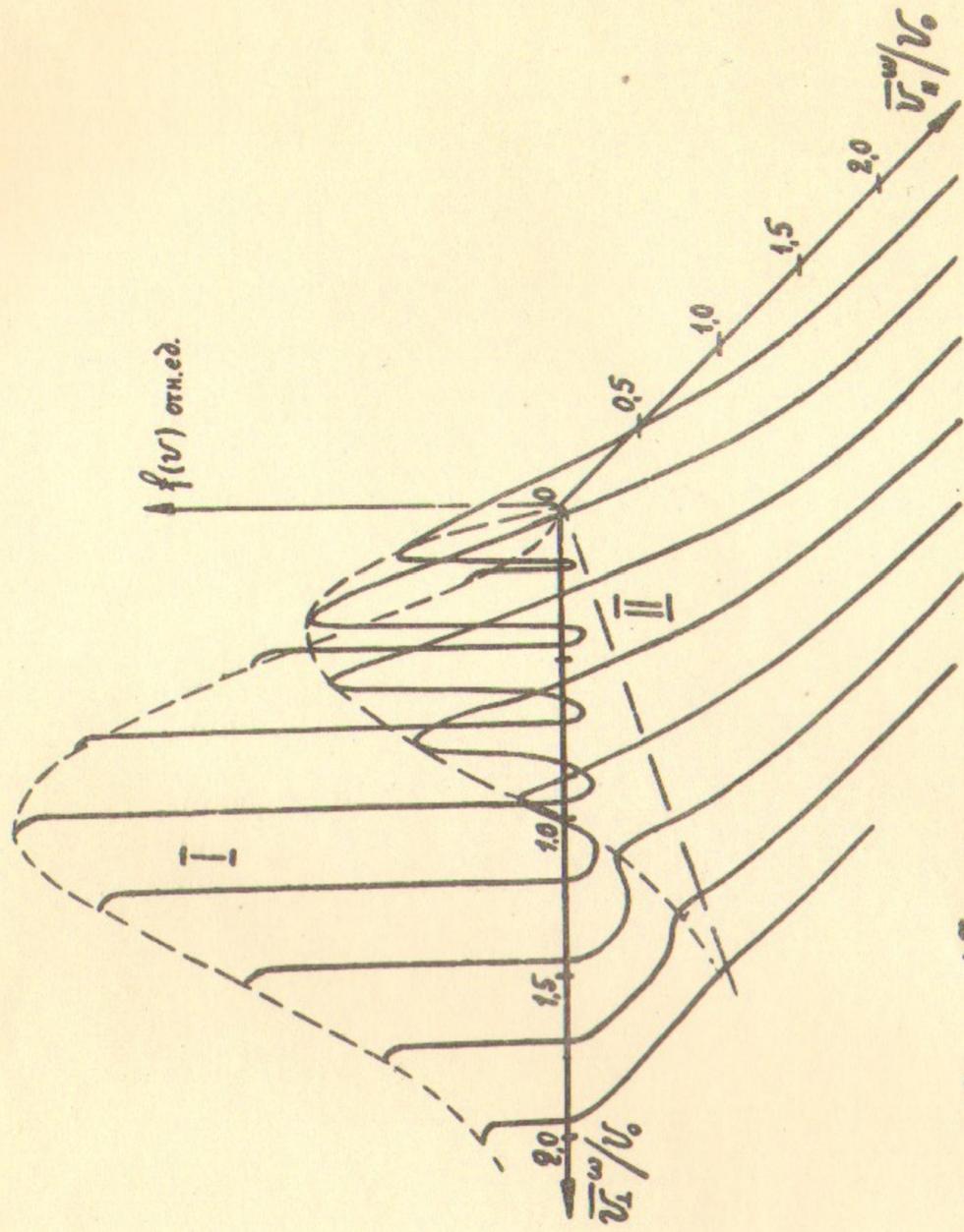
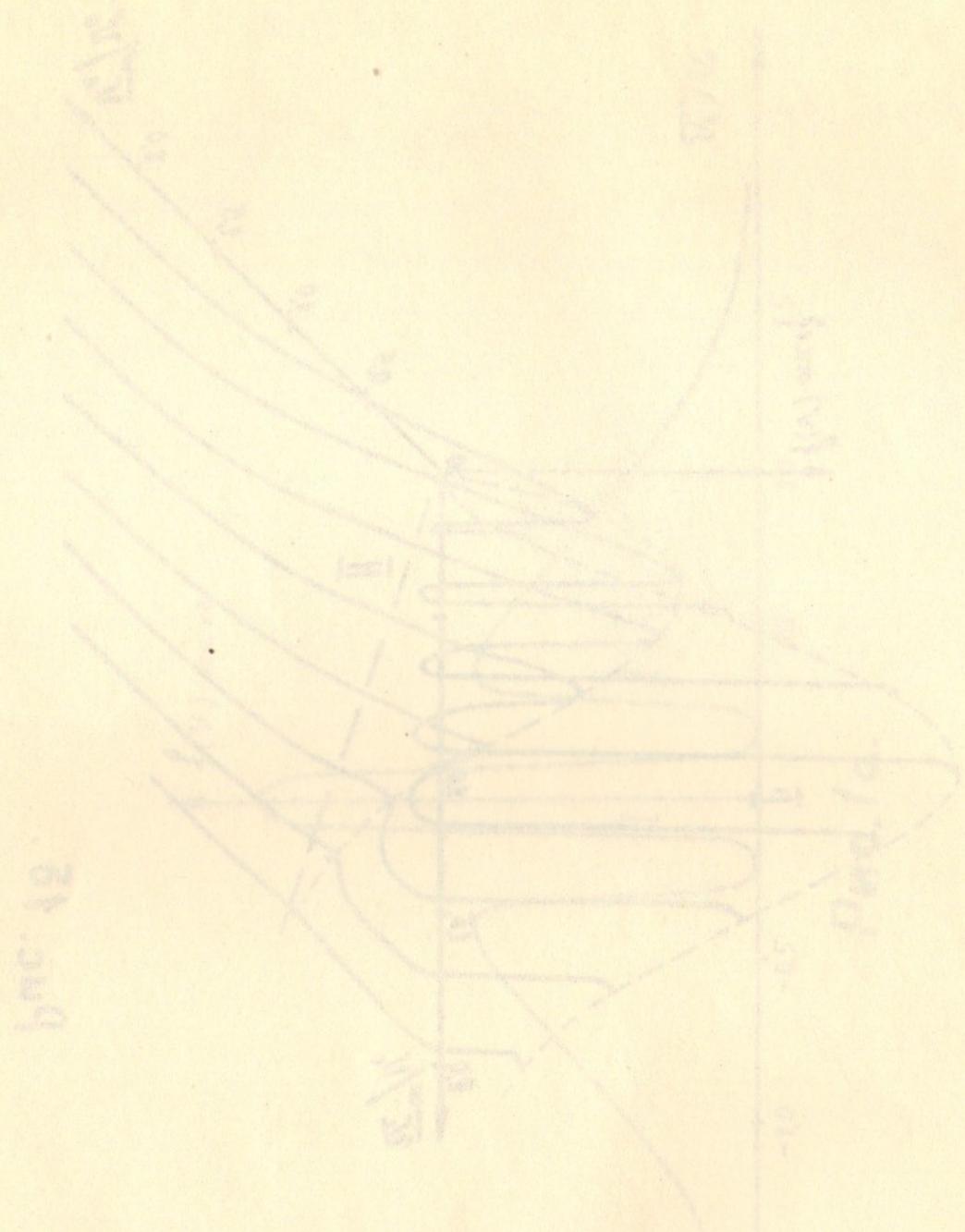


Рис. 1б.

Ученые из Института физики в НРФ СО АН СССР, г. Ленинград  
 Ученые из Института физики в НРФ СО АН СССР, г. Ленинград  
 Ученые из Института физики в НРФ СО АН СССР, г. Ленинград



Ответственный за выпуск С.Н.РОДИОНОВ  
Подписано к печати 10.1У-1974 г. МН 08218.  
Усл. 0,8 печ. л., тираж 150 экз. Бесплатно  
Заказ № 14

Отпечатано на ротапринтере в ИЯФ СО АН СССР, тв