

В.26 СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ АН СССР 38
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

Г.Е.Векштейн

ГИРОРЕЛАКСАЦИОННЫЙ НАГРЕВ
ПЛАЗМЫ С БОЛЬШИМ B
В ОТКРЫТЫХ ЛОВУШКАХ

ПРЕПРИНТ 80-119



ГИРОРЕЛАКСАЦИОННЫЙ НАГРЕВ ПЛАЗМЫ С
БОЛЬШИМ β В ОТКРЫТЫХ ЛОВУШКАХ

Г.Е.Векштейн

А Н Н О Т А Ц И Я

Обсуждается возможность использования гирорелаксационного метода нагрева плазмы в открытых ловушках. На основе кинетического уравнения вычислена зависимость мощности нагрева электронов и ионов от частоты изменения магнитного поля. Приведены численные оценки, демонстрирующие эффективность использования гирорелаксационного нагрева плазмы в амбиполярной и газодинамической ловушках.

HYRORELAXATION HEATING OF A HIGH- β PLASMA
IN OPEN TRAPS

G.E.Vekstein

A b s t r a c t

The possibility of hyrorelaxation plasma heating in open traps is discussed. The corresponding power dissipated by electrons and ions is calculated from the kinetic equation. Numerical estimates demonstrate high efficiency of hyrorelaxation plasma heating in tandem mirrors and gasdynamic traps.

ГИРОРЕЛАКСАЦИОННЫЙ НАГРЕВ ПЛАЗМЫ С БОЛЬШИМ β В ОТКРЫТЫХ ЛОВУШКАХ

Г.Е. Векштейн

В настоящее время одной из наиболее перспективных с термоядерной точки зрения модификаций открытых магнитных ловушек считается амбиполярная плазменная ловушка, предложенная в работе [1]. Как следует из самого названия, основная ее идея состоит в создании амбиполярного потенциала, удерживающего ионы плазмы. Конструктивно такая ловушка состоит из трех пробкотронов, соединенных торцами: большого по объему центрального с относительно слабым магнитным полем и двух крайних, имеющих сильное магнитное поле, но малых по объему. За счет мощной инжекции нейтральных атомов в крайние пробкотроны плотность плазмы в них n_k поддерживается в несколько раз большей плотности плазмы в центральном пробкотроне n_0 . Поскольку электронный газ имеет при этом бoльцмановское распределение: $n_e \propto \exp(e\varphi/T_e)$, то между центральным и крайними пробкотронами возникает разность потенциалов $\Delta\varphi = T_e \ln n_k/n_0$. При $T_{i0} < T_e$ ионы центрального пробкотрона оказываются в глубокой потенциальной яме, значительно увеличивающей время их удержания.

Для экспериментальной проверки этой идеи сейчас сооружаются установки "АМБАЛ"/ИЯФ, Новосибирск/ и "ТМХ"/Ливермор, США/, близкие по своим основным параметрам. Энергобаланс электронов в них выглядит так: электроны приобретают энергию от горячих ионов в крайних пробкотронах; часть этой энергии отдается ионам в центральном пробкотроне, а остальная выносится электронами, покидающими ловушку. Численные расчеты, учитывающие классические кулоновские столкновения электронов и ионов, дают такие значения параметров плазмы в установке "АМБАЛ" [2]:

$$n_k \approx 2 \div 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}; \quad n_0 \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}; \quad \langle W_{ik} \rangle -$$

/средняя энергия ионов в крайних пробкотронах/ ≈ 20 кэВ:
 $T_{i0} \approx 0,5$ кэВ; $T_e \approx 1$ кэВ. Поскольку физика удержания плазмы в такой ловушке очень чувствительна к величине электронной температуры T_e , то для моделирования реакторных условий желательно иметь возможность независимого её изменения. Это инициировало рассмотрение различных возможностей дополнительного нагрева электронов в установке "АМБАЛ" и, как выяснилось, здесь может быть полезен давно известный гирорелаксационный нагрев плазмы (см. например, обзор [3])¹. При изменении величины магнитного поля в плазме у заряженных частиц сохраняется адиабатический инвариант $\mu = m v_{\perp}^2 / 2H$ /речь идет о частотах, много меньших циклотронной/, так что переменное магнитное поле меняет поперечную энергию частиц. Из-за кулоновских столкновений часть поперечной энергии переходит в продольную, и в результате при периодическом изменении магнитного поля происходит постоянная диссипация энергии. Соответствующие вычисления приведены ниже. В оптимальных условиях, когда частота изменения поля близка к частоте столкновений, отношение активной мощности к реактивной порядка $\beta = 8\pi n T / H^2$, т.е. такой нагрев эффективен для плазмы высокого давления. Это обстоятельство, а также простота геометрии магнитного поля в открытых ловушках делают гирорелаксационный нагрев плазмы в установках такого типа достаточно привлекательным. Учитывая, что частоты столкновений электронов и ионов сильно различаются, можно вкладывать энергию либо в электронную, либо в ионную компоненту плазмы. Так, например, гирорелаксационный нагрев можно использовать для дополнительного подогрева ионов в предложенной недавно газодинамической ловушке [4].

Для определения мощности нагрева электронов запишем кинетическое уравнение для их функции распределения

$$f_e(\vec{v}, t) \text{ в переменном по величине магнитном поле } H = H_p + \delta H_p e^{-i\omega t} \text{ с учетом электрон-электронных и}$$

1) На эту возможность обратил внимание автора Д.Д.Рютов.

электрон-ионных столкновений:

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} + \dot{v}_{\perp} \frac{\partial f_e}{\partial v_{\perp}} + C_{ee}\{f_e, f_e\} + C_{ei}\{f_e\} = 0 \quad (1)$$

$$\dot{v}_{\perp} = \frac{v_{\perp}}{2H_p} \delta \dot{H}_p$$

где столкновительные члены имеют следующий вид [3]:

$$C_{ee}\{f_1, f_2\} = \frac{2\pi\lambda e^4}{m_e^2} \frac{\partial}{\partial v_{\beta}} \left\{ f_1(\vec{v}) \frac{\partial f_2(\vec{v}')}{\partial v_{\gamma}} - f_2(\vec{v}') \frac{\partial f_1(\vec{v})}{\partial v_{\gamma}} \right\} V_{\beta\gamma} d\vec{v}'$$

$$V_{\beta\gamma} = \frac{u^2 \delta_{\beta\gamma} - u_{\beta} u_{\gamma}}{u^3}; \quad u_{\beta} = v_{\beta} - v_{\beta}';$$

$$C_{ei}\{f_e\} = \frac{3\sqrt{\pi}}{8\tau_e} \left(\frac{2T_e}{m_e} \right)^{3/2} \frac{\partial}{\partial v_{\alpha}} \left(V_{\alpha\beta} \frac{\partial f_e}{\partial v_{\beta}} \right); \quad V_{\alpha\beta} = \frac{v^2 \delta_{\alpha\beta} - v_{\alpha} v_{\beta}}{v^3};$$

$$\tau_e = \frac{3 m_e^{1/2} T_e^{3/2}}{4\sqrt{2\pi} \lambda e^4 n_i} \approx 2,2 \cdot 10^{-9} T_e^{3/2} (\text{эВ}) [10^{13}/n(\text{см}^{-3})] (\text{сек}).$$

Плазма считается водородной ($n_e = n_i = n$), а электрон-ионный столкновительный член записан в нулевом приближении по m_e/m_i , т.е. описывает рассеяние электронов на ионах без передачи энергии. Считая модуляцию магнитного поля слабой ($\epsilon \equiv \delta H_p / 2H_p \ll 1$), представим функцию распределения электронов в виде

$$f_e = f_e^0 (1 + \Phi), \quad \text{где } f_e^0 = \frac{n}{(2\pi T_e/m_e)^{3/2}} e^{-m_e v^2 / 2T_e} - \text{максвелловское распределение, а } \Phi = \Phi(\vec{v}) e^{-i\omega t} - \text{малая (порядка } \epsilon \text{) поправка, возникающая при изменении магнитного поля. После линеаризации (1) для величины } \Phi(\vec{v}) \text{ получаем такое уравнение:}$$

$$-i\omega f_e^0 \Phi + I_{ee}(\Phi) + I_{ei}(\Phi) = -i\omega \epsilon \frac{m_e v^2}{T_e} \sin^2 \theta \cdot f_e^0 \quad (2)$$

где

$$I_{ee}(\varphi) = C_{ee} \{f_e^0, f_e^0 \varphi\} + C_{ee} \{f_e^0 \varphi, f_e^0\}; \quad I_{ei}(\varphi) = C_{ei} \{f_e^0 \varphi\};$$

а θ — угол между векторами \vec{v} и \vec{H} . Для решения этого уравнения удобно переписать правую его часть в тензорном виде, введя единичный вектор вдоль магнитного поля $\vec{h} = \vec{H}_p / H_p$:

$$\begin{aligned} -i\omega f_e^0 \varphi + I_{ee}(\varphi) + I_{ei}(\varphi) = \\ = -i\omega \epsilon \frac{m_e}{T_e} f_e^0 \left\{ \frac{2}{3} v^2 - (v_i v_k - \frac{v^2}{3} \delta_{ik}) h_i h_k \right\} \end{aligned} \quad (3)$$

Так как столкновительные интегралы изотропны, то из (3) следует, что $\varphi(\vec{v})$ можно записать в таком виде:

$$\varphi(\vec{v}) = A(v^2) + B(v^2) (v_i v_k - \frac{v^2}{3} \delta_{ik}) h_i h_k \quad (4)$$

Сферически симметричная часть поправки $A(v^2)$ находится теперь сразу, так как она обращает в нуль столкновительные слагаемые I_{ee} и I_{ei} :

$$A(v^2) = \frac{2}{3} \epsilon \cdot m_e v^2 / T_e \quad (5)$$

Действительно, нетрудно проверить, что такая поправка соответствует максвелловскому распределению с измененной плотностью и температурой электронов:

$$\delta n / n = \frac{3}{2} \delta T_e / T_e = 2\epsilon \quad (6)$$

Этот результат имеет простой физический смысл. Если радиус плазменного шнура R_p значительно больше толщины скин-слоя в плазме на частоте ω , то сохраняется полный магнитный поток: $\delta(H_p \cdot R_p^2) = 0$. Это значит, что модуляция магнитного поля сопровождается колеба-

ниями радиуса плазмы R_p : $\delta R_p / R_p = -\delta H_p / 2H_p = -\epsilon$, а тогда $\delta n / n = -2\delta R_p / R_p = 2\epsilon$. Температура электронов изменяется при этом по адиабатическому закону с $\gamma = 5/3$, то есть $\delta T_e / T_e = (\gamma - 1) \delta n / n = \frac{2}{3} \delta n / n$. Как будет видно из дальнейшего, это соответствует предельному случаю очень частых столкновений ($\omega \tau_e \ll 1$), когда успевает установиться равновесие между поперечными и продольными степенями свободы. В противоположном предельном случае ($\omega \tau_e \gg 1$) движение становится двумерным и показатель адиабаты $\gamma = 2$.

При произвольных значениях параметра $\omega \tau_e$ решить ур. (3) аналитически не удастся. Стандартной в таких случаях процедурой является разложение функции $B(v^2)$ в ряд по полиномам Лагерра $L_p^{(m)}(m_e v^2 / 2T_e)$ [3]. Здесь удобно использовать полиномы с $m = 5/2$, причем с хорошей точностью (ошибка не более 10%) можно ограничиться двумя первыми членами ряда:

$$B(v^2) = \frac{i \epsilon \omega \tau_e m_e}{T_e} \left\{ b_0 L_0^{(5/2)} \left(\frac{m_e v^2}{2T_e} \right) + b_1 L_1^{(5/2)} \left(\frac{m_e v^2}{2T_e} \right) \right\} \quad (7)$$

$$L_0^{(5/2)}(x) = 1; \quad L_1^{(5/2)}(x) = \frac{7}{2} - x;$$

Для нахождения коэффициентов b_0 и b_1 запишем уравнение для b_0 и b_1 , подставив $\varphi(\vec{v})$ в форму (4) в (3):

$$I_{ee}(B v_{ik}) + I_{ei}(B v_{ik}) = i\omega f_e^0 \cdot B v_{ik} + i\omega \epsilon \frac{m_e v_{ik}}{T_e} f_e^0 \quad (8)$$

$$v_{ik} = v_i v_k - \frac{v^2}{3} \delta_{ik}.$$

Умножив это уравнение последовательно на $\frac{2}{5n} L_k^{(5/2)}(x) \frac{m_e v_{ik}}{2T_e} d^3v$ ($k = 0, 1$) и проинтегрировав по скоростям, используя свойство ортогональности полиномов Лагерра:

$$\int_0^\infty x^{5/2} e^{-x} L_p^{(5/2)}(x) L_q^{(5/2)}(x) dx = \frac{(p+5/2)!}{p!} \delta_{pq}$$

получим два уравнения для v_0 и v_1 :

$$\begin{aligned} (\beta_{00} + \beta'_{00}) v_0 + (\beta_{01} + \beta'_{01}) v_1 &= 1 + i(\omega\tau_e) v_0 \\ (\beta_{10} + \beta'_{10}) v_0 + (\beta_{11} + \beta'_{11}) v_1 &= \frac{7}{2} i(\omega\tau_e) v_1 \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь β_{pq} и β'_{pq} — безразмерные матрицы:

$$\beta_{pq} = \frac{2\tau_e}{5n} \int L_p(x) \frac{m_e v_{ik}}{2T_e} I_{ee} \left\{ L_q(x) \frac{m_e v_{ik}}{2T_e} \right\} d^3v$$

$$\beta'_{pq} = \frac{2\tau_e}{5n} \int L_p(x) \frac{m_e v_{ik}}{2T_e} I_{ei} \left\{ L_q(x) \frac{m_e v_{ik}}{2T_e} \right\} d^3v$$

Эти матрицы вычислены в [5] при определении коэффициента вязкости электронов²⁾:

$$\beta_{pq} = \frac{6}{5\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 3/4 \\ 3/4 & 205/48 \end{pmatrix}; \quad \beta'_{pq} = \frac{6}{5} \begin{pmatrix} 1 & 3/2 \\ 3/2 & 17/4 \end{pmatrix}$$

Окончательно для добавки к функции распределения электронов $\delta f_e = f_e^0 \cdot \Phi$ получаем такое выражение:

$$\delta f_e = f_e^0 \cdot E \left\{ \frac{2}{3} \frac{m_e v^2}{T_e} - \frac{m_e v^2}{T_e} (\cos^2\theta - \frac{1}{3}) \left[\alpha_0 + \alpha_1 \left(\frac{7}{2} - \frac{m_e v^2}{2T_e} \right) \right] \right\} e^{-i\omega t}$$

$$\alpha_0 = \frac{z^4 - 0,54iz^3 + 4,29z^2 - 8,2iz}{\Delta_e}; \quad z = \omega\tau_e; \quad (10)$$

$$\alpha_1 = \frac{-0,7iz^3 - 2,12z^2 + 2,29iz}{\Delta_e}; \quad \Delta_e = z^4 + 2,71z^2 + 10,86$$

2) Это совпадение не случайно. Как уже отмечалось, изменение магнитного поля в плазме сопровождается колебаниями плазменного шнура. При $\omega\tau_e \ll 1$, когда применимо гидродинамическое описание, гирорелаксационный нагрев можно рассматривать как результат вязкой диссипации энергии движения плазмы.

Для дальнейшего нужно знать лишь изменение поперечного давления электронов $\delta P_{\perp}^e = \int \frac{m_e v_{\perp}^2}{2} \delta f_e d^3v$, равное

$$\delta P_{\perp}^e = 2EnT_e \left(\frac{5}{3} + \frac{\alpha_0}{3} \right) e^{-i\omega t} = 2EnT_e \gamma_e e^{-i\omega t} \quad (11)$$

В этой формуле величина γ_e имеет смысл эффективного показателя адиабаты электронов. Как уже отмечалось, в предельных случаях $\omega\tau_e \ll 1$ $\gamma_e \approx 5/3$, а $\omega\tau_e \gg 1$ $\gamma_e \approx 2$. Энергию, поглощаемую электронами в единице объема Q_e , можно вычислить как среднюю за период работу, совершаемую магнитным полем при сжатии электронного газа:

$$Q_e = - \frac{\langle \delta P_{\perp}^e \cdot 2\pi R_p \delta R_p \rangle}{\pi R_p^2} = - 2nT_e \omega E^2 \gamma_m \gamma_e =$$

$$= \frac{nT_e}{T_e} \left(\frac{\delta H_p}{H_p} \right)^2 F_e(\omega\tau_e); \quad F_e(z) = \frac{0,09z^4 + 1,37z^2}{z^4 + 2,71z^2 + 10,86}$$

График функции $F_e(z)$ приведен на рис.1. При малых частотах ($\omega\tau_e \ll 1$) мощность нагрева электронов растет пропорционально квадрату частоты, достигает максимума при $\omega\tau_e \approx 2$ ($F_e(2) \approx 0,18$), а при высоких частотах ($\omega\tau_e \gg 1$) величина Q_e не зависит от частоты изменения поля ($F_e(\infty) = 0,09$).

Для определения мощности нагрева ионов плазмы в кинетическом уравнении для их функции распределения $f_i(\vec{v}, t)$ достаточно учесть только ион-ионные столкновения:

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \frac{\delta H_p}{2H_p} v_{\perp} \frac{\partial f_i}{\partial v_{\perp}} + C_{ii} \{ f_i, f_i \} = 0 \quad (13)$$

Не повторяя вычислений, аналогичных приведенным выше для электронов, приведем конечные результаты:

$$\delta P_{\perp}^i = 2EnT_i \gamma_i e^{-i\omega t}; \quad \gamma_i = \frac{5}{3} + \frac{\alpha_2}{3}; \quad (14)$$

$$\alpha_2 = \frac{z^4 - 1,18iz^3 + 1,7z^2 - 1,52iz}{z^4 + 3,39z^2 + 1,52}; \quad z = \omega\tau_i;$$

$$\tau_i = \frac{3 m_i^{1/2} T_i^{3/2}}{4 \sqrt{\pi} n e^4 \Lambda} \approx 1,33 \cdot 10^{-7} T_i^{3/2} (эВ) \left(\frac{m_i}{m_p} \right)^{1/2} \left[10^{13} / n (\text{см}^{-3}) \right] (\text{сек});$$

$$Q_i = -2 n T_i \omega \varepsilon^2 m_i \gamma_i = \frac{n T_i}{\tau_i} \left(\frac{\delta H_p}{H_p} \right)^2 F_i(\omega \tau_i);$$

$$F_i(z) = \frac{0,2 z^4 + 0,25 z^2}{z^4 + 3,39 z^2 + 1,52} \quad (15)$$

Функция $F_i(z)$ изображена на рис.2. Мощность нагрева ионов $Q_i \propto \omega^2$ при $\omega \tau_i \ll 1$, а при высоких частотах ($\omega \tau_i \gg 1$) не зависит от частоты поля ($F_i(\infty) = 0,2$). Сравнивая мощность нагрева электронов и ионов, из формулы (12) и (15) находим, что для водородной плазмы ($m_i = m_p$) диссипируемая энергия одинакова для электронов и ионов при $\omega = \omega_* \approx 0,16 \tau_e^{-1}$. Так что при $\omega < \omega_*$ греются преимущественно ионы, а при $\omega > \omega_*$ — электроны.

Для оценки эффективности гирорелаксационного нагрева плазмы нужно сравнить вкладываемую в электроны (12) и ионы (15) энергию с мощностью энергетических потерь $Q_E^{(e,i)}$, которую можно характеризовать некоторым энергетическим временем жизни $\tau_E^{(e,i)}$: $Q_E^{(e,i)} = n T_{e,i} / \tau_E^{(e,i)}$. Тогда из (12) следует, что такой дополнительный нагрев электронов будет превышать их энергопотери, если $\tau_E^{(e)} \geq 5 \tau_e (H_p / \delta H_p)^2$. Взяв для определенности $(\delta H_p / H_p)^2 \approx 0,1$ получим, что $\tau_E^{(e)} \geq 50 \tau_e$. Это довольно мягкое условие, выполняющееся практически во всех магнитных ловушках. Аналогичное условие эффективности нагрева ионов: $\tau_E^{(i)} \geq 50 \tau_i$ для термоядерной плазмы можно связать с ее коэффициентом усиления Q , равным отношению термоядерной мощности к мощности потерь. По определению, энергетическое время $\tau_E^{(i)}$ в Q раз больше лансоновского

кого: $\tau_E^{(i)} = Q \tau_i = Q \cdot 10^{14} / n (\text{см}^{-3}) (\text{сек})$, так что для дейтерий-тритиевой плазмы ($m_i = 2,5$) с температурой $T_i = 10 \text{кэВ}$ нагрев ионов больше их энергопотерь при $Q \geq 1$.

Простейшая схема гирорелаксационного нагрева может быть такой. Пусть имеется плазменный шнур радиуса R_p , помещенный во внешнее продольное магнитное поле H_0 . Магнитное поле в плазме H_p определяется из условия равновесия:

$$H_p^2 / 8\pi + n(T_e + T_i) = H_0^2 / 8\pi; \quad H_p^2 = H_0^2 (1 - \beta); \quad (16)$$

$$\beta = \beta_e + \beta_i; \quad \beta_{e,i} = 8\pi n T_{e,i} / H_0^2.$$

Переменное магнитное поле создается соленоидом с радиусом $R_1 > R_p$, а на радиусе $R_2 > R_1$ помещен магнитный экран. Обозначим изменение магнитного поля в плазме ($0 < r < R_p$) — δH_p , между плазмой и соленоидом ($R_p < r < R_1$) — δH_1 , а между соленоидом и экраном ($R_1 < r < R_2$) — δH_2 . Эти величины связаны между собой и с колебаниями радиуса плазмы δR_p следующими условиями:

постоянство магнитного потока в плазме

$$\delta R_p = -R_p \delta H_p / 2 H_p; \quad (17)$$

постоянство полного магнитного потока

$$-2\pi R_p \delta R_p \cdot H_0 + \delta H_1 \cdot \pi (R_1^2 - R_p^2) + \delta H_2 \cdot \pi (R_2^2 - R_1^2) = 0; \quad (18)$$

равенство давлений на границе плазмы

$$H_0 \delta H_1 / 4\pi = H_p \delta H_p / 4\pi + \delta P_{\perp}^{(e)} + \delta P_{\perp}^{(i)} \quad (19)$$

Из этих соотношений следует, что:

$$\delta H_1 = H_0 \frac{\delta H_p}{H_p} \left\{ 1 - \beta_e (1 - \gamma_e/2) - \beta_i (1 - \gamma_i/2) \right\}$$

$$\delta H_2 = -H_0 \frac{\delta H_p}{H_p} \left\{ \frac{S_p + S_1}{S_2} - \frac{S_1}{S_2} [\beta_e (1 - \gamma_e/2) + \beta_i (1 - \gamma_i/2)] \right\} \quad (20)$$

$$S_p = \pi R_p^2; \quad S_1 = \pi (R_1^2 - R_p^2); \quad S_2 = \pi (R_2^2 - R_1^2).$$

Рассчитаем теперь импеданс $Z(\omega)$ такой системы (на единицу длины). Его удобно связать с индуктивностью соленоида L . По определению импеданса

$$Z(\omega) = E(\omega) / y(\omega)$$

где y — ток в соленоиде, а E — наведенная в соленоиде Э.Д.С. Так как ток y создает внутри соленоида магнитное поле $\delta H_y = \delta H_1 - \delta H_2$, то

$$y = \frac{c}{L} \pi R_1^2 (\delta H_1 - \delta H_2) =$$

$$= \frac{c}{L} (S_p + S_1) H_0 \frac{\delta H_p}{H_p} \left\{ \frac{S_p + S_1 + S_2}{S_2} - \left(1 + \frac{S_1}{S_2}\right) [\beta_e (1 - \gamma_e/2) + \beta_i (1 - \gamma_i/2)] \right\} \quad (21)$$

Величина Э.Д.С. $E = \frac{1}{c} \partial \Phi_1 / \partial t = -i \frac{\omega}{c} \delta \Phi_1$, где $\delta \Phi_1$ — изменение магнитного потока внутри соленоида, поэтому

$$E = -i \frac{\omega}{c} \delta \Phi_1 = i \frac{\omega}{c} \delta H_2 \cdot S_2 =$$

$$= -i \frac{\omega}{c} S_2 \cdot H_0 \frac{\delta H_p}{H_p} \left\{ \frac{S_p + S_1}{S_2} - \frac{S_1}{S_2} [\beta_e (1 - \gamma_e/2) + \beta_i (1 - \gamma_i/2)] \right\} \quad (22)$$

Теперь из (21) и (22) для величины $Z(\omega)$ получаем следующее значение:

$$Z = E/y = \frac{-i \omega}{c^2} L \left\{ 1 - \frac{S_1}{S_p + S_1} [\beta_e (1 - \gamma_e/2) + \beta_i (1 - \gamma_i/2)] \right\} \left\{ \frac{S_p + S_1 + S_2}{S_2} - \left(1 + \frac{S_1}{S_2}\right) [\beta_e (1 - \gamma_e/2) + \beta_i (1 - \gamma_i/2)] \right\}^{-1} \quad (23)$$

Это довольно громоздкое выражение в практически интересных случаях можно упростить. Так, при нагреве электронов частота изменения поля ω много больше частоты ион-ионных столкновений, поэтому показатель адиабаты ионов $\gamma_i \approx 2$ и ионы, как это видно из (23), вообще не дают вклада в импеданс. При нагреве ионов величина $\omega \tau_e \ll 1$ и электронный показатель адиабаты $\gamma_e \approx 5/3$.

В заключение приведем некоторые численные иллюстрации возможностей гирорелаксационного нагрева плазмы. Так, в установке "АМБАЛ" электроны получают от энергичных ионов в крайних пробкотронах мощность около 50 квт. Для того, чтобы вложить в электроны такую же мощность с помощью переменного магнитного поля, в центральной части установки, где поле $H_0 \approx 1,5$ кгс, нужна дополнительная обмотка с длиной $l \approx 50$ см, радиусом $R \approx 30$ см, создающая переменное поле $\delta H \approx 0,3$ кгс с частотой 15 ± 20 кгц. Однако к.п.д. нагрева в этом случае довольно низок ($\approx 5\% \pm 10\%$). Это связано с тем, что в конструкции этой установки не закладывалась возможность такого дополнительного подогрева электронов, и основная доля мощности диссипируется в стенках вакуумной камеры. В термоядерном реакторе на основе амбиполярной ловушки, имеющем соленоидальную центральную часть, можно обеспечить высокий к.п.д. нагрева электронов. Если ориентироваться на такие реакторные параметры плазмы [1]: $n_0 = 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $T_{i0} = 20 \text{ кэВ}$, $T_e = 30 \text{ кэВ}$, $H_0 = 14 \text{ кгс}$, $R_p = 15 \text{ см}$, то в оптимальных условиях (при $\omega \tau_e \approx 2$) в электроны можно вкладывать мощность $W_e \approx 1,3 \cdot 10^4 (\delta H_p / H_p)^2 \text{ вт/см}$.

Как уже отмечалось, в газодинамической ловушке

[4] может оказаться выгодным дополнительный нагрев ионов. При $n_0 = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $T_e = T_i = 5 \text{ кэВ}$, $R_p = 30 \text{ см}$, $N_0 = 15 \text{ кгс}$, $H_p = 5 \text{ кгс}$ мощность нейтральной инжекции составляет: $W_{\text{инж}} \approx 5 \cdot 10^3 \text{ Вт/см}$. В этих же условиях мощность гирорелаксационного нагрева ионов $W_i \approx 2 \cdot 10^5 (\delta H_p / H_p)^2 \text{ Вт/см}$, так что такой нагрев будет эффективным при вполне умеренных амплитудах переменного магнитного поля δH_p .

Л и т е р а т у р а :

- 1 Г.И.Димов и др. "Физика плазмы", 2, 597, 1976.
- 2 Г.И.Димов. Препринт ИЯФ СО АН СССР, 77-46, 1977.
- 3 С.И.Брагинский. В сб. "Вопросы теории плазмы", 1, 183, 1963.
- 4 В.В.Мирнов, Д.Д.Рютов. Письма в ЖТФ, 5, 678, 1979.
- 5 С.И.Брагинский. ЖЭТФ, 33, 459, 1957.

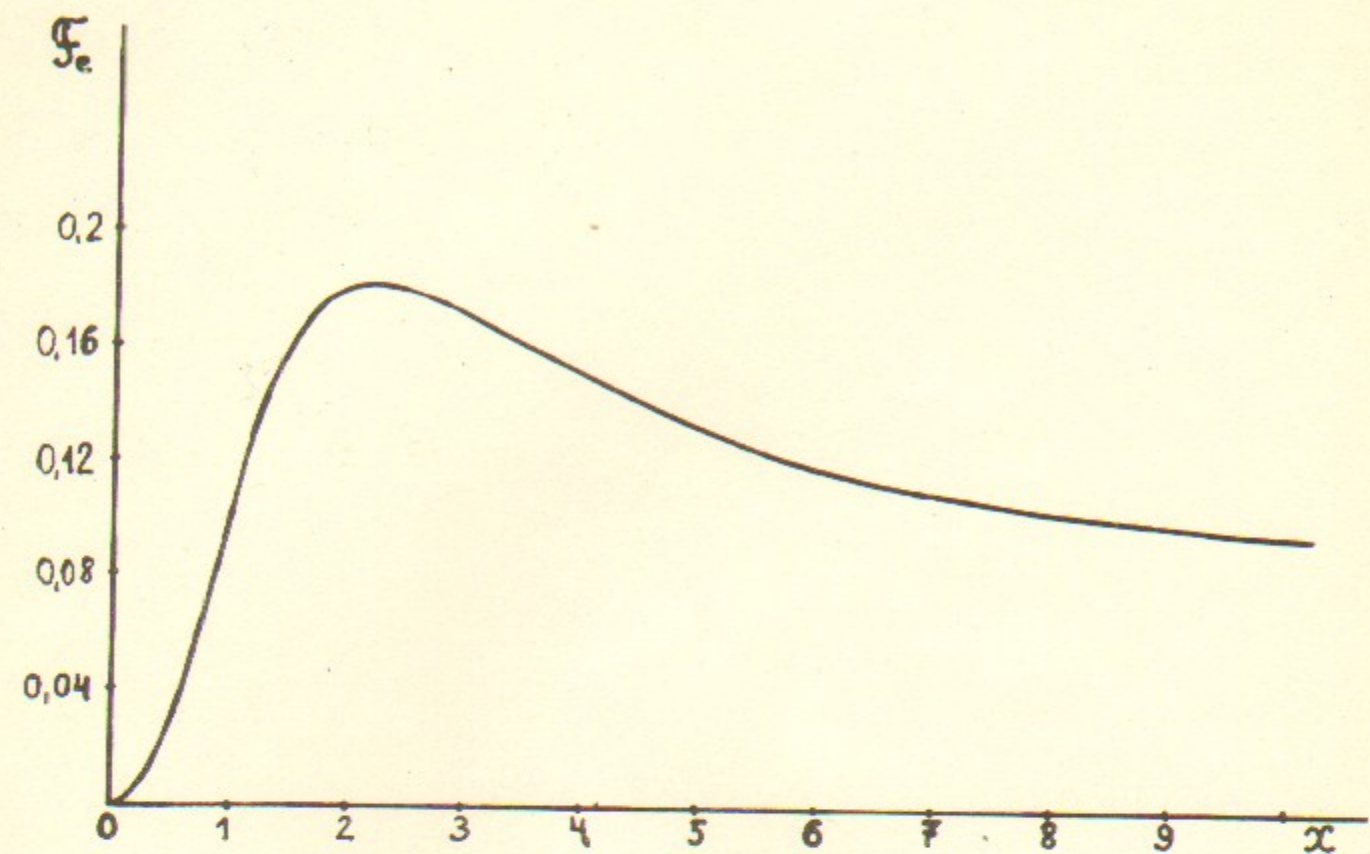


Рис.1.

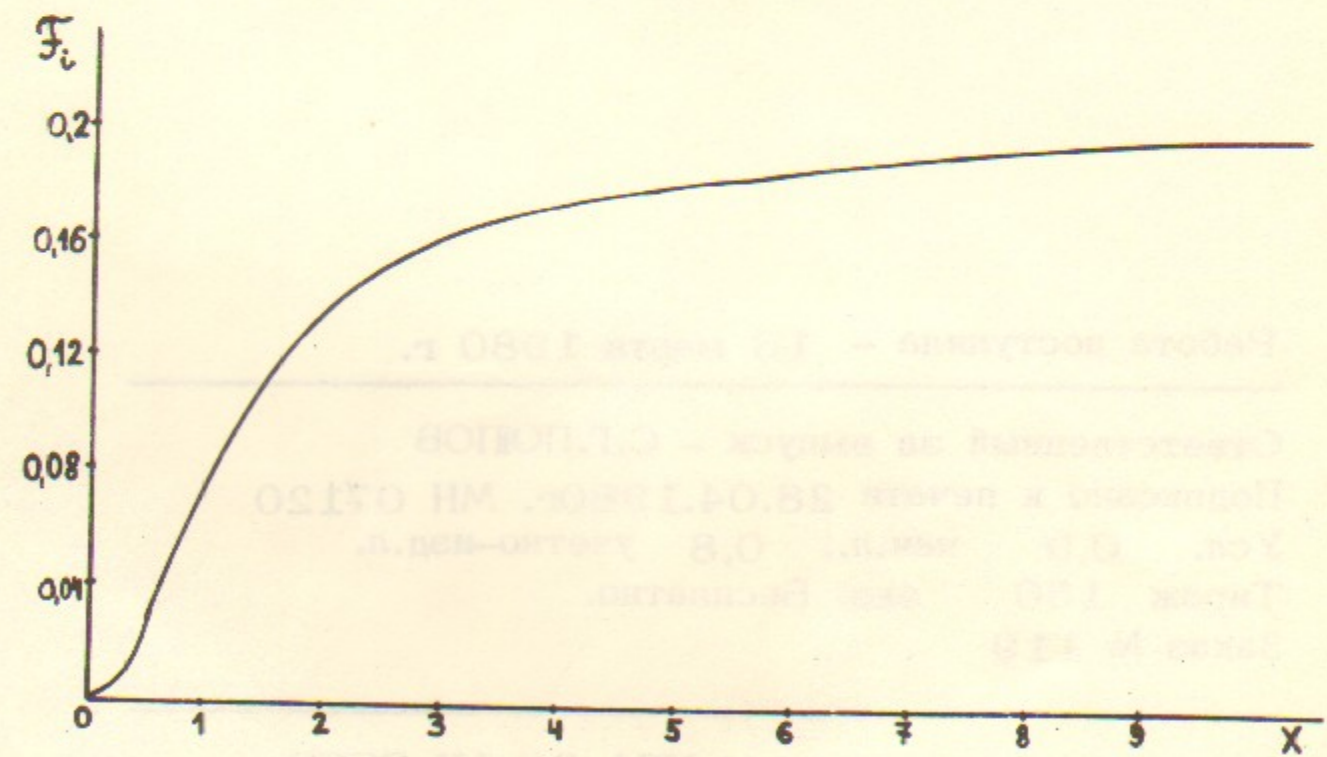


Рис.2.