

Б.55

10

**И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР**

ПРЕПРИНТ И Я Ф 77 - 105

А.А.Бехтенов, В.И.Волосов

**О ФОРМИРОВАНИИ РАДИАЛЬНЫХ
ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ ВО ВРАЩА-
ЮЩЕЙСЯ ПЛАЗМЕ**

БИБЛИОТЕКА
Института ядерной
физики СО АН СССР
ИЯФ

Новосибирск

1977

О ФОРМИРОВАНИИ РАДИАЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ
ПОЛЕЙ ВО ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ПЛАЗМЕ

А.А.Бехтенов, В.И.Волосов

А Н Н О Т А Ц И Я

В работе рассматривается механизм формирования радиальных электрических полей во вращающейся плазме, заполняющей открытую магнитную ловушку (плазма со скрещенными E и H полями). Учитывается роль как кулоновских процессов, так и процессов ионизации и перезарядки, а также особенности продольного движения ионов в такой ловушке. Рассмотрено влияние условий формирования радиальных электрических полей на устойчивость плазмы.

О ФОРМИРОВАНИИ РАДИАЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ
ВО ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ПЛАЗМЕ

А.А.Бехтенёв, В.И.Волосов

Одним из интересных и перспективных направлений физики высокотемпературной плазмы является изучение систем со скрещенными E и H полями — т.е. изучение вращающейся плазмы. В случае, если бы удалось создать подобные стационарные системы с достаточно большими скоростями вращения плазмы, был бы сделан существенный шаг для создания открытой термоядерной магнитной ловушки с малыми продольными потерями и простым механизмом создания и нагрева плазмы /1/. Ниже мы рассмотрим механизм формирования радиальных электрических полей в такой плазме с учётом процессов ионизации и перезарядки, а также ряда особенностей продольного движения ионов, которые существенно влияют на поперечную и продольную проводимость.

I. Рассмотрим задачу о формировании электрических полей в плазме в аксиально-симметричной ловушке со скрещенными E и H полями. Предполагается, что нагрев плазмы (а также восполнение потерь энергии и частиц) происходит только за счёт ионизации нейтрального газа в объёме плазмы /1,2/.

Уравнения непрерывности для плотности ионов и электронов при отсутствии нейтральных атомов ($n_0=0$) имеют вид /3/:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = - \operatorname{div}(n_i v_i) \quad ; \quad \frac{\partial n_e}{\partial t} = - \operatorname{div}(n_e v_e) \quad (I)$$

где V_i и V_e — средние скорости ионов и электронов; радиальные составляющие этих скоростей — V_{i2} и V_{e2} равны

соответственно:

$$V_{iz} = \frac{m_i c^2}{\tau_{ei} e^2 H^2 \left(1 + \frac{1}{\omega_i} \frac{\partial V_E}{\partial z}\right)} \left\{ -\frac{1}{n} \frac{\partial P_E}{\partial z} + \frac{m_i V_E^2}{2} - \frac{eH}{c} \frac{\rho_i^2}{4} \left(\frac{\partial^2 V_E}{\partial z^2} + 2 \frac{\partial V_E}{\partial z} \frac{\partial \ln n}{\partial z} \right) \right\} \quad (2)$$

$$V_{ez} = V_{iz} \left(1 + \frac{1}{\omega_i} \frac{\partial V_E}{\partial z}\right) / \left(1 + \frac{1}{\omega_e} \frac{\partial V_E}{\partial z}\right)$$

$e = |e|$; $P_E = n_e T_e + n_i T_i \left(1 + \frac{1}{\omega_i} \frac{\partial V_E}{\partial z}\right)$; $V_E = cE/H$; ρ_i - радиус ларморовой окружности иона; остальные обозначения те же что и в /3/. Учёт столкновений с нейтральными атомами (т.е. случай $n_0 \neq 0$), приводит к дополнительным членам в (I)

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial n_i}{\partial t}\right)_{n_0} &= n_i n_0 \langle c v \rangle_n + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial z} z n_i n_0 \langle c v z_i \rangle_z \\ \left(\frac{\partial n_e}{\partial t}\right)_{n_0} &= n_i n_0 \langle c v \rangle_n - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial z} z n_i n_0 \langle c v z_e \rangle_n \end{aligned} \quad (3)$$

где $\langle c v z_i \rangle_z = \langle c v z_i \rangle_n + \langle c v z_i \rangle_p$; индексы n и p означают ионизацию и перезарядку. Второй член в этих выражениях связан с появлением радиального перемещения заряженных частиц в электрическом поле в процессе перезарядки или ионизации. Дополнительные радиальные скорости равны:

$$V_{iz} = n_0 \langle c v z_i \rangle_z; \quad V_{ez} = n_0 \langle c v z_e \rangle_n \quad (4)$$

здесь z_j - величина радиального перемещения единичного заряда. Для случая, когда $c v$ не зависит от скорости и энергия образовавшейся частицы мала по сравнению с W_E , величина этого перемещения равна полувысоте циклоиды: $z_j = \rho_j = m_j c^2 E / e H^2 = V_E / \omega_j$.

Как видно из сравнения (2) и (4) радиальное перемещение частиц определяется в основном вторым процессом (при $n_0 \neq 0$).

Это замечание справедливо практически для всех рассмотренных ниже задач.

Для нахождения продольных потоков заряженных частиц в открытой ловушке в присутствии радиального электрического поля рассмотрим ряд особенностей продольного движения ионов. Ионы уходят из такой ловушки при условии /4/:

$$W_n \geq W_L (R-1) + m_i \Omega_E^2 (z_0^2 - z_k^2) / 2 + e\varphi \quad (5)$$

где $R = H_k / H_0$; $\Omega_E = V_E / r_E \equiv cE / H r$; $W_n = m_i v_n^2 / 2$;

$W_L = m_i v_L^2 / 2$; v_n и v_L - продольная и перпендикулярная скорости ионов в центре ловушки во вращающейся системе координат ($\Omega = \Omega_E$); H_0 , r_0 и H_k , r_k - магнитные поля и радиусы силовых линий в центре и в "пробке". Следует учитывать, что ионы в рассматриваемой системе через время равное времени перезарядки τ_n как бы теряют продольную скорость; после каждого акта перезарядки в плазме появляются новые ионы для значительной части которых, $W_L = W_E$, $W_n \ll W_E$ (здесь $W_E = m_i V_E^2 / 2$). Поэтому характер продольного ухода ионов существенно зависит от соотношения между τ_{ii} - временем выравнивания W_n и W_L за счёт ионных кулоновских соударений и $\tau_E = (n_0 \langle c v \rangle_E)^{-1}$.

В случае $\tau_{ii} / \tau_E \approx 1$, в плазме за время τ_E успевает установиться максвелловское распределение по скоростям для ионов и их продольный уход можно рассматривать как классический уход вдоль поля из стационарной ловушки /5.6/:

$$\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right) = k n_i / \tau_{ii} \quad (6)$$

где k - множитель ~ 1 зависящий от геометрии ловушки, а также от величин центробежного и магнитного потенциалов.

В случае когда $\tau_{ii}/\tau_e \gg 1$ количество ионов уходящих через пробки за счёт многократного рассеяния существенно падает.

В общем виде можно записать выражение для этого потока как:

$$\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right) = k F n_i / \tau_{ii} \quad (6)$$

где F функция τ_{ii}/τ_e , величина $F \sim \exp(-\tau_{ii}/\tau_e)$.

При $\tau_{ii} \gg \tau_e$ можно несколько упростить условие (5)

учитывая, что в этом случае $W_i \approx W_e$, а также что

$T_e \ll T_i$ (т.е. $e\varphi$ достаточно мало по сравнению с W_i):

$$W_i \geq W_e (R - 1/R) \quad (7)$$

За время τ_e средняя величина W_i возрастает за счёт многократного рассеяния лишь до величины порядка $W_e (\tau_e/\tau_{ii})^{1/2} \ll W_e$

; поэтому условие (7) может быть

выполнено только для небольшой группы ионов, испытавших однократное рассеяние на достаточно большой угол

$\theta \geq \arctg \sqrt{R - R^{-1}}$. При этом продольная скорость возрастает, а поперечная падает для всех частиц испытавших это рассеяние.

Сечение этого процесса для углов рассеяния $\theta > \theta_c$, имеет вид

$$c_s = \pi (e^2/W)^2 (\tg \theta_c)^{-2} \quad (8)$$

здесь W — средняя энергия иона, θ_c — угол рассеяния в лабораторной системе координат. Соотношение между сечением многократного кулоновского рассеяния и сечением однократного рассеяния равно:

$$c_{ii}/c_s = 8 \ln \Lambda \tg^2 \theta_c / 2$$

где $\ln \Lambda$ — кулоновский логарифм.

Заметим, что однократное рассеяние происходит не только на ионах, но и на атомах нейтрального газа, заполняющего ловушку.

II. Найдем равновесное электрическое поле в плазме при условии $n_0 \neq 0$.

Пусть плазма находится в открытой магнитной ловушке между аксиально-симметричными электродами (с радиусами r_1 и r_2) к которым приложена разность потенциалов, кроме того в магнитных пробках расположены кольцевые электроды с помощью которых может осуществляться принудительный разнос полного потенциала в плазме. Формирование электрического поля, определяется здесь двумя процессами: во-первых, за счёт контакта плазмы с концентрическими электродами, во-вторых, за счёт токов, текущих в плазме поперёк магнитного поля.

Рассмотрим два предельных режима. В первом, распределение потенциалов в основном определяется продольными токами, т.е. этих токов достаточно для установления в плазме потенциалов близких к потенциалам на торцевых электродах. Это означает, что $E(r)$ и $n(r)$ независимы, и кроме того профиль $n(r)$ может быть оторванным от стенок. Во втором режиме, продольные токи малы, профиль $E(r)$ определяется поперечной проводимостью, т.е. $E(r)$ и $n(r)$ связаны условием $J_r(r) = 2\pi r j_r(n, E) = \text{const}$, кроме того величина $n(r)$ должна быть отлична от нуля на границах ($n(r_1), n(r_2) \neq 0$).

Покажем, что в стационарной плазме с радиальным электрическим полем, в которой функции распределения ионов и электронов по скоростям близки к максвелловским, а $n_0 \ll n$; обычно реализуется первый предельный режим (здесь $n \equiv n_e \equiv n_i$). С этой же целью найдём поправки к равновесному электрическому полю за счёт взаимодействия плазмы с нейтральными атомами. Предположим, что в выражении (3) зависимость от r в основном связана с $\partial n / \partial r$.

тогда добавочный источник зарядов в точке z можно представить в виде:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\operatorname{div} j_z = e \left(\frac{\partial n_i}{\partial t} - \frac{\partial n_e}{\partial t} \right) \approx \frac{e n_i \rho_{Ei}}{\tau_{\Sigma} \alpha_n(z)} \quad (9)$$

здесь $\alpha_n = (\partial \ln n / \partial z)^{-1}$. Продольный ток как ионов так и электронов в подобной ловушке равен $j_{0n} = e \int n v dz / \tau_p$; где τ_p — время жизни частиц в плазме. При отсутствии радиальных электрических полей электронный и ионный токи равны между собой и суммарный продольный ток равен нулю. Добавочный продольный ток электронов, необходимый для компенсации зарядов, определяемых выражением (9), связан с j_{0n} соотношением:

$$\Delta j_n = j_{0n} (\rho_E / \alpha_n) (1 + c_n / c_i) \quad (10)$$

Здесь использовано условие $\tau_p = \tau_n \geq \tau_{ii}$, которое вытекает из предположения о максвелловском виде функции распределения ионов. Учитывая квазинейтральность плазмы получим из (10) для потенциала плазмы

$$\varphi = \varphi_0 + \Delta \varphi = \varphi_0 + (T_e / e) \ln [(1 + \rho_E / \alpha_n) (1 + c_n / c_i)] \quad (11)$$

здесь φ_0 — потенциал плазмы при $\rho_E \rightarrow 0$ ($\varphi_0 \sim 3 \div 5 T_e / e$). Очевидно, что при выполнении условия $\Delta j_n < j_{0n}$, т.е. $\rho_E < \alpha_n$ и $c_n \leq c_i$, потенциалы в плазме практически полностью определяются потенциалами на торцевых электродах.

Найдём условия при которых потенциалы в плазме определяются потенциалами на торцевых электродах при создании плазмы за счёт ионизации нейтрального газа, когда $\partial n / \partial t > 0$ и $\tau_{\Sigma} \ll \tau_{ii}$ (т.е. условия, при которых реализуется первый предельный режим). Рассмотрим область с $\partial n / \partial z \cdot E < 0$, где появляется источник избыточного ионного заряда (3), который компенсируется продольным стоком ионов. Как было показано выше, в данной задаче продольный уход ионов определяется в основном процессами однократного рассея-

ния. Равновесное максимальное значение электрического поля E^* , для которого ещё может быть реализован первый предельный режим, можно найти приравняв суммарную мощность источников зарядов нулю

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial t} \right)_n + \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} \right)_s = 0 \quad (12)$$

или в соответствии с (8) и (9)

$$\frac{e n_i}{\tau_{\Sigma}} \frac{\rho_{Ei}}{\alpha_n} = e A \bar{n} n_i (n_i + n_0) V_0 (e^2 / W_i)^2 (\operatorname{tg} \theta_i)^{-2} \quad (12)$$

Здесь V_0 — средняя скорость иона относительно других ионов и нейтральных атомов, A — множитель $\sim I$ учитывающий, что при рассеянии на угол $> \theta_i$, не все ионы уйдут из ловушки, $\operatorname{tg} \theta_i = \sqrt{R - R^2}$

$$W_i = m_i V_0^2 / 2 = m_i c^2 (E / H)^2 = 2 W E$$

Отсюда электрическое поле E^* и, соответственно, V_E^* и равны:

$$V_E^* [\text{см/сек}] = 10^7 (\bar{n} / 2 \operatorname{tg} \theta_i)^{2/5} [\alpha_n H (1 + n_i / n_0)]^{4/5} (c_{\Sigma} \cdot 10^{15})^{-1/5} (m_p / m_i)^{3/5} \quad (13)$$

$$E^* [\text{в/см}] = 10^{-4} V_E^* H$$

здесь α_n в дм, H в га. Для типичных условий: $H = 10^4$ Гс, $\alpha_n = 10$ см, $(1 + n_i / n_0) \approx 1$, $c_{\Sigma} = 10^{-15}$ см², $m_i = m_p$, $R = 3$, получаем из (13) $V_E^* \approx 1 \cdot 10^7$ см/сек, $W_E^* = m_p V_E^{*2} / 2 \approx 50$ эВ

Зависимость W_E^* (при $H = 10^4$ и 10^5 Гс) от степени ионизации при тех же условиях приведены на рис. I. Эти кривые являются по существу границей между I-ым и II режимами.

На этом же рисунке для сравнения проведена линия получения из условия $\tau_{ii} = \tau_{\Sigma}$, ниже которой продольная проводимость опре-

деляются в основном многократным кулоновским рассеянием ионов.

Для водородной плазмы это условие имеет вид:

$$n_i/n_0 \geq 3 \cdot 10^{-3} (c_{\Sigma} 10^{15}) W_E^2 \quad (I4)$$

Эта ^{линия} построена в предположении что $V_E/\bar{v} = 1$ и $c_{\Sigma} = 10^{-15} \text{ см}^2$.

Таким образом, для получения плазмы с достаточно высокими энергиями ионов (в I-ом режиме) необходимо в процессе создания плазмы иметь достаточно высокую степень ионизации; так при

$n_i/n_0 \approx 1$ $W_E \approx 50$ эВ при $n_i/n_0 = 10^3$ и 10^7 соответственно 800 эВ и 10^5 эВ.

Аналогичным образом можно рассмотреть условия равновесия для области с $\partial n/\partial r \cdot E > 0$, где образуется избыток отрицательных зарядов. Электроны, для которых обычно $T_e > m_e v_E^2/2$, удерживаются в ловушке потенциалом $\psi = e(\psi_0 - \psi_k) + W_{ie} R$; где W_{ie} поперечная энергия электронов ($W_{ie} \approx T_e$). Очевидно, что продольное падение потенциалов в этом случае не превышает по порядку величины электронной температуры.

3) Рассмотрим ту же задачу, что и в п.2) для II-го режима в области $\partial n/\partial r \cdot E < 0$. Для достаточно высоких значений W_E , когда продольными токами в плазме можно пренебречь (см. рис.1) радиальное распределение потенциалов в квазистационарном случае определяется проводимостью плазмы поперёк магнитного поля; как следует из (9) и (3)

$$j_{\perp 2} = e^2 n_i(r) n_0(r) \langle c v r_i \rangle = const \quad (I5)$$

где

$$\langle c v r_i \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T c_n v(t) dt + \frac{1}{T} \int_{E_i} c_n v(t) dt + \rho_{ei} \langle c v_e \rangle_e \quad (I6)$$

первый и второй интегралы, в случае $W_n \ll W_i = W_E$, берутся вдоль траектории по периоду циклоиды T описываемой ионом;

$\Delta r = \rho_{ei} (1 - \cos \omega_i t)$ - смещение центра циклоиды после акта перезарядки, $v(t) = v_E \sqrt{2(1 - \cos \omega_i t)}$ - мгновенная скорость иона, $c = c(v(t))$. При вычислении члена $\rho_{ei} \langle c v_e \rangle_e$ учитывалось, что $T_e > m_e v_E^2/2$, и что $c(v_e) v_e$ слабо зависит от энергии электрона, поэтому для упрощения расчетов бралось $c(v) \equiv c(\bar{v})$ и $v \equiv \bar{v}$ ($T_e = m_e \bar{v}^2/3$).

Графики $\langle c v r_i \rangle$ в зависимости от V_E для водородной плазмы приведены на рис.2 при разных значениях T_e . В промежуточной области лежат подобные кривые практически для всех значений T_e представляющих интерес.

Особенностью этих графиков является наличие областей с отрицательным значением $\partial j/\partial E$ (т.е. $\partial \langle c v r_i \rangle/\partial E$), что приводит к отсутствию устойчивых решений для $E(r)$. Наличие областей с $\partial j/\partial E < 0$ приводит к нарастающим во времени и распространяющимся в радиальном направлении возмущениям электрического поля; аналогичная задача подробно рассматривалась в /8.9/.

Уравнение для возмущений электрического поля \tilde{E} :

$$\frac{\partial \tilde{E}}{\partial t} = - \frac{4\pi n \rho_{ei} e}{\tau_z} \left(\frac{\partial}{\partial E} \ln \langle c v r_i \rangle n n_0 \right) \tilde{E} \quad (I7)$$

имеет приближенное решение вида (при $\epsilon_1 \gg 1$)

$$\tilde{E}(r, t) = \tilde{E}(r, 0) \exp \left\{ - (\alpha - \rho_{ei}/a_n) \epsilon_1 t / \tau_z \right\} \quad (I8)$$

где $\alpha = \partial \ln \langle c v r_i \rangle / \partial \ln E$; $\epsilon_1 = 4\pi n m_i c^2 / H^2$.

Нарушение устойчивости распределений $E(r)$ может наблюдаться на всём интервале значений $E(r)$, где имеется неоднозначное соответствие между $\langle c v r_i \rangle$ и E .

Рассмотренная выше жёсткая связь между профилем $n(r)$ и $E(r)$ приводит также к ряду особенностей желобковых колебаний, в той области параметров, где существуют устойчивые распределе-

ния $E(r)$.

Обычно плазма с относительно малой продольной проводимостью, имеющая области с $dn/dr < 0$ неустойчива. Возможным методом стабилизации такой плазмы является создание положительного градиента плотности, т.е. при $dn/dr > 0$ (во всей области занимаемой плазмой) должно выполняться условие /10/:

$$\frac{1}{m_e R} \frac{dp}{dr} + r \Omega_e^2 \frac{dn}{dr} > 0 \quad (19)$$

R - радиус кривизны магнитных силовых линий.

В режиме зажигания разряда (т.е. точнее втором предельном режиме см. п.2) имеем $J_z = \text{const}$, т.е. $n r V_e^\alpha = \text{const}$,

где $V_e^\alpha \sim \langle v r_i \rangle$ - подставляя соответствующие значения

n, p, Ω_e в (19) получаем:

$$\frac{denn}{dr} > \frac{2}{\alpha} \frac{1}{R - r(2/\alpha - 1)} \quad (20)$$

Отсюда следует условие на R : $R \gg r(2/\alpha - 1)$.

Поскольку величина α в области $W_e \approx 10 + 150$ КэВ лежит в пределах 0,3 - 0,7, то соответственно величина R должна быть много больше r , т.е. для того, чтобы плазма была устойчива, магнитная система должна быть вытянута по z .

Отсутствие стабилизации в подобной системе может быть обусловлено также эффектами "проскальзывания" слоёв плазмы, лежащих на разных радиусах. Величина этих эффектов определяется членами вида $\Omega_e' \omega_\lambda'$ в выражении для инкремента этой неустойчивости (здесь ω_λ - дрейфовая частота, штрих - означает производную по z). Можно показать, что в области $(dn/dr) E < 0$ в режиме $J_z = \text{const}$ эти члены всегда являются дестабилизирующими. При условии $\rho_i / a_e \geq a_e / r$ величина этого члена может превышать величину стабилизирующего центробежного члена в (19).

Подробный анализ этого эффекта будет проведен в отдельной работе.

Еще одно ограничение в режиме, где существуют устойчивые распределения $E(r)$, состоит в том, что при $V_e \geq 10^8$ см/сек изменение $n(r)$ в небольших пределах приводит к существенному изменению величин $E(r)$ и $W_e(r)$, определяющих нагрев и удержание плазмы. Так при энергиях $10 \text{ КэВ} < W_e < 150 + 200 \text{ КэВ}$ (область "термоядерных" параметров) нарастание n по радиусу в 1,5 + 2 раза приводит к изменению W_e в десятки раз (рис.2), при этом электрическое поле как бы выталкивается в область малых r .

III. Как следует из рассмотренных выше условий формирования радиальных электрических полей в плазме (см. пп. 2 и 3-III), практически невозможно создать равновесную и устойчивую вращающуюся плазму с достаточно высокой энергией ионов, если не принимать каких-либо дополнительных мер. В режиме I это происходит из-за жестких требований к степени ионизации (рис.1). В режиме II это связано с целым рядом особенностей, затрудняющих его использование при $V_e > 10^8$ см/сек.

Один из методов, который повидимому, позволяет решить эту проблему, т.е. создание заданных потенциалов в объеме плазмы, состоит в использовании источников электронов, расположенных на торцевых электродах (попытка использовать подобный метод описана в /II/). Мощность этих источников и эффективность захвата электронов плазмой должны обеспечивать компенсацию зарядов в соответствии с условием (9). Кроме того, дополнительные источники электронов могут стабилизировать желобковые неустойчивости /12/.

Авторы выражают благодарность Ф.А.Цельнику за стимулирующие дискуссии.

Л и т е р а т у р а

1. B. Lehnert, *Nucl. Fusion*, 11, 485 (1971).
2. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. "Теория поля", гл.
3. С.Н.Брагинский. "Вопросы теории плазмы", выпуск I, 183, Госатомиздат, М., (1963).
4. Т.Нортроп, "Адиабатическая теория движения заряженных частиц", Атомиздат, М. (1967).
5. Д.В.Сивухин. "Вопросы теории плазмы", выпуск I, 7, Госатомиздат, М. (1963).
6. A. Fitch et al, *Plasma Phys.* 14, 211 (1972).
7. Н.Кролл, А.Трайвеллпирс. Основы физики плазмы. М. "Мир", 1975 г.
8. Б.Б.Кадомцев. Коллективные явления в плазме. М.Наука, 1976 г.
9. Дж.Гани УФН, 89, 147 (1966).
10. В.М.Панасюк, Ф.А.Цельник. Физика плазмы, I, (вып.3), 522 (1975).
11. С.Г.Константинов, О.К.Мыскин, А.Ф.Сорокин, Ф.А.Цельник, ЖТФ, 41, (в.12) 2527 (1971).
12. А.А.Бехтенов, В.И.Волосов, ЖТФ, 47 (в.7) 1450 (1977).

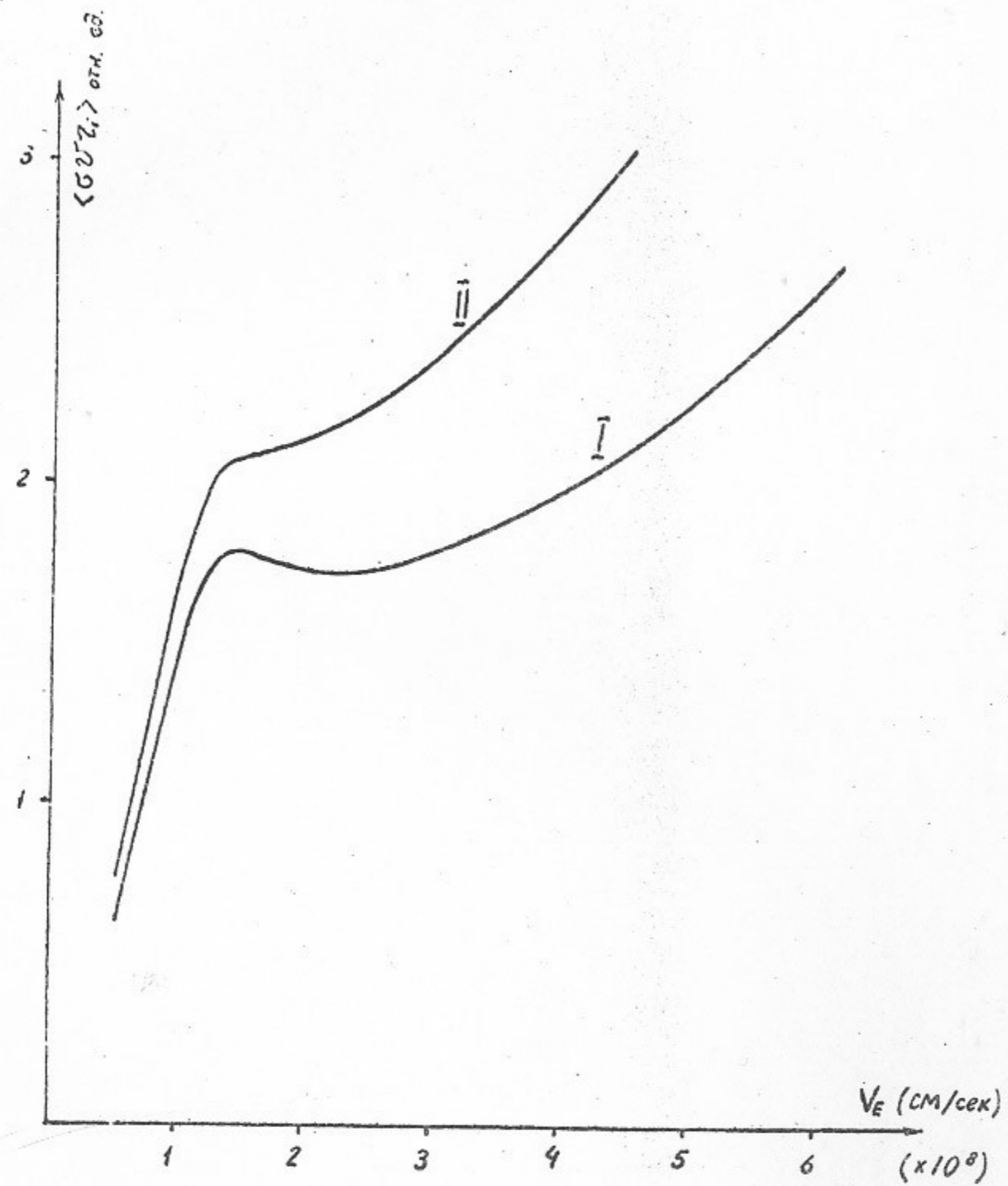
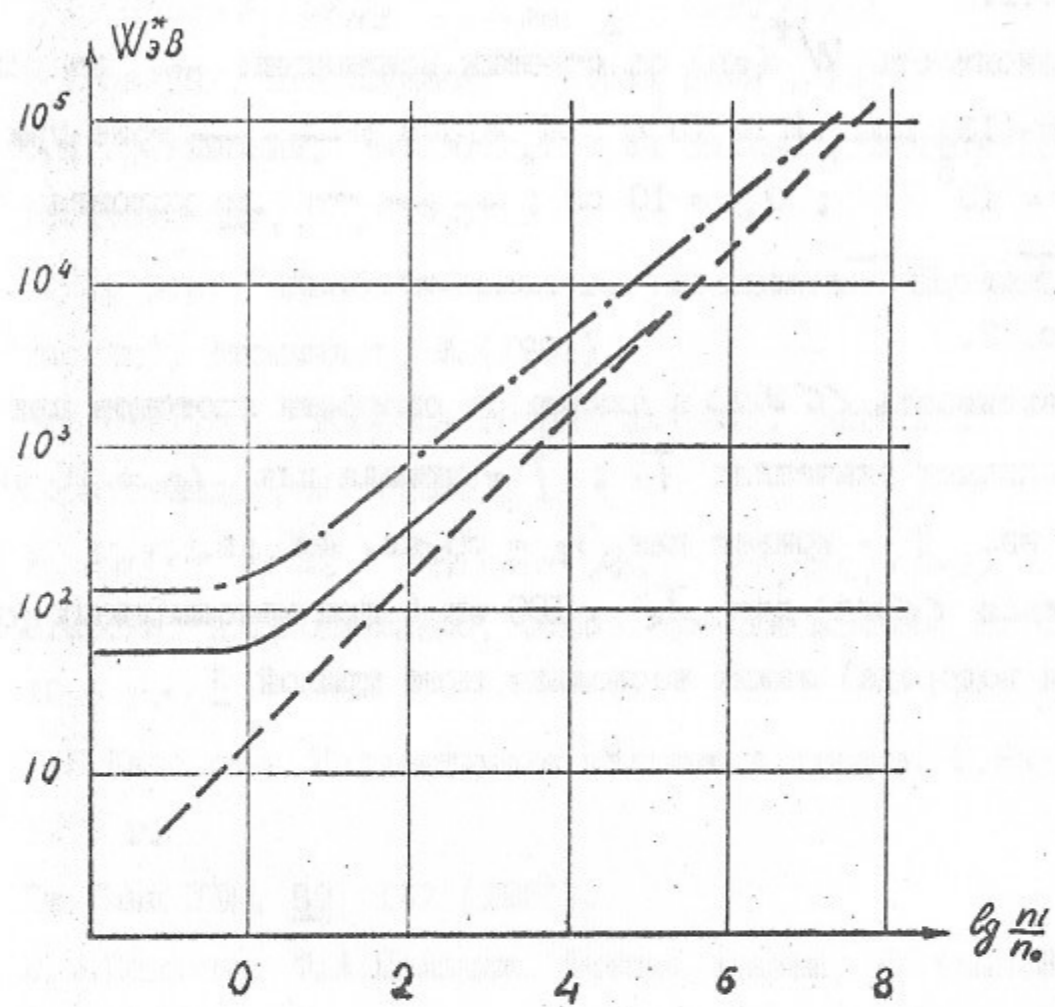
ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис.1.

Зависимость W^* (эВ) от степени ионизации: — из условия (13) при $H = 10^4$ Гс, $a_n = 10$ см; - - - - - тоже при $H = 10^5$ Гс; $a_n = 10$ см; — — — — — из условия $\tau_{ii} = \tau_{\Sigma}$

Рис. 2.

Зависимость $\langle \sigma v z \rangle$ в плазме от скорости протонов при различных значениях T_e ; I - кривая для $T_e = 20$ эВ, 10 кв. II - кривая для $T_e = 50$ эВ, 400 эВ. Кривая $\langle \sigma v z \rangle$ для $T_e = 100$ эВ (при максимальных $\langle \sigma v e \rangle_e$ для водорода) лежит несколько выше кривой II.



Работа поступила - 17 августа 1977 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.ПОПОВ

Подписано к печати 2.XI-1977 г. МН 03048

Усл. 1,0 печ.л., 0,8 учетно-изд.л.

Тираж 150 экз. Бесплатно

Заказ № 105.

Отпечатано на ротационной ИЯФ СО АН СССР