

Министерство высшего и среднего специального образования РСФСР
Горьковский ордена Трудового Красного Знамени
научно-исследовательский радиофизический институт (ИРФИ)

П р е п р и н т № 216

НЕУСТОЙЧИВОСТИ ТЕРМОДИФУЗИОННОГО ТИПА
В СЛАБОИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЕ

А.Н. Караштин

М.Ш. Цимринг

Горький 1986

Караштин А.Н., Цимринг М.Ш.

НЕУСТОЙЧИВОСТИ ТЕРМОДИФфуЗИОННОГО ТИПА В СЛАБОИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЕ. Горький, Препринт № 216 / НИРФИ, 1986.

УДК 533.932

Развивается теория термодиффузионной неустойчивости в движущейся замагниченной слабоионизованной неизотермической плазме. Проводится учет электронно-ионных столкновений; рассматривается возбуждение неустойчивости на всем спектре волновых чисел возбуждаемых неоднородностей и вплоть до достаточно высоких скоростей дрейфа плазмы. Предложен новый механизм расслоения неоднородной плазмы - градиентно-термодиффузионный. Проанализирована возможность возбуждения и рассчитаны параметры термодиффузионной и градиентно-термодиффузионной неустойчивостей для модели ионосферы. В качестве возможного метода создания неизотермичности ионосферной плазмы рассмотрен омический нагрев мощным радиоизлучением.

I. ВВЕДЕНИЕ

В [1] была рассмотрена термодиффузионная неустойчивость, приводящая к расслоению движущейся замагниченной слабоионизованной неизоэлектрической плазмы. В ионосфере такая плазма находится в области слоя E и нижней части слоя F на высотах от 90 до 150 - 200 км. Неизоэлектричность ионосферной плазмы на этих высотах может быть обусловлена нагревом электронов как за счет искусственного воздействия (например, с помощью мощного радиоизлучения), так и за счет естественных причин, таких как высыпание быстрых частиц в авроральных районах. В настоящей работе развивается теория термодиффузионной неустойчивости и предложен новый механизм расслоения неоднородной плазмы - градиентно-термодиффузионный. Оба механизма неустойчивости основаны на том, что в определенных условиях термодиффузия может преобладать над диффузионным расплыванием и приводить к росту неоднородностей, причем для возбуждения неустойчивости не требуется наличия в плазме тока.

Это принципиально отличает термодиффузионные неустойчивости от широко известных Фэрли-Бунемановской и градиентно-дрейфовой неустойчивостей [2 - 5], которые возникают лишь в случае, когда в плазме протекает значительный электрический ток. При их рассмотрении, как правило, не учитывались возмущения температуры частиц. Влияние разогрева электронов из-за джоулевых потерь на неустойчивость Фэрли-Бунемана рассматривалось в [6] в пренебрежении процессами переноса тепла, учет которых является принципиальным в теории термодиффузионных неустойчивостей.

В разд. 2 исследуется возбуждение неустойчивости в линейно-неоднородной плазме в гидродинамическом приближении с учетом электронно-

-ионных столкновений (в ионосфере они становятся существенными на высотах более 150 км). В разд.3 рассматривается возбуждение мелко-масштабных неоднородностей, для которых необходимо кинетическое описание ионов. В разд.4 проводится анализ возможности возбуждения и параметров термодиффузионной и градиентно-термодиффузионной неустойчивостей для модели ионосферы. В качестве возможного метода создания неизотермичности ионосферной плазмы рассмотрен омический нагрев мощными радиоволнами.

2. ТЕРМОДИФфуЗИОННАЯ И ГРАДИЕНТНО-ТЕРМОДИФфуЗИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТИ. ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ИОНОВ

Рассмотрим динамику малых возмущений стационарного состояния слабоионизованной линейно-неоднородной магнитоактивной плазмы. Электронную компоненту плазмы будем описывать уравнениями переноса для концентрации N_e и температуры T_e [7]

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} + \text{div } \bar{j}_e = q,$$

$$N_e \frac{\partial T_e}{\partial t} + (\bar{j}_e \nabla) T_e + \text{div } \bar{q}_e = R - N_e \delta(T_e) \nu_e(T_e) (T_e - T); \quad (2.1)$$

$$\begin{aligned} \bar{j}_e &= \bar{v}_{oe} N_e - \frac{1}{e} \hat{G}_e \bar{E}_c - \hat{D}_e \nabla N_e - \hat{D}_{Te} \frac{N_e}{T_e} \nabla T_e. \\ \bar{q}_e &= -\hat{\alpha}_e \nabla T_e - \hat{\beta}_e \bar{j}_e. \end{aligned} \quad (2.2)$$

Здесь \bar{j}_e - плотность потока электронов; \bar{q}_e - поток тепла электронов, \bar{v}_{oe} - дрейфовая скорость электронов, определяемая, например, наличием в плазме постоянных электрического и магнитного полей \bar{E}_0 и \bar{H}_0 , или ветра нейтральных частиц; \bar{E}_c - поляризационное электрическое поле; $\delta(T_e)$ - средняя относительная доля энергии, теряемая электроном при одном столкновении; $\nu_e(T_e)$ - эффективная частота столкновений электронов; T - температура нейтрального газа, предполагающаяся равной температуре ионов; \hat{G}_e , \hat{D}_e , \hat{D}_{Te} , $\hat{\alpha}_e$, $\hat{\beta}_e$ - соответственно тензоры проводимости, диффузии, термодиффузии, теплопроводности и термосилы электронов; q и R - соответственно источники частиц и нагрева электронов.

Частота столкновений электронов с нейтральными частицами хорошо аппроксимируется степенной функцией температуры электронов [7]. $\nu_{ek} \sim T_e^{\alpha_k}$, где k - род нейтральной компоненты. Для столкновений с молекулами азота $\alpha_{N_2} \approx 1$, с молекулами кислорода $\alpha_{O_2} \approx 1/2$, с молекулами воздуха (для нижней ионосферы) $\alpha_m \approx 5/6$ частота столкновений электронов и ионов [7] $\nu_{ei} \sim T_e^{\alpha_i}$, где $\alpha_i = -3/2$. В слабоионизованной плазме ($\nu_{ei} \ll \nu_{em}$) эффективная частота столкновений электронов ν_e может быть представлена в виде

$$\nu_e = \nu_{em} + \nu_{ei} = \nu_{e0} \left(\frac{T_e}{T_{e0}} \right)^{\bar{\alpha}}, \quad (2.3)$$

где $\bar{\alpha} = \alpha_m (\nu_{em} / \nu_e) + \alpha_i (\nu_{ei} / \nu_e)$.

При условии замагниченности электронов: $\nu_e \ll \Omega_{Be}$ (Ω_{Be} - гирочастота электронов), тензоры кинетических коэффициентов в системе координат с осью z , направленной вдоль внешнего магнитного поля H_0 , имеют вид

$$\begin{aligned} D_{exx} = D_{eyy} &= \frac{T_e \nu_e}{m \Omega_{Be}^2}, \quad D_{exy} = -D_{eyx} = -\frac{T_e}{m \Omega_{Be}}, \quad D_{ezz} = K_6 \frac{T_e}{m \nu_e}, \\ D_{Texx} = D_{Teyy} &= (1 + \bar{\alpha}) \frac{T_e \nu_e}{m \Omega_{Be}^2}, \quad D_{Texy} = -D_{Teyx} = -\frac{T_e}{m \Omega_{Be}}, \quad D_{Tezz} = (1 - \bar{\alpha}) K_6 \frac{T_e}{m \nu_e}, \\ \alpha_{exx} = \alpha_{eyy} &= \left\{ 5 + 2\bar{\alpha}(\bar{\alpha} + 1) + 2 T_e \frac{d\bar{\alpha}}{dT_e} \right\} / 3 \left\{ \frac{N_e T_e \nu_e}{m \Omega_{Be}^2} \right\}, \\ \alpha_{exy} = -\alpha_{eyx} &= -\frac{5}{3} \frac{N_e T_e}{m \Omega_{Be}}, \quad \alpha_{ezz} = \frac{5 - 2\bar{\alpha}}{3} K_6 \frac{N_e T_e}{m \nu_e}, \\ \beta_{exx} = \beta_{eyy} &= -\frac{2}{3} T_e, \quad \beta_{exy} = -\beta_{eyx} = -\frac{2}{3} \bar{\alpha} \frac{\nu_e}{\Omega_{Be}} T_e, \quad \beta_{ezz} = -\frac{2}{3} (1 - \bar{\alpha}) T_e, \\ \hat{\sigma}_e &= \frac{e^2 N_e}{T_e} \hat{D}_e. \end{aligned} \quad (2.4)$$

Здесь e - заряд, m - масса электронов; численный коэффициент K_6 в (2.4) определен в [7].

При пренебрежении электронно-ионными столкновениями $\bar{\alpha} = \alpha_m$ и не зависит от температуры электронов T_e . Учет ν_{ei} , как видно из (2.4), сводится к введению эффективного показателя степени зависимости $\nu_e(T_e)$, который определяется относительной долей электронно-ионных столкновений ν_{ei} / ν_e и является функцией температуры электронов. При этом вид кинетических коэффициентов не меняется за исключением малой поправки в тензоре теплопроводности, обусловленной зависимостью $\bar{\alpha}(T_e)$ и пропорциональной ν_{ei} :

$$T_e \frac{d\bar{\alpha}}{dT_e} = (\alpha_m - \alpha_i)^2 \frac{\nu_{em} \nu_{ei}}{\nu_e^2} . \quad (2.5)$$

Для дальнейшего эта поправка несущественна и учитываться не будет.

Рассмотрим следующую задачу. В линейно-неоднородном слое замагниченной плазмы $N_0(x) = N_0(1 - x/L)$, где L - характерный масштаб регулярной неоднородности плазмы, вдоль направления градиента концентрации $\nabla N_0 \parallel y$ приложено постоянное электрическое поле \bar{E}_0 . В скрещенных полях \bar{E}_0, \bar{H}_0 возникает дрейф заряженных частиц плазмы в плоскости, перпендикулярной магнитному полю $\bar{H}_0 \parallel z$, причем при $\nu_e \ll \Omega_{ve}$ электроны дрейфуют преимущественно в направлении, ортогональном электрическому полю $\bar{v}_{0e} \equiv \bar{v}_0 \parallel x$ (холловский дрейф).

В стационарном состоянии регулярный градиент концентрации плазмы ∇N_0 и невозмущенная температура электронов T_{e0} определяются источниками частиц и тепла q и R . Поляризационное поле при этом отсутствует: $\bar{E}_c = 0$. Невозмущенные потоки частиц и тепла имеют вид $\bar{j}_{e0} = N_0 \bar{v}_{0e} - \hat{D}_e \nabla N_0$, $\bar{q}_{e0} = -\hat{\beta}_e \bar{j}_{e0}$. Рассмотрим малые возмущения стационарного состояния, считая поляризационное поле \bar{E}_c потенциальным ($\bar{E}_c = -\nabla \varphi_c$) и представляя возмущения δN_e , δT_e , φ_c в виде плоских волн $\sim \exp(-i\omega t + ik\bar{r})$. Для простоты будем полагать $\bar{k} \parallel \bar{v}_0 \parallel x$. Линеаризуя (2.1), получим

$$\begin{aligned} & (-i\omega + ik\nu_0 + k^2 D) \frac{\delta N}{N_0} - (1 - i\mu) k^2 D \frac{e\varphi_c}{T_e} + (1 + \bar{\alpha} - i\mu) k^2 D \frac{\delta T_e}{T_{e0}} = 0, \\ & \frac{2}{3} [ik\nu_0 + (1 + \bar{\alpha}) k^2 D] \frac{\delta N}{N_0} - \frac{2}{3} (1 + \bar{\alpha} - i\mu) k^2 D \frac{e\varphi_c}{T_e} + \\ & + [-i\omega + i\frac{5}{3} k\nu_0 + (\rho - i\frac{7}{3}\mu) k^2 D + \delta^* \nu_e] \frac{\delta T_e}{T_{e0}} = 0, \end{aligned} \quad (2.6)$$

где $D = \rho_e^2 \nu_e$, $\rho_e = \frac{\nu_{Te}}{\Omega_{ve}} \equiv \left(\frac{T_e}{m}\right)^{1/2} / \Omega_{ve}$ - гирорадиус электронов,

$$\mu = \Omega_{ve} / \nu_e kL, \quad \rho = [7 + 2\bar{\alpha}(\bar{\alpha} + 3)] / 3$$

Величина δ^* зависит от процесса нагрева электронов (вида источника тепла R), для радиочастотного нагрева $\delta^* = \delta + (T_{e0} - T)(d\delta/dT_e)$.

Потенциал поляризационного поля в плазме определяется уравнением Пуассона:

$$\Delta \varphi_c = -4\pi e(N_i - N_e), \quad (2.7)$$

где N_i - концентрация ионов. При условии малости характерной частоты возмущений по сравнению с плазменной частотой электронов $\omega \ll \omega_{pe}$ для масштабов, существенно превышающих дебаевский радиус электронов $k r_{De} \ll 1$ ($\omega_{pe}^2 = 4\pi N_0 e^2/m$, $r_{De}^2 = T_{e0}/(4\pi N_0 e^2)$), плазму можно считать квазинейтральной: $N_e \approx N_i \approx N$. В этом случае из уравнения непрерывности для электронов (2.1) и аналогичного уравнения для ионов получаем

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \text{div} \bar{j} = 0,$$

$$\text{div} \bar{j}_i = \text{div} \bar{j}_e = \text{div} \bar{j}, \quad (2.8)$$

где \bar{j}_i - плотность потока ионов. Теперь (2.8) определяет потенциал поляризацонного поля φ_c , а из уравнения Пуассона (2.7) находится требуемое для его создания нарушение квазинейтральности.

Если частота ω мала по сравнению с $k v_{Ti}$ и частотой столкновений ионов ν_i , $\omega < k v_{Ti} < \nu_i$, а масштабы неоднородностей велики по сравнению с характерными длинами пробега ионов поперек магнитного поля (длиной свободного пробега $l_i = v_{Ti}/\nu_i$ в плазме с незамагниченными ионами $\nu_i \gg \Omega_{Bi}$ и гирорадиусом $\rho_i = v_{Ti}/\Omega_{Bi}$ в плазме с замагниченными ионами $\nu_i \ll \Omega_{Bi}$, где $v_{Ti} = (T_i/M)^{1/2}$ - тепловая скорость ионов, T_i, M, Ω_{Bi} - соответственно температура, масса и гирочастота ионов), для ионов можно использовать гидродинамическое описание и уравнения переноса, аналогичные (2.1). Плотность потока ионов записывается в виде

$$\bar{j}_i = v_{0i} N - \frac{1}{e} \hat{G}_i \nabla \varphi_c - \hat{D}_i \nabla N. \quad (2.9)$$

Здесь не учитываются возмущения температуры ионов вследствие высокой теплопроводности последних поперек магнитного поля и быстрой релаксации температуры ионов за счет столкновений ($\nu_i \gg \delta^* \nu_e$) [1].

Динамика малых возмущений различается в плазмах с незамагниченными и замагниченными ионами, поэтому рассмотрим эти случаи отдельно

а) Незамагниченные ионы ($\nu_i \gg \Omega_{Bi}$). В этом случае тензоры диффузии и проводимости ионов имеют вид

$$\hat{D}_i = \kappa_{\epsilon_i} \frac{T_{i0}}{M \nu_i} \hat{1}, \quad \hat{G}_i = \frac{e^2 N}{T_{i0}} \hat{D}_i, \quad (2.10)$$

где $\hat{1}$ - единичный тензор; K_{ϵ_i} определен аналогично K_{ϵ} , а дрейфовая скорость ионов в (2.9) $v_{0i} \ll v_{0e} \equiv v_0$.

Область применения формул (2.10) может быть расширена на частоты $\omega \approx k v_{Ti}$ (при этом по-прежнему $\omega < \nu_i$) путем замены в них ν_i на ν_i^* , где

$$\nu_i^* = \nu_i - i\omega, \quad (2.11)$$

что соответствует учету инерции ионов.

Подставляя (2.1), (2.2) в (2.8) и линеаризуя последнее по малым возмущениям концентрации $\delta N \equiv \delta N_e \approx \delta N_i$, температуры электронов δT_e и потенциала φ_c в виде плоских волн $\sim e^{i\omega t - i\mathbf{k}\mathbf{r}}$, находим потенциал поляризованного поля:

$$\frac{e\varphi_c}{T_e} \approx \frac{i\omega\eta - \beta k^2 D}{k^2 D} \frac{\delta N}{N_0}, \quad (2.12)$$

где $\eta = \nu_e(\nu_i - i\omega) / \Omega_{ve} \Omega_{vi}$, $\beta = T_i / T_e$. При выполнении соотношения

$$\frac{\nu_e(\nu_i^2 + \Omega_{vi}^2)}{\nu_i \Omega_{ve} \Omega_{vi}} \ll 1 \quad (2.13)$$

(в ионосфере, например, оно имеет место на высотах более 100 км) величина $|\eta| \ll 1$. Подставляя (2.12) в (2.6), получаем следующую систему уравнений для малых возмущений концентрации плазмы и температуры электронов:

$$\left[-i\omega + i k v_0 + (1 + \beta) k^2 D - \omega^2 \tau - i \beta k v_1 - \mu \eta_0 \omega \right] \frac{\delta N}{N_0} + \left[(1 + \bar{\alpha}) k^2 D - i k v_1 \right] \frac{\delta T_e}{T_{e0}} = 0,$$

$$\frac{2}{3} \left[i k v_0 + (1 + \bar{\alpha})(1 + \beta) k^2 D - \bar{\alpha} k v_0 \omega \tau - i \beta k v_1 \right] \times \frac{\delta N}{N_0} + \left[-i\omega + i \frac{5}{3} k v_0 + \rho k^2 D + \delta^* \nu_e - \omega \tau \left(\omega - \frac{5}{3} k v_0 \right) - i \frac{7}{3} k v_1 \right] \frac{\delta T_e}{T_{e0}} = 0, \quad (2.14)$$

где $\eta_0 = \nu_e \nu_i / \Omega_{ve} \Omega_{vi}$, $\tau = \nu_e / \Omega_{ve} \Omega_{vi}$, $v_1 = \frac{\beta_e}{L} v_{Te}$.

Принимая, что входящая в (2.14) частота ω - комплексная: $\omega \rightarrow \omega + i\gamma$, $\gamma \ll \omega$, находим инкремент неустойчивости системы:

$$\gamma \approx k^2 D \left[\bar{\alpha} - \beta \left(1 - \frac{v_0^2}{v_{Ti}^2} \right) \right] + \eta_0 \mu k v_0 + \frac{3}{2} \frac{v_1}{v_0} (g k^2 D + \beta \delta^* \nu_e) -$$

$$-\frac{3}{2} \frac{\Delta\omega}{\kappa v_0} \left\{ \left[1 + \beta \left(1 - \frac{1}{3} \frac{v_0^2}{v_{Te}^2} \right) + \rho \right] \kappa^2 D + \delta^* \nu_e \right\}, \quad (2.15)$$

где $g = \left[(5 - 2\bar{\alpha})(1 + 2\beta) + 2\bar{\alpha}\beta(\bar{\alpha} + 3) \right] / 3$, расстройка $\Delta\omega = \kappa v_0 - \omega$ определяется из уравнения

$$(\Delta\omega)^2 + \frac{2}{3} \kappa \left(v_0 - \frac{7 + 3\beta}{2} v_1 \right) \Delta\omega - U = 0, \quad (2.16)$$

где

$$U = (1 + \beta) \kappa^2 D \left[\frac{5 + 2\bar{\alpha}}{3} \kappa^2 D + \delta^* \nu_e \right] - (\kappa v_0)^2 \tau \left[\left(\rho + \frac{2}{3} (1 + \beta) - \bar{\alpha} (1 + \bar{\alpha}) \right) \kappa^2 D + \delta^* \nu_e \right] - \frac{2}{3} (\kappa v_0)^4 \tau^2 - \frac{2}{3} (1 - \beta) \kappa v_0 \kappa v_1 - \frac{5}{3} \beta (\kappa v_1)^2.$$

Мы получили дисперсионные соотношения, характеризующие эволюцию во времени и пространстве малых возмущений концентрации и температуры электронов, сильно вытянутых вдоль магнитного поля ($\vec{k} \perp \vec{H}_0$). Из (2.16) следует, что в системе существует два типа возмущений. Первый тип - дрейфовые тепловые волны с частотой $\omega_1 > \frac{5}{3} \kappa v_0$, в которых относительные возмущения температуры электронов $\delta T_e / T_{e0}$ существенно превышают относительные возмущения концентрации $\delta N / N_0$. Согласно (2.15) для них $\chi_1 < 0$ и возмущения первого типа всегда устойчивы. У второго типа дрейфовых волн частота $\omega_2 < \kappa v_0$, а возмущения температуры и концентрации одного порядка. Из (2.16) найдем частоту этой ветви в приближении

$$v_0 \gg 5v_1 = \frac{5\rho_e}{L} v_{Te}, \quad (2.17)$$

$$(\Delta\omega)_2 \equiv \kappa v_0 - \omega_2 \approx \frac{3\kappa D}{2v_0} \left\{ \left[1 + \beta \left(1 - \frac{v_0^2}{v_{Te}^2} \right) \right] \left[\left(\frac{7 + 4\bar{\alpha}}{3} + \frac{2}{3} \beta \frac{v_0^2}{v_{Te}^2} \right) \times \kappa^2 D + \delta^* \nu_e \right] - \frac{2}{3} (1 + \bar{\alpha})(1 + \beta) \kappa^2 D \right\} - (1 - \beta) \kappa v_1. \quad (2.18)$$

Из (2.15) следует, что эти волны становятся неустойчивыми при скоростях дрейфа $v_0 > v_n(\kappa)$. Подставляя (2.18) в (2.15) и полагая $\chi_2 = 0$, получаем следующее уравнение для пороговой скорости v_n :

$$(\kappa \rho_e)^2 \tau^2 v_n^4 + \chi \eta_0 v_n^3 + (\bar{\alpha} - \beta) (\kappa \rho_e)^2 v_n^2 + \chi \left[f(\kappa \rho_e)^2 + \frac{3}{2} \delta^* \right] v_n - h = 0,$$

где $v_n^2 = v_n / \rho_e v_e$, $f = [15 + \bar{\alpha}(2\bar{\alpha} - 3) + \beta(10 - \bar{\alpha} - 6\beta)] / 2$, $\chi = v_{Te} / v_e L$,

$$h = \frac{9}{4} (1 + \beta) \left[\frac{7 + 2\bar{\alpha}(\bar{\alpha} + 3)}{3} + 1 + \beta \right] (\kappa \rho_e)^2 + \delta^* \left[\frac{5 + 2\bar{\alpha}}{3} (\kappa \rho_e)^2 + \delta^* \right]. \quad (2.19)$$

В (2.19) первый член описывает двухпоточковый, второй – градиентно-дрейфовый, третий – термодиффузионный механизмы неустойчивости. Четвертый член отвечает за новый, так называемый градиентно-термодиффузионный механизм неустойчивости, проявляющийся в системе при учете регулярной неоднородности плазмы в потоках частиц и тепла, обусловленных термодиффузией, теплопроводностью и термосилой. Как будет видно из дальнейшего, градиентно-термодиффузионный механизм может быть единственной причиной неустойчивости в случае замагниченных ионов, поскольку он не связан с протеканием в плазме электрического тока. Последний член (2.19) определяет потери за счет теплопроводности и релаксации температуры при столкновениях с тяжелыми частицами.

Если в исходной системе (2.14) пренебречь возмущениями температуры электронов, (2.19) сводится к известному уравнению для пороговой скорости токовых градиентно-дрейфовой и Фарли-Бунемановской неустойчивостей [4]. Напротив, при исключении из системы градиента концентрации плазмы, (2.19) определяет пороговую скорость двухпоточковой и термодиффузионной неустойчивостей (ср. (33), [1]).

На рис. 1 качественно показан вид зависимости $U_n(k)$ для различной степени неизотермичности плазмы β . Пунктиром даны соответствующие кривые для однородной, а сплошной линией – для неоднородной плазмы. Видно, что неустойчивость в области малых волновых чисел определяется градиентными механизмами; с увеличением волнового числа основную роль играют двухпоточковый и термодиффузионный механизмы неустойчивости. Оценим минимальную величину пороговой скорости. Для $\beta > \bar{\alpha}$ минимальное значение достигается в области больших длин волн ($k \rightarrow 0$) и согласно (2.19) определяется уравнением

$$\frac{v_0}{(\rho_e v_e)^3} v_{n \min}^3 + \frac{3}{2} \frac{\delta^*}{\rho_e v_e} v_{n \min} = \frac{9}{2} \frac{\delta^{*2}}{\chi}. \quad (2.20)$$

В нижней ионосфере первый член (2.20) не существен и минимум пороговой скорости определяется выражением $v_{n \min} = \frac{3\delta^*}{\chi} \rho_e v_e = 3\delta^* \frac{v_e}{\Omega_{Be} L}$. Для характерных параметров ионосферной плазмы на высоте около 120 км $v_e \sim 10^4 \frac{1}{c}$, $v_L \sim 10^3 \frac{1}{c}$, $\Omega_{Be} \sim 10^7 \frac{1}{c}$, $\Omega_{Bi} \sim 2 \cdot 10^2 \frac{1}{c}$, $\delta^* \sim 10^{-3}$, $\rho_e \sim 1$ см,

$L \sim 10^6$ см, $v_{Te} \sim 10^7$ см/с и $\beta = 1$ находим $v_{n \min} \approx 3 \cdot 10^4$ см/с.

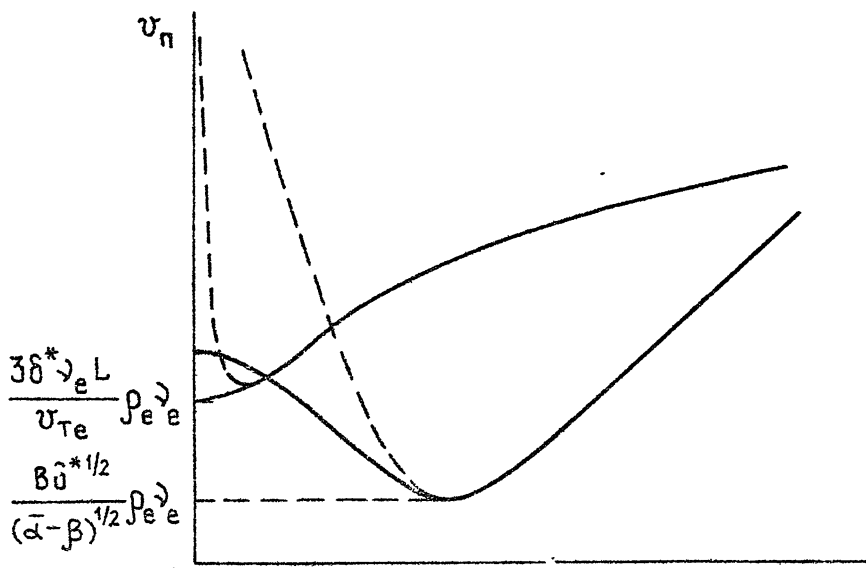


Рис. I

Для $\beta < \bar{\alpha}$ $v_{n \min}$ оказывается порядка минимальной пороговой скорости термодиффузионной неустойчивости, равной [1] $B(\delta^{*1/2} p_e \gamma_e / (\bar{\alpha} - \beta)^{1/2})$, где численный коэффициент B при $\bar{\alpha} \approx 5/6$ и $0 < \beta < \bar{\alpha}$ меняется в пределах 6 - 8. Для тех же параметров плазмы и $\beta = 1/2$ получаем $v_{n \min} \approx 4 \cdot 10^5$ см/с. Таким образом, в нижней ионосфере условие (2.17) оказывается выполненным, поскольку значение $5v = \frac{5p_e}{L} v_{Te} \approx 50 \frac{\text{см}}{\text{с}}$ много меньше полученных значений минимальных пороговых скоростей.

б) Замагниченные ионы ($\gamma_i \ll \Omega_{Bi}$). В этом случае плазма дрейфует в скрещенных электрическом и магнитном полях как целое, и в отличие от случая незамагниченных ионов ток в плазме не протекает. Динамика малых возмущений при этом описывается теми же уравнениями (2.6), что и в плазме с незамагниченными ионами, в которых следует использовать другие кинетические коэффициенты для ионов и учесть, что дрейфовые скорости электронов и ионов равны друг другу: $\bar{v}_{oe} = \bar{v}_{oi} \equiv \bar{v}_o$.

Тензоры диффузии и проводимости ионов для случая $v_i \ll \Omega_{\beta i}$ имеют вид [7]

$$D_{ixx} = D_{iyx} = \frac{T_i v_i}{M \Omega_{\beta i}^2}, \quad D_{ixy} = -D_{iyx} = \frac{T_i}{M \Omega_{\beta i}}, \quad D_{izx} = \kappa_{\beta i} \frac{T_i}{M v_i}, \quad \hat{G}_i = \frac{e^2 N}{T_i} \hat{D}_i. \quad (2.21)$$

Используя (2.21), для процессов $e^{-i\omega t + ikx}$ из уравнений (2.6), (2.8), (2.9) получаем следующую систему уравнений для возмущений концентрации и температуры электронов:

$$\begin{aligned} & \left[-i\omega + ikv_0 + (1+\beta)\kappa^2 D - i\beta kv_1 \right] \frac{\delta N}{N_0} + \left[(1+\bar{\alpha})\kappa^2 D - ikv_1 \right] \frac{\delta T_e}{T_{e0}} = 0, \\ & \frac{2}{3} \left[ikv_0 + (1+\bar{\alpha})(1+\beta)\kappa^2 D - i\beta kv_1 \right] \frac{\delta N}{N_0} + \\ & + \left[-i\omega + i\frac{5}{3} kv_0 + \rho\kappa^2 D + \delta^* v_e - i\frac{7}{3} kv_1 \right] \frac{\delta T_e}{T_{e0}} = 0. \end{aligned} \quad (2.22)$$

Легко убедиться, что при пренебрежении инерцией ионов ($\omega \ll kv_{Ti} < v_i$) система (2.14) совпадает с (2.22), т.е. при малых скоростях дрейфа $v_0 \ll v_{Ti}$ дисперсионные свойства систем с немагнитными и магнитными ионами одинаковы. Как и в предыдущем случае, в системе (2.22) имеется два типа собственных волн с частотами:

$$\omega_{1,2} = kv_0 + \frac{\kappa}{3} \left(v_0 - \frac{7+3\beta}{2} v_1 \right) \pm \sqrt{\frac{\kappa^2}{9} \left(v_0 - \frac{7+3\beta}{2} v_1 \right)^2 + \tilde{U}}. \quad (2.23)$$

где $\tilde{U} = (1+\beta)\kappa^2 D \left(\frac{5+2\bar{\alpha}}{3} \kappa^2 D + \delta^* v_e \right) - \frac{2}{3} (1-\beta) kv_0 kv_1 - \frac{5}{3} \beta (kv_1)^2$. В данном случае, как будет показано ниже, неустойчивость развивается уже при достаточно малых скоростях дрейфа $v_0 \geq v_1$. При таких скоростях возмущения концентрации и температуры электронов в обоих типах волн оказываются одного порядка величины.

Инкремент неустойчивости имеет вид

$$\gamma = \frac{\frac{2}{3} (\bar{\alpha} - \beta) \kappa^2 D v_0 - (g \kappa^2 D + \beta \delta^* v_e) v_1 - (d \kappa^2 D + \delta^* v_e) \left(v_0 - \frac{\omega}{\kappa} \right) kv_0}{\frac{2}{3} v_0 - \left(\frac{7}{3} + \beta \right) v_1 + 2 \left(v_0 - \frac{\omega}{\kappa} \right)} \frac{\kappa v_0}{\delta^* v_e}, \quad (2.24)$$

где $g = [(5-2\bar{\alpha})(1+2\beta) + 2\bar{\alpha}\beta(\bar{\alpha}+3)]/3$, $d = [10+3\beta+2\bar{\alpha}(\bar{\alpha}+3)]/3$.

Приравнивая γ нулю, получаем уравнение для пороговой скорости v_n :

$$(\bar{\alpha} - \beta)(1 + c_1 \alpha^2) \alpha^2 \left(\frac{v_n}{v_1} - \frac{7 + 3\beta}{2} \right)^2 + \frac{3}{2} \beta (1 + d \alpha^2) (1 + m \alpha^2) \times$$

$$\times \left(\frac{v_n}{v_1} - \frac{7 + 3\beta}{2} \right) + (1 + d \alpha^2)^2 \left[\frac{15}{4} \beta - (1 + \beta)(1 + c_2 \alpha^2) \xi^2 \right] = 0, \quad (2.25)$$

где $c_1 = [10 + \bar{\alpha}(2\bar{\alpha} + 9)]/3$, $c_2 = (5 + 2\bar{\alpha})/3$, $m = \frac{5}{3\beta} [1 + \bar{\alpha}(1 + \beta)] + 1 - \beta + \frac{2}{3} \bar{\alpha}^2$, $\xi^2 = \delta^* \rho_e^2 v_e^2 / v_1^2 = \delta^* \left(\frac{v_e L}{v_{Te}} \right)^2$.

Сравнивая (2.25) с соответствующим уравнением для немагнитических ионов (2.19), мы видим, что последнее сводится к (2.25) при малых скоростях дрейфа $v_0 \ll v_{Ti}$. Некоторое различие уравнений в этом случае связано с использованным при выводе (2.19) приближением (2.17). Решая (2.25), находим два значения пороговой скорости:

$$\left(\frac{v_n}{v_1} \right)_{1,2} = \frac{3\beta}{4(\beta - \bar{\alpha})} \frac{1 + a_1 \alpha^2 + a_2 \alpha^4 \pm (1 + d \alpha^2) \sqrt{1 + b_1 \alpha^2 + b_2 \alpha^4 - G(\alpha^2) \alpha^2 \xi^2}}{(1 + c_2 \alpha^2) \alpha^2}, \quad (2.26)$$

где

$$G(\alpha^2) = \frac{4}{\beta^2} (\beta - \bar{\alpha})(1 + \beta)(1 + c_1 \alpha^2)(1 + c_2 \alpha^2),$$

$$a_1 = \frac{7 + 4\bar{\alpha}(\bar{\alpha} + 3)}{3} + 2(1 - \beta) + \frac{5}{3\beta} [1 + \bar{\alpha}(1 + \beta)] + \frac{2}{3\beta} (7 + 3\beta)(\beta - \bar{\alpha}),$$

$$a_2 = \left[\frac{7 + 2\bar{\alpha}(\bar{\alpha} + 6)}{3} + 1 - \beta \right] m + \frac{2}{3\beta} (7 + 3\beta)(\beta - \bar{\alpha}) c_1,$$

$$b_1 = 2m + \frac{20}{3\beta} (\beta - \bar{\alpha}),$$

$$b_2 = m^2 + \frac{20}{3\beta} (\beta - \bar{\alpha}) c_1.$$

Рассмотрим случай слабой неустойчивости плазмы: $\beta > \bar{\alpha}$. В этих условиях в однородной среде неустойчивость не возбуждается. В неоднородной плазме может возбуждаться градиентно-термодиффузионная неустойчивость волн с масштабами $KL \lesssim \Omega_{Be} / v_e$ в ограниченном диапазоне дрейфовых скоростей: $v_{n1}(k) < v_0 < v_{n2}(k)$. В этом диапазоне может существовать область непрозрачности $v^a(k) < v_0 < v^b(k)$,

соответствующая отрицательному подкоренному выражению в (2.23) и сильно затухающим собственным волнам. Скорости $v^{a,b}(k)$ определяются выражениями

$$v^{a,b}(k) = \frac{7+3\beta}{2} v_1 \pm \frac{3}{k} \sqrt{-\tilde{U}}. \quad (2.27)$$

Таким образом, при достаточно сильной неоднородности плазмы ($\tilde{U} < 0$) градиентно-термодиффузионная неустойчивость возбуждается в двух областях значений скоростей дрейфа:

- 1) $v_{n_1}(k) < v_0 < v^a(k)$, где неустойчивой оказывается собственная мода с частотой $\omega_1(k)$ (знак "+" перед корнем в (2.23)),
- 2) $v^b(k) < v_0 < v_{n_2}(k)$, где неустойчива мода $\omega_2(k)$ (знак "-" перед корнем в (2.23)).

На рис. 2а на диаграмме (v_0, k) качественно показаны области неустойчивости мод, отмеченные штриховкой. На рис. 2б даны зависимости частот неустойчивых мод от волнового числа для соответствующих скоростей дрейфа. В области малых частот и волновых чисел возбуждается мода $\omega_1(k)$, в области больших частот и волновых чисел - мода $\omega_2(k)$.

С уменьшением градиента плотности плазмы величина \tilde{U} меняет знак: $\tilde{U} > 0$ и полоса непрозрачности (2.27) исчезает. В этом случае неустойчивость развивается во всем диапазоне дрейфовых скоростей $v_{n_1}(k) < v_0 < v_{n_2}(k)$, причем неустойчивой является мода $\omega_2(k)$; величина максимального волнового числа, при котором возможно возбуждение неустойчивости, уменьшается.

При сильной неизотермичности плазмы, $\beta < \bar{\alpha}$, наряду с градиентно-термодиффузионным, действует и термодиффузионный механизм неустойчивости.

Неустойчивость возбуждается при скоростях дрейфа $v_0 > v_{n_1}(k)$ (неустойчива мода $\omega_2(k)$). В однородной плазме ($L \rightarrow \infty$) из (2.26) получаем пороговую скорость термодиффузионной неустойчивости (ср. (23), [1]):

$$v_n(k) = \frac{3}{2k} \left\{ \frac{(1+\beta)(c_1 k^2 D + \delta^* v_e)}{(\bar{\alpha} - \beta)(c_2 k^2 D + \delta^* v_e)} \right\}^{1/2} (dk^2 D + \delta^* v_e). \quad (2.28)$$

Таким образом, учет градиента концентрации в случае $\beta < \bar{\alpha}$, как и для немагнитных ионов, существенно изменяет зависимость $v_n(k)$ в области малых волновых чисел $kL \ll \Omega_{e^+} / v_e$ (см. рис. 2 для случая $\beta < \bar{\alpha}$).

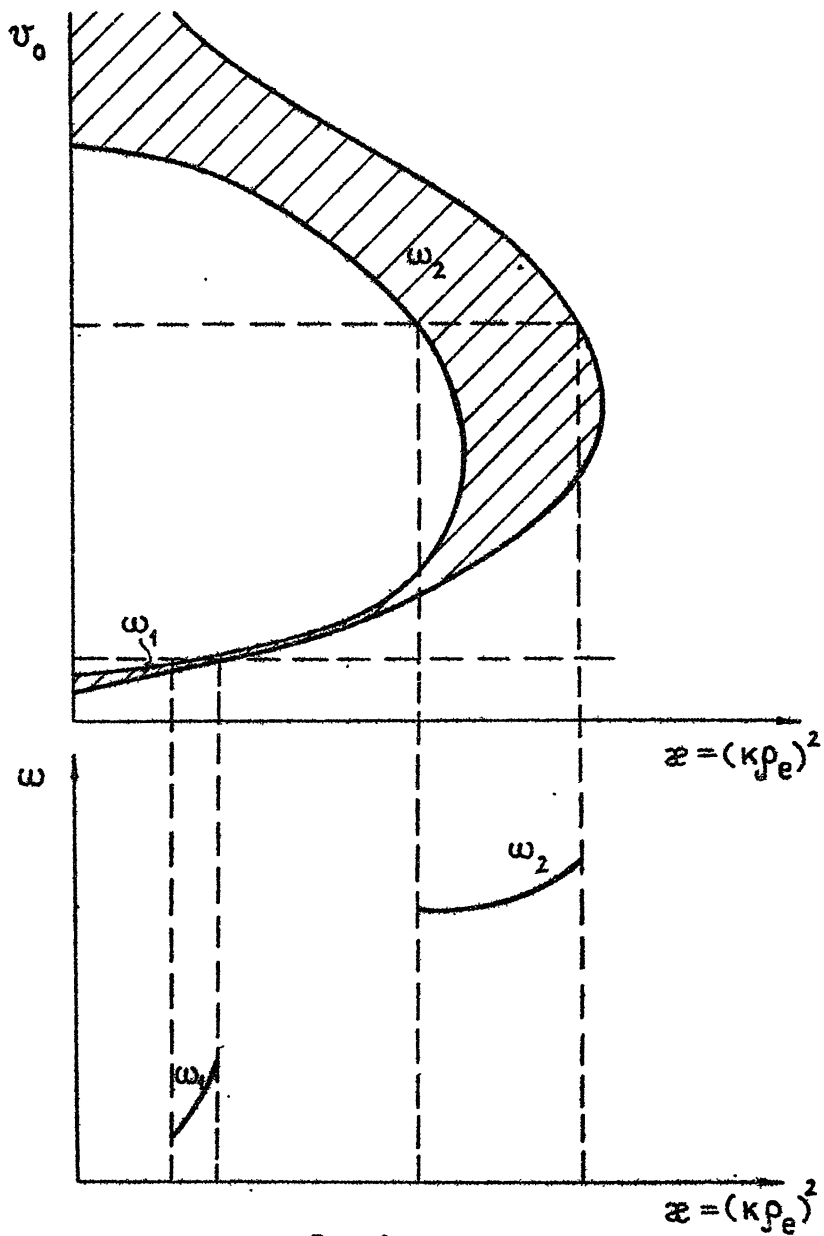
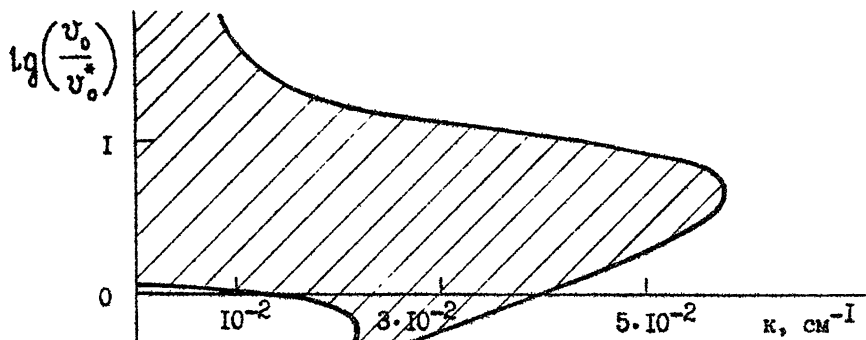
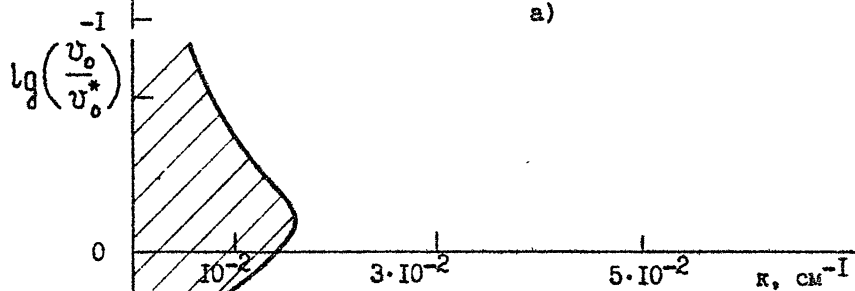


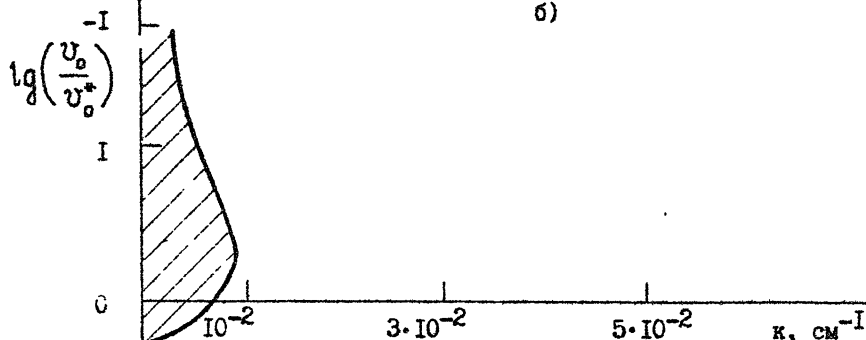
Рис. 2



a)



b)



v)

Рис.3

На рис. 3 а,б,в на диаграмме (ν_0, K) штриховкой показаны области неустойчивости в ионосфере на высоте $Z = 180$ км для масштабов неоднородности плазмы $L = 10; 30; 50$ км, $\nu_0 = 1$ м/с (используется модель ионосферы - см. разд. 4). Как уже отмечалось выше, с уменьшением масштаба неоднородности неустойчивая зона расширяется, однако в ней появляется полоса непрозрачности. На рис. 4 для скорости дрейфа $\nu_0 = 3$ м/с и тех же масштабов неоднородности изображены зависимости инкремента неустойчивости от волнового числа ($\gamma^* = 1$ с). На этом рисунке также видно расширение области неустойчивости с уменьшением масштаба неоднородности плазмы; инкремент при этом возрастает.

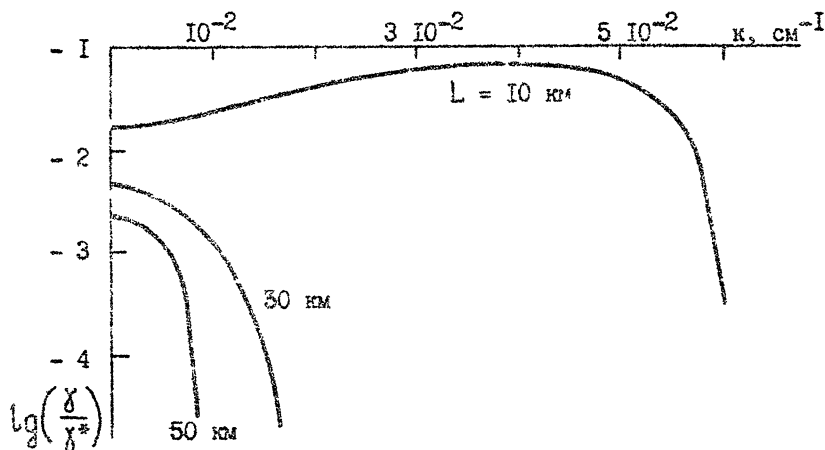


Рис. 4

3. ВОЗБУЖДЕНИЕ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ КИНЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ИОНОВ

Гидродинамическое описание ионов, принятое в [1] и разд. 2, пригодно на масштабах $K \lambda_i \ll 1$ в случае незамагниченных ионов и $K \rho_i \ll 1$ в случае замагниченных ионов. Для исследования неустойчивости, относительно образования неоднородностей более мелких масштабов, необходимо кинетическое описание ионов. Для таких масштабов учет регулярной неоднородности плазмы несущественен, поэтому будем рассматривать

однородную среду. Кинетическое уравнение для функции распределения ионов запишем в виде

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \bar{v} \frac{\partial f_i}{\partial r} + \frac{e}{M} \left(\bar{E} + \frac{1}{c} |\bar{v} \times H_0| \right) \frac{\partial f_i}{\partial v} = -\nu_i \left(f_i - \left(\frac{M}{2\pi T_{i0}} \right)^{3/2} e^{-Mv^2/2T_{i0}} \right). \quad (3.1)$$

Здесь f_i - функция распределения ионов, остальные обозначения те же, что и в разд. 2; используется столкновительный член в форме модельного интеграла БГН [8].

Как и в предыдущем разделе, случаи немагнитических и магнитических ионов рассматриваются отдельно.

а) Немагнитические ионы. При этом магнитную часть силы Лоренца в (3.1) можно опустить. Далее представим функцию распределения ионов в виде $f_i = f_{oi} + \delta f_i$. В качестве невозмущенной используется максвелловская функция распределения ионов по скоростям:

$$f_{oi} = N_{oi} \left(\frac{M}{2\pi T_{i0}} \right)^{3/2} e^{-Mv^2/2T_{i0}}. \quad (3.2)$$

Линеаризуя (3.1) относительно малых возмущений функции распределения δf_i , получаем

$$\frac{\partial \delta f_i}{\partial t} + \bar{v} \frac{\partial \delta f_i}{\partial r} + \frac{e}{M} \bar{E} \frac{\partial f_{oi}}{\partial v} = -\nu_i \left(\delta f_i - \frac{\delta N_i}{N_{oi}} f_{oi} \right), \quad (3.3)$$

где $\delta N_i = \int \delta f_i d\bar{v}$. Решение уравнения (3.3) для возмущений в виде плоских волн $\exp(-i\omega t + ikx)$ имеет вид

$$\delta f_i = -\frac{e}{M} \frac{k \frac{\partial f_{oi}}{\partial v_x}}{\omega - kv_x + i\nu_i} \varphi_c + i \frac{\nu_i f_{oi}}{\omega - kv_x + i\nu_i} \frac{\delta N_i}{N_{oi}}, \quad (3.4)$$

где φ_c - потенциал поляризованного электрического поля ($\bar{E} = \bar{E}_c = -\nabla \varphi_c$). В линеаризованное уравнение (2.8), определяющее потенциал поляризованного поля, входят возмущения плотности потока ионов. Согласно (3.4) они имеют вид

$$\delta j_{ix} = \int \mathcal{V}_x \delta \rho_i d\bar{V} = -\frac{N_0}{K} \left[(\omega + i\nu_i) \frac{e\varphi_c + i\nu_i}{T_{i0}} \frac{\delta N}{N_0} \right] (1 - z S(z)), \quad (3.5)$$

$$\delta j_{iy} = \delta j_{iz} = 0.$$

Здесь учтена квазинейтральность возмущений плотности плазмы:

$$N_{oi} = N_{oe} \equiv N_0, \quad \delta N_i \approx \delta N_e \equiv \delta N,$$

$$S(z) = -i\sqrt{\pi} w(z), \quad z = \Omega + i\theta \equiv \frac{\omega + i\nu_i}{\sqrt{2} k v_{Ti}}.$$

Функция $w(z) = \frac{i}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-t^2)}{z-t} dt$ протабулирована в [9].

Подставляя (3.5) в линеаризованное уравнение (2.8) и используя выражение для плотности потока электронов (2.2), находим потенциал поляризованного поля:

$$\frac{e\varphi_c}{T_e} = \frac{\beta \nu_i}{(k v_{Ti})^2 \eta_0} \frac{1}{1+i/\eta} \left\{ \left[i k v_0 + k^2 D - (1-z S(z)) \nu_i \right] \frac{\delta N}{N_0} + (1+\bar{\alpha}) k^2 D \frac{\delta T_e}{T_{e0}} \right\}, \quad (3.6)$$

$$\eta = \eta_0 \frac{i\nu_i}{\omega + i\nu_i} \frac{1}{2\theta^2(1-z S(z))}, \quad \eta_0 = \frac{\nu_e \nu_i}{\Omega_{ee} \Omega_{ei}}. \quad (3.7)$$

Подстановка (3.6) в (2.6) приводит к следующей системе уравнений для возмущений концентрации и температуры электронов:

$$\begin{aligned} & \left[-i\omega + \frac{i k v_0}{1+\eta} + \frac{1+\beta \nu_i / (\omega + i\nu_i)}{1+\eta} k^2 D \right] \frac{\delta N}{N_0} + \frac{1+\bar{\alpha}}{1+\eta} k^2 D \frac{\delta T_e}{T_{e0}} = 0, \\ & \left[i \frac{2}{3} k v_0 \frac{1-\bar{\alpha}\eta}{1+\eta} + \frac{2}{3} \frac{1+\bar{\alpha}}{1+\eta} \left(1 + \beta \frac{i\nu_i}{\omega + i\nu_i} \right) k^2 D \right] \frac{\delta N}{N_0} + \\ & + \left[-i\omega + i \frac{5}{3} k v_0 + \frac{(5+2\bar{\alpha})\eta + 7 + 2\bar{\alpha}(\bar{\alpha}+3)}{3} k^2 D + \delta^* \nu_e \right] \frac{\delta T_e}{T_{e0}} = 0. \end{aligned} \quad (3.8)$$

Считая выполненным условие $\omega \ll \nu_i$, разложим величину η в ряд по малому параметру ω/ν_i и сохраним два первых члена разложения

$$\eta = \eta_0 \left(\eta_0 + i\eta_1 \frac{\omega}{\nu_i} \right), \quad (3.9)$$

где

$$\eta_0 = \frac{1/2\theta^2}{1 - \sqrt{\pi} \theta e^{\theta^2} \operatorname{erfc}(\theta)},$$

$$f_1 = \frac{1}{2\theta^2} \left[\frac{1+2\theta^2}{1-\sqrt{\pi}\theta e^{\theta^2} \operatorname{erfc}(\theta)} - \frac{\sqrt{\pi}\theta e^{\theta^2} \operatorname{erfc}(\theta)}{(1-\sqrt{\pi}\theta e^{\theta^2} \operatorname{erfc}(\theta))^2} \right]. \quad (3.10)$$

При $\kappa l_i \ll 1$ имеем $\eta = \eta_0 \left(1 - i \frac{\omega}{\nu_i}\right)$, что соответствует гидродинамическому приближению (см. (2.12)). При $\kappa l_i \gg 1$ получаем

$$\eta = \eta_0 (\kappa l_i)^2 \left(1 + i \frac{\omega}{\nu_i}\right). \quad (3.11)$$

Таким образом, с ростом волнового числа, наряду с увеличением действительной части величины η , ее мнимая часть меняет знак и также растет по величине. Покажем, что оба эти фактора приводят к подавлению неустойчивости. Подставляя (3.9) в (3.8) при $\kappa v_0 \gg \kappa^2 D$, $\delta^* \gg \nu_e$, получаем

$$\begin{aligned} & \left[-i\omega(1+\eta_0 f_0) + \kappa v_0 + (1+\beta)\kappa^2 D + f_1 \omega^2 \tau \right] \frac{\delta N}{N_0} + (1+\bar{\alpha})\kappa^2 D \frac{\delta T_e}{T_{e0}} = 0, \\ & \frac{2}{3} \left[i\kappa v_0(1-\bar{\alpha}\eta_0 f_0) + (1+\bar{\alpha})(1+\beta)\kappa^2 D + f_1 \bar{\alpha} \kappa v_0 \omega \tau \right] \frac{\delta N}{N_0} + \\ & + \left[\left(-i\omega + i \frac{5}{3} \kappa v_0\right)(1+\eta_0 f_0) + \left(\frac{5+2\bar{\alpha}}{3} \eta_0 f_0 + \frac{7+2\bar{\alpha}(\bar{\alpha}+3)}{3}\right) \kappa^2 D + \right. \\ & \left. + \delta^* \nu_e (1+\eta_0 f_0) + \omega \tau \left(\omega - \frac{5}{3} \kappa v_0\right) f_1 \right] \frac{\delta T_e}{T_{e0}} = 0. \end{aligned} \quad (3.12)$$

Решая (3.12) по обычной схеме, находим частоту неустойчивой моды в виде

$$\omega = \frac{\kappa v_0}{1+\eta_0 f_0} - \delta, \quad (3.13)$$

где

$$\begin{aligned} \delta = & \frac{3\kappa D}{2v_0(1+\eta_0 f_0)(1+\frac{5}{2}\eta_0 f_0)} \left\{ \left(1+\beta + \beta f_1 \frac{v_0^2}{(1+\eta_0 f_0)^2 v_{Ti}^2}\right) \times \right. \\ & \times \left[\left(\frac{5+2\bar{\alpha}}{3} \eta_0 f_0 + \frac{7+4\bar{\alpha}}{3} - \frac{2}{3} \beta f_1 \left(1+\frac{5}{2}\eta_0 f_0\right) \frac{v_0^2}{(1+\eta_0 f_0)^2 v_{Ti}^2}\right) \kappa^2 D + \right. \\ & \left. \left. + (1+\eta_0 f_0) \delta^* \nu_e \right] - \frac{2}{3} (1+\bar{\alpha}) \left(1+\beta + \bar{\alpha} \eta_0 f_0 \beta f_1 \frac{v_0^2}{(1+\eta_0 f_0)^2 v_{Ti}^2}\right) \kappa^2 D \right\}. \end{aligned} \quad (3.14)$$

Инкремент неустойчивости имеет вид

$$\gamma = \frac{\kappa^2 D}{1 + \eta_0 f_0} \left[\frac{G}{1 + \frac{5}{2} \eta_0 f_0} - \beta f_1 \frac{v_0^2}{(1 + \eta_0 f_0)^2 v_{Ti}^2} \right] - \frac{3\delta^*}{2\kappa v_0 (1 + \frac{5}{2} \eta_0 f_0)} \left\{ \left[\frac{5 + 2\bar{\alpha}}{3} \eta_0 f_0 + 1 + \beta + \frac{7 + 2\bar{\alpha}(\bar{\alpha} + 3)}{3} + \frac{1 - 5\eta_0 f_0}{3} \beta f_1 \frac{v_0^2}{(1 + \eta_0 f_0)^2 v_{Ti}^2} \right] \kappa^2 D + (1 + \eta_0 f_0) \delta^* \nu_e \right\}. \quad (3.15)$$

Уравнению $\gamma = 0$ соответствуют следующие решения для пороговой скорости:

$$v_{n1,2} = \left\{ \left[X \pm \sqrt{X^2 - 4\beta f_1 W} \right] \frac{(1 + \eta_0 f_0)^2}{(1 + \frac{5}{2} \eta_0 f_0)^2 2\beta f_1} \right\}^{1/2} v_{Ti}, \quad (3.16)$$

где (3.17)

$$X = \bar{\alpha} - \beta - \left[\bar{\alpha}(1 + \bar{\alpha}) + \frac{5}{2}(1 + \beta) \right] \eta_0 f_0, \\ W = \frac{9}{4} \frac{1 + \beta}{(1 + \eta_0 f_0) (\kappa v_{Ti})^2} \left[\left(\frac{5 + 2\bar{\alpha}}{3} \eta_0 f_0 + 1 + \beta \frac{7 + 2\bar{\alpha}(\bar{\alpha} + 3)}{3} \right) \kappa^2 D + (1 + \eta_0 f_0) \delta^* \nu_e \right] \left[\frac{5 + 2\bar{\alpha}}{3} \kappa^2 D + \delta^* \nu_e \right].$$

При $\kappa l_i \ll 1$, $f_0 \approx 1$, $f_1 \approx -1$ и выражения (3.13) - (3.16) сводятся к соответствующим решениям, полученным в гидродинамическом приближении (ср. (2.15), (2.16), (2.18), (2.19) при $L \rightarrow \infty$); в системе может развиваться как двухпотоковая, так и термодиффузионная неустойчивость. С ростом волнового числа, при $\kappa l_i \approx 0,86$, величина f_1 меняет знак и двухпотоковый механизм перестает действовать; если при этом $X < 0$ термодиффузионная неустойчивость также не может возбуждаться, и волновое число $\kappa \approx 0,86/l_i$ представляет минимальный масштаб неоднородностей, которые могут быть неустойчивы. Если же при смене знака f_1 , величина X остается положительной, при $\kappa l_i > 0,86$ в системе может возбуждаться термодиффузионная неустойчивость при скоростях дрейфа $v_{n1}(\kappa) < v_0 < v_{n2}(\kappa)$ (см. (3.16)). При дальнейшем увеличении волнового числа, при $\kappa l_i > (\kappa l_i)_{\max}$, перестает действовать и термодиффузионный механизм неустойчивости. Величина $(\kappa l_i)_{\max}$ соответствует равенству нижней и верхней пороговой скорости и определяется

из уравнения $\chi^2 = 4\beta f_1 W$. Она сложным образом, но слабо зависит от параметров задачи, и в интересующем нас случае $(k l_i)_{\text{пос}} \sim 1$. График зависимости пороговой скорости от волнового числа возбуждаемых неоднородностей приведен на рис. 5 для дневных условий моносферы на высоте $z = 120$ км при $\beta = 0,65$.

Заметим, что уравнения (3.8), описывающие динамику малых возмущений при кинетическом описании ионов, являются обобщением дисперсионного уравнения неустойчивости Фарли-Бунемана [3] на случай учета возмущений температуры электронов и зависимости $\nu_e(T_e)$. Действительно (см. Приложение), (3.8) при $\delta T_e = 0$, $\bar{\alpha} = 0$ сводится к уравнению

$$(k\rho_e)^2 \frac{\omega - k v_0 + i\nu_e}{\omega - k v_0 + i(k\rho_e)^2 \nu_e} + \frac{T_{eo}}{T_{io}} \frac{1 - \frac{\omega + i\nu_i}{\sqrt{2} k v_{Ti}} S\left(\frac{\omega + i\nu_i}{\sqrt{2} k v_{Ti}}\right)}{1 - \frac{i\nu_i}{\sqrt{2} k v_{Ti}} S\left(\frac{\omega + i\nu_i}{\sqrt{2} k v_{Ti}}\right)} = 0, \quad (3.18)$$

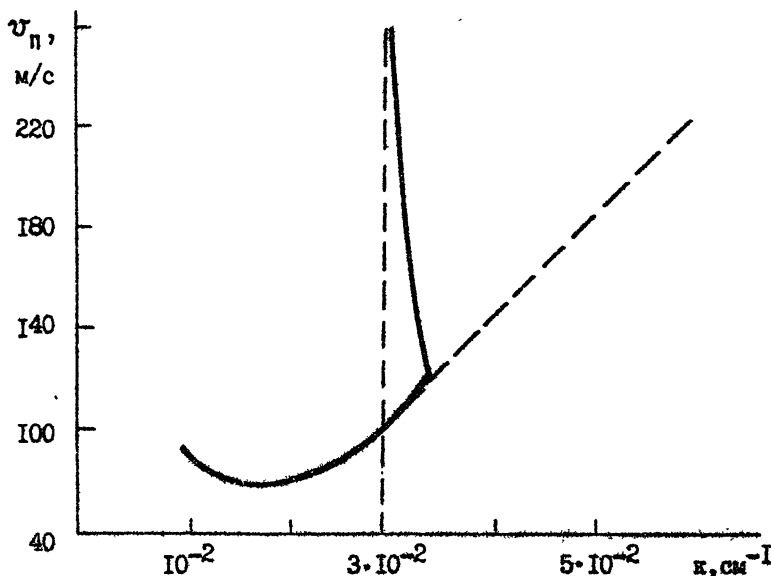


Рис. 5

являющимся при $k\rho_e, k\bar{r}_{De} \ll 1$ дисперсионным уравнением для потенциальных волн в магнитоактивной плазме [8], в том числе и для волн Фарли-Бунемана. Здесь необходимо следующее замечание. При выводе (3.18) пренебрегается возмущениями температуры электронов. На самом же деле, на частотах $\omega \approx kV_0$, что имеет место в волнах Фарли-Бунемана, возмущения температуры электронов одного порядка с возмущениями концентрации (см. выше), даже если частота столкновений ν_e не зависит от температуры электронов, т.е. $\bar{\alpha} = 0$. Коэффициент поперечной термодиффузии при этом конечен и равен $D/(1+\eta)$ (см. (3.8)). Следовательно термодиффузия замедляет расплывание неоднородностей в $(1+\beta)/\beta$ раз, что понижает пороговую скорость неустойчивости Фарли-Бунемана в $((1+\beta)/\beta)^{1/2}$ раз.

б) Замагниченные ионы. При малых скоростях дрейфа ($V_0 \ll V_{Ti}$) невозмущенную функцию распределения ионов в системе координат, движущейся с плазмой, можно считать максвелловской (3.2), а в интеграле столкновений пренебречь дрейфом ионов относительно нейтральных частиц. Линеаризуя кинетическое уравнение (3.1) по малым возмущениям функции распределения $\delta f_{i\pm} \sim \exp(-i\omega t + ikx)$ и решая его совместно с (2.2) и (2.8), находим φ_c в виде

$$\frac{e\varphi_c}{T_e} = \frac{\beta \Omega_{Bi}}{(kV_{Ti})^2} \frac{1}{\sum_{s=-\infty}^{\infty} \frac{is^2}{\lambda} \frac{e^{-\lambda} I_s(\lambda)}{y-s} + \frac{\nu_e}{(1+\bar{\alpha})k^2 D} \frac{\delta T_e}{T_{e0}}} \left\{ \left[k^2 D + \sum_s \frac{se^{-\lambda} I_s(\lambda)}{y-s} \right] \frac{\delta N}{N_0} + \right. \quad (3.19)$$

где I_s - функция Бесселя мнимого аргумента, $\lambda = (k\rho_i)^2$; $y = \frac{i\nu_e - \Delta\omega}{\Omega_{Bi}}$, $\Delta\omega \equiv kV_0 - \omega$. Полагая $\Delta\omega \ll \nu_e \ll \Omega_{Bi}$ ($|y| \ll 1$), упростим (3.19) проводя разложение по малому параметру y :

$$\frac{e\varphi_c}{T_e} \approx \frac{\beta}{\lambda \nu_e \bar{v}_0} \frac{1}{1+1/\bar{\eta}} \left\{ \left[k^2 D - (1-e^{-\lambda} I_0(\lambda)) \nu_e \right] \frac{\delta N}{N_0} + (1+\bar{\alpha})k^2 D \frac{\delta T_e}{T_{e0}} \right\}, \quad (3.20)$$

где

$$\bar{v}_0 = \bar{v}_0 \frac{i\nu_e}{i\nu_e - \Delta\omega} \frac{\lambda}{1-e^{-\lambda} I_0(\lambda)}, \quad (3.21)$$

$$\bar{v}_0 = \nu_e \Omega_{Bi} / \nu_e \Omega_{Be}.$$

Подставляя (3.20) в (2.6), получим систему уравнений, описывающую малые возмущения в плазме, в виде

$$\left[-i\omega + ikv_0 + \frac{1+\beta}{1+\tilde{\eta}} \frac{i\gamma_i}{i\gamma_i - \Delta\omega} \kappa^2 D \right] \frac{\delta N}{N_0} + \frac{1+\bar{\alpha}}{1+\tilde{\eta}} \kappa^2 D \frac{\delta T_e}{T_{e0}} = 0,$$

$$\frac{2}{3} \left[ikv_0 + \frac{(1+\bar{\alpha})(1+\beta)}{1+\tilde{\eta}} \frac{i\gamma_i}{i\gamma_i - \Delta\omega} \kappa^2 D \right] \frac{\delta N}{N_0} + \left[-i\omega + i\frac{5}{3}kv_0 + \frac{(5+2\bar{\alpha})\tilde{\eta} + 7 + 2\bar{\alpha}(\bar{\alpha}+3)}{3(1+\tilde{\eta})} \kappa^2 D + \delta^* \gamma_e \right] \frac{\delta T_e}{T_{e0}} = 0. \quad (3.22)$$

При малых скоростях дрейфа можно не учитывать величину $\Delta\omega$ по сравнению с γ_i . Легко убедиться, что при переходе к гидродинамическому описанию ($\kappa R_i \ll 1$), $\tilde{\eta} \approx \tilde{\eta}_0$ и (3.22) сводится к системе уравнений, исследованной в [1]. Наоборот, при $\kappa R_i \gg 1$, $\tilde{\eta} \approx \tilde{\eta}_0 (\kappa R_i)^2$ и в плазме с замагниченными ионами, также как и в случае незамагниченных ионов имеет место резкое увеличение поляризационного потенциала в неоднородностях с малыми поперечными масштабами. Однако в данном случае влияние ионов на электронный поток в значительной мере ослаблено вследствие совместного дрейфа электронов и ионов, и подавления неустойчивости не происходит.

Из (3.22) находим частоту неустойчивой моды: $\omega = kv_0 - \Delta\omega$, где

$$\Delta\omega = \frac{3\kappa D(1+\beta)}{2v_0(1+\tilde{\eta})} \left(\frac{5+2\bar{\alpha}}{3} \kappa^2 D + \delta^* \gamma_e \right). \quad (3.23)$$

Инкремент неустойчивости имеет вид (ср. (25), [1])

$$\gamma = \frac{\bar{\alpha}-\beta}{1+\tilde{\eta}} A^2 \left(1 - \frac{v_n^2}{v_0^2} \right) \left(\frac{\kappa}{\kappa_{\min}} \right)^2 \delta^* \gamma_e, \quad (3.24)$$

где $\kappa_{\min} = A\sqrt{\delta^*/\rho_e}$, A - численный коэффициент, слабо зависящий от $\bar{\alpha}$ и β ; при $\bar{\alpha} \sim 0,5-0,8$ во всем интервале изменения β $A \sim 0,5-0,6$. Пороговая скорость дрейфа, при превышении которой возбуждается неустойчивость, определяется выражением

$$v_n = \frac{3}{2\kappa} \left[\frac{1+\beta}{(\bar{\alpha}-\beta)(1+\tilde{\eta})} \left(\frac{5+2\bar{\alpha}}{3} \kappa^2 D + \delta^* \gamma_e \right) \right]^{1/2}$$

$$\times \left[\left(\frac{5+2\bar{\alpha}}{3} \tilde{\eta} + 1 + \beta + \frac{7+2\bar{\alpha}(\bar{\alpha}+3)}{3} \right) k^2 D + (1+\tilde{\eta}) \delta^* \nu_e \right] \}^{1/2}. \quad (3.25)$$

Таким образом, при $kR_i \gg 1$ ($\tilde{\eta} \geq 1$) сохраняется вид зависимости пороговой скорости от волнового числа (пороговая скорость растет пропорционально k и в области малых масштабов), а ее значение несколько уменьшается по сравнению с полученным в гидродинамическом приближении. Инкремент неустойчивости при этом оказывается несколько меньше гидродинамического [1].

При скоростях дрейфа $v_0 \approx U_{Ti}$ равновесную функцию распределения ионов уже нельзя считать максвелловской (3.2) и приведенное рассмотрение оказывается несправедливым.

4. ТЕРМОДИФфуЗИОННАЯ И ГРАДИЕНТНО - ТЕРМОДИФфуЗИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

В данном разделе приведены результаты расчета параметров возбуждения неустойчивостей для конкретных ионосферных условий. Использовалась модель ионосферы для средних широт и средней солнечной активности (см. [7] и Табл. I).

а) Термодиффузионная неустойчивость. Термодиффузионная неустойчивость наиболее эффективно возбуждается при масштабах неоднородностей $kL > \Omega_{ve} / \nu_e$, где градиентные эффекты несут существенны, и для расчетов использовались результаты разд. 3. Критическая степень неизомеричности плазмы $(T_{e0}/T_{i0})_{кр}$, необходимая для возбуждения термодиффузионной неустойчивости в гидродинамическом приближении, определяется из уравнения

$$\frac{1}{\left(\frac{T_{e0}}{T_{i0}} \right)_{кр}} + \left(\bar{\alpha}(1+\bar{\alpha}) + \frac{5}{2} \left(1 + \frac{1}{\left(\frac{T_{e0}}{T_{i0}} \right)_{кр}} \right) \right) \varepsilon = \bar{\alpha}, \quad (4.1)$$

где

$$\varepsilon = \begin{cases} \frac{\nu_e \nu_i}{\Omega_{Ve} \Omega_{Vi}} & \text{при } \nu_i \gg \Omega_{Vi} \\ \frac{\nu_e \Omega_{Vi}}{\nu_i \Omega_{Ve}} & \text{при } \nu_i \ll \Omega_{Vi} \end{cases}$$

Таблица I

Z, км	День					Ночь				
	$\nu_{em},$ с ⁻¹	$\nu_{ei},$ с ⁻¹	$\nu_{im},$ с ⁻¹	T _e , °K	T _i , °K	$\nu_{em},$ с ⁻¹	$\nu_{ei},$ с ⁻¹	$\nu_{im},$ с ⁻¹	T _e , °K	T _i , °K
100	4,8 · 10 ⁴	0,84 · 10 ³	1,2 · 10 ⁴	240	210	4,2 · 10 ⁴	18	1,2 · 10 ⁴	210	210
110	1,2 · 10 ⁴	0,85 · 10 ³	2,6 · 10 ³	320	270	1,0 · 10 ⁴	16	2,6 · 10 ³	270	270
120	6,2 · 10 ³	0,58 · 10 ³	1,1 · 10 ³	400	360	5,4 · 10 ³	13	1,1 · 10 ³	360	360
130	2,7 · 10 ³	0,44 · 10 ³	3,8 · 10 ²	500	460	2,5 · 10 ³	9,8	3,8 · 10 ²	480	470
150	9,1 · 10 ²	0,48 · 10 ³	9,4 · 10 ¹	800	670	8,0 · 10 ²	6,7	9,4 · 10 ¹	670	650
200	1,5 · 10 ²	0,44 · 10 ³	1,2 · 10 ¹	1300	1100	1,0 · 10 ²	5,8	1,2 · 10 ¹	900	850
250	47	0,65 · 10 ³	3,9	1700	1300	25	16	3,9	1000	910

На рис. 6 приведен график зависимости критической (1, 2) степени неизоотермичности $(T_{e0}/T_{i0})_{кр}$ и оптимальной (3, 4) степени неизоотермичности $(T_{e0}/T_{i0})_{опт}$, при которой достигается минимум пороговой скорости, от высоты Z для дневных и ночных условий. На высотах $Z \lesssim 105$ км критическая и оптимальная степени неизоотермичности значительно возрастают вследствие резкого увеличения частот столкновений электронов и ионов с нейтральными частицами. На больших высотах, $Z \gtrsim 150$ км, увеличение $(T_{e0}/T_{i0})_{кр}$ и $(T_{e0}/T_{i0})_{опт}$ обусловлено влиянием электронно-ионных столкновений (уменьшается эффективный показатель $\bar{\alpha}$ зависимости частоты столкновений электронов от температуры). Минимальное значение $(T_{e0}/T_{i0})_{кр}$ оказывается в дневных условиях порядка 1,5 на высотах около 120 км, в ночных условиях - порядка 1,2 на высотах около 140 км. Соответствующие минимальные значения $(T_{e0}/T_{i0})_{опт}$ днем примерно 2 при $Z \sim 115$ км, ночью около 1,3 при $Z \sim 120$ км.

Возможным методом создания неизоотермичности ионосферной плазмы

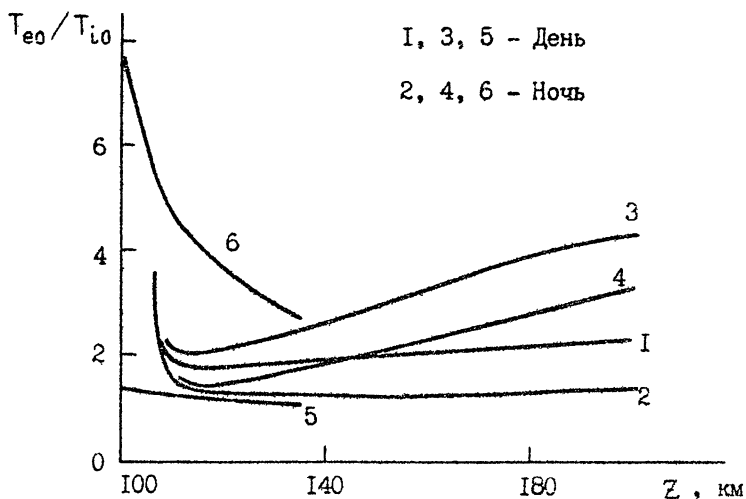


Рис. 6.

является омический нагрев электронов радиочастотным излучением (5,6). На рис. 6 нанесены кривые зависимости неизотермичности от высоты для дневных и ночных условий при работе передатчика с эффективной мощностью $W = 300$ МВт на частоте 5,75 МГц, рассчитанные в [10] с учетом поглощения радиоволн в D-области. Видно, что в дневных условиях эффективной мощности 300 МВт оказывается недостаточно для возбуждения неустойчивости. В ночных условиях необходимый нагрев может быть обеспечен при мощностях $W > 50$ МВт. Увеличение мощности излучения позволяет смещать оптимальные условия возбуждения неустойчивости по высоте. В диапазоне мощностей 50–300 МВт оптимальные условия достигаются в области высот 110–150 км. На рис. 7 показаны зависимости минимальной по волновому числу пороговой скорости U_{min} и соответствующих им масштабов возбуждаемых неоднородностей $l_{\text{н}}^{\text{min}}$ от высоты z в условиях ночи при мощностях передатчика W 100 и 300 МВт. На рис. 8 приведены те же зависимости для максимального по волновому числу инкремента χ_{max} и соответствующих им масштабов неоднородностей $l_{\text{н}}^{\text{max}}$ при скорости дрейфа $U_0 = 100$ м/с. Видно, что нагрев мощностью 100 МВт приводит к эффективному возбуждению неоднородностей на высотах 110–115 км. С увеличением мощности передатчика область возбуждения перемещается на большие высоты – при мощности 300 МВт наиболее интенсивно развиваются неоднородности на высотах 120–130 км.

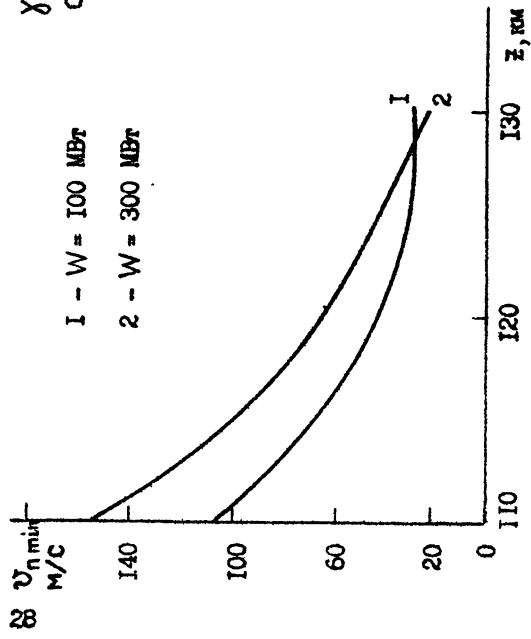


Рис. 7

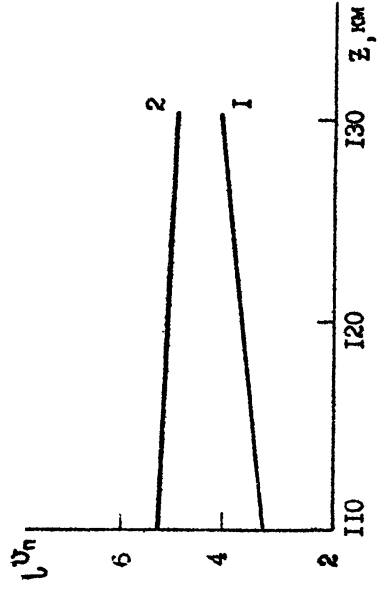
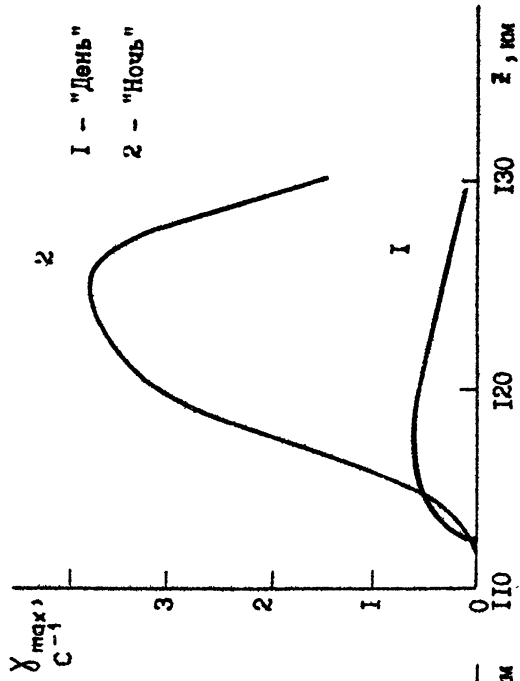
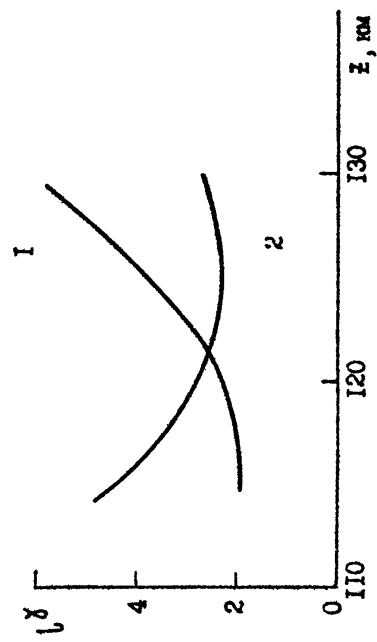


Рис. 8



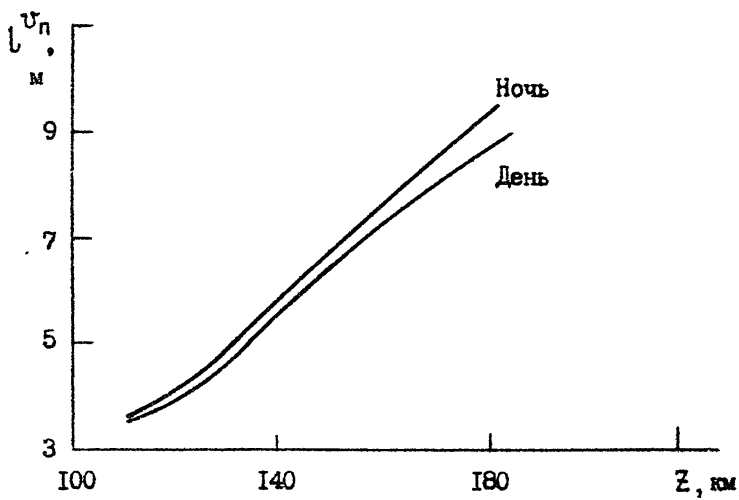
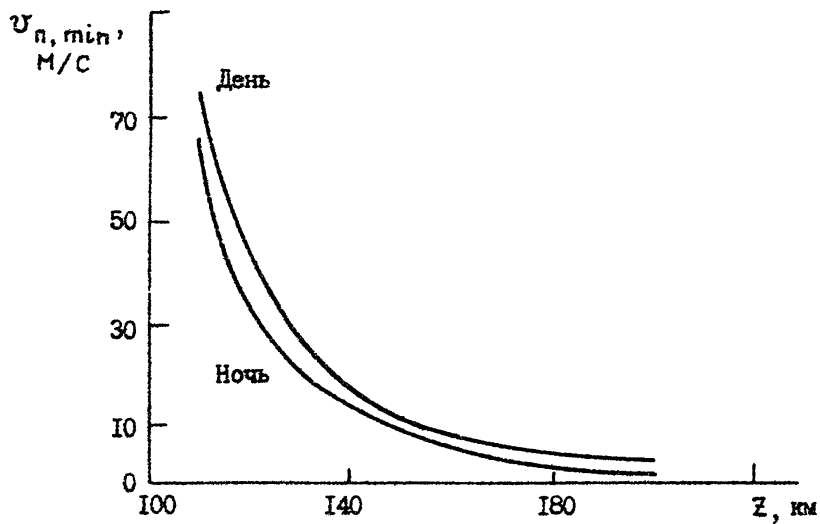


Рис. 9

На рис. 9 показаны зависимости минимальной по волновому числу и по степени неізотермичности плазмы пороговой скорости и соответствующих им масштабов неоднородностей от высоты для дневных и ночных условий. На рис. 10 приведены зависимости максимального по волновому числу и степени неізотермичности инкремента неустойчивости и соответствующих им масштабов неоднородностей от высоты при скорости дрейфа $v_0 = 100$ м/с для дневных и ночных условий. Как следует из этих рисунков, термодиффузионная неустойчивость на больших высотах возбуждается при меньших дрейфовых скоростях и имеет больший инкремент. Значительно худшие условия возбуждения неустойчивости на высотах $z \geq 150$ км в дневных условиях объясняются тем, что при этом существенную роль играют электронно-ионные столкновения, уменьшающие величину $\bar{\alpha}$ и ослабляющие термодиффузию. Характерный масштаб неоднородностей, возбуждаемых при наименьших скоростях дрейфа, составляет на разных высотах 4–6 м, тогда как с наибольшим инкрементом при рассматриваемых скоростях дрейфа растут неоднородности с масштабами 0,5–2 м.

б) Градиентно-термодиффузионная неустойчивость. Наиболее ярко градиентно-термодиффузионная неустойчивость проявляется в плазме с замагниченными ионами и степенью неізотермичности, меньшей критической: $(T_{e0}/T_{i0}) < (T_{e0}/T_{i0})_{кр} \approx \bar{\alpha}^{-1}$, когда другие механизмы возбуждения неоднородностей отсутствуют. На рис. 11 а, б, в на диаграммах (v_0, z) штриховкой показаны области возбуждения неустойчивости для неоднородностей с волновым числом $k \approx 6 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ в плазме с характерными масштабами регулярной неоднородности $L = 100; 10; 1$ км ($v_0^* = 1 \text{ м/с}$). С ростом высоты, за счет уменьшения частоты столкновений электронов, диапазон скоростей дрейфа, при которых возбуждается неустойчивость, смещается в направлении меньших скоростей. Начиная с определенной высоты, зависящей от масштаба регулярной неоднородности, в этом диапазоне появляется полоса непрозрачности. С уменьшением градиента неоднородности плазмы неустойчивость возбуждается в области меньших скоростей дрейфа, поскольку $v_{п1,2} \sim v_1 \sim 1/L$. На рис. 12 а, б приведены зависимости максимального по волновому числу инкремента неустойчивости и соответствующего ему оптимального волнового числа от высоты для скоростей дрейфа $v_0 = 3; 4; 10$ м/с и масштаба неоднородности плазмы $L = 10$ км ($v_0^* = 1 \text{ с}^{-1}$). Максимальный инкремент $\gamma \sim 0,1 \text{ с}^{-1}$ достигается при скорости дрейфа $v_0 \approx 3$ м/с на высотах 190–210 км у неоднородностей с волновыми числами 5–8 м⁻¹ (что соответствует масштабам около 0,2 м).

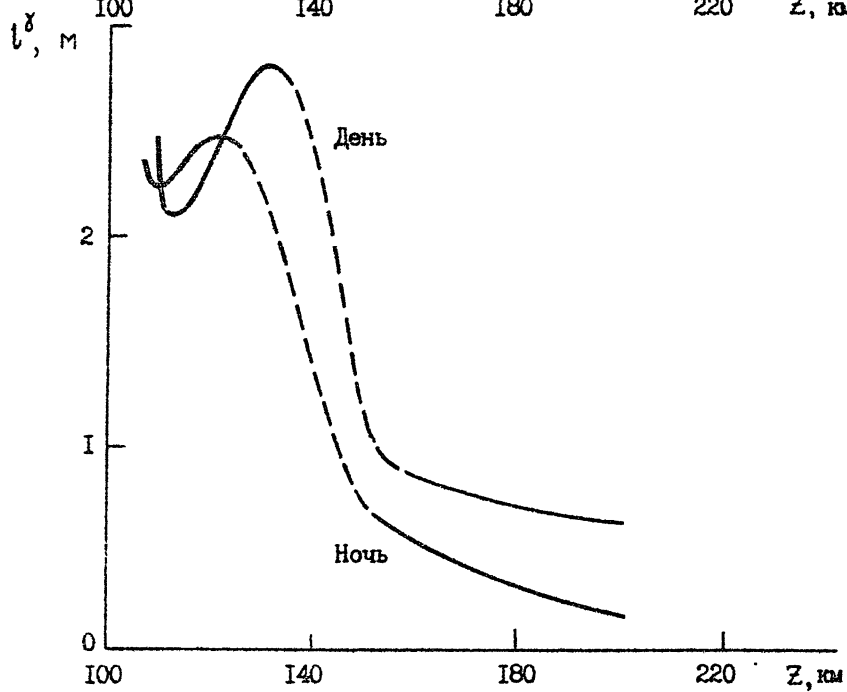
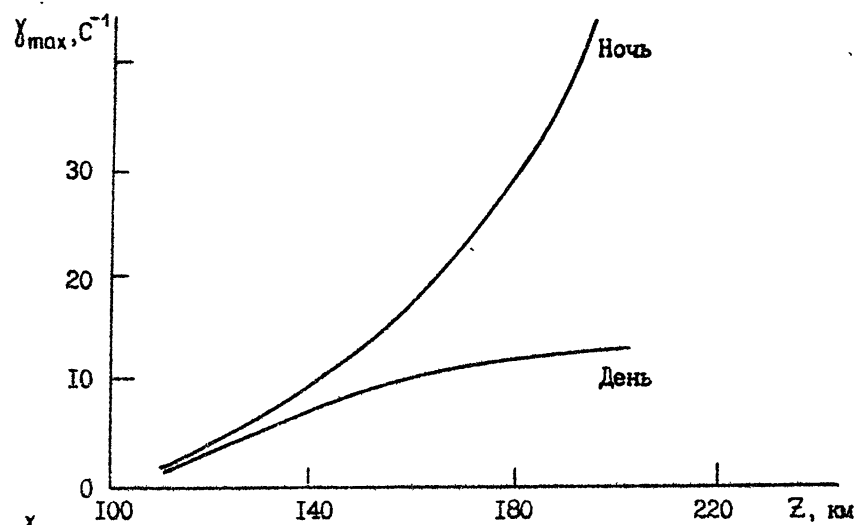
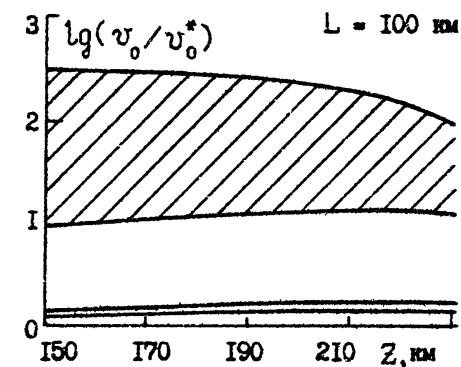
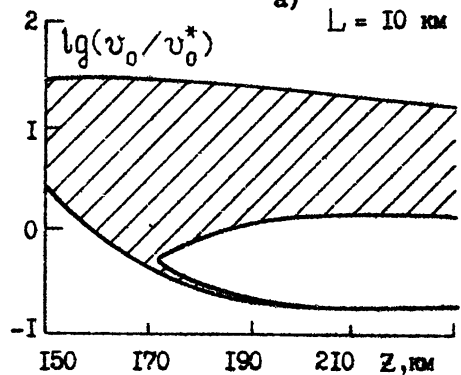


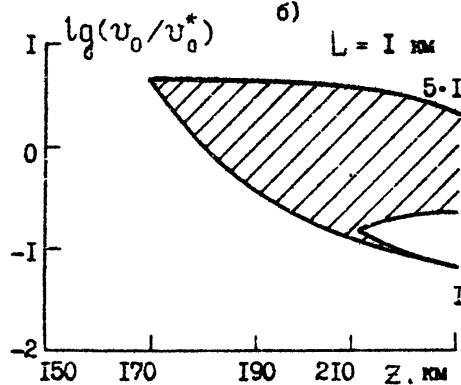
Рис. 10



a)

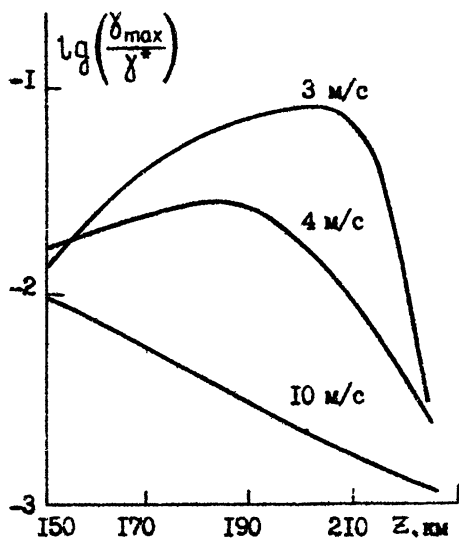


b)

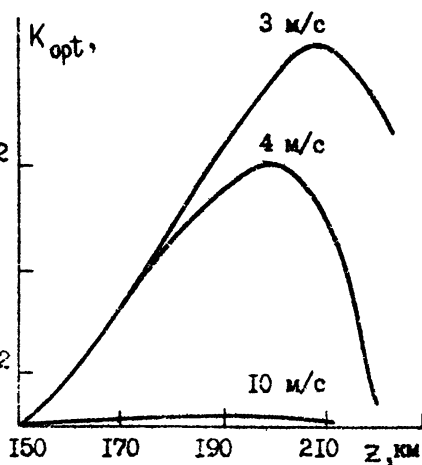


b)

Рис. II



a)



b)

Рис. I2

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключении кратко перечислим основные результаты работы. Развита теория термодиффузионной неустойчивости, предложен новый механизм градиентно-термодиффузионной неустойчивости, в том числе :

- 1) Учтено влияние электронно-ионных столкновений на возбуждение неустойчивости.
- 2) Исследовано возбуждение диффузионных неустойчивостей в неоднородной плазме. Для плазмы с незамагниченными ионами получено дисперсионное уравнение, обобщающее известные уравнения для двухпоточковой и градиентно-дрейфовой [5], а также для термодиффузионной и двухпоточковой неустойчивостей [1]. В этом же уравнении показано наличие другого, так называемого градиентно-термодиффузионного механизма неустойчивости. В плазме с замагниченными ионами, однако, этот механизм может быть единственной причиной неустойчивости, поскольку двухпоточковой и градиентно-дрейфовой неустойчивостей в этом случае нет, а при слабой неизотермичности ($\beta \geq \alpha$) термодиффузионная неустойчивость невозможна.
- 3) В кинетическом описании ионов проанализировано возбуждение мелкомасштабных неоднородностей, найден коротковолновый предел термодиффузионной неустойчивости.
- 4) Численно проанализированы параметры термодиффузионной и градиентно-термодиффузионной неустойчивостей на модели ионосферы, рассмотрена возможность искусственного возбуждения термодиффузионной неустойчивости в ионосфере за счет омического нагрева электронов радиочастотным излучением.

Сведение уравнения (3.8) к дисперсионному уравнению неустойчивости Ферли-Бунемана.

Рассмотрим (3.8) при $\delta T_e = 0$, $\bar{\alpha} = 0$. Оно имеет вид

$$-i \left[\omega(1+\eta) - k v_0 \right] + \left(1 + \beta \frac{i \nu_i}{\omega + i \nu_i} \right) k^2 D = 0, \quad (\text{П.1})$$

где

$$\eta = \frac{\nu_e \nu_i}{\Omega_{ve} \Omega_{vi}} \frac{i \nu_i}{\omega + i \nu_i} \frac{(k l_i)^2}{1 - z S(z)}, \quad z = \frac{\omega + i \nu_i}{\sqrt{2} k v_{Ti}}$$

Домножая (П.1) на i , перепишем его следующим образом:

$$\omega - k v_0 + i (k \rho_e)^2 \nu_e + \frac{\nu_e \nu_i}{\Omega_{ve} \Omega_{vi}} \frac{i \nu_i}{\omega + i \nu_i} \frac{(k l_i)^2}{1 - z S(z)} \omega - \frac{T_{i0}}{T_{e0}} \frac{\nu_e \nu_i}{\Omega_{ve} \Omega_{vi}} (k \rho_e)^2 = 0. \quad (\text{П.2})$$

Учитывая, что $(k \rho_e)^2 (T_{i0} / T_{e0}) = (k v_{Ti})^2 / \Omega_{ve} \Omega_{vi}$, легко убедиться, что последний член (П.2) может быть представлен в виде

$$\frac{T_{i0}}{T_{e0}} \frac{\nu_e \nu_i}{\omega + i \nu_i} (k \rho_e)^2 = \frac{\nu_e \nu_i}{\Omega_{ve} \Omega_{vi}} \frac{i \nu_i}{\omega + i \nu_i} \frac{(k l_i)^2}{1 - z S(z)} (-i \nu_i) (1 - z S(z)).$$

Таким образом

$$\omega - k v_0 + i (k \rho_e)^2 \nu_e = - \frac{T_{i0}}{T_{e0}} \frac{1 - i \left(\frac{\nu_i}{\sqrt{2} k v_{Ti}} \right) S(z)}{1 - z S(z)} (k \rho_e)^2 i \nu_e. \quad (\text{П.3})$$

Учтем инерцию электронов. Поскольку $\omega \ll \nu_e$, ее можно учесть аналогично (2.II) с учетом электронного дрейфа

$$\nu_e \rightarrow \nu_e^* = \nu_e - i (\omega - k v_0). \quad (\text{П.4})$$

Произведя замену (П.4) в правой части (П.3) (в левой части поправку, связанную с инерцией электронов, можно не учитывать, поскольку

$k\rho_e \ll 1$), получаем следующее уравнение:

$$(k\rho_e)^2 \frac{\omega - kV_0 + i\nu_e}{\omega - kV_0 + i(k\rho_e)^2\nu_e} + \frac{T_{e0}}{T_{i0}} \frac{1 - \frac{\omega + i\nu_i}{\sqrt{2}kV_{Ti}} S\left(\frac{\omega + i\nu_i}{\sqrt{2}kV_{Ti}}\right)}{1 - \frac{i\nu_i}{\sqrt{2}kV_{Ti}} S\left(\frac{\omega + i\nu_i}{\sqrt{2}kV_{Ti}}\right)} = 0. \quad (\text{П.5})$$

(П.5) является дисперсионным уравнением для неустойчивости Фарли-Бунемана (см. [3]).

ЛИТЕРАТУРА

1. А.В.Гуревич, А.Н.Караштин. Мелкомасштабная термодиффузионная неустойчивость в нижней ионосфере. - Геом. и астроном., 1984, т.24, № 6, с.885.
2. D.T.Farley. J.Geophys.Res., 1963, 68, 6083.
3. А.В.Волосевич. В кн.: Явления в полярной ионосфере. - Л.: Наука, 1978, с. 50.
4. Б.Н.Гершман, Л.М.Ерухимов, Ю.Я.Яшин. Волновые явления в ионосфере и космической плазме. - М.: Наука, 1984, с. 228.
5. A.Register, N.D'Angelo. J.Geophys.Res., 1970, 75, № 19, 3879.
6. А.Я.Фельдштейн. - Геомагн. и астроном., 1980, т.20, № 2, с. 333.
7. А.В.Гуревич, А.Б.Шварцбург. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. - М.: Наука, 1973, с. 50.
8. В.Л.Гинзбург, А.А.Рухадзе. Волны в магнитоактивной плазме. - М.: Наука, 1970, с.65, II2.
9. Справочник по специальным функциям. Под ред. М.Абрамовица и И. Стиган. - М.: Наука, 1979.
10. М.А.Иткина, Д.С.Котик, З.К.Кротова, С.В.Поляков, В.О.Рапопорт. Нагрев нижней ионосферы коротковолновым радиоизлучением. Препринт № 162. - Горький: НИРФИ, 1983.

Дата поступления статьи
15 июля 1986 г.

Анатолий Николаевич Караштин
Михаил Шульмович Цимринг

НЕУСТОЙЧИВОСТИ ТЕРМОДИФУЗИОННОГО ТИПА
В СЛАБОИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЕ

Подписано в печать 15.08.86 г. МШ 00583. Формат 60x84 1/16.
Бумага многотельная. Печать офсетная. Объем 2,17 усл. печ. л.
Заказ 4463. Тираж 120. Бесплатно

Отпечатано на ротационте НИРФИ