

УДК 551.510.535

О ВЛИЯНИИ РЕКОМБИНАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ И НЕИЗОТЕРМИЧНОСТИ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ НА ТЕПЛОВУЮ ПАРАМЕТРИЧЕСКУЮ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ

С. М. Грач, С. В. Поляков, В. О. Рапопорт

Показано, что в E -слое ионосферы наряду с термодиффузионным механизмом тепловой параметрической неустойчивости (ТПН) возможен рекомбинационный механизм с большими значениями порога неустойчивости и меньшими инкрементами. Показано, что неизотермичность плазмы F -слоя ионосферы приводит к снижению порога ТПН.

Тепловая параметрическая неустойчивость (ТПН) в плазме с параметрами, близкими к параметрам F -слоя ионосферы, исследовалась ранее неоднократно [1-5]. В этих работах, однако, не учитывались процессы рекомбинации, которые могут играть существенную роль в E -слое. Кроме того, в [1-5] исследовалась ТПН в изотермической плазме ($T_e = T_i$, $T_{e,i}$ — температуры электронов и ионов). В работе [6] было показано, что изотермичность плазмы существенно влияет на характер диффузионных процессов в ионосфере: в сильноионизованной плазме при

$$\delta_{en} \nu_{en} \ll \delta_{ei} \nu_{ei}, \quad \tau > \tau_n, \quad 1 < \tau_n < 3 \quad (1)$$

возникает своеобразная термодиффузионная неустойчивость. Здесь ν_{en} , ν_{ei} — частоты столкновений электронов с нейтралами и ионами, δ_{en} , δ_{ei} — доля энергии, теряемая электроном при одном соударении тяжелой частицей соответствующего сорта, $\tau = T_e/T_i$.

В данной работе мы рассмотрим влияние рекомбинационных процессов на ТПН, а также покажем, что в сильноионизованной плазме (1) при $1 < \tau < \tau_n$ порог ТПН снижается с ростом τ . Напомним, что в процессе развития ТПН в F -слое ионосферы под воздействием мощной электромагнитной волны возникают плазменные волны с волновыми векторами, почти перпендикулярными магнитному полю H , и сильно вытянутые вдоль H неоднородности концентрации и температуры плазмы.

1. Рассмотрим модель однородной плазмы с параметрами, близкими к параметрам E -слоя ионосферы. Положим, что низкочастотные возмущения концентрации плазмы n и электронной температуры электронов T пропорциональны $\exp(-i\Omega t + i\mathbf{x} \cdot \mathbf{r})$. При учете как диффузионных, так и рекомбинационных процессов уравнения для n и T (уравнения амбиполярной диффузии и теплопроводности) имеют вид [7]

$$-i\Omega n = -\alpha^2 D(\theta)n - Nk_T \alpha^2 D(\theta)(T/T_e) - 2\alpha Nn + \alpha N^2(T/T_e); \quad (2)$$

$$-i\Omega T = -\alpha^2 D_T(\theta)T - \delta\nu_e T + \frac{2}{3N} Q_e. \quad (3)$$

Здесь N и T_e — равновесные значения концентрации плазмы и темпе-

ратуры электронов, $D(\theta)$ — коэффициент амбиполярной диффузии, θ — угол между волновым вектором неоднородности κ и магнитным полем H , k_T — термодиффузионное отношение ($k_T \sim 1$), α — коэффициент рекомбинации; согласно [8]

$$\alpha = C/T_e, \quad (4)$$

$(\alpha N)^{-1}$ — время жизни электрона. Константа реакции диссоциативной рекомбинации C приведена в [8], и для случая ионов NO^+ $C = 1,86 \cdot 10^{-20}$ (температура при этом выражена в эргах). Источник ионизации J не зависит от N и T_e , поэтому он не вошел в уравнение (2), $\chi = ND_T(\theta)$ — коэффициент теплопроводности, $\nu_e = \nu_{ei} + \nu_{en}$, $\delta = (\delta_{en}\nu_{en} + \delta_{ei}\nu_{ei})/\nu_e$. Самосогласованный источник нагрева Q_a связан с совместным нагревом плазмы электромагнитной волной с $E = E_0 \exp(-i\omega_0 t + ik_0 r)$ и плазменными волнами с частотами $\omega^\pm = \omega_0 \pm \Omega$ и волновыми векторами $k^\pm = k_0 \pm \kappa$. Согласно [1, 5]

$$Q_a = \mu\beta \frac{\omega_0 E_0^2}{8\pi} \frac{n}{N}, \quad (5)$$

где β — коэффициент порядка единицы (считается, что $\omega_0 \gg \omega_H$, ω_H — гирочастота электронов), $\mu = \text{sign} \frac{\Delta\omega}{\omega}$, $\Delta\omega = \omega_0 - \omega_p$, ω_p — частота плазменных волн в линейном приближении (более подробно см. [1]). В дальнейшем мы ограничимся анализом случая $\kappa \perp H$. Неоднородности концентрации при этом сильно вытянуты вдоль магнитного поля, и порог ТПН минимален [1-5]. Исключив теперь из (2) и (3) n и T и подставив соответствующие $\theta = \pi/2$ значения D и D_T [7], получим дисперсионное уравнение ТПН с учетом как диффузионных, так и рекомбинационных процессов (сравни [2]):

$$\begin{aligned} (-i\Omega + 2\kappa^2 \rho_e^2 \nu_e + 2\alpha N)(-i\Omega + \delta \nu_e + \kappa^2 \rho_e^2 \nu_e) = \\ = (\alpha N - 2k_T \kappa^2 \rho_e^2 \nu_e) \frac{\mu\beta\omega_0 E_0^2}{12\pi N T} \end{aligned} \quad (6)$$

(ρ_e — гирорадиус электронов).

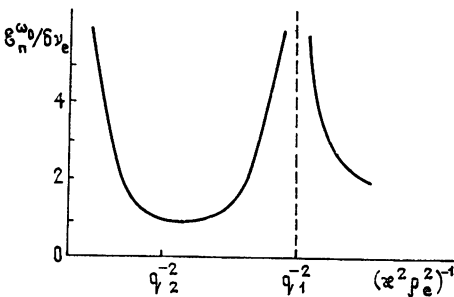


Рис. 1.

Зависимость порога аperiодической ($\text{Re } \Omega = 0$) тепловой параметрической неустойчивости от величины $\kappa^2 \rho_e^2$ качественно изображена на рис. 1. При $\kappa^2 \rho_e^2 > \frac{\alpha N}{2k_T \nu_e} = q_1^2$ неустойчивость, как

и в исследованном ранее случае [1, 2], носит термодиффузионный характер, т. е. в уравнении (2) основную роль играют термодиффузионные члены. Для такой не-

устойчивости $\mu = -1$ и частота плазменных волн выше частоты волн накачки. Минимальный порог ТПН имеет место при $\kappa^2 \rho_e^2 = q_2^2 = \sqrt{\delta\alpha N(1 + 2k_T)^*}$ и, как и в [2], равен

* При вычислении q_2 считалось, что $\alpha N \ll \delta \nu_e$. Это неравенство выполнено в условиях ионосферы.

$$\mathcal{E}_{n1} = \left(\frac{\beta E_0^2}{12\pi NT} \right)_{n1} = \frac{\delta v_e}{k_T \omega_0}. \quad (7)$$

При $x^2 \rho_e^2 = q_1^2$ вклады термодиффузии и рекомбинации в правую часть (5) полностью компенсируют друг друга и неустойчивость не возбуждается. При $x^2 \rho_e^2 < q_1^2$ неустойчивость связана с зависимостью коэффициента рекомбинации от температуры (4) и возникает при $\mu = +1$. Минимальный порог достигается теперь при $x^2 \rho_e^2 \rightarrow 0$ и равен

$$\mathcal{E}_{n2} = 2\mathcal{E}_{n1}. \quad (8)$$

Инкремент такой рекомбинационной ТПН при $x^2 \rho_e^2 \ll q_1^2$ для малых превышений над порогом равен

$$\gamma = \frac{\alpha N}{\delta v_e} \frac{\beta \omega_0 E_0^2}{12\pi NT}$$

и мал по сравнению с инкрементом в области масштабов $x^2 \rho_e^2 \sim q_2^2$ при $\alpha N \ll \delta v_e$.

Отметим, однако, что вследствие особенностей дисперсионных свойств плазменных волн должно выполняться неравенство

$$x^2 \gtrsim \omega_0^2/c^2. \quad (9)$$

Условие (8) является довольно жестким в области масштабов $x^2 \rho_e^2 < q_1^2$. Так, в ионосфере при $\omega_0/2\pi \sim 3$ МГц на высотах порядка 100 км $q_1^2 \sim \omega_0^2/c^2$ и неоднородности с масштабами $x^2 \rho_e^2 < q_1^2$ возбуждаться не будут. Однако на высотах порядка 150 км (для типичной ионосферы) возможно выполнение неравенства $q_1^2 \ll \omega_0^2/c^2$, и, таким образом, становится возможным возбуждение рекомбинационной тепловой параметрической неустойчивости. В F-слое ионосферы время жизни электронов не зависит от N и T_e , и влияние рекомбинационных процессов на ТПН несущественно.

2. Перейдем к рассмотрению влияния неизотермичности в сильноионизованной плазме на ТПН. Уравнения амбиполярной диффузии к теплопроводности запишем теперь следующим образом*:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \nabla \hat{D} \nabla n + k_T \frac{N}{T_e} \nabla D \nabla T; \quad (2')$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \hat{D}_T \nabla T - \delta v_e T - \frac{\partial(\delta v_e)}{\partial T_e} (T_e - T_i) T - \frac{\partial(\delta v_e)}{\partial N} n (T_e - T_i) - \quad (3')$$

$$- \frac{2}{3} \frac{Q_0}{N} \frac{n}{N} + \frac{2}{3} \frac{Q_a}{N}, \quad \delta v_e \approx \delta_{ei} v_{ei}.$$

Здесь \hat{D} , $\hat{\chi} = N \hat{D}_T$ — тензоры амбиполярной диффузии и теплопроводности, $k_T = T_e / (T_e + T_i)$ в сильноионизованной плазме, Q_0 — естественный источник нагрева, связанный в ионосфере с фотоэлектронами. Q_0 не зависит от N и T_e , а величина Q_0 может быть определена из уравнения теплопроводности в невозмущенном состоянии: $Q_a = 0$, $dT_e/dt = 0$, $Q_0 = \frac{3}{2} \delta v_e (T_e - T_i) N$. Частота столкновений $v_e \approx v_{ei}$, согласно [10]

* О рамках применимости уравнений (2') и (3') см., например, [9].

$$v_{ei} = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{2\pi}{m}} \frac{e^4 N L}{T_e^{3/2}}, \quad (10)$$

где e , m — заряд и масса электрона, L — кулоновский логарифм. Полагая далее n , $T \sim \exp(-i\Omega t + t\kappa r)$ и подставляя значения тензоров \hat{D} и \hat{D}_T (источник Q_a задается выражением (5) при $\mu = -1$), мы найдем, что порог ТПН в однородной плазме при $\text{Re } \Omega = 0$ равен

$$\mathcal{E}_n = \frac{\beta E_0^2}{12\pi N T_i} = \frac{v_{ei}}{\omega_0} [(x_{\parallel}^2 l_e^2 + x_{\perp}^2 \rho_e^2)(\tau + 1) + \delta(1,5\tau^{-1} + 3 - 2,5\tau)]. \quad (11)$$

Здесь l_e — длина свободного пробега электронов, x_{\parallel} и x_{\perp} — компоненты волнового вектора неоднородности, параллельная и перпендикулярная магнитному полю H , $\tau = T_e/T_i$. Видно, что при $x_{\perp}^2 \rho_e^2$, $x_{\parallel}^2 l_e^2 \ll \delta$ порог ТПН падает с увеличением τ , а при $\tau > \tau_n = \frac{3 + \sqrt{24}}{5} \approx 1,58$ для $x_{\perp}^2 \rho_e^2$, $x_{\parallel}^2 l_e^2 \ll \delta$ неустойчивость становится беспороговой.

ТПН в неоднородной плазме, когда направление градиента концентрации ∇N близко к направлению магнитного поля, а источник Q_a локализован в пространстве на масштабах, существенно меньших, чем характерные масштабы диффузии и теплопроводности, была рассмотрена в [4]. Проведя на основе уравнений (1) расчеты, аналогичные [4], мы приходим к дисперсионному уравнению ТПН, по виду совпадающему с полученным в [4]:

$$\frac{(\rho_N + \rho_T)\rho_N \rho_T}{\rho_N \rho_T + \lambda_{N_0}^2} = A, \quad (12)$$

где

$$A = k_T \beta \frac{L}{l_e^2} \frac{E_0^2}{6N T_e}; \quad (13)$$

$$\rho_{N, T}^2 = \frac{\lambda_N^2 + \lambda_T^2}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{(\lambda_N^2 - \lambda_T^2)^2 - 4(\lambda_N^2 - \lambda_{N_0}^2) \frac{2\delta\tau - 1}{l_e^2 \tau + 1}}; \quad (14)$$

$$\lambda_N^2 = \frac{-i\Omega + 2x_{\perp}^2 \rho_e^2 v_e}{2l_i^2 \nu_i}, \quad (15)$$

$$\lambda_T^2 = \frac{-i\Omega + x_{\perp}^2 \rho_e^2 v_e + \delta v_e (1,5 + 3\tau - 2,5\tau^2)(\tau + 1)^{-1} \tau^{-1}}{l_e^2 \nu_e},$$

$L = |\nabla N/N|^{-1}$ — характерный масштаб изменения концентрации плазмы, $\lambda_{N_0} = \lambda_N(\Omega = 0)$, l_i, ν_i — длина свободного пробега и частота столкновений ионов. В изотермической плазме при $\tau = 1$ $\rho_{N, T} = \lambda_{N, T}$ и дисперсионное уравнение (12) полностью совпадает с полученным в [4]. На пороге неустойчивости ($\Omega = 0$)

$$\mathcal{E}_n = \frac{\beta E_0^2}{12\pi N T_i} = \frac{l_e}{2\pi L} (\tau + 1) \left(x_{\perp}^2 \rho_e^2 + \delta \frac{1,5 + 3\tau - 2,5\tau^2}{\tau(\tau + 1)} \right)^{1/2}, \quad (16)$$

и при $x_{\perp}^2 \rho_e^2 < \delta$ порог падает с ростом τ , медленнее, однако, чем в однородной плазме. Зависимость порога ТПН от τ в относительных еди-

ницах как в однородной (кривая 1), так и в неоднородной плазме (кривая 2) изображена на рис. 2 для случая $\alpha_{\perp}^2 \rho_e^2, \alpha_{\parallel}^2 l_e^3 \ll \delta$.

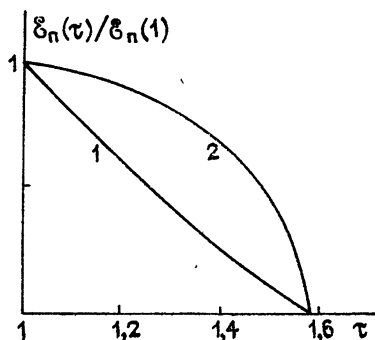


Рис. 2.

Отметим, что частота столкновений электронов с нейтрами $\nu_{en} \sim T^p, p > 0$ ($p = 1/2$ в F -слое ионосферы [7]) и $\frac{\partial \nu_{en}}{\partial T_e} > 0, \frac{\partial \nu_{en}}{\partial N} = 0$. Это приводит к некоторому увеличению порога ТПН при $\delta_{en} \nu_{en} > \delta_{ei} \nu_{ei}$ с ростом τ .

Авторы благодарят Н. А. Митякова и В. Ю. Трахтенгерца за обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. М. Грач, В. Ю. Трахтенгерц, Изв. вузов — Радиофизика, 18, № 9, 1288 (1975).
2. С. М. Грач, А. Н. Караштин, Н. А. Митяков, В. О. Рапопорт, В. Ю. Трахтенгерц, Изв. вузов — Радиофизика, 20, № 12, 1827 (1977).
3. Я. С. Димант, Изв. вузов — Радиофизика, 20, № 12, 1834 (1977).
4. С. М. Грач, А. Н. Караштин, Н. А. Митяков, В. О. Рапопорт, В. Ю. Трахтенгерц, Физика плазмы, 6, № 6, 1321 (1978).
5. С. М. Грач, Изв. вузов — Радиофизика, 22, № 5, 521 (1979).
6. С. В. Поляков, В. Г. Яхно, Физика плазмы (в печати).
7. А. В. Гуревич, А. Б. Шварцбург, Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере, изд. Наука, М., 1973.
8. А. Д. Данилов, М. Н. Власов, Фотохимия ионизованных и возбужденных частиц в нижней ионосфере, Гидрометеоиздат, Л., 1973.
9. Н. Д. Борисов, В. В. Васильков, А. В. Гуревич, Геомагнетизм и аэронавтика, 16, 783 (1976).
10. В. Л. Гинзбург, А. А. Рухадзе, Волны в магнитоактивной плазме, изд. Наука, М., 1970.

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила в редакцию
22 мая 1978 г.

THE EFFECT OF RECOMBINATION PROCESSES AND NONISOTHERMALITY
OF THE IONOSPHERIC PLASMA ON THE THERMAL PARAMETRIC
INSTABILITY

S. M. Grach, S. V. Polyakov, V. O. Rapoport

It is shown that in E -layer of the ionosphere together with the thermodiffuse mechanism of the thermal parametric instability (TPI) a recombination mechanism is possible with large values of the instability threshold and smaller increments. The plasma nonisothermality of F -layer of the ionosphere leads to the decrease of TPI threshold.