

Оканчиваются графики на частоте $\omega = \sqrt{\omega_{He}^2 - \nu^2}$, выше которой самофокусировка исчезает [3].

Практически, полагая скорость горизонтальных ветров в ионосфере равной 50 м/с и диаметр «засветки» равным 40—50 км на высотах ниже 100 км, легко видеть, что неоднородности с поперечным масштабом $l_{\perp} \sim 10^3$ м пересекают область диаграммы направленности за время $t \sim 10^3$ с, превышающее время установления концентрации $t_N \sim 200 - 500$ с на этих высотах [7], поэтому в первом приближении снос неоднородностей ветром можно не учитывать.

Таким образом, расчеты показали, что в ночных условиях на высотах D -области ионосферы возможно создание неоднородностей самофокусировочного типа при работе передатчика в диапазоне частот $\sim 0,6 \div 1,2$ МГц и эффективной мощности излучения $\sim 10^5 \div 10^6$ Вт.

В заключение автор выражает благодарность Митякову Н. А. за обсуждение и полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Васьков В. В., Гуревич А. В. — Сб. Тепловые нелинейные явления в плазме. — Горький: ИПФ АН СССР, 1979, с. 81.
2. Литвак А. Г., Шахова Н. А. — Физика плазмы, 1979, 5, вып. 3, с. 474.
3. Сигал Г. Б. — Изв. вузов — Радиофизика, 1982, 25, № 3, с. 269.
4. Литвак А. Г. — ЖЭТФ, 1969, 57, № 2, с. 629.
5. Беспалов В. И., Таланов В. И. — Письма в ЖЭТФ, 1966, 3, № 12, с. 471.
6. Гуревич А. В., Шварцбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере — М.: Наука, 1973.
7. Иванов-Холодный Г. С., Никольский Г. М. Солнце и ионосфера. — М.: Наука, 1969.

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила в редакцию
28 октября 1982 г.

УДК 537.876.23 : 533.9

О ТЕПЛОМ МЕХАНИЗМЕ ОБРАЗОВАНИЯ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ПЛАЗМЫ НА ВЫСОТАХ СЛОЯ E

Л. М. Ерухимов, Л. М. Каган, О. Н. Савина

В настоящей работе рассматривается тепловой механизм образования мелко-масштабных (по сравнению с толщиной слоя E_s) неоднородностей плазмы. При этом в отличие от [1], где для объяснения неоднородной структуры слоя E_s в области полярных сияний рассматривался нагрев электронов под действием проникающих из магнитосферы электрических полей, источник нагрева плазмы (ионов) связан с горизонтальными перемещениями (ветрами) нейтрального газа.

Физически процесс возникновения неустойчивости можно представить следующим образом. В геомагнитном поле H , из-за движения нейтралов, возникнет относительное движение электронов и ионов поперек H . Благодаря разделению зарядов появится поляризационное поле, пропорциональное $\sim (v_{e0\perp} - v_{i\perp}) n'$ и перпендикулярное H , такое, что в местах, обедненных плазмой, скорость зарядов будет увеличиваться, приводя соответственно к большему нагреву плазмы, а следовательно, и к еще большему выталкиванию ее за счет термодиффузионной силы.

Поскольку поляризационное электрическое поле создается поперек геомагнитного, то и нагрев ионосферной плазмы будет осуществляться токами, направленными поперек магнитного поля. Можно показать, что электроны в этом случае греются слабее ионов, и пренебречь электронным нагревом*, ограничивая их роль созданием поляризационного поля. Кроме того, для неоднородностей с масштабами, много меньшими толщины слоя E_s , можно пренебречь распределением скорости нейтралов по высоте и считать ее постоянной.

В качестве исходных используются уравнения:

$$\partial n' / \partial t + \operatorname{div} n' v_{ei} = 0; \quad (1)$$

* Действительно, как видно из (3), в стационарном состоянии для $v_{in}^2 \gg \Omega_H^2$
 $T_{el} / T_i \sim v_{en}^2 / \omega_H^2 \ll 1$.

$$-(N_0 T_0)^{-1} \nabla p_{e,i} \pm \nabla \varphi' \simeq m_{e,i} v_{e,i} T_0^{-1} (\mathbf{v}_{e,i} - \mathbf{v}_n) \pm m_{e,i} \omega_{He,i} T_0^{-1} [\mathbf{v}_{e,i} \mathbf{h}]; \quad (2)$$

$$\frac{\partial \theta_i}{\partial t} + \mathbf{v}_i \nabla \theta_i + \frac{2}{3} \operatorname{div} \mathbf{v}_i - \hat{D}_i \Delta \theta_i = \frac{2}{3} \frac{M v_{in}}{T_0} ((\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_n) \mathbf{v}_i) - \frac{2}{3} v_{in} \left(\theta_i - \frac{T_n}{T_0} \right). \quad (3)$$

Здесь введены безразмерные переменные $\varphi' = e\varphi/T_0$ — потенциал поляризованного электрического поля, $n' = N'/N_0$ — концентрация заряженных частиц (считается выполненным условие квазинейтральности), $\theta_i = T_i/T_0$ — температура ионов, $\mathbf{v}_{e,i}$ — скорости электронов и ионов соответственно, $\mathbf{v}_n = \mathbf{v}_{0n}$ — скорость нейтралов, $\nu_{e,i}$ — частоты столкновений электронов и ионов с нейтралами, ω_n, Ω_n — гирочастоты электронов и ионов, $p_{e,i} = NT_{e,i}$ — давление электронов и ионов.

Линеаризуя систему (1)–(3) ($n', \varphi', \theta_i \ll 1$) и переходя в \mathbf{k} -представление, находим из уравнений движения и непрерывности для электронов и ионов выраженные для потенциала поляризованного поля φ' :

$$\varphi' = \{i v_{0n} \sin \alpha \sin \psi [\cos \beta - (\Omega_n / v_{in}) \sin \beta] \mathbf{k}^{-1} [(D_{e\parallel} + D_{i\parallel}) \times \times \cos^2 \psi + (D_{e\perp} + D_{i\perp}) \sin^2 \psi]^{-1} + 1 - 2s\} n' - s \theta_i, \quad (4)$$

где

$$s = \left\{ 1 - \frac{D_{e\parallel} \cos^2 \psi + D_{e\perp} \sin^2 \psi}{D_{i\parallel} \cos^2 \psi + D_{i\perp} \sin^2 \psi} \right\}^{-1}.$$

При записи (4) использована декартова система координат (x, y, z) , введенная так, что геомагнитное поле направлено по оси z , скорость нейтрального ветра \mathbf{v}_0 лежит в плоскости xz , причем $v_z = v_0 \cos \alpha$, $k_z = k \sin \psi$, $k_x = k \sin \psi \cos \beta$, $k_y = k \sin \psi \sin \beta$. Из выражения (4) непосредственно следует, что поляризованное поле $E_{\parallel} = -\nabla \varphi' \propto \mathbf{v}_0 n'$ отсутствует, когда \mathbf{v}_0 направлена по \mathbf{H} ($\alpha=0$) и когда неоднородности вытянуты поперек магнитного поля ($\psi=0$) и поперек скорости ионов ($\operatorname{tg} \beta = v_{in}/\Omega_n$), что вполне соответствует предложенному механизму рассматриваемой неустойчивости.

Вычисляя с помощью (2), (4) скорости ионов и подставляя их в (1) и (3), получаем следующую систему уравнений для n' и θ_i :

$$\begin{aligned} & \{i\omega + i v_{0n} \mathbf{k} (sB - A) + 2(1-s) \hat{D}_i k^2\} n' + (1-s) \hat{D}_i k^2 \theta_i = 0, \\ & \left\{ \frac{4}{3} (1-s) \hat{D}_i k^2 + \frac{2}{3} \frac{v_0^2 AB}{\hat{D}_e + \hat{D}_i} + \frac{2}{3} i v_{0n} \mathbf{k} [sB - 2(1-s)A] \right\} n' + \\ & + \left\{ i\omega + \frac{5-2s}{3} \hat{D}_i k^2 + \frac{2}{3} v_{in} - i v_0 \mathbf{k} A \left(\frac{5-2s}{3} \right) \right\} \theta_i = 0, \end{aligned} \quad (5)$$

где $A = \cos \alpha \cos \psi + B$, $B = \sin \alpha \sin \psi (\cos \beta - \Omega_n v_{in}^{-1} \sin \beta)$. Из (5) следует дисперсионное уравнение для $\omega = \omega_1 + i\gamma$:

$$\begin{aligned} & (i\omega)^2 + i\omega \left\{ \frac{11-8s}{3} \hat{D}_i k^2 + \frac{2}{3} v_{in} + i v_{0n} \mathbf{k} \left[sB - \frac{8-2s}{3} A \right] \right\} + \\ & + v_0^2 k^2 A \left[sB - \frac{5-2s}{3} A \right] + 2(1-s) \left(\hat{D}_i k^2 + \frac{2}{3} v_{in} \right) \hat{D}_i k^2 + \\ & + i v_0 \mathbf{k} \left\{ \left(sB - \frac{11-8s}{3} A \right) \hat{D}_i k^2 + \frac{2}{3} (sB - A) v_{in} \right\} = 0, \end{aligned} \quad (6)$$

из которого можно получить выражение для инкремента неустойчивости:

$$\gamma = - \left(\frac{11-8s}{6} \hat{D}_i k^2 + \frac{1}{3} v_{in} \right) + \sqrt{\frac{\hat{a} + \sqrt{\hat{a}^2 + \hat{b}^2}}{2}},$$

где

$$\begin{aligned} a &= \left(\frac{11-8s}{6} \hat{D}_i k^2 + \frac{1}{3} v_{in} \right)^2 - \frac{v_0^2 k^2}{4} \left[sB - \frac{8-2s}{3} A \right]^2 - \\ &- v_{0n}^2 k^2 A \left[sB - \frac{5-2s}{3} A \right] - 2(1-s) \left(\hat{D}_i k^2 + \frac{2}{3} v_{in} \right) \hat{D}_i k^2, \end{aligned} \quad (7)$$

$$b = v_{0n} k \left\{ \left[sB - \frac{8-2s}{3} A \right] \left(\frac{11-8s}{6} \hat{D}_i k^2 + \frac{1}{3} v_{in} \right) - \left(sB - \frac{11-8s}{3} A \right) \hat{D}_i k^2 - \frac{2}{3} (sB - A) v_{in} \right\}.$$

Из (7) видно, что в отсутствие нейтрального ветра ($v_0 = 0$)

$$\gamma = - \left(\frac{11-8s}{3} \hat{D}_i k^2 + \frac{1}{3} v_{in} \right) + \left\{ \left(\frac{11-8s}{6} \hat{D}_i k^2 + \frac{1}{3} v_{in} \right)^2 - 2(1-s) \times \right. \\ \left. \times \left(\hat{D}_i k^2 + \frac{2}{3} v_{in} \right) \hat{D}_i k^2 \right\}^{1/2} < 0,$$

т. е. неустойчивость исчезает и γ описывает процесс релаксации неоднородностей за счет диффузии и отдачи тепла от ионов к нейтральному газу.

Оценим пороги возникновения неустойчивости в случае, когда вызывающее нагрев поляризационное поле максимально ($\alpha = \pi/2$, $\psi = \pi/2$, $\text{tg } \beta = -\Omega_n/v_{in}$ или $k \uparrow v_{i\perp}$). В этом случае $A = B = 1$, и для неоднородностей с масштабами $l \geq 3$ м (отдача тепла за счет столкновений превышает диффузию) получаем следующие значения для пороговых скоростей нейтрального ветра:

- 1) $v_{in}^2 \gg \Omega_H^2$ (ниже 100 км), $v_{0n} \geq 0,4$ $v_{i\tau} \approx 120$ м/с,
- 2) $v_{in} \approx \Omega_H$ (100–120 км), $v_{0n} \geq 80$ м/с.

Оценка инкремента, проведенная по формуле (7), дает значения $\gamma \approx 0,13$ на высоте 110 км ($v_{in} = 1,85 \cdot 10^3$, $v_{en} = 5 \cdot 10^3$ [2]) при скорости ветра 150 м/с

В рассмотренном случае ($\alpha = \pi/2$) геомагнитное поле перпендикулярно скорости нейтрального ветра. Такие ветры соответствуют зональным перемещениям нейтрального газа на экваторе или горизонтальным нейтральным ветрам в полярных областях.

На средних широтах пороговые значения скоростей для тех же масштабов неоднородностей увеличиваются до $v_{0n} \geq 140$ м/с для $v_{in}^2 \gg \Omega_H^2$ и $v_{0n} \geq 93$ м/с на высотах, где $v_{in} \approx \Omega_H$.

Полученная неустойчивость соответствует вытянутым вдоль H неоднородностям и может, как нам кажется, объяснить появление магнитно-ориентированных неоднородностей (МОН), ответственных за H_E рассеяние, которое наблюдалось в вечернее и ночное время в слое E при больших скоростях нейтрального ветра [3]*.

Отметим, однако, что рассматриваемый механизм неустойчивости работает и в случае $k \perp v_{0n}$. Поэтому в области сильного E_s указанный механизм может, по-видимому, привести к образованию вытянутых вдоль слоя мелкомасштабных неоднородностей с $l \geq 3$ м.

В заключение заметим, что критерием проверки предложенного механизма является наличие флуктуаций ионной температуры ($\theta_i \gg T_e'/T_0$), которые должны составлять около половины величины n_i' .

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Фельдштейн А. Я.—Геомагнетизм и аэрономия, 1980, 20, с. 333.
- 2 Фаткуллин М. Н., Зеленова Т. И., Козлов В. К. и др. Эмпирические модели среднеширотной ионосферы—М.: Наука, 1981.
- 3 Филипп Н. Д. Сб. тезисов XII Всесоюзной конференции по распространению радиоволн—М.: Наука, 1978, с. 171

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила в редакцию
28 октября 1982 г.

УДК 538.56 : 519.25

К ВЫЧИСЛЕНИЮ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ФАЗОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК КОЛЕБАНИЙ НЕЛИНЕЙНОЙ СТОХАСТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

С. Ю. Медведев

1. Изучение статистических характеристик фазы колебания нелинейной параметрической системы представляет интерес для широкого круга радиофизических проблем. В настоящей работе с помощью усреднения по быстрому времени получены выраже-

* Эксперименты Филиппа Н. Д. для МОН проводились на частотах 44 и 74 МГц, что соответствует неоднородностям с масштабами ~6,8 м и 4,2 м.