

Министерство высшего и среднего специального образования  
Р С Ф С Р

Горьковский ордена Трудового Красного Знамени  
научно-исследовательский радиофизический институт (НИРФИ)

---

П р е п р и н т № 310

ТЕПЛОВАЯ И ТЕРМОМАГНИТНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТИ  
НЕЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЫ  
В СЛАБОНЕОДНОРОДНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Л.М.Ерухимов  
Л.М.Каган

Е р у х и м о в Л. М., К а г а н Л. М.

ТЕПЛОВАЯ И ТЕРМОМАГНИТНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТИ НЕЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЫ В СЛАБНЕОДНОРОДНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ. //Препринт № 310. - Горький: НИРФИ. - 1990. - 18 с.

УДК 551.510.535

Неэлектростатический подход к проблеме возникновения неоднородной структуры ионосферной плазмы при наличии естественных электрических полей позволяет предложить принципиально новый механизм низкочастотной гидродинамической неустойчивости. Последний реализуется из-за двух основных моментов. Первый - возможность джоулева нагрева электронов в направлении геомагнитного поля; второй - генерация возмущенного магнитного поля в присутствии неоднородного внешнего электрического поля.

Критерий указанной неустойчивости (7)-(9) показывает возможность ее реализации в F - слое ионосферы (оценки сделаны для высоты 250 км), где наблюдаемые величины  $\eta = E_{0\parallel} / E_{0\perp} \approx 10^{-4} \div 10^{-5}$ ,  $v_d \approx 200 \div 600$  м/с, а характерный масштаб изменения внешнего электрического поля  $L_0 \sim 1 \div 10$  км. Возбуждаемые неоднородности ориентированы по направлению дрейфа плазмы и не являются сильно вытянутыми вдоль геомагнитного поля ( $v_e v_{in} / \omega_n \Omega_n < K_{\parallel} / K < v_{in} / \Omega_n$ ). Неоднородная структура возникает только в том случае, когда поток электронов вдоль линий геомагнитного поля того же знака, что и изменение внешнего электрического поля  $E_{0x}$  в направлении дрейфа плазмы.

Среди достаточно большого класса неустойчивостей, с помощью которых пытаются объяснить природу неоднородностей верхней ионосферы, в последнее время все большее внимание на себя обращают неустойчивости нагревного типа (см., например, /1-4/). При этом обычно предполагается, что нагрев преимущественно вызывается поперечным по отношению к геомагнитным силовым линиям внешним электрическим полем  $E_{\perp}$ , и осуществляется за счет силы трения о нейтральный газ плазмы, движущейся со скоростью электродинамического дрейфа  $\vec{v}_d = c[\vec{E} \times \vec{H}] / H_0^2$  /7/, и заряженных компонентов друг о друга /2/. ( $H_0$  - напряженность геомагнитного поля,  $c$  - скорость света). При значительности неупругих соударений с молекулами во внешнем поперечном электрическом поле температура ионов повышается более существенно, чем  $T_e$ , и перераспределение в плазме происходит обычно вследствие термодиффузии нагретых ионов. Вместе с тем, продольная проводимость электронов в сильнозамagnetизированной плазме верхней ионосферы на много порядков больше поперечной ионной (и, тем более, поперечной электронной проводимости). Становится очевидным, что достаточно весьма слабого внешнего продольного электрического поля, чтобы вызвать значительный нагрев электронов и соответствующую термодиффузию плазмы. (Нагрев электронов во внешнем поле  $E_{\parallel}$  рассмотрен в /2/.)

К сожалению внешние поля и токи естественного происхождения (если исключить возмущенные условия авроральной ионосферы) достаточно малы и не превышают  $10^{-10} + 10^{-11}$  единиц СГСЭ. Однако нетрудно понять, что если происходит флуктуационное отклонение магнитной силовой линии, т.е. учитываются возмущения магнитного поля  $\tilde{H}$ , то может появиться проекция поля  $\tilde{E}_\perp$  на возмущенную силовую линию геомагнитного поля, и появившееся в результате поле  $\tilde{E}_\parallel$  может вызвать значительный нагрев электронов.

Очевидно, что фактически указанный эффект сводится математически к учету электромагнитных поправок в задаче о нагревной неустойчивости во внешнем электрическом поле /2, 6/ и последующие вычисления будут основаны на анализе /6/.

Прежде, чем перейти к строгим выкладкам, основанным на совместном решении уравнений Максвелла (в пренебрежении током смещения -  $\partial \tilde{E} / \partial t$ ), уравнений непрерывности, движения и теплопроводности для заряженных компонент плазмы, обрисует возникающую при этом физическую ситуацию, точнее их многообразие\*).

В простейшем виде решение уравнения температуропроводности и электронов

$$\partial T_e / \partial t = Q_{\parallel} - \delta \gamma_e (T_e - T_a) + \hat{\chi} \Delta T_e$$

для Фурье-компоненты возмущения в линейном приближении имеет вид

$$T_{e,z} = \frac{\tilde{Q}}{\delta_2 \gamma_e} (1 - e^{-\delta_2 \gamma_e t}) \quad (I)$$

\*) Авторы ограничиваются рассмотрением класса низкочастотных решений с  $\omega \lesssim \gamma_{in}$ . Для получения низкочастотных решений с частотой порядка ионного звука необходимо  $\gamma_{in}$  заменить на  $\gamma_{in,30} = \gamma_{in} + i\omega$ .

где  $\delta_3 = \delta + \alpha_n^2 l_{en}^2 + \alpha_1^2 \rho_e^2$  ( $l_{en}$ ,  $\rho_e$  - соответственно длина свободного пробега и гирорадиус электрона,  $\delta$  - доля энергии передаваемая электроном при соударении с другими частицами), для омического нагрева  $\tilde{Q}_e = e \tilde{E} \tilde{v}_e$ , где  $\tilde{E}$  - флуктуирующая компонента электрического поля. Фактически в (1) входит выделение энергии электронов за счет их трения о нейтралы и ионы, а также омический нагрев, т.е.  $e^2 E_{om} \tilde{E}_n / m v_e = m v_e v_{en} \tilde{v}_{en}$ . Вместе с тем из уравнения движения для электронов при  $\omega_n \gg v_e$  ( $\omega_n$  - гирочастота электронов,  $v_e = v_{ei} + v_{en}$ ,  $v_{ei}$  - частота кулоновских столкновений,  $v_{en}$  - электрон-нейтральных) следует, что

$$\tilde{v}_{en} = - \frac{e E_{om}}{m v_e} \tilde{n} - \frac{e E_{om}}{m v_e} \tilde{n}_x - 2 \frac{e E_{om}}{m v_e} \tilde{n}_y \quad (2)$$

где  $m, e$  - масса и заряд электрона соответственно (знак заряда учтен в уравнениях), и для определенности считается, что внешнее поле  $\tilde{E}_{om}$  направлено по оси  $\vec{x}$ . (Из (1) и (2) видно, что при наличии возмущения магнитного поля  $\tilde{H}_x$  должно появиться продольное движение электронов со скоростью  $\tilde{v}_{en}$  под действием поля  $\tilde{E}_{om} \ll \ll E_{om} \tilde{n}_x$ ,  $\tilde{n}_x = \frac{A_x}{H_0}$ , которое при наличии продольных потоков электронов со скоростью  $v_{e0||}$ , в частности, под действием поля  $\tilde{E}_{om} \ll \ll E_{om} \tilde{n}_x$  вызовет повышение  $T_e$ .

Вводя параметр  $\gamma = E_{om} / E_{om}$ , выражение (1) с учетом (2) можно представить в виде

$$\tilde{T}_{e2} = - \frac{\omega_n^2 m v_d^2}{k^2 \delta_3} \tilde{n}_{2x} \gamma (1 - e^{-\delta_3 v_d t}). \quad (3)$$

Из (3) следует, что при  $v_d \approx 10^4$  см/с,  $\delta_3 \approx 10^{-3}$ ,  $\omega_n / v_e \approx 10^5$ ,

и  $\eta \approx 10^{-4}$   $\delta T_e = \tilde{T}_e / T_{e0} \sim 10^3 \tilde{h}_x$  и уже при  $\tilde{h}_x \approx 10^{-6} + 10^{-7}$  имеем  $\delta T_e \approx 10^{-3} + 10^{-2}$ . При повышении же  $v_d$  до 0,3 + 1 км/с, что имеет место в экваториальных "пузырях" и в возмущенной авроральной ионосфере, мы видим, что такие величины достигаются уже при  $\tilde{h}_x \approx 10^{-6} + 10^{-7}$  ед. СГСЭ. Таким образом, создается впечатление, что магнитные вариации, возникающие либо за счет внешнего источника, либо в результате неустойчивости могут способствовать заметному изменению температуры среды.

Рассмотрим на простом примере возникновение магнитных вариаций. Из уравнений Максвелла  $\partial \vec{H} / \partial t = -\text{crot} \vec{E}$ ,  $\text{crot} \vec{H} = 4\pi \vec{j}$  и уравнений движения следует, что

$$\partial \vec{H} / \partial t + \text{crot} \vec{E} + \text{crot} \vec{E}_u = 0, \quad (4)$$

где  $\vec{E}$  - флуктуации электрического поля в отсутствие внешних электрических полей,  $\vec{E}_u$  - возмущения  $\vec{E}$  при их наличии.

Используя полученное в /6/ из уравнений движения и уравнения  $\text{crot} \vec{H} = 4\pi \vec{j}$  выражение для  $\vec{E}_u$ , в линейном приближении можно записать:

$$\begin{aligned} \tilde{E}_{u||} &= -E_{0||} \tilde{h} - 2 \frac{\Omega_H \omega_H}{v_{in} v_e} E_{0||} \tilde{h}_{||} - E_{0x} \tilde{h}_x \\ \tilde{E}_{ux} &= -E_{0x} \tilde{h} + \frac{v_{in}^2}{\Omega_H^2} E_{0x} \tilde{h}_{||} - \frac{\Omega_H \omega_H}{v_{in} v_e} E_{0||} \tilde{h}_x - \frac{\omega_H}{v_e} E_{0||} \tilde{h}_y \\ \tilde{E}_{uy} &= - \frac{v_{in}}{\Omega_H} E_{0x} \tilde{h}_x + \frac{\omega_H}{v_e} E_{0||} \tilde{h}_x - \frac{\Omega_H \omega_H}{v_{in} v_e} E_{0||} \tilde{h}_y \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь  $\Omega_H$  и  $v_{in}$  - гирочастота ионов и частота ион-нейтральных

столкновений,  $\tilde{n} = \tilde{N}/N_0$ ,  $\tilde{n}_x = \tilde{N}_x/N_0$ ,  $\tilde{n}_{x,y} = \tilde{N}_{x,y}/N_0$  — относительные возмущения концентрации и магнитного поля  $\ll 1$ . Для удобства выбрана такая система координат, что  $\vec{E}_0$  лежит в плоскости  $xz$ , а ось  $x$  направлена по невозмущенному геомагнитному полю  $\vec{H}_0$ . Рассмотрим в уравнении теплообмена электронов омический нагрев  $Q_e = e \bar{v}_e \vec{E}_x$ . Очевидно, что в линейном приближении при учете неэлектростатичности (см. (5)) появляется возможность нагрева электронов за счет токов в направлении геомагнитного поля (по оси  $x$ ). Этот нагрев при  $v_{in} \ll \Omega_n$ , существенно превышает нагрев токов в направлении поля  $E_{0x}$  (в  $\frac{\omega_n v_{in}}{v_e \Omega_n}$  раз). Отбрасывая малые члены, возмущенное количество тепла для электронов пропорциональное  $\tilde{h}$  можно записать, как

$$\tilde{Q}_{eh} \approx 2 \frac{\omega_n^2 \Omega_n}{v_e^2 v_{in}} v^2 \frac{e^2 E_{0x}^2}{m \omega_n} \tilde{h}_x - 2 \frac{e^2 E_{0x}^2}{m v_e} \tilde{h}_x \quad (6)$$

Выражение (6) соответствует нагреву, связанному с током вдоль  $\vec{H}_0$ . Нагрев электронов продольными токами является определяющим и превышает нагрев поперечными к  $\vec{H}_0$  токами в  $\frac{\omega_n v_{in}}{v_e \Omega_n}$  раз. Источник нагрева  $Q_{eh}$ , возникающий при флуктуациях концентрации, за счет силы трения электронов о ионы и нейтралы превышает омический. Именно  $Q_e \sim \tilde{h}$  и обеспечивало возникновение неустойчивости электростатической плазмы в /2/.

Кроме того, анализ уравнения (4) показывает возможность генерации магнитного поля неоднородным внешним электрическим полем, благодаря члену  $\text{rot } \vec{E}_n$ . Такие слабонеоднородные поля достаточно часто наблюдаются на экспериментах /8/ и могут изменяться,

как изменение холловской проводимости в направлении дрейфа плазмы. Обычно характерные масштабы изменения  $\sigma_A$  составляют порядка 1 - 10 км. Например, в уравнении для продольных флуктуаций магнитного поля  $(\frac{\partial n_n}{\partial t} + \text{rot} \vec{E}_n)_n$  появляется член  $\sim \frac{\partial E_{\text{ок}}}{\partial y} \tilde{n}$ , который обеспечивает возникновение нагревной неустойчивости даже в том случае, когда пороговые значения внешнего электрического поля ниже, чем предполагает механизм, рассмотренный в /2/.

Аналитическое рассмотрение полной системы уравнений магнитной гидродинамики совместно с уравнениями Максвелла /6/ и при наличии неоднородного внешнего электрического поля дает следующий критерий возникновения неустойчивости\*):

$$v_d < 4\pi^2 c^2 L_0 v_{en} / l^2 \omega_0^2 \quad (7)$$

$$p v_d^3 l^2 / L_0 > 2\pi^2 \sin 2\psi D_m D_a \delta_g v_e^2 v_{in}^2 / v_{en} \Omega_n^2 \quad (8)$$

$$v_e v_{in} / \omega_n \Omega_n < \cos \psi < v_{in} / \Omega_n, \quad K_x = K_y \quad (9)$$

Здесь  $L_0$  - характерный масштаб изменения внешнего электрического поля,  $l$  - масштаб неоднородности (из (9) видно, что  $l \approx l_{\perp}$ ),  $\psi = \vec{k} \hat{H}_0$ ,  $D_m$  и  $D_a$  - коэффициенты магнитной и амбиполярной диффузии.

В результате предложенного механизма, как показывает критерий (7) - (9), будут возникать неоднородности, ориентированные по скорости дрейфа плазмы ( $K_x = K_y$ ), слабо вытянутые вдоль геомагнитного поля ( $\frac{v_e v_{in}}{\omega_n \Omega_n} < \cos \psi < \frac{v_{in}}{\Omega_n}$ ). Для наблюдаемых скоростей дрей-

\*)Сносными членами по причине указанной ниже пока пренебрегались.

фа<sup>жж</sup>) плазмы условие (7) всегда выполняется. Из выражений (8) и (9) видно, что для вытянутости неоднородности  $k_n/k_\perp \approx v_e v_{in} / \omega_n \Omega_n$ ,  $v_d \approx 600$  м/с,  $\eta \approx 10^{-5}$ , отношение  $l^2/L_0$  должно быть больше двух, т.е. для характерного масштаба изменения поля  $L_0 \sim 1$  км, размер возникающих неоднородностей должен превышать 3 м.

Неоднородности менее вытянутые ( $k_n/k_\perp \approx v_{in}/\Omega_n$ ) должны быть более крупными. Для тех же значений параметров размеры таких неоднородностей больше 300 м. Кроме того, очевидно, что чем слабее естественные электрические поля, тем крупнее должны быть, наблюдаемые неоднородности.

Численный счет, проведенный в /5/, для нагревной неустойчивости, рассмотренной в /2/, но для неэлектростатической плазмы пока зывает, что учет сносовых может лишь понизить пороговое значение внешнего электрического поля (в /2/ значение  $E_{0пор}$  на высоте 250 км понижалось на порядок).

Времена развития предложенной неустойчивости  $\delta^{-1} \approx v_{en} L_0 / v_e v_d$  и составляют примерно 0,02 с.

И, наконец, отметим, что рассмотренный механизм "работает" только для  $-v_{e0n} \partial E_{0x} / \partial y > 0$  (см. (8),  $v_{e0n} = -\eta v_d \omega_n / v_e$ ); так, например, для области ионосферы, где  $\partial E_{0x} / \partial y$  не меняет знак, "входящие" в ионосферу потоки электронов будут создавать неоднородную структуру плазмы, а "выходящие" нет.

Предложенный "градиентный" механизм неустойчивости неэлектростатической плазмы можно реализовать даже в случае, когда концентрация плазмы не изменяется ( $\tilde{N} = 0$ ), но учитывается зависимость частоты кулоновских столкновений от температуры. Учет этой зависимости в уравнении теплообмена дает дополнительное остывание

жж) На высоте 250 км  $v_d \approx 600$  м/с.

электронов, но этот член меньше термодиффузионного и не сказывается на результате. Зато существенным оказывается, что в этом случае возникает электрическое поле (см./6/)  $\vec{E}_n = -\frac{3V_{ei}}{2\omega_n} \vec{E}_0 \vec{T}_e / T_e$ , которое дает возможность генерации магнитного поля за счет члена  $-\partial E_{ny} / \partial y$  (в предложенном выше механизме магнитное поле генерируется из-за члена  $\partial \vec{E}_{ny} / \partial y$ ). Нагрев электронов в направлении геомагнитного поля остается, как и в рассмотренном выше механизме, определяющим.

Проведя аналитическое рассмотрение, аналогичное уже сделанному, получаем следующие условия возбуждения термомагнитной "градиентной" неустойчивости:

$$v_d < 4x^2 c^2 L_0 v_{en} \omega_n \cos^2 \psi / l^2 \omega_0^2 v_{ei} \quad (7')$$

$$\eta v_d^3 l_1^2 / L_0 > \frac{4}{3} x^2 \sin 2\psi \cos \psi \delta \varepsilon v_e D_m D_{an} \omega_n v_{in} / v_{ei} \Omega_n \quad (8')$$

$$v_e v_{in} / \omega_n \Omega_n < \cos \psi < v_{in} / \Omega_n, \quad k_x = k_y. \quad (9')$$

Условие (9) на вытянутость неоднородности остается неизменным. Ограничение на значение  $v_d l_1^2 / L_0$  сверху (7) изменилось в  $\cos^2 \psi \omega_n / v_{ei}$  раз. Для сильнее вытянутых неоднородностей ( $\cos^2 \psi \approx v_e v_{in} / \omega_n \Omega_n$ ), это означает понижение  $v_d^{\text{пор}}$  на два порядка в ( $v_{in} / \Omega_n$  раз), что для измеряемых скоростей дрейфа конусо-сферной плазмы всегда выполняется с большим запасом; для менее вытянутых неоднородностей (7') тем более удовлетворяется.

Основной критерий возникновения предлагаемой неустойчивости (8) меняет пороговое значение величины  $\eta v_d^3 l_1^2 / L_0$  в  $\cos^2 \psi \times v_{en} \omega_n \Omega_n / v_e v_{ei} v_{in}$  раз. Для сильнее вытянутых неоднородностей ( $\cos^2 \psi \approx v_e v_{in} / \omega_n \Omega_n$ ) возбуждение неустойчивости облегчается

в  $v_{ei}/v_{ei} \sim 10^{+2}$  раз; для наименее вытянутых неоднородностей ( $\cos \psi \approx v_{in}/\Omega_{in}$ ) предельное значение  $\eta v_d^3 l_{\perp}^2/L_0$  в  $v_{ex}\omega_m/\kappa_e v_{ei}$  раз увеличивается. Неоднородности, возникающие за счет термомангнитной неустойчивости ( $\tilde{n} = 0$ ) при наличии  $\partial E_{ox}/\partial y$ , аналогичны возникающим при "градиентно"-тепловой неустойчивости, но условия возникновения сильнее вытянутых вдоль  $\vec{H}_0$  неоднородностей ( $\kappa_{\parallel}/\kappa_{\perp} \approx v_{in} v_e/\Omega_e \omega$ ) упрощаются. В обоих предлагаемых механизмах возникновения неоднородностей необходимым остается условие, что произведение электронного тока  $j_{en} = -en v_{ex} = e^2 E_{ox} N/m_e \kappa_e$  на "градиент" внешнего электрического поля  $\partial E_{ox}/\partial y$  должно быть больше нуля (см. (8) и (8')).

В заключение укажем еще одну возможность образования слабо-неоднородного внешнего электрического поля, которая легко может реализоваться как в полярных областях ионосферы, так и на средних широтах и экваторе. Для высот F-слоя ионосферы и выше поперечная проводимость ионов  $\sigma_{\perp} = e^2 v_{in} N / (M \Omega_{in}^2 \kappa)$ , где  $\kappa$  - нейтральная частота столкновений  $v_{in} \approx 1,8(T_i + T_n)^{1/2} N_m^{1/2}$ . Из анализа нулевого приближения уравнения  $\text{div } \vec{j} = 0$  следует, что  $\frac{\partial n}{\partial x} + \frac{\partial n_m}{\partial x} = -\frac{\partial E_{ox}}{\partial x}$ , где  $n_m = \frac{N_m}{\langle N_m \rangle}$ ,  $n = \frac{N}{\langle N \rangle}$ ,  $E_{ox} = \frac{E_{ox}}{\langle E_{ox} \rangle}$ . Предполагая наличие неоднородной концентрации нейтралов (результат будет аналогичным для регулярного градиента  $N$ ) и полагая, что на бесконечности  $n_m|_{\infty} = E_{ox}|_{\infty} = 0$ , получаем, что  $E_{ox} = -n_m$ . Очевидно, что наличие регулярного градиента нейтральной составляющей плазмы  $\partial n_m/\partial y$  будет приводить к возникновению слабонеоднородного электрического поля с  $\partial E_{ox}/\partial y$ , которое является источником генерации магнитного

ж)  $\sigma_{\perp} \sim N/v_{ei} \sim T_e^{3/2}$

жж) На этих высотах преобладают ионы и нейтралы кислорода, и эффективная частота соударений ионов с нейтралами определяется реакцией перезарядки.

поля в предложенных неустойчивостях. Изменение же концентраций и нейтралов  $N_m$  легко можно создать при прохождении внутренней гравитационной волны в направлении дрейфа плазмы, половина периода которой и будет определять характерный масштаб изменения  $L_0$  внешнего электрического поля. Последний может составлять от единиц до десятков и сотен километров.

Нетрудно вообразить и другие возможные источники вариаций магнитного поля, включая волны магнитосферного и земного происхождения, а также продольные токи в возмущенной авроральной ионосфере. Заметим, что при этом должны иметь место вполне определенные соотношения между направлением токов и поперечных полей или их градиентов (см. выше). Так же следует иметь в виду, что в нелинейном приближении вариации проводимости и градиенты электрического поля могут быть результатом развития указанных неустойчивостей.

Важным является и тот факт, что предложенный механизм имеет достаточно низкие пороги при сравнительно небольшой ( $\sim \sqrt{v_{in}/\Omega_{in}}$ ) вытянутости неоднородностей.

Учет неэлектростатичности ионосферной плазмы в случае однородного внешнего электрического поля ( $\partial E_{ex}/\partial y = 0$ ) и отсутствия других токов, кроме диффузионных, рассмотрен в /5/ и, по сравнению с /2/, приводит для высоты F-слоя к уменьшению порогового значения внешнего электрического поля в 2-3 раза.

Отметим также, что предложенный механизм нагрева плазмы, связанный с образованием (пусть на небольшие времена) продольного тока может реализоваться в космической плазме. В частности заманчиво было бы связать с ним нагрев звездных корон.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Поляков С.В., Ясно В.Г.//Физика плазмы. - 1980. - Т.6, № 2. - С.251.
2. Ерухимов Л.М., Каган Л.М., Мясников Е.Н.//Геомagnetизм и астрономия. - 1982. - Т.25, № 5. - С.721.
3. Гельберг М.Г. Неоднородности высокоширотной ионосферы. - Новосибирск: Наука, 1986. - 193 с.
4. Ерухимов Л.М., Максименко О.И., Мясников Е.Н.//Ионосферные исследования. - 1980. - № 30. - С.27-48.
5. Готская И.В., Каган Л.М.//Изв.вузов.Радиофизика. - 1989. - Т.32, № 1. - С.22.
6. Каган Л.М. Диффузия и неустойчивость слабых возмущений в неэлектростатической ионосферной плазме.//Препринт № 292. - Горький: НИРФИ. - 1989. - 26 с.
7. Ерухимов Л.М., Каган Л.М., Савина О.Н.//Изв.вузов.Радиофизика. - 1983. - Т.26, № 8. - С.1032-1034.
8. Отчет МИФИ. Характерные электрофизические параметры верхней атмосферы Земли, тема № 79-3-246.

Дата поступления статьи  
5 июня 1990 г.

HEATING AND THERMOMAGNETIC INSTABILITIES OF  
NONELECTROSTATIC PLASMA IN A WEAKLY INHOMOGENEOUS  
ELECTRIC FIELD

L.M. Erukhimov, L.M. Kagan

Radiophysical Research Institute, Gorky, USSR

Nonelectrostatic approach to the ionospheric plasma inhomogeneous structure emerging in the presence of natural electric fields allows one to propose a quite new mechanism of a low frequency hydrodynamic instability. The latter is realized due to two reasons.

The first reason is electron heating along the geomagnetic field, ~~the second is magnetic~~ field disturbance generation in the presence of a weakly inhomogeneous electric field  $\vec{E}_0$ .

The submit instability criterion (7)-(9) shows a possibility for its realization into the ionospheric F-layer (estimations are made for 250 km height), where the observed values  $\eta = E_{OH} / E_{0L} \approx 10^{-4} + 10^{-5}$ , the drift velocity  $v_d \approx 200 + 600 \text{ m/s}$  and the typical scale of an external electric field variation  $L_0$  is  $1 + 10 \text{ km}$ . The existing irregularities are oriented along the plasma drift and are not stretched strongly along the geomagnetic field  $H_0$  ( $v_e v_{in} / \omega_H \Omega_H < K_H / K < v_{in} / \Omega_H$ ). Irregularities appear only in case when a longitudinal electron current is of the same sign as the external electric field variation.

Recently, heating-type instabilities are of great interest /1-4,7/. We'll not discuss these papers, but propose a new way of irregular structure creation. Let magnetic field disturbances be present. Then if the magnetic field line deviates from its undisturbed value it will be  $E_{\perp}$  field projection on the disturbed magnetic field line, and it results in the disturbed electric field  $\hat{E}_{\parallel}$  along  $H_0$ , which can in its turn cause significant electron heating.

Besides, the analysis of the Maxwell equation

$$\partial \bar{H} / \partial t + \text{crot} \bar{E} + \text{crot} \bar{E}_u = 0 \quad (4)$$

demonstrates a possibility of the magnetic field generation by the inhomogeneous electric field due to  $\text{rot} \bar{E}_u$ . Here  $\bar{E}$  is an electric field fluctuation without an external quasi-constant electric field, and  $\bar{E}_u$  is the electric field fluctuation when the latter is present. Such weakly inhomogeneous fields are usually observed during experiments and can be measured as a Holl's conductivity change along the plasma drift. Usually, the typical scale of  $\sigma_A$  - change approaches  $1 + 10$  km. For example, there appears a term of the projection of Eq.(4) on  $\bar{x}$  axis ( $\bar{x}$  axis coincides with the geomagnetic field line, the external electric field lies in  $X\bar{x}$  plane) which is proportional to  $(\partial E_{0x} / \partial y) \tilde{n}$ , where  $\tilde{n} = \tilde{N} / N_0$  is the relative concentration disturbance. The latter provides the heating instability excitation even in the case when the values of the external electric field are smaller than the such one considered in /2/.

When the inhomogeneous electric field is present, an analytic consideration of the system of magnetic hydrodynamic equations together with Maxwell equations gives the following criterion of instability appearance:

$$v_d < 4\pi^2 c^2 L_0 v_{en} / l^2 \omega_0^2 \quad (7)$$

$$\nu v_d^3 l^2 / L_0 > 2\pi^2 \sin 2\psi D_n D_{an} \delta_3 v_e^2 v_{in}^2 / v_{en} \Omega_n^2 \quad (8)$$

$$v_e v_{in} / \omega_n \Omega_n < \cos \psi < v_{in} / \Omega_n, \quad K_x = K_y \quad (9)$$

where  $l$  is the typical irregularity scale (according to (9)  $l$  is obviously  $\approx l_x$ ),  $\psi = \bar{K} \bar{H}_0$ ,  $\bar{K}$  is the wave vector,  $D_n$  and  $D_{an}$  are the magnetic and ambipolar diffusion coefficients, respectively,  $\delta_3 = \delta + K_x^2 l_{ca}^2 + K_y^2 l_{ca}^2$ ,

$\delta$  is the energy portion being lost during the electron collision with other particles,  $l_{os}$  is the free path length,  $r_e$  is the electron gyroradius.

Due to the suggested instability mechanism irregularities oriented along the plasma drift velocity should appear (9). Condition (7) is always valid for the drift velocities observed experimentally\*).

Evidently, from (9), for the stretching condition  $k_{||}/k_{\perp} \approx \approx v_{in}/\omega_H \Omega_H$ ,  $v_d \approx 600$  m/s and  $\eta = 10^{-5}$   $l^2/L_0$  ratio should be larger than 2, i.e. the irregularity scale should be larger than 3 m for the typical electric field scale which is near 1 km. For irregularities which are not so stretched ( $k_{||}/k_{\perp} \approx v_{in}/\Omega_H$ ) the last ones should be larger. (For the same ionospheric parameters their scales are near or larger than 300 m), Besides, the weaker the external electric fields, the larger the observing irregularities. The time of development for the above instability  $\delta^{-1} \approx v_{en} L_0 / v_e v_d$  is about 0.02s.

At last, this instability "works" only for  $-v_{e0||} \partial E_{ox} / \partial y > 0$  (see (8),  $v_{e0} = -\eta v_d \omega_H / v_e$ ). So, for the same  $\partial E_{ox} / \partial y$  sign the "going in" electron currents should be unstable and "going out" ones shouldn't.

The similar instability mechanism can be realized even in the case of unchanging concentration, when there is  $v_{ei}$  temperature dependence. Here it is important that an electric field disturbance  $\vec{E}_H = -\vec{E}_0 \frac{3 v_{ei} T_e}{2 \omega_H T_m}$  arises and generates the magnetic field fluctuations.

The thermomagnetic instability criterion is:

$$v_d < 4 \pi^2 c^2 L_0 v_{en} \omega_H \cos^2 \phi / l^2 \omega_0^2 v_{ei} \quad (7')$$

$$\eta v_d^3 l^2 / L_0 > \frac{4}{3} \pi^2 \sin 2\phi \cos^2 \phi \delta_3 v_e D_n D_{en} \omega_H v_{in} / v_{ei} \Omega_H \quad (8')$$

$$v_e v_{in} / \omega_H \Omega_H < \cos \phi < v_{in} / \Omega_H, \quad k_{\perp} = k_y \quad (9')$$

\*) At 250 km the ionospheric height  $v_d \approx 600$  m/s.

The condition for stretching is the same for both instabilities (9). Evidently, the instability existing for more stretching irregularities ( $\cos\psi \approx v_e v_{in} / \omega_n \Omega_n$ ) facilitates in  $v_{ei} / v_{en} \sim 10^2$  times and hampers in  $v_{en} \omega_n / v_e v_{ei}$  times for less stretching ones ( $\cos\psi \approx v_{in} / \Omega_n$ ).

It is necessary for both instabilities that  $j_{e\parallel} \partial E_{ox} / \partial y > 0$  ( $j_{e\parallel} = -eNv_{e\parallel}$ ).

Thus concluding, we want to underline once more the possibility of weakly inhomogeneous electric field creation. For the ionospheric F-region the ion-neutral collision frequency  $\nu_{in} \approx \beta_{in} (T_i + T_n)^{1/2} N_m$  ( $N_m$  is the neutral density) and then the transverse conductivity  $\sigma_{\perp} \sim N N_m$ . It follows from the 0-th approximation of the equation  $\text{div} \vec{j} = 0$  that  $\partial n_m / \partial x + \partial n / \partial x = -\partial E_{ox} / \partial x$ .

$$(n_m = N k N_m, \quad n = N / \langle N \rangle, \quad E_{ox} = E_{ox} / \langle E_{ox} \rangle).$$

If we suppose the neutral concentration to be inhomogeneous and  $n_m|_{\infty} = E_{ox}|_{\infty} = 0$  we obtain  $E_{ox} = -n_m$ . So, the presence of the regular gradient  $\partial N_m / \partial y$  should result in a weakly inhomogeneous electric field fluctuations in the above instabilities. The neutral density change should be easily made by internal gravity waves passing along the plasma drift, a half of the period of which determines the typical scale of  $E_0$ . The latter may amount from units to tens and hundreds of kilometers.

It is not difficult to imagine other possible sources of magnetic field variations including waves of magnetospheric and earth origin. There should be quite definite conditions between the current direction and transverse electric fields or their gradients as it has been shown earlier. Note, that the development of the above instabilities can result in conductivity and electric field gradient variations at the nonlinear approximation. It is important that the suggested mechanism has a rather low threshold at comparatively small irregularity stretch ( $\sim v_{in} / \Omega_n$ ). The nonelectrostatic approach to heating instabilities with homogeneous electric field when other currents except for diffusion ones are absent has been discussed in /5/. The thres-

hold values of the external electric field obtained there by 2-3 times smaller than those in /2/.

Finally, the mentioned instability mechanism dealing with the longitudinal current formation can be realized in space plasma. In particular, it would be attractive to deal it with heating of the stellar corona.