

но для полярной ионосферы, когда угол отклонения магнитного поля от вертикали мал. В противном же случае вертикальный электрический диполь может быть даже эффективнее горизонтального (см. [3-5]).

Для поля, возбуждаемого горизонтальным и вертикальным электрическими диполями при $f \ll c/2h_1$ на поверхности Земли в дальней зоне, находим

$$E_z^{\rightarrow} = \frac{\pi k_0^{5/2} L_1 P_{ex}}{2h_1 D (\eta r)^{1/2} \chi^{1/4}} \exp [i(k_0 S_0 r + \Phi - \varphi + \pi/4)], \quad (4)$$

$$E_z^{\uparrow} = \frac{\pi k_0^{5/2} L_1 P_{ex}}{2h_1 D (\eta r)^{1/2} \chi^{3/4} n_2} \frac{\omega}{\omega_{Be}} \exp [i(k_0 S_0 r + \Phi - 3\pi/4)].$$

Здесь $S_0 = \text{Re}(k_{\perp 0}/k_0) + i \text{Im}(k_{\perp 0}/k_0)$ (см. [1]),

$$\text{Re} \left(\frac{k_{\perp 0}}{k_0} \right) \simeq 1 - \frac{L_1}{2h_1} \left(\ln \frac{k_0 n_1 |L_1}{2} + \gamma \right), \quad (5)$$

$$\text{Im} \left(\frac{k_{\perp 0}}{k_0} \right) \simeq \frac{L_1}{2h_1} \left(\frac{\pi}{4} - \frac{1}{2|n_1|^2} \right).$$

Относительная эффективность источников оказывается равной

$$\sigma = \left| \frac{E_z^{\rightarrow}}{E_z^{\uparrow}} \right| \simeq n(z_s) \frac{\omega_{Be}}{\omega} \gg 1. \quad (6)$$

Выражение (6) совпадает с полученным в работе [6], где рассматривалась двухслойная модель волновода с однородной ионосферой (в этом случае следует считать $n(z_s) = |g|^{1/2} = \text{const}$). Величина σ не зависит от параметров переходного слоя $h_1 < z < h_2$, следовательно, соотношение (6) может быть получено из наиболее общих представлений. Действительно, в силу уравнения $\text{div } D = 0$ ($z \neq z_s$) имеем $|k_{\perp} g E_{\tau}| \sim |e_{zz} \partial E_z / \partial z| \sim k_0 |g|^{1/2} |e_{zz} E_z|$. Для главной волны здесь следует положить $k_{\perp 0} \simeq k_0$, поэтому $|E_{\tau} / E_z| \sim |e_{zz}| / |g|^{1/2} \simeq n(z_s) \omega_{Be} / \omega$, и, учитывая, что эффективность запитки волновода электрическим диполем пропорциональна величине $(P_e \cdot E)$, получаем искомого соотношение (6).

ЛИТЕРАТУРА

1. Резников А. Е., Сухоруков А. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1987. Т. 30. № 9. С. 1158.
2. Котик Д. С., Поляков С. В., Яшнов В. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1978. Т. 21. № 7. С. 938.
3. Беллюстин Н. С., Поляков С. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1977. Т. 20. № 1. С. 87.
4. Rappert R. A. // Radio Sci. 1973. V. 8. № 6. P. 535.
5. Рыбачек С. Т. // Изв. вузов. Радиофизика. 1985. Т. 28. № 6. С. 703.
6. Беллюстин Н. С., Докучаев В. П., Поляков С. В., Тамойкин В. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1975. Т. 18. № 9. С. 1323.

Институт земного магнетизма,
ионосферы и распространения
радиоволн АН СССР

Поступила в редакцию
5 октября 1987 г.

УДК 550.388.2

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ РЭЛЕЯ—ТЕЙЛОРА В НОЧНОЙ ЭКВАТОРИАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ F ИОНОСФЕРЫ

М. Г. Деминов, А. Я. Фельдштейн

1. Характерной особенностью ночных ионограмм низкоширотной ионосферы является F -рассеяние, которое возникает при отражении зондирующего импульса от неоднородностей электронной концентрации с размерами 1—10 км [1]. Такие неоднородности возникают в нижней части слоя F ионосферы в результате возбуждения обобщенной неустойчивости Рэлея—Тейлора [2]. Если принять, что фоновая плазма стационарна, то инкремент такой неустойчивости [1] (нарастанию соответствует $\gamma_0 > 0$)

$$\gamma_0 = -\frac{v_{in}}{2} + \frac{1}{2} \left(v_{in}^2 + \frac{4g}{L} \right)^{1/2} - \beta, \quad (1)$$

где g — ускорение свободного падения, v_{in} — частота соударений ионов с нейтральными составляющими атмосферы, β — коэффициент рекомбинации, L — характерный масштаб изменения фоновой электронной концентрации N по высоте h , т.е. $1/L = -\partial \ln N / \partial h$. Обычно фоновая плазма меняется со временем t . Если характерное время этих регулярных изменений

$$\frac{1}{\tau} = \left| \frac{\partial \ln N}{\partial t} \right| > \gamma_0,$$

то развитие неустойчивости затруднено. Поэтому представим инкремент неустойчивости Рэлея—Тейлора в виде

$$\gamma = \gamma_0 - 1/\tau. \quad (2)$$

Цель данной работы — на основе теоретического анализа особенностей высотно-временных изменений электронной концентрации ночной экваториальной области F ионосферы оценить условия, при которых $\gamma > 0$, и, тем самым, понять некоторые закономерности F -рассеяния.

2. Учтем, что в нижней части F -слоя основными ионами являются O^+ , NO^+ , O_2^+ . Поэтому электронная концентрация $N = N_1 + N_2$, где N_1 — концентрация ионов O^+ , N_2 — суммарная концентрация ионов NO^+ и O_2^+ . Примем, что плазма замагничена и система уравнений непрерывности N_1 и N_2 над магнитным экватором имеет вид

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} + W \frac{\partial N_1}{\partial h} + \beta N_1 = 0; \quad (3)$$

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} + W \frac{\partial N_2}{\partial h} - \beta N_1 + \alpha (N_1 + N_2) N_2 = 0, \quad (4)$$

где W — вертикальная проекция скорости электродинамического дрейфа, α — коэффициент диссоциативной рекомбинации. В уравнениях (3), (4) для упрощения выкладок пренебрежено диффузией, эффектами термосферного ветра и уширением силовых трубок геомагнитного поля. Их учет не важен для N_2 , а в N_1 они могут быть приближенно учтены добавлением зависящей только от времени функции $\varphi(t)$, явный вид которой приведен в [3], т.е.

$$N = \varphi(t) N_1'(h, t), \quad (5)$$

где $N_1'(h, t)$ — решение уравнения (3). Пусть при $t=0$, которое соответствует заходу Солнца, задано начальное распределение $N_1(h, 0)$, $N_2(h, 0)$ и, следовательно, $N(h, 0)$. В этом случае решение системы уравнений (3), (4) с учетом (5) можно представить в виде

$$N_1(h, t) = \varphi(t) N_1(h', 0) \exp \left\langle - \int \beta(h', t) dt \right\rangle,$$

$$N(h, t) = N(h', 0) F (1 + \alpha N(h', 0) \int F dt)^{-1}, \quad (6)$$

$$F = \exp \left(\alpha \int N_1 dt \right), \quad h' = h \int W dt.$$

Здесь и ниже интегрирование ведется от нуля до t . Решение (6) является исходным для определения L , τ и, следовательно, γ . Перечислим некоторые свойства решения, которые необходимы для анализа γ . Если вблизи высоты максимума h_m рекомбинацию можно не учитывать, то

$$h_m = h_m(0) + \int W dt. \quad (7)$$

Последнее обычно реализуется в первую половину ночи. Для этого периода обычно $\varphi(t) \sim 1$ [3]. Если принять, что W постоянно,

$$\beta = \beta_0 \exp [(h_0 - h)/H], \quad N_1(h, 0) = N_1(h_0) \exp ((h_0 - h)/H_1),$$

то в слое $F2$ ионосферы, где $N_1 > N_2$,

$$\frac{1}{L} = \frac{1}{H_1} + \frac{\beta}{W} \left(\exp \left(\frac{Wt}{H} \right) - 1 \right), \quad (8)$$

$$\frac{1}{\tau} = \left| \frac{\partial \ln \varphi(t)}{\partial t} - \frac{W}{L} - \beta \right|.$$

Видно, что при $W > 0$ на подъем $F2$ -слоя вверх как целого накладывается быстрое уменьшение L и τ в нижней части этого слоя за счет рекомбинации. При $W < 0$ темп этого изменения ниже и на временах $\exp(Wt/H) \ll 1$, типичных для послеполуночных часов, приближенно [3]

$$\frac{1}{L} = -\frac{1}{H_p} - \frac{\beta}{W}, \quad \frac{1}{\tau} = -\frac{W}{2H_p}, \quad (9)$$

где H_p — шкала высот плазмы. В этом случае h_m определяется из условия $L^{-1} = 0$ и не зависит от времени. Если, кроме того, $\tau^{-1} = 0$, то на высотах преобладания молекулярных ионов, где $N \gg N_1$,

$$N_2 = N_{20} [1 + \alpha N_{20} (h - h_0) / W]^{-1}. \quad (10)$$

Видно, что на этих высотах L больше, чем у основания $F2$ -слоя, где молекулярные ионы находятся в условиях химического равновесия. Последнее обычно справедливо в течение всей ночи. Поэтому нижняя граница $F2$ -слоя определяется из условия $N = \beta/\alpha$, и для анализа γ достаточно рассматривать изменения N выше этой границы. Отметим, что в дневные часы и во время захода Солнца, когда обычно $W \geq 0$, из [3] можно получить приближенное соотношение для $N(h)$ вблизи h_m :

$$N(h, 0) = N_m \left[1 - \left(\frac{h_m - h}{H^*} \right)^2 \right], \quad (11)$$

$$H^* \simeq H_2 (2,3 + 0,5W^k), \quad k = 0,375,$$

где H_2 — шкала высот атомного кислорода, W имеет размерность мс^{-1} . Масштаб H^* значителен, поэтому область, где $N \sim N_m$, занимает большой интервал высот.

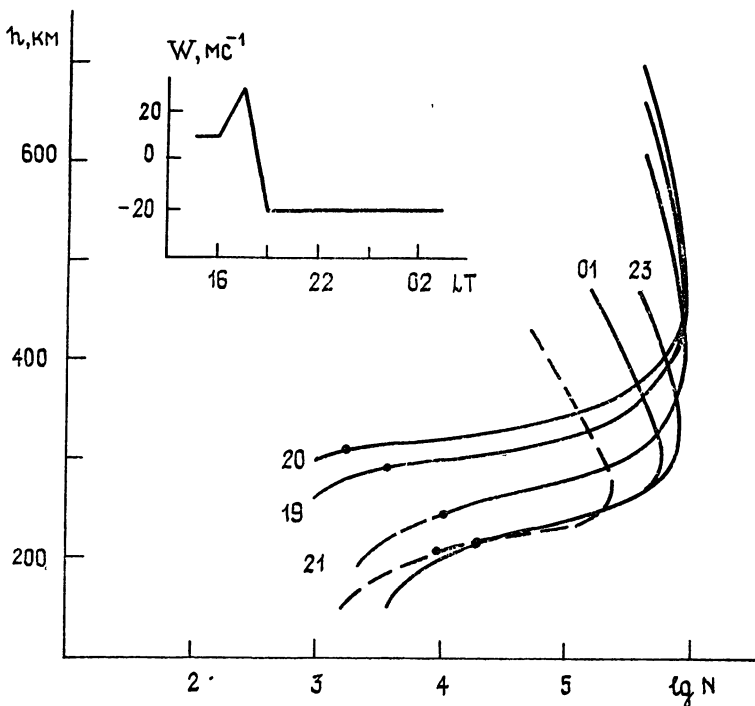


Рис. 1.

3. Рассмотрим особенности изменения инкремента γ со временем в ночной экваториальной ионосфере на основе конкретного примера. Пусть при повышенном уровне солнечной активности $F_{10,7} = 150$ для 18 LT задано начальное распределение $N(h, 0)$ такое, что вблизи максимума описывается уравнением (11), где $W = 10 \text{ мс}^{-1}$, $N_m = 10^6 \text{ см}^{-3}$, $h_m = 410 \text{ км}$. Высота, где $N_2 = N_1 = 10^5 \text{ см}^{-3}$, расположена на 175 км. Принятое изменение W с местным временем показано на вставке к рис. 1. Результаты расчетов N по уравнению (6) для фиксированных моментов времени 19, 20, 21, 23 и 01 LT приведены на рис. 1. Точкой обозначена нижняя граница $F2$ -слоя, где $N_2 = N_1$. Видно, что масштаб L минимален у основания $F2$ -слоя, т.е. вблизи, но выше нижней границы этого слоя. На тех же высотах максимален инкремент γ , поэтому ниже все оценки приведены для основания $F2$ -слоя. В 18 LT инкремент $\gamma < 0$. В интервале 18—19 LT слой как целое поднимается, а величины L и τ стремительно уменьшаются у основания $F2$ -слоя (см. (7)). В итоге $\gamma_0 \sim 2 \cdot 10^{-3}$, $\gamma \sim 1 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ к 19 LT. Поскольку рассматриваемый интервал времени меньше γ^{-1} , то в 19 LT неус-

тойчивость отсутствует. В данном случае это связано с выносом плазмы из области неустойчивости за счет дрейфа и рекомбинации до того, как эта неустойчивость разовьется. В интервале 19—19,5 LT масштаб L у основания F_2 -слоя слабо уменьшается, а τ растет, достигая максимума сразу после смены знака скорости дрейфа вблизи 19,5 LT. В это время достигаются наилучшие условия возбуждения неустойчивости Рэлея—Тейлора и $\gamma_0 \sim 5 \cdot 10^{-3}$, $\gamma \sim 4 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$. Последнее связано с тем, что F_2 -слой поднят на максимальную высоту (интеграл в уравнении (7) максимален), масштаб L минимален, а τ максимально в это время.

Вблизи 20 LT инкремент неустойчивости по-прежнему значителен, $\gamma \sim 2 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$. Затем γ уменьшается из-за опускания слоя в более плотную атмосферу и уменьшается τ , $\gamma \sim 1 \cdot 10^{-4}$ и $-4 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ вблизи 21 и 22 LT. Следовательно, в данном случае неустойчивость Рэлея—Тейлора возбуждается в первые полчаса после смены знака скорости W . Развитие этой неустойчивости приведет к F -рассеянию по высоте. Отметим, что интервал времени, в течение которого γ поддерживается на высоком уровне, будет заметно шире, если уменьшить градиент $\partial W / \partial t$ сразу после смены знака W , поскольку эта скорость смещения слоя вниз при этом уменьшится, а τ возрастает.

После 22 LT слой продолжает опускаться, однако к 22,5 LT скорость изменения h_m уменьшается, к 24 LT $h_m \approx 300$ км и далее слабо зависит от времени (см. (9)). При этом в интервале 23—01 LT электронная концентрация ниже h_m почти не зависит от времени, т. е. $\tau^{-1} = 0$. В этот интервал времени поступление плазмы за счет дрейфа почти полностью компенсируется рекомбинацией. Он примерно соответствует времени, в течение которого участок с большим характерным масштабом по высоте в $N(h', 0)$ пересекает уровень вблизи 300 км (см. (11)). В интервале 23—01 LT и вблизи 02 LT $\gamma \sim -2 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ и $-4 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$. Видно, что в интервале 23—01 LT наблюдается слабый максимум γ из-за $\tau^{-1} = 0$. Тем не менее в данном случае неустойчивость не возбуждается. При низкой солнечной активности ($F_{10,7} = 75$) ситуация в околополуденные часы иная. На рис. 1 штриховой линией приведено распределение $N(h)$ при типичном для американского сектора при низкой активности Солнца значении $W = -10 \text{ мс}^{-1}$ [4]. Поскольку v_{in} и β при этом также ниже, то $\gamma \sim 2 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ вблизи 220—240 км, что всего лишь на 30 км ниже h_m . Поэтому развитие неустойчивости Рэлея—Тейлора приведет к генерации неоднородностей электронной концентрации вблизи h_m .

На ионограммах это, по-видимому, воспринимается как F -рассеяние по частоте.

4. Итак, проведенный анализ показывает, что зависимость γ от τ существенна и максимумы γ в суточном ходе совпадают с минимумами τ . Результаты этого анализа позволяют, по крайней мере, частично объяснить следующие наблюдаемые закономерности частоты появления F -рассеяния s . Для F -рассеяния по высоте s резко увеличивается сразу после смены знака скорости W вблизи 19,5—20,5 LT [5] и имеет максимум вблизи 20,5—21 LT [6]. Для F -рассеяния по частоте величина s имеет максимум в околополуденные часы [6, 7] и в американском секторе максимальна при низкой солнечной активности [7].

ЛИТЕРАТУРА

1. Гершман Б. Н., Казимировский Э. С., Коковров В. Д., Чернобровка Н. А. Явление F -рассеяния в ионосфере. — М.: Наука, 1984. — 142 с.
2. Ossakov S. L., Zalesak S. T., McDonald B. E., Chaturvedi P. K. // J. Geophys. Res. 1979. V. 84. P. 17.
3. Деминов М. Г., Деминова Г. Ф., Фельдштейн А. Я. // Геомагнетизм и астрономия. 1986. Т. 26. С. 723.
4. Fejer B. G., Farley D. T., Woodman R. F., Calderon C. // J. Geophys. Res. 1979. V. 84. P. 5792.
5. Rastogi R. G., Aarons J. // J. Atmos. Terr. Phys. 1980. V. 42. P. 583.
6. Rastogi R. G., Mullen J. R., McKenzie E. et. al. // J. Geophys. Res. 1981. V. 86. P. 3661.
7. Rastogi R. G. // J. Atmos. Terr. Phys. 1980. V. 42. № 7. P. 593.

Межведомственный геофизический комитет
АН СССР

Поступила в редакцию
22 сентября 1987 г.

УДК 533.951

КОНВЕРСИЯ ЛЕНГМЮРОВСКИХ ВОЛН В НАГРЕТОЙ ПЛАЗМЕ С ДВИЖУЩЕЙСЯ ОБЛАСТЬЮ ИОНИЗАЦИИ

М. И. Бакунов, Ю. М. Сорокин

1. Зависимость материальных уравнений нестационарной плазмы от физического механизма изменения ее концентрации во времени приводит, как известно, к ка-