

Казахская Советская
Социалистическая Республика

УДК 550.388.2

ВОЛНЫ, ГЕНЕРИРУЕМЫЕ В ВЕРХНЕЙ ИОНОСФЕРЕ
СТАЦИОНАРНЫМ ДВИЖУЩИМСЯ ИСТОЧНИКОМ

В. В. Водяников, В. М. Сомсиков

Изучается генерация волновых возмущений средних масштабов в верхней атмосфере при движении солнечного терминатора. Показано, что ионное торможение заметно влияет на спектр генерируемых гармоник на высотах 300—600 км. Анализ затухания из-за ионного торможения приводит к выводу, что наиболее благоприятной областью для генерации возмущений является приэкваториальная зона.



Изучается генерация возмущений в верхней ионосфере стационарным движущимся источником, каким, например, является солнечный терминатор. На больших высотах учтено ионное торможение. Рассмотрен критерий, позволяющий определить, когда можно пренебречь влиянием заряженных частиц на движение нейтральной компоненты ионосферы в зависимости от координат и параметров среды.

Для решения задачи воспользуемся законом Ома, справедливость которого в рассматриваемой области ионосферы была доказана в [1]. Запишем этот закон:

$$(1 + \alpha\beta) \mathbf{j} + \alpha [\mathbf{j} \times \mathbf{h}] - \alpha\beta \mathbf{h} (\mathbf{j}\mathbf{h}) = \sigma \mathbf{E}, \quad (1)$$

где $\alpha = \omega_e / \nu_e$, $\beta = \omega_i / \nu_i$, $\sigma = e^2 N / m_e \nu_e$, $\omega_e = e |B| / m_e$, $\omega_i = e |B| / m_i$, m_e — масса электрона, m_i — масса иона, ν_e , ν_i — частоты столкновений электронов и ионов с нейтральными частицами, B — магнитное поле Земли (деленное на скорость света), N — электронная концентрация, E — индуцированное электрическое поле, \mathbf{j} — плотность тока, \mathbf{h} — единичный вектор магнитного поля Земли.

Если пренебречь неоднородностями электронной концентрации в ионосфере, то можно использовать следующее приближенное равенство: $\mathbf{E} \approx [\mathbf{v} \times \mathbf{B}]$. С учетом этого равенства, а также того факта, что выше 200 км $\alpha \gg 1$ и $\beta \gg 1$, из уравнения (1), отбрасывая малые члены, получим

$$[\mathbf{j} \times \mathbf{B}] \approx \rho_0 \nu_{ni} [\mathbf{h} (\mathbf{v}\mathbf{h}) - \mathbf{v}], \quad (2)$$

где $\nu_{ni} = \rho_i \nu_i / \rho_0$, ρ_i — плотность ионов, ρ_0 — плотность нейтральной компоненты атмосферы, \mathbf{v} — возмущение скорости атмосферы.

С учетом магнитно-ионного торможения уравнения динамики газа в линеаризованном виде без диссипативных членов, обусловленных вязкостью и теплопроводностью, принимают вид

$$\begin{aligned} V (\partial \mathbf{v} / \partial x) + \nabla p + g \rho - \nu_{ni} [\mathbf{h} (\mathbf{v}\mathbf{h}) - \mathbf{v}] &= 0, \\ V (\partial \rho / \partial x) + \text{div } \mathbf{v} &= 0, \\ V (\partial \rho / \partial x) - c^2 V (\partial \rho / \partial x) + \eta \omega &= S. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь выбрана декартова система координат, неподвижная относительно источника. Ось z направлена вертикально вверх, ось x на за-

пад, ось y — на юг, V — скорость источника, которая направлена на запад и считается постоянной, p, ρ_i — возмущение давления и плотности, g — ускорение свободного падения, $\eta = g(\gamma - 1)$, c — скорость звука, $c^2 = g\gamma H$, H — высота однородной атмосферы, γ — отношение теплоемкостей при постоянном давлении и при постоянном объеме, $\omega = \rho_0 V_z$ — возмущение потока, S — поглощаемая атмосферой солнечная энергия, если иметь дело с солнечным терминатором. В дальнейшем будем считать скорость звука, а также v_{ni} не зависящими от высоты.

Разрешим систему уравнений (3) относительно возмущения вертикального потока. Полученное таким образом дифференциальное уравнение имеет следующий вид:

$$D_y \{D_y (\partial/\partial x) [D_y A + D_z' \Gamma + RF] + T [\Pi A + D_z' F (\partial/\partial x)] - R \Pi \Gamma\} \omega = \\ = \{[D_y^3 (\partial/\partial x) + \Pi T] (\tau_{31} (\partial/\partial x) - \tau_{21} (\partial/\partial y) + (1/H) (\partial/\partial y)) + \\ + (D_y R + D_z' T) (D_y (\partial/\partial x) - \Pi (\partial/\partial y))\} S'/c^2. \quad (4)$$

Здесь

$$D_y = \frac{\partial}{\partial y} + \tau_{21}, \quad D_z = \frac{\partial}{\partial z} + \tau_{31}, \quad M = \frac{V}{c},$$

$$\Pi = \delta \frac{\partial}{\partial x} - \tau_0, \quad \delta = 1 - M^2, \quad \tau_0 = \tau - \tau_{11}, \quad A = M^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} - \\ - \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{\gamma}{H} \frac{\partial}{\partial z} + \tau^{\perp} \frac{\partial}{\partial x}, \quad \tau = \frac{v_{ni} V}{c^2}, \quad \tau^{\perp} = \tau_{22} + \tau_{11},$$

$$\Gamma = \frac{\partial^2}{\partial y \partial z} + \frac{\gamma'}{H} \frac{\partial}{\partial y} + \tau_{32} \frac{\partial}{\partial x},$$

$$F = \frac{\partial}{\partial z} + \tau_{31} + \frac{\gamma'}{H}, \quad D_z' = D_z + \frac{1}{H}, \quad \tau^{\perp} = \tau_{33} + \tau_{11}, \quad R = \Gamma + \frac{2 - \gamma}{H} \frac{\partial}{\partial y},$$

$$\tau_{ij} = \tau h_i h_j \quad (i, j = 1, 2, 3), \quad \gamma' = \gamma - 1, \quad T = M \frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \tau^{\perp} \frac{\partial}{\partial x},$$

h_1, h_2, h_3 — проекции единичного вектора магнитного поля на оси x, y, z соответственно.

Одно из решений уравнения (4) находится из равенства $D_y \omega = 0$. Решение имеет вид $\omega \sim e^{-\tau_{21} y}$, т. е. возмущение потока при наличии компоненты магнитного поля h_1 убывает вдоль y . Если $h_1 = 0$, то из (4) будем иметь

$$\left\{ \left(M^2 \frac{\partial}{\partial x} + \tau \right) \left[\delta \frac{\partial^4}{\partial x^4} - \tau \frac{\partial^3}{\partial x^3} + \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\gamma}{H} \frac{\partial}{\partial z} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\tau_{22}}{M^2} \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\tau_{32}}{M^2} \frac{\partial}{\partial y} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\tau_{32} \gamma}{HM} \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\tau_{33}}{M^2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{\tau_{33} \gamma}{H} \frac{\partial}{\partial z} \right) + \frac{\gamma'}{MH} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right] + \frac{\gamma'}{M^2 H^2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(M^2 \frac{\partial}{\partial x} + \tau_{33} \right) \right\} \omega = \\ = \left\{ M^2 \left(M^2 \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{H} \right) \frac{\partial^3}{\partial x^3} + \left[\frac{M^2}{H} \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \tau_{32} \left(M^2 \frac{\partial}{\partial x} + \tau \right) \frac{\partial}{\partial y} + \right. \right.$$

$$+ \tau \left(M^2 \frac{\partial}{\partial x} + \tau_{32} \right) \frac{\partial}{\partial z} \left] \frac{\partial}{\partial x} + \frac{1}{H} \left(\tau_{33} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \tau \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \right\} \frac{S}{c^2}.$$

Согласно (5) при $M^2/\lambda_x \ll \tau$ (λ_x — характерный масштаб по оси x) магнитно-ионное торможение становится существенным. Из вида правой части (5) следует, что генерация возмущений эффективна только в области значительных градиентов функции S . Этот вывод справедлив и при $h_1 \neq 0$. Если в (5) положить $\tau=0$, то получим известное уравнение для возмущения вертикального потока нейтральной атмосферы.

Пусть решение уравнения (5) представляет собой сумму пространственных гармоник вида $\exp[i(kx + ly + nz)]$. Чтобы определить спектр колебаний, которые могут создаваться движущимся источником в ионосфере на высоте 300—600 км, для заданных n и l найдем значения k , при которых левая часть уравнения (5) обращается в нуль. Интервал значений n и l следует выбирать, исходя из конкретного вида источника и области атмосферы, в которой анализируются возмущения. Действительные значения волнового числа n будем задавать в интервале $10^{-4} - 10^{-5} \text{ м}^{-1}$, а область изменения l выберем в пределах $10^{-5} - 10^{-6} \text{ м}^{-1}$. Такое различие в значениях n и l обусловлено тем, что характерные вертикальные масштабы гармоник возмущений меньше горизонтальных масштабов.

Скорость звука в среде положим равной $c = 700 \text{ м/с}$, а скорость движения источника — $V = V_0 \sin \theta$, где θ — широта, $V_0 = 500 \text{ м/с}$. Скорость V соответствует скорости движения солнечного терминатора. Основным параметром, определяющим влияние магнитного поля Земли на возмущения, является v_{ni} . Величина этого параметра существенно зависит от солнечной активности, времени года, времени суток и т. д. и на рассматриваемых высотах изменяется в широких пределах от 10^{-5} до 10^{-3} [2, 3].

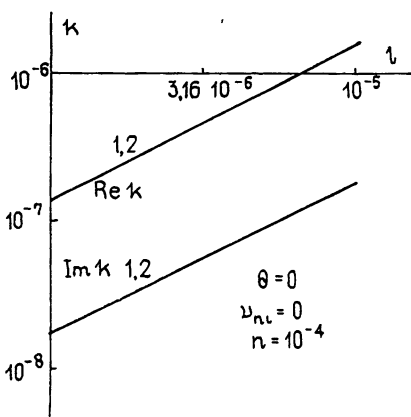


Рис. 1.

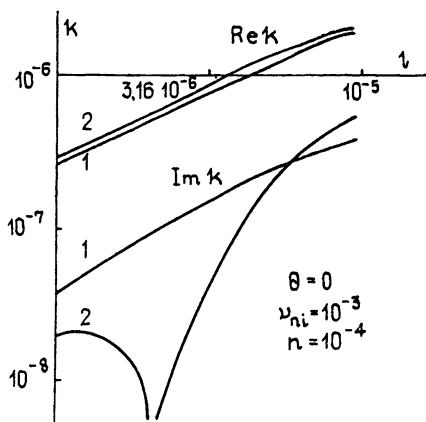


Рис. 2.

На рисунках представлены основные результаты расчетов корней левой части уравнения (5). Приведены только несколько значений корней. Рис. 1 соответствует случаю, когда $n = 10^{-4}$ и $\theta = 0$ при $v_{ni} = 0$. Это известный случай нейтральной атмосферы. Наличие мнимой части у волнового числа k обусловлено тем, что n задавалось действительным. Если n задать как $n' = n - i\gamma/2H$, то мнимая часть у k исчезнет. Добавка мнимой части к вертикальному волновому числу учитывает рост амплитуды возмущения с высотой из-за уменьшения плотности атмосферы.

На рис. 2 приведен график для аналогичного случая, но при $\nu_{ni} = 10^{-3}$. Учет магнитно-ионного торможения, как видно из графика, приводит к появлению дополнительного комплексного корня. Помимо этого появляются точки, в которых левая часть уравнения (5) (обозначим ее через Δ) обращается в нуль только при действительных значениях числа k . Это означает, что для достаточно больших масштабов гармоник магнитно-ионное торможение оказывается столь существенным, что подавляется рост амплитуды возмущения, обусловленный уменьшением плотности атмосферы с высотой.

На рис. 3 приведен график корней Δ , полученный при тех же условиях, что и график 2, но при $\theta = 45^\circ$. Можно заметить, что в этом случае отношение между действительной и мнимой частями корня меньше, чем в случае $\theta = 0$. При этом значения n и l , при которых выполняются условия $\Delta = 0$ и $\text{Im } k = 0$,

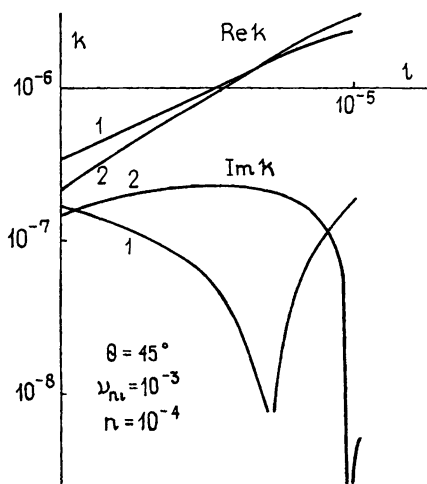


Рис. 3.

увеличиваются. Отсюда следует, что область экватора является более благоприятной для генерации возмущений в атмосфере солнечным терминатором. Этот вывод наглядно подтверждается рис. 4 и 5. На них для области экватора и средних широт соответственно в трехмерном пространстве волновых чисел n, l, k проведена линия, на которой выполняются условия $\Delta = 0$ и $\text{Im } k = 0$. Для фиксации этой линии в пространстве проведена ее проекция на плоскость nl .

Дополнительным аргументом в пользу того, что область экватора наиболее благоприятна для генерации волн движущимся терминатором, является то, что на экваторе значения n, l , при которых $\text{Im } k = 0$,

заметно меньше, чем при $\theta = 45^\circ$. Это видно из графиков рис. 4 и 5. На экваторе способны возбуждаться пространственные гармоники, более вытянутые по оси y , чем на средних широтах. Это совпадает с харак-

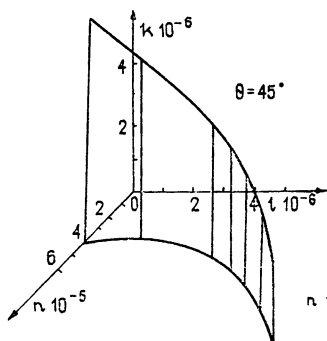


Рис. 4.

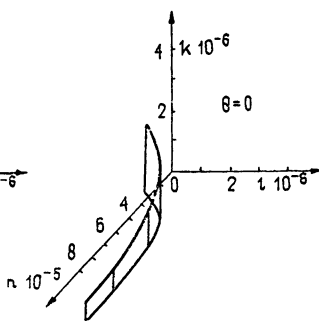


Рис. 5.

тером разложения в спектр по тем же пространственным гармоникам правой части уравнения (5), когда источником является солнечный терминатор, так как солнечный терминатор имеет наибольший характерный масштаб по оси y .

Чтобы определить зависимость спектра от ν_{ni} , проводились расчеты и для $\nu_{ni}=10^{-4}$. Оказалось, что для такого значения ν_{ni} в исследуемом интервале чисел нет точек, в которых $\text{Im } k=0$, хотя корни и в этом случае все равно отличаются от корней при $\nu_{ni}=0$.

В заключение подчеркнем, что, несмотря на сравнительно малые величины ν_{ni} , магнитно-ионное торможение заметно влияет на спектр генерируемых солнечным терминатором гармоник, начиная с высоты $\sim 300\text{--}600$ км. В частности, это влияние приводит к тому, что область экватора является более благоприятной областью для генерации возмущений, и, более того, появляется ветвь возмущений, которые вообще не затухают.

Авторы приносят глубокую благодарность Б. Н. Гершману, сделавшему ряд ценных замечаний.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гершман Б. Н. Динамика ионосферной плазмы.— М.: Наука, 1974.
2. Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере — М.: Мир, 1978.
3. Фаткуллин М. Н., Козлов В. К., Рудина М. П., Гордиенко Г. И., Докучаева А. В.—Сб. Ионосферные исследования.— М.: Сов. радио, 1978, вып. 25, с. 16.

Сектор ионосферы АН КазССР

Поступила в редакцию
24 августа 1981 г.

WAVES GENERATING IN THE UPPER IONOSPHERE BY A STATIONARY MOVING SOURCE

V. V. Vodyannikov, V. M. Somsikov

Generation of wave disturbances of mean scales is studied in the upper atmosphere at motion of the solar terminator. It is shown that the ion deceleration markedly effects the spectrum of the generated harmonics at heights of 300—600 km. The analysis of damping due to the ion deceleration leads to a conclusion that the most favourable region for the generation of disturbances is the near-equatorial zone.

ИНФОРМАЦИЯ

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ, т. XXII, № 1, 1982 г.

Аннотации статей, представляющих интерес для читателей «Радиофизики»

В. И. Шишов, В. И. Власов, И. В. Чашей. О возможной схеме 11-летней модуляции космических лучей в свете последних радиоастрономических данных.

Показано, что по радиоастрономическим данным о турбулентности межпланетной плазмы можно определить распределение коэффициента диффузии космических лучей на расстояниях $R \leq 1$ а. е., в том числе и на высоких гелиоширотах. Приведены результаты радиоастрономических исследований. Заключается, что именно с высокими широтами связана 11-летняя модуляция потока космических лучей.

Г. С. Иванов-Холодный, Ю. К. Калинин. О геофизической инвариантности нижней части области F ионосферы.

На основании анализа экспериментальных данных о профилях электронной концентрации ионосферы в интервале высот 150—200 км вводится представление об инвариантных свойствах нижней части области F ионосферы. Инвариантность выражается в универсальности экспоненциальной аппроксимации профилей и в детерминированном характере изменчивости их параметров в течение суток и при различных уровнях солнечной активности. Наблюдаемая стабильность задержки кругосветных сигналов трактуется как следствие инвариантных свойств ионосферы.

(Продолжение см. с. 866)