ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXX, № 3 РАДИОФИЗИКА 1987

УДК 551.510.535

ИСКУССТВЕННЫЕ ПЕРИОДИЧЕСКИЕ НЕОДНОРОДНОСТИ И АКУСТИКО-ГРАВИТАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ В НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЕ

В. В. Беликович, Г. И. Григорьев

Проведены оценки влияния акустико-гравитационных волн на параметры искусственных периодических неоднородностей в нижней ионосфере. Показано, что времена релаксации неоднородностей могут испытывать временные и пространственные изменения с амплитудой, пропорциональной амплитуде акустико-гравитационных волн.

При наблюдении в D-области ионосферы периодических неоднородностей электронной концентрации, образованных полем стоячей волны мощного радиопередатчика, было установлено, что времена релаксации τ этих неоднородностей иногда испытывают изменения с квазипериодами от нескольких единиц до десятков минут [1]. Естественно связать такие изменения τ с распространением в нижней ионосфере акустико-гравитационных волн. Оценим влияние этих волн на параметры искусственных неоднородностей и, в частности, на время их релаксации τ.

Для слабых неоднородностей процесс их диссипации во времени на высотах 50—75 км определяется соотношением [1,2]

$$\Delta N = \Delta N_0 \exp(-t/\tau), \tag{1}$$

в котором ΔN_0 — отклонение электронной концентрации от равновесного значения при $t=0$, $\tau=(\beta+l)^{-1}$, β — коэффициент прилипания электронов к молекулам кислорода O_2, l — коэффициент отлипания электронов от отрицательных ионов O_2^-. В соответствии с [3,4] примем, что зависимость коэффициента прилипания при тройных соударениях от температуры и концентрации молекулярного кислорода O_2 определяется формулой

$$\beta = \beta_0 \frac{[O_2]^2}{[O_2]_0^2} \left(\frac{T}{T_0}\right)^\eta, \tag{2}$$

где η принимает значения $\eta \simeq 1{,}6 \div 2{,}0$. Значком «0» здесь и в дальнейшем отмечены значения различных параметров атмосферы в отсутствие возмущений. Согласно [3,4] отлипание электронов от отрицательных ионов O_2^- в D-области происходит, в основном, при соударениях ионов O_2^- с возбужденными молекулами кислорода O_2 (либо с атомарным кислородом O). Поэтому зададим коэффициент отлипания l в виде

$$l = l_0 [O_2']/[O_2']_0, \tag{3}$$

где $[O_2']$ — концентрация возбужденного молекулярного кислорода.

Из соотношений (1)—(3) следует, что время релаксации искусственных неоднородностей зависит от концентраций различных составляющих атмосферы и их температуры. Эти параметры могут меняться под действием различных факторов и, в частности, при распространении в атмосфере акустико-гравитационных волн. Наличие последних проявляется в волнообразном изменении температуры T, давления p, плотности ρ и скорости движения атмосферного газа $\boldsymbol{u}$. Такие же изменения испытывают и различные малые примеси атмосферного газа, к которым мы относим и ионизированную компоненту, и возбужденный кислород. В связи с этим можно принять:

$$\frac{[O_2]}{[O_2]_0}=\frac{[O_2']}{[O_2']_0}=\frac{[O]}{[O]_0}=\frac{\rho}{\rho_0}.$$

Будем далее считать слабыми возмущения, обусловленные распространением акустико-гравитационных волн, и зададим давление в них в виде

$$\Delta p = p_0 A \exp\left(-i\Omega t+ik_x x+ik_z z+z/2H\right) \tag{4}$$

с относительной амплитудой $A \ll 1$. При записи (4) принято, что волновой вектор $\boldsymbol{k}$ ориентирован в плоскости xz декартовой системы координат (x, y, z), ось z которой направлена вертикально вверх. Заметим, что для модели изотермической атмосферы, в которой температура T_0 и шкала высоты H принимаются постоянными, равновесные давление p_0 и плотность ρ_0 меняются вдоль z по барометрическому закону p_0, $\rho_0 \sim \exp(-z/H)$.

Частота Ω и компоненты волнового вектора $\boldsymbol{k}(k_x, 0, k_z)$ в (4) для акустико-гравитационных волн связаны дисперсионным соотношением [5]

$$\Omega^4 - c_s^2\Omega^2\left(k_x^2+k_z^2+\frac{1}{4H^2}\right)+\omega_g^2 c_s^2 k_x^2=0, \tag{5}$$

в которое входят скорость звука $c_s=\sqrt{\gamma p_0/\rho_0}$, частота Вяисяля—Бранта $\omega_g=\sqrt{\gamma-1}\,(g/c_s)$, g — ускорение в поле тяжести, $\gamma=c_p/c_v$ — отношение теплоемкостей при постоянном давлении и объеме (для воздуха $\gamma=1{,}4$). Дисперсионное уравнение (5) и так называемые поляризационные соотношения, связывающие относительные амплитуды возмущений давления $\Delta p/p_0$, плотности $\Delta\rho/\rho_0$, температуры $\Delta T/T_0$ и скорости $\boldsymbol{u}/c_s$, находятся из системы линеаризованных уравнений газодинамики для Δp, $\Delta\rho$, $\boldsymbol{u}(u, 0, w)$ и ΔT [5, 6]. Без учета теплопроводности, вязкости и магнитогидродинамического затухания акустико-гравитационных волн относительные изменения температуры $\Delta T/T_0$, плотности $\Delta\rho/\rho_0$ и вертикальной компоненты скорости w/c_T $(c_T=\sqrt{gH})$ можно представить в виде

$$\frac{\Delta T}{T_0}=\left[\frac{\gamma-1}{\gamma}+\frac{2-\gamma}{2\gamma(1-\Omega_0^2)}+\frac{ia}{1-\Omega_0^2}\right]\frac{\Delta p}{p_0}=y_1\frac{\Delta p}{p_0}; \tag{6}$$

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0}=\frac{\Omega_0^2+\gamma(ia-1/2)}{\gamma(\Omega_0^2-1)}\frac{\Delta p}{p_0}=y_2\frac{\Delta p}{p_0}; \tag{7}$$

$$\frac{w}{c_T}=\frac{i\Omega_0}{\sqrt{\gamma-1}\,(1-\Omega_0^2)}\left(\frac{2-\gamma}{2\gamma}+ia\right)\frac{\Delta p}{p_0}. \tag{8}$$

На рис. 1 представлены зависимости $|y_1|$ (сплошные линии), $|y_2|$ (пунктирные линии) и их отношения (штрихпунктир) от безразмерной частоты $\Omega_0=\Omega/\omega_g$ для трех значений параметра $a=k_zH$: $a_1=0$, $a_2=3$, $a_3=10$.

Из формул (1)—(3) с учетом (6), (7) получаем соотношение для относительных отклонений $\Delta\tau/\tau$

$$\frac{\Delta\tau}{\tau}=-\left[\frac{\beta_0}{\beta_0+I_0}(\eta y_1+2y_2)+\frac{I_0}{\beta_0+I_0}y_2\right]\frac{\Delta p}{p_0}, \tag{9}$$

которое определяет изменение времени релаксации искусственных неоднородностей в D-области при прохождении акустико-гравитационных волн. На основании анализа (9) можно сделать следующие выводы. Наибольшие по амплитуде колебания $\Delta\tau$ при прочих равных условиях должны достигаться вблизи резонансной частоты ω_g. Заметные изменения величины $\Delta\tau \lesssim \tau$ при $\Omega \to \omega_g$ могут быть обнаружены даже для очень слабых акустико-гравитационных волн ($|\Delta p| \ll p_0$). По измеренным значениям $\Delta\tau/\tau$, k_z, Ω из (9) можно оценить амплитуду волн, приводящих к вариациям времени релаксации τ, и, следовательно, величины ΔT, $\Delta\rho$, u, w.

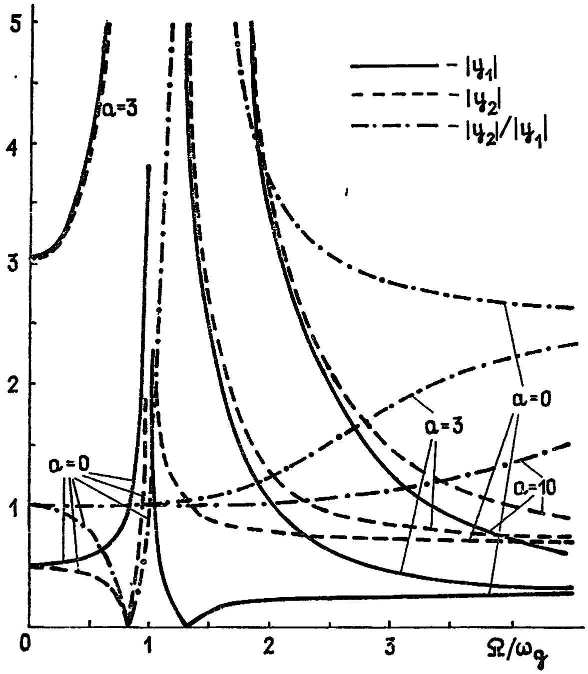

Рис. 1.

Выражения для y_1, y_2, $\Delta\tau$ из (6)—(8) упрощаются в двух предельных случаях. При $\Omega \lesssim \omega_g$ ($\Omega_0 \lesssim 1$) и $a > 3$ $y_1 \simeq ia/(1-\Omega_0^2)$, $y_2 \simeq -ia/(1-\Omega_0^2)$, в то время как при $\Omega \gg \omega_g$ ($\Omega_0 \gg 1$) $y_1 \simeq (\gamma-1)/\gamma$, $y_2 \simeq \gamma^{-1}$. Для этих двух случаев соответственно имеем

$$\left(\frac{\Delta\tau}{\tau}\right)_1 \simeq \frac{ia}{1-\Omega_0^2}\,\frac{(2-\eta)\beta_0+I_0}{\beta_0+I_0}\,\frac{\Delta p}{p_0}; \tag{10}$$

$$\left(\frac{\Delta\tau}{\tau}\right)_2 \simeq -\frac{1}{\gamma}\,\frac{[2+\eta(\gamma-1)]\beta_0+I_0}{\beta_0+I_0}\,\frac{\Delta p}{p_0}; \tag{11}$$

$$\left(\frac{w}{c_s}\right)_1 \simeq -\frac{i\Omega_0}{\sqrt{\gamma-1}\,(1-\Omega_0^2)}\,\frac{\Delta p}{p_0}, \qquad w_2 \simeq \frac{ag}{\Omega}\,\frac{\Delta p}{p_0}. \tag{12}$$

Аналогично можно рассмотреть вопрос о вариациях времени релаксации τ искусственных неоднородностей в E-области ионосферы под действием акустико-гравитационных волн. Принимая, что в E-области процесс релаксации неоднородностей определяется диффузией, имеем

$$\tau = k_0^{-2} D_a^{-1}, \tag{13}$$

где k_0^{-1} — масштаб неоднородностей, $D_a = 2\varkappa T/M\nu_{in}$ — коэффициент амбиполярной диффузии ($\varkappa$ — постоянная Больцмана, M — масса ионов, ν_{in} — частота их соударений с нейтральными частицами). Учитывая возможные изменения температуры T и частоты соударений

$\nu_{in} \sim (T/T_0)^{1/2}\rho/\rho_0$ при распространении в E-области акустико-гравитационных волн, получим

$$\frac{\Delta\tau}{\tau} = \left(y_2 - \frac{1}{2} y_1\right)\frac{\Delta p}{p_0}. \tag{14}$$

В предельных случаях низких ($\Omega \leqslant \omega_g$) и высоких ($\Omega \gg \omega_g$) частот

$$\left(\frac{\Delta\tau}{\tau}\right)_1 \simeq -\frac{3}{2}\,\frac{ia}{1-\Omega_0^2}\,\frac{\Delta p}{p_0}, \quad \left(\frac{\Delta\tau}{\tau}\right)_2 \simeq 0{,}6\,\frac{\Delta p}{p_0}. \tag{15}$$

При практическом использовании приведенных выше соотношений следует иметь в виду, что сигнал, рассеянный на искусственных неоднородностях, формируется в объеме с характерным масштабом L порядка нескольких километров. Это обстоятельство ограничивает возможность регистрации коротких волн с длиной $\lambda \leqslant L$. Если ввести волновое число $k = \sqrt{k_x^2 + k_z^2}$ и угол ϑ, который образует вектор $\boldsymbol{k}$ с вертикалью, то дисперсионное уравнение акустико-гравитационных волн (5) можно преобразовать к виду

$$kH = \frac{1}{2}\,\Omega_0\sqrt{\frac{\Omega_0^2 - 1{,}225}{\Omega_0^2 - \sin^2\vartheta}}. \tag{16}$$

Рис. 2 иллюстрирует зависимость kH от $\Omega_0 = \Omega/\omega_g$ для некоторых значений угла ϑ (указанных у кривых). Таким образом, видно, что условие $\lambda > L$ ограничивает сверху возможный диапазон частот акустико-гравитационных волн, регистрируемых по вариациям τ. Так, при $L = 3$ км и $H = 7$ км из (16) или рис. 2 определяем $\Omega_0 < 28$ ($\Omega < 28\omega_g \simeq 0{,}6$ с$^{-1}$) или возможные периоды акустико-гравитационных волн $\tau_0 > 10$ с.

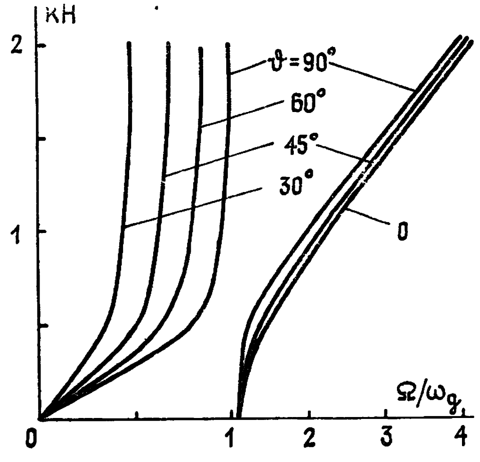

Рис. 2.

Если наряду с указанными выше параметрами независимо измеряется фаза рассеянного на неоднородностях электромагнитного сигнала, то имеется возможность дополнительной проверки некоторых соотношений из теории акустико-гравитационных волн в применении к условиям в областях D и E. При вертикальном зондировании ионосферы фаза сигнала $\Phi = 2\frac{\omega}{c}\int\limits_0^z n(z')\,dz'$ определяется его частотой и показателем преломления $n(z') = \sqrt{1 - \omega_0^2/\omega^2}$ ($\omega_0 = \sqrt{4\pi e^2 N_0/m}$ — плазменная частота, e, m — заряд и масса электрона, c — скорость света). Для изменений во времени полного набега фазы имеем

$$\frac{\partial\Phi}{\partial t} = 2\frac{\omega}{c}\left[-\frac{2\pi e^2}{m\omega^2}\int\limits_0^z \frac{dz'}{n(z')}\,\frac{\partial}{\partial t}\,\Delta N(t, z') + n(z)\,v_z\right]. \tag{17}$$

Можно принять, что в областях D и E ионосферы плазма практически полностью увлекается при движении нейтральной компоненты, так что их скорости совпадают ($v_z = w$). При этом возникают изменения электронной концентрации $\Delta N(\mathbf{r},t)$, которые определяются соотношением

$$\frac{\partial(\Delta N)}{\partial t}=\frac{i\Omega N_0}{(\gamma-1)(1-\Omega_0^2)}\frac{\Delta p}{p_0}\left[\frac{\gamma-1}{\gamma}\Omega_0^2-\left(ia+\frac{1}{2}\right)-\right.$$
$$\left.-\frac{H}{N_0}\frac{dN_0}{dz}\left(\frac{2-\gamma}{2}+ia\gamma\right)\right]. \tag{18}$$

В предположении, что вертикальный масштаб акустико-гравитационных волн $\lambda_z=2\pi/k_z$ велик по сравнению с масштабом $L=N_0/(dN_0/dz)$ и $\omega\gg\omega_0$, соотношения (17), (18) приводят к оценке

$$\frac{\partial\Phi}{\partial t}\simeq 2\frac{\omega}{c}\frac{i\Omega H(1-\gamma/2+ia\gamma)}{(\gamma-1)(1-\Omega_0^2)}\frac{\Delta p}{p_0}. \tag{19}$$

Таким образом, зная из экспериментальных данных $\Delta\tau/\tau$, $\partial\Phi/\partial t$ и Ω, из формул (9), (19) можно, в принципе, определить амплитуду возмущений $\Delta p/p_0$ и вертикальный масштаб λ_z акустико-гравитационных волн. По известным $k_z=2\pi/\lambda_z$ и Ω можно подсчитать k_x, а затем групповую и фазовую скорости волн.

Однако при практическом использовании соотношений (10), (19) надо учитывать, что при $a\gg1$ обе измеряемые характеристики $\Delta\tau/\tau$ и $\partial\Phi/\partial t$ пропорциональны произведению $a\Delta p/p_0$. Не зная в отдельности a и $\Delta p/p_0$, можно сравнивать измеренные и вычисленные величины отношения $(\Delta\tau/\tau):(\partial\Phi/\partial t)$.

В заключение укажем, что если среди волновых движений в атмосфере присутствуют волны Ламба*, для которых $w=0$, $\Omega=c_s(k_x^2+k_y^2)^{1/2}$, $\Delta p\sim A\exp\{-(2-\gamma)z/2gH\}$, то в этом случае величина $\Delta\tau/\tau$ определяется соотношением (11), а для $\partial\Phi/\partial t$ согласно (17) имеем

$$\frac{\partial\Phi}{\partial t}=\frac{4\pi ie^2\,\Omega A}{mc\gamma\omega}\int\limits_0^z N_0(z')\exp\left(-\frac{z'}{gH}\right)dz'. \tag{20}$$

При этом одно из соотношений, например (11), можно использовать для определения амплитуды возмущений A. Тогда другое при заданном $N_0(z)$ позволяет рассчитать соответствующие фазовые изменения. Либо при известной величине фазовых изменений $\partial\Phi(z)/\partial t$, обращая (20), как при высотно-частотном зондировании ионосферы, можно восстановить профиль электронной концентрации $N_0(z)$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Терина Г. И. Тезисы докладов XIII Всесоюзной конференции по распространению радиоволн. — М.: Наука, 1981, ч. 1.
2. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Дмитриев С. А., Терина Г. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 4, с. 504
3. Данилов А. Д. Химия ионосферы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1967.
4. Данилов А. Д., Власов М. Н. Фотохимия ионизированных и возбужденных частиц в нижней ионосфере. — Л.: Гидрометеоиздат, 1973, с. 152.
5. Hines C. O. — Canad. J. Phys., 1960, 38, № 11, p. 1441.
6. Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере. — М.: Мир, 1978, с. 117.

Научно-исследовательский радиофизический институт

Поступила в редакцию 6 мая 1985 г.

ARTIFICIAL PERIODIC IRREGULARITIES AND ACOUSTIC-GRAVITY WAVES IN THE LOWER IONOSPHERE

V. V. Belikovich, G. I. Grigor'ev

Estimations have been made for the effect of acoustic-gravity waves on parameters of artificial periodic irregularities in the lower ionosphere. It is shown that the time of irregularities rilaxation may undergo time and space variations with amplitude proportional to the amplitude of an acoustic-gravity waves.

---

* Волны Ламба распространяются в горизонтальном направлении без дисперсии со скоростью звука.