«Оптика атмосферы», **3**, № 11 (1990)

ДИСТАНЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ
И ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

УДК 551.501.724:551.596

В.Г. Гавриленко, А.А. Семериков

О ТОЧНОСТИ ДОПЛЕРОВСКОГО МЕТОДА ПРИ РАДИОАКУСТИЧЕСКОМ ЗОНДИРОВАНИИ АТМОСФЕРЫ В КОРОТКОВОЛНОВОМ РАДИОДИАПАЗОНЕ

Анализируются особенности частотных измерений при радиоакустическом зондировании тропосферы с использованием низкочастотного звука и радиоволн декаметрового диапазона. Получено выражение для спектра мощности принимаемого сигнала в точке компенсации ветрового сноса с учетом турбулентности атмосферы при рассеянии периодической последовательности электромагнитных импульсов на одиночном звуковом импульсе. Показано, что для достижения заданной точности при измерении температуры атмосферы возникает необходимость построения антенн с узкими диаграммами направленности.

Метод радиоакустического зондирования (РАЗ) в последнее время получил широкое распространение в связи с задачами бесконтактной диагностики атмосферы [1, 2]. Однако до последнего времени считалось, что этот метод применим только до высот порядка 1 ... 3 км [1]. В [3, 4] обсуждены принципиальные и технические возможности создания стратосферно-тропосферных систем радиоакустического зондирования (СТРАЗ), а в [5] приведены экспериментальные данные по радиоакустическому зондированию атмосферы до высот 15 ... 20 км. В [4, 5] показано, что для реализации СТРАЗ необходимо переходить в КВ-радиодиапазон (оптимальными представляются следующие параметры: $\lambda_s \sim 5$ м, $\lambda_t \sim 10$ м, где λ_s и λ_t — длины акустической и электромагнитной волн соответственно) при достаточно большой мощности как акустического, так и электромагнитного излучений и осуществлять компенсацию ветрового сноса.

Как известно, при РАЗ атмосферы информацию о локальных свойствах среды получают из частотных измерений принимаемого сигнала. Частотному спектру рассеянного сигнала при РАЗ атмосферы посвящен ряд работ [1, 2, 6]. Цель настоящей статьи — рассмотреть особенности частотных измерений при СТРАЗ.

Воспользуемся выражением для однократно рассеянного поля электромагнитной волны на неоднородностях диэлектрической проницаемости [2]

$$\mathbf{E}_{sc}(\mathbf{r}_0,\ t) = -\frac{1}{4\pi c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\int\limits_{V_{sc}} \varepsilon_s\left(\mathbf{r}',\ t - \frac{|\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}'|}{c}\right)\frac{\mathrm{E}_0\left(\mathbf{r}',\ t - \dfrac{|\mathbf{r}_0-\mathbf{r}'|}{c}\right)d^3\mathbf{r}'}{|\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}'|}. \tag{1}$$

Здесь $\mathbf{E}_{sc}(\mathbf{r}_0, t)$ — рассеянное поле в точке $\mathbf{r}_0$ в момент времени t, $\varepsilon_s(\mathbf{r}, t)$ — возмущение диэлектрической проницаемости среды под действием акустического поля, $\mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t)$ — невозмущенное электромагнитное поле, V_{sc} — рассеивающий объем, c — скорость света. Будем рассматривать взаимодействие электромагнитной волны с акустической в дальней зоне, а передающие антенны совместим с началом координат. Предположим, что электромагнитный передатчик работает в режиме излучения периодической последовательности импульсов с частотой повторения $\omega_п$, что дает возможность решить проблему развязки передающей и принимающей антенн.

Для простоты расчета рассмотрим диаграммы направленности антенн и огибающие звукового и электромагнитного импульсов в Гауссовом виде, а ось z направим вверх. При этих предположениях выражение $\mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t)$ можно записать в следующем виде

$$\mathbf{E}_0(z,\ \rho,\ t) = \frac{A_e}{(1 + iz/\kappa a_e^2)}\cdot\exp\left\{-i\omega t + \frac{i\kappa\rho^2}{2z} - \frac{\rho^2}{2\,(z\theta_e)^2}\right\}\times$$

$$\times\sum_{n=-\infty}^{+\infty}\exp\left\{-\left(z - \left(t - t_0 - n\,\frac{2\pi}{\omega_п}\right)c\right)^2\!/2l_e^2\right\}, \tag{2}$$

где ω и κ — частота и волновой вектор электромагнитной волны; θ_e — ширина диаграммы направленности электромагнитной антенны; a_e — апертура антенны; l_e — пространственный масштаб огибающей электромагнитного импульса.

Для $\varepsilon_s(z, \rho, t)$ в предположении постоянного вдоль трассы поперечного ветра $\mathbf{V}$ будем иметь [1]

$$\varepsilon_s(z, \rho, t) = \frac{A_s}{(1 + iz/qa_s^2)} \cdot \exp\left\{-i\Omega t + iqz + \frac{iq}{2z}\left(\rho - \frac{\mathbf{V}}{v}z\right)^2\right\},$$

$$\exp\left\{-\frac{\left(\rho - \dfrac{\mathbf{V}}{v}z\right)^2}{2(z\theta_s)^2} - \frac{(z - tv)^2}{2l_s^2} + \Psi(z, \rho - \mathbf{V}t)\right\}, \tag{3}$$

где Ω и q — частота и волновой вектор звуковой волны; θ_s — ширина диаграммы направленности звуковой антенны; a_s — апертура антенны; v — скорость звука в среде; l_s — пространственный масштаб огибающей звукового импульса; $\Psi(z, \rho)$ — случайный набег комплексной фазы, обусловленный турбулентностью атмосферы.

Предположим, что центр рассеивающего объема находится на высоте z_0, а функцию, описывающую относительный вклад в рассеянное поле различных точек рассеивающего объема, возьмем в Гауссовом виде $\exp\{-(z-z_0)^2/2l^2\}$, где l — характерный вертикальный размер рассеивающего объема. В случае коротковолнового излучения масштаб l рассеивающего объема определяется температурным градиентом [7]

$$l \sim \left(2T/q\frac{\partial T}{\partial z}\right)^{1/2}.$$

Подставляя (2) и (3) в (1), после замены переменных $z = z_0 + z'$, $t = t' + t^*$, $t^* = z_0\left(\frac{1}{c} + \frac{1}{v}\right)$, $t_0 = z_0\left(\frac{1}{v} - \frac{1}{c}\right)$ для рассеянного поля получаем следующее выражение:

$$\mathbf{E}_{sc}(0, \rho_0, t) = -\frac{A_e A_s \dfrac{\partial^2}{\partial t^2}\exp\{-i(\omega_0 - \Omega)(t^* + t')\}}{4\pi c^2\left(1 + \dfrac{iz_0}{a_e^2\kappa}\right)\left(1 - \dfrac{iz_0}{a_s^2 q}\right)} \times$$

$$\times \int\limits_{-\infty}^{+\infty} dz' d\rho \exp\left\{i\varkappa_Б(z_0 + z') + \frac{i\kappa(\rho_0 - \rho)^2}{2z_0} + \frac{i\kappa\rho^2}{2z_0} - \frac{iqv(\rho_0 - \rho)^2}{2z_0 c}\right\} \times$$

$$\times \exp\left\{\frac{iq}{2z_0}\left(\rho - \frac{\mathbf{V}}{v}(z_0 + z')\right)^2 - \frac{\rho^2}{2(z\theta_e)^2} - \frac{\left(\rho - \dfrac{\mathbf{V}}{v}(z_0 + z')\right)^2}{2(z\theta_s)^2} -\right.$$

$$\left. - \frac{\left(z'\left(1 + \dfrac{v}{c}\right) - vt'\right)^2}{2l_s^2}\right\} \exp\left\{-\frac{z'^2}{2l^2}\right\} \cdot \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \exp\left\{-\left(2z' + c\left(t' - \frac{2\pi n}{\omega_п}\right)\right)^2 / 2l_e^2\right\}, \tag{4}$$

где $\varkappa_Б = 2\kappa - q\left(1 + \frac{v}{c}\right)$ — параметр расстройки Брэгга.

Далее проследим за частотным спектром мощности рассеянного сигнала

$$S(\omega) = \langle E_{sc}(\omega) E^{*}_{sc}(\omega) \rangle, \tag{5}$$

где $\mathbf{E}_{sc}(\omega) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} e^{i\omega t} E_{sc}(0, \rho_0, t)dt$ в точке компенсации ветрового $\rho_0 = \frac{\mathbf{V}}{v}\frac{zq}{\kappa}$.

После довольно громоздких вычислений для $S(\omega)$ будем иметь

$$S(\omega)=\frac{I_0}{(\Delta\omega)^2}\exp\left\{-\mathbf{V}^2/v^2\left(\theta_s^2+\frac{\theta_e^2}{1+\frac{(q\mathbf{V}L\theta_e)^2}{2v^2}}\right)\right\}\times$$

$$\times\sum_{n=-\infty}^{+\infty}\exp\left\{-\left(\varkappa_n-q\left(\frac{\mathbf{V}}{v}\right)^2\right)\frac{L^2}{2}-\frac{(n\omega_\text{п}l_e)^2}{c^2}-\frac{2\left(\omega-(\omega_0+n\omega_\text{п}-\Omega-\Delta)\right)^2}{(\Delta\omega)^2}\right\}, \tag{6}$$

где

$$(\Delta\omega)^2=\frac{L^2v^2}{l^2l_s^2}+\frac{\mathbf{V}^2q^2L^4}{2l_s^4\left(\frac{1}{\theta_e^2}+\frac{1}{\theta_s^2}+\frac{(q\mathbf{V}L)^2}{2v^2}\right)}+2<q_\text{i}^2>\mathbf{V}^2, \tag{7}$$

$$\Delta=\frac{L^2v\varkappa_n}{2l_s^2}\left(1-\frac{(q\mathbf{V}L)^2}{2v^2\left(\frac{1}{\theta_e^2}+\frac{1}{\theta_s^2}+\frac{(q\mathbf{V}L)^2}{2v^2}\right)}\right)-$$

$$-\frac{L^2\varkappa_n\mathbf{V}^2<q_\text{i}^2>}{2v\left(1+\frac{\theta_s^2}{\theta_e^2}+\frac{(\theta_s q\mathbf{V}L)^2}{2v^2}+<q_\text{i}^2>(\theta_s z)^2\right)}+\frac{L^2\mathbf{V}^2q\left(\frac{\theta_s^2}{\theta_e^2}+\frac{(q\mathbf{V}L\theta_s)^2}{2v^2}\right)}{2vl_s^2\left(1+\frac{\theta_s^2}{\theta_e^2}+\frac{(q\mathbf{V}L\theta_s)^2}{2v^2}\right)}, \tag{8}$$

$$I_0=\frac{(l_e A_e A_s\,\omega^2\omega_\text{п}\,a_e^2 a_s^2\,\kappa qL)^2}{64\pi^3c^6z_0^2\left(\frac{1}{\theta_e^2}+\frac{1}{\theta_s^2}+\frac{(q\mathbf{V}L)^2}{2v^2}\right)\left((1+<q_\text{i}^2>z)^2/\left(\frac{1}{\theta_e^2}+\frac{1}{\theta_s^2}+\frac{(q\mathbf{V}L)^2}{2v^2}\right)\right)},$$

$$\frac{1}{L^2}=\frac{1}{2l^2}+\frac{1}{2l_s^2},$$

$$\varkappa_n=\frac{(\omega_0+n\omega_\text{п})}{c}-2q,\ <q_\text{i}^2>=\frac{5}{\rho_c^2}=(0{,}73c_s^2q^2z_0)^{6/5},$$

где ρ_c — поперечный радиус когерентности звуковой волны [1]; c_s^2 — структурная характеристика показателя преломления для звуковой волны.

Выражение (6) для спектра мощности принимаемого сигнала в точке компенсации ветрового сноса при рассеянии периодической последовательности электромагнитных импульсов на одиночном звуковом импульсе получено при следующих предположениях:

$\omega_\text{п}\gg\frac{l}{v},\ zq\theta_{s,e}>1,\ L_c>L,$ где $L_c=(1{,}46c_s^2q^{7/6}z_0)^{-6/5}$ — продольный радиус когерентности в звуковой волне [1]

При $\left\langle q_1^2\right\rangle=0$ и $\mathbf{V}=0$ спектр центральной линии ($n=0$) совпадает с выражением, полученным в [1, 2]. В рассматриваемом случае влияние ветра на интенсивность принимаемого сигнала описывается первым экспоненциальным множителем в (6). Следует заметить, что это влияние довольно слабое и связано с поворотом диаграммы направленности звуковой антенны из-за ветра на угол $\theta_\text{M}=V/v$. Из выражения (7) следует, что турбулентность и ветер приводят к уширению линий в частотном спектре принимаемого сигнала, а это, в свою очередь, сказывается на точности метода.

Что же касается совместного влияния турбулентности и ветра на смещение максимума отдельной линии, то, как следует из (8), при $\left\langle q_1^2\right\rangle/q^2\theta_s^2\ll1$ им можно пренебречь.

Рассмотрим теперь, каким образом из частотного спектра принимаемого сигнала можно определить локальную скорость звука. Это удобнее всего сделать, анализируя максимум спектра ω_{sc} центральной линии при $n=0$ в выражении (6).

При $\left\langle q_1^2\right\rangle/q^2\theta_s^2\ll1$ из (6) и (8) найдем

$$\omega_{sc} = \omega_0 - \Omega - (2\kappa - q) v \gamma + \frac{\delta \mathbf{V}^2 q}{v},$$

где

$$\gamma = \frac{l^2}{l^2 + l_s^2} \frac{\dfrac{1}{\theta_e^2} + \dfrac{1}{\theta_s^2}}{\dfrac{1}{\theta_e^2} + \dfrac{1}{\theta_s^2} + \dfrac{(q\mathbf{V}L)^2}{2v^2}}, \quad \delta = \frac{l^2}{l^2 + l_s^2} \frac{\dfrac{\theta_s^2}{\theta_e^2} + \dfrac{(q\mathbf{V}L\theta_s)^2}{2v^2}}{1 + \dfrac{\theta_s^2}{\theta_e^2} + \dfrac{(q\mathbf{V}L\theta_s)^2}{2v^2}} \tag{9}$$

Последний член в (9) связан с увлечением акустических волновых фронтов ветром.

При $\lambda_s \sim 5$ м и $\partial T/\partial z \sim 5$ к/км продольный размер рассеивающего объема $l \sim 200 \ldots 300$ м. В то же время в коротковолновом радиодиапазоне — 300 м. Таким образом, в отличие от традиционного случая РАЗ [2], когда выполнено условие $l \gg l_s$, в рассматриваемом случае при СТРАЗ $l \sim l_s$, что не позволяет непосредственно по частотному сдвигу линии определять скорость звука.

Однако если перестраивать частоту звуковой волны, то при $\Omega = 2\kappa v l\left(1 + \dfrac{\mathbf{V}^2}{v^2} \cdot \dfrac{\delta}{\gamma}\right)$, как это следует из (9), $\omega_0 = \omega_{sc} + \Omega$. Из этого условия можно определять скорость звука в атмосфере. Очевидно, что в этом случае оперативность метода РАЗ существенно ухудшается. Если к тому же не вносить поправок, связанных с поперечным ветром, в частотные измерения, то при определении температуры будет допускаться относительная ошибка $\delta T \sim \dfrac{2\mathbf{V}^2\delta}{\gamma}$, что приводит к ограничению на диаграммы направленности передающих антенн. Так, если относительная ошибка в измерении температуры $\delta T \lesssim 0{,}1$, $V \sim 10$ м/с, $L \sim 300$ м, то получается следующее ограничение на ширину диаграмм направленностей как акустической, так и электромагнитной антенн

$$\frac{\theta_e \theta_s}{(\theta_e^2 + \theta_s^2)^{1/2}} \lesssim 0{,}2.$$

Таким образом, при СТРАЗ атмосферы для достижения заданной точности при измерении температуры возникает необходимость построения антенн с узкими диаграммами направленности в диапазоне длин волн $\lambda \sim 10$ м. В методе компенсации ветрового сноса путем сканирования передающей электромагнитной антенны по углу [3, 5], по-видимому, особенности определения профиля температуры при помощи частотных измерений будут аналогичны рассмотренным выше.

Авторы выражают благодарность В.А. Зиничеву за полезные обсуждения результатов работы.

1. Каллистратова М.А., Кон А.И. Радиоакустическое зондирование атмосферы. М.: Наука, 1985. С. 197.
2. Гурвич А.С., Кон А.И., Татарский В.И. //Изв. вузов СССР. Сер. Радиофизика. 1987.Т. 30. № 4. С. 451.
3. Фабрикант А.Л. //Изв. вузов СССР. Сер. Радиофизика. 1988. Т. 31. № 10. С. 1160.
4. Зиничев В.А., Рапопорт В.О., Трахтенгерц В.Ю., Фабрикант А.Л., Федосеев Ю.Г. //Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 12. С. 76.
5. Masuda Y. Radio Science. 1988. V. 23. № 4. P. 647.
6. Азизян Г.В. //Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1981. Т. 17. № 8.С. 883.
7. Кон А.И., Налбандян О.Г. //Изв. АН СССР. Сер.ФАО. 1978. Т. 14. № 8. С. 824.

Горьковский государственный университет
им. Н.И. Лобачевского

Поступила в редакцию
27 июня 1990 г.

V.G. Gavrilenko, A.A. Semerikov. **Accuracy of the Doppler Method in Application to Radioacustic Sounding of the Atmosphere in a Shortwave Range of Radio Waves.**

Some peculiarities of the frequency measurements at radioacustic sounding of the troposphere using low frequency sound and dekamelers radiowaves are analised. The expression for power spectrum of signal received at the wind-drift compensation point is derived taking into account the atmospheric turbulence for the case when periodic sequence of electromagnetic pulses is scattered by a single sound pulse. It is shown in the paper that it is necessary to have antennas with very narrow directional patterns in order to improve the accuracy of temperature measurements.