

А.Я. Богушевич, Н.П. Красненко

ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ АТМОСФЕРЫ ПО ИЗМЕРЕНИЯМ УГЛА ПРИХОДА ЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ

В приближении геометрической акустики рассмотрены особенности определения угла прихода звуковой волны, обусловленные регулярной неоднородностью атмосферы и движением ее источника. Получено выражение, которое связывает значение этого угла с разностью фаз сигналов, измеряемой акустическим пеленгатором. При этом установлены аналитические соотношения между разностью фаз сигналов и профилями температуры и скорости ветра, которые предлагается использовать для зондирования нижнего слоя атмосферы.

Известно, что в результате влияния рефракции угол прихода звуковой волны γ , распространяющейся в атмосфере, зависит от профилей температуры T и скорости ветра V [1]. Это позволяет использовать его измерения для дистанционного определения указанных метеорологических величин. При этом могут применяться как активные [2–4], так и пассивные методы зондирования. В активных методах самым акустическим локатором осуществляется посылка направленного звукового излучения, а в качестве вторичного источника служат неоднородности атмосферы, рассеивающие звук. При пассивном зондировании акустический локатор работает только в режиме приема сигналов от внешних источников звука искусственного или естественного происхождения.

Приемная антенна акустического локатора, используемая в этих методах, обычно представляет собой две и более группы сфазированных микрофонов, центры которых разнесены на расстояние, равное длине пеленгационной базы d [2, 4]. В такой системе непосредственно измеряется только разность фаз сигналов $\Delta\Phi$, регистрируемых каждой из этих групп в отдельности, а сам угол γ вычисляется по известной пеленгационной формуле

$$\Delta\Phi = k_0 d \sin \gamma, \quad (1)$$

где $k_0 = \omega/c_0$ — волновое число в средней точке пеленгационной базы; c — скорость звука в воздухе; ω — круговая частота звуковых колебаний. При этом под γ в (1) понимается угол между нормалью к фазовому фронту волны n в центре антенны и перпендикуляром к d .

В данной работе поставлены две задачи. Во-первых, оценить применимость формулы (1) в условиях неоднородной движущейся среды, какой является атмосфера, и учесть движение самого источника звука. Во-вторых, установить для этого случая аналитические зависимости измеряемой разности фаз $\Delta\Phi$ от величин T и V при использовании как пассивных, так и активных методов зондирования. Первая задача ранее не рассматривалась, а вторая решена только для простейшего случая активного моностагического зондирования строго в вертикальном направлении [4, 5].

Рассмотрим точечный источник звука, который движется относительно наблюдателя с постоянной дозвуковой скоростью v . Пусть он излучает колебания, длина волны которых мала по сравнению с размерами регулярных неоднородностей атмосферы, а их текущая фаза в движущейся системе координат K' связанной с ним, описывается функцией от времени $\Phi_n(t')$. Положение источника звука в неподвижной системе координат K , начало которой совпадает с центром приемной антенны, а ось z — с вертикалью, будем характеризовать переменным радиус-вектором $\mathbf{r}(t)$.

Воспользуемся условием инвариантности фазы одной и той же волны при переходе от одной системы координат (K') к другой (K) [6, 7]:

$$\Phi(\rho, t) = \Phi'(\rho', t'), \quad (2)$$

где ρ , t и ρ' , t' — координаты и время одного и того же события в системах K и K' соответственно, связанные в акустике между собой формулами преобразования Галилея. Поскольку волновое возмущение, образовавшееся в момент времени t'_n в точке излучения звука, достигнет точки ρ' за конечный интервал времени $\tau' = t' - t'_n \neq 0$, то $\Phi(\rho', t') = \Phi'_n(t' - \tau')$. Поэтому в приближении геометрической акустики из (2) получим

$$\Phi(\rho, t) = \Phi'_n(t) - k'_0 \cdot \Psi[r'_n(t - \tau), \rho], \quad (3)$$

В пограничном слое атмосферы $|\mu - 1| \ll 1$. В этих условиях учет рефракции, как следует из закона преломления звукового луча в атмосфере [8], приводит только к малым относительным поправкам. Поэтому ее влиянием на остальные слагаемые ряда (5) порядка малости $O[(\rho/r_0)^2]$ и выше пренебрегаем. Учитывая, что тогда радиус кривизны фазового фронта волны в точке 0 можно считать равным r_0 , и используя (6), (7), имеем

$$\begin{aligned}(\rho \cdot \nabla_\rho)^2 \Phi(0, \mathbf{r}_0) &\approx -k'_0 \rho_{0\perp}^2 / r_0, \\(\eta \cdot \nabla_r)^2 \Phi(0, \mathbf{r}_0) &\approx -k'_0 \eta_{0\perp}^2 / r_0, \\(\eta \cdot \nabla_r) [(\rho \cdot \nabla_\rho) \Phi(0, \mathbf{r}_0)] &\approx k'_0 \eta_{0\perp} \cdot \rho_{0\perp} / r_0,\end{aligned}\tag{8}$$

где $\rho_{0\perp} = \mathbf{n}_0(0) \times [\rho \times \mathbf{n}_0(0)]$ и $\eta_{0\perp} = \mathbf{n}_0(\mathbf{r}_0) \times [\eta \times \mathbf{n}(\mathbf{r}_0)]$ — поперечные составляющие ρ и η относительно направления нормали $\mathbf{n}_0(\mathbf{r})$ в точках начала этих векторов.

Подставляя в (5) соотношения (6–8) с учетом (4), получаем относительно искомой величины $\Delta\Phi(\rho)$ обычное квадратное уравнение вида $A \cdot \Delta\Phi^2(\rho) + B \cdot \Delta\Phi(\rho) + C = 0$ с коэффициентами

$$\begin{aligned}A(\mathbf{v}) &= [v_{0\perp}/U_0(\mathbf{r}_0)]^2 / (2k'_0 r_0), \\B(\rho, \mathbf{v}) &= 1 - v_{0n}/U_0(\mathbf{r}_0) - (\mathbf{v}_{0\perp} \cdot \rho_{0\perp}) / [r_0 U_0(\mathbf{r}_0)], \\C(\rho) &= k'_0 [\rho_{0n} v_0(0) + \rho_{0\perp}^2 / (2r_0)],\end{aligned}$$

где $U_0(\mathbf{r}_0) = c(\mathbf{r}) + \mathbf{V}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{n}_0(\mathbf{r})$ — фазовая скорость звука; $\mathbf{v}_{0\perp} = \mathbf{n}_0(\mathbf{r}_0) \times [\mathbf{v} \times \mathbf{n}_0(\mathbf{r}_0)]$; $\rho_{0n} = \rho \cdot \mathbf{n}_0(0)$; $v_{0n} = \mathbf{v} \cdot \mathbf{n}_0(\mathbf{r}_0)$.

При вычислении корней этого уравнения имеется единственное физическое решение задачи:

$$\Delta\Phi(\rho) \approx -\frac{\omega(\rho)}{c_0} \cdot \left\{ \rho_{0n} v_0(0) + \frac{\rho_{0\perp}^2}{2r_0} + \frac{\rho_{0n}^2}{2r_0} \left(\frac{v_{0\perp}}{B(\rho, \mathbf{v}) \cdot U_0(\mathbf{r}_0)} \right)^2 \right\},\tag{9}$$

где $\omega(\rho) = \omega'/B(\rho, \mathbf{v})$ — круговая частота звуковых колебаний, принимаемых в точке ρ , с учетом влияния эффекта Доплера.

Отметим, что если $v \ll c$, то третьим слагаемым в выражении для параметра $B(\rho, \mathbf{v})$ можно пренебречь. Это означает, что в данном случае различие доплеровских смещений частоты звуковых колебаний, принимаемых в разных точках апертуры антенны, практически не оказывает влияния на значение $\Delta\Phi(\rho)$. В то же время в более общем случае ($v < c$) указанное различие частот становится заметным, обуславливая уширение спектра принимаемого сигнала по сравнению со спектром сигнала источника на величину $\delta\omega \approx \omega(0) [|\mathbf{v} \times \mathbf{n}(\mathbf{r}_0)| / U_0(\mathbf{r}_0)] / [d / (2r_0)]$.

Используя (9) для определения разности фаз $\Delta\Phi = \Delta\Phi(\rho_1 = d/2) - \Delta\Phi(\rho_2 = -d/2)$, получим

$$\Delta\Phi = k'_0 v_0(0) d \cdot n_0(0) / [1 - \bar{\mathbf{v}} \cdot \mathbf{n}_0(\mathbf{r}_0) / U_0(\mathbf{r}_0)].\tag{10}$$

В отличие от (1) эта формула содержит доплеровскую поправку к $\Delta\Phi$, определяемую значением знаменателя. Параметры $\mathbf{n}_0(\mathbf{r}_0)$ и $U_0(\mathbf{r}_0)$, входящие в нее, зависят от профилей T и V , и их значения до проведения зондирования не могут быть установлены. Поэтому при движении источника звука корректное определение угла прихода волны $\gamma = \arcsin\{d \cdot n_0(0)/d\}$ возможно только при измерении в дополнение к $\Delta\Phi$ центральной частоты спектра принимаемого сигнала $\omega(0)$. В то же время спектральное уширение $\delta\omega$ практически не влияет на $\Delta\Phi$ даже при невыполнении условия $v \ll c$. Новый множитель $\mu_0(0)$ в (10) характеризует влияние ветра на скорость сближения звуковой волны с апертурой антенны и соответствует замене в (1) c_0 на $U_0(0) = c_0 + \mathbf{V}_0 \cdot \mathbf{n}_0(0)$, где $\mathbf{V}_0 = \mathbf{V}(0)$. Для целей зондирования атмосферы формула (10) в таком виде не пригодна и ее необходимо преобразовать в зависимость $\Delta\Phi$ от $T(z)$ и $\mathbf{V}(z)$. При этом достаточно получить соотношение, линеаризованное относительно малых отношений V/c_0 и $|\Delta T|/(2T_0)$ [9], где $\Delta T = T - T_0$ и $T_0 = T(0)$.

Во всех вычислениях, проводимых ниже, направление нормали $\mathbf{n}_0(0)$ в (10) описывается углами α_n и β_n , образуемыми между проекциями $\mathbf{n}_0(0)$ на плоскости $y = 0$ и $x = 0$ соответственно и осью z . В дополнение к ним также используется зенитный, угол $\epsilon_n = [\mathbf{n}_0(0) \cdot \mathbf{z}]$ (см. рисунок). Угловые параметры, характеризующие направления других единичных векторов (например \mathbf{p}_N), вводим аналогично, используя для этого соответствующие индексы („N”).

В акустическом локаторе измерения разности фаз сигналов, как правило, могут осуществляться одновременно в двух ортогональных плоскостях $y = 0$ и $x = 0$ [1, 3]. Соответственно имеется два измери-

тельных канала, ориентация пеленгационных баз которых d_x и d_y описывается выражениями: $d_x/d_x = i \cos \alpha_R - \kappa \sin \alpha_R$ при измерении разности фаз сигналов $\Delta\Phi = \Delta\Phi_x$ в плоскости $y = 0$ (x -канале) и $d_y/d_y = j \cos \beta_R - \kappa \sin \beta_R$ при измерении $\Delta\Phi = \Delta\Phi_y$ в плоскости $x = 0$ (y -канале), где i, j, κ – орты системы координат \mathbf{K} . Эти формулы учитывают, что направление оси приемной антенны $\mathbf{p}_R = (i \operatorname{tg} \alpha_R + j \operatorname{tg} \beta_R + \kappa) \cos \varepsilon_R$ перпендикулярно ее плоскости раскрытия.

В этом случае, полагая $d_x = d_y = d$, имеем

$$\mathbf{d}_{x,y} \cdot \mathbf{n}_0(0) = d [\operatorname{tg} \{ \alpha, \beta \}_n \cos \{ \alpha, \beta \}_R - \sin \{ \alpha, \beta \}_R] \cos \varepsilon_n, \quad (11)$$

где углы α_n, β_n и ε_n являются неизвестными величинами. Для учета влияния рефракции на их значения удобнее воспользоваться уравнениями из [9], которые в силу принятых ранее обозначений имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} \{x_n(z), y_n(z)\} \approx \operatorname{tg} \{ \alpha, \beta \}_n + \left[\frac{\Delta T(z)}{2T_0} \operatorname{tg} \{ \alpha, \beta \}_n \sec \varepsilon_n + \right. \\ \left. + \frac{V_{x,y}(z)}{c_0} \sec^2 \{ \alpha, \beta \}_n + \frac{V_{y,x}(z)}{c_0} \operatorname{tg} \alpha_n \operatorname{tg} \beta_n \right] \sec \varepsilon_n, \end{aligned} \quad (12)$$

где $x_n(z)$ и $y_n(z)$ – координаты точки звукового луча в зависимости от значения z , $V_x = \mathbf{V} \cdot \mathbf{i}$ и $V_y = \mathbf{V} \cdot \mathbf{j}$.

Рассмотрим вначале пассивные методы зондирования. Поскольку звуковой луч пересекает точку излучения волны \mathbf{z}_0 , то

$$\int_0^{z_0} \frac{\partial x_n(z)}{\partial z} dz = x_0 \text{ и } \int_0^{z_0} \frac{\partial y_n(z)}{\partial z} dz = y_0.$$

Используя в этих равенствах уравнение (12) в виде $dx_n(z)/dz = \operatorname{tg} \alpha_n + a_n(z)$ и $dy_n(z)/dz = \operatorname{tg} \beta_n + b_n(z)$ и учитывая, что $|a_n(z)| \ll 1$ и $|b_n(z)| \ll 1$, получаем

$$\operatorname{tg} \{ \alpha, \beta \}_n \approx \operatorname{tg} \{ \alpha, \beta \}_0 - \{ \bar{a}, \bar{b} \}_n, \quad (13)$$

где $p_0 = -\mathbf{r}_0/\mathbf{r}_0$, а функционалы вида \bar{F} обозначают средние значения функций $F(z)$ в интервале $0 \div z_0$.

После подстановки (13) в (12) с учетом неравенства $|\varepsilon_n - \varepsilon_0| \ll \pi$ имеем

$$\mathbf{d}_{x,y} \cdot \mathbf{n}_0(0) \approx \mathbf{d}_{x,y} \cdot \mathbf{p}_0 - d \cdot \{ \bar{a}, \bar{b} \}_n \cos \{ \alpha, \beta \}_R \cos \varepsilon_0. \quad (14)$$

Таким образом, используя в (10) выражения (14) и (12), получим:

$$\begin{aligned} \Delta\Phi_{x,y} \approx \frac{\omega(0)}{c_0} \left[\mathbf{d}_{x,y} \cdot \mathbf{p}_0 \left(1 - \frac{\mathbf{V}_0 \cdot \mathbf{p}_0}{c_0} \right) - d \cos \{ \alpha, \beta \}_R \times \right. \\ \left. \times \left(\frac{\Delta \bar{T}}{2T_0} \frac{\operatorname{tg} \{ \alpha, \beta \}_0}{\cos \varepsilon_0} + \frac{\bar{V}_{x,y}}{c_0} \sec^2 \{ \alpha, \beta \}_0 + \frac{\bar{V}_{y,x}}{c_0} \operatorname{tg} \alpha_0 \operatorname{tg} \beta_0 \right) \right]. \end{aligned} \quad (15)$$

Тригонометрические функции углов α_0, β_0 и ε_0 , а также ориентация \mathbf{p}_0 вычисляются в (15) по координатам точки излучения $\mathbf{r}_0(t)$ волны, регистрируемой в данный момент времени t . Например, $\operatorname{tg} \beta_0 = y_0/z_0$, $\operatorname{tg} \alpha_0 = x_0/z_0$, $\cos \varepsilon_0 = z_0/t_0$ и т. д. Однако при $v \neq 0$ сам источник звука в этот же момент времени будет находиться уже в другой точке

$$\mathbf{r}_n(t) = \mathbf{r}_0(t) + \mathbf{v} \tau_0(t), \quad (16)$$

где $\tau_0(t)$ – время распространения звука от $\mathbf{r}_0(t)$ до приемной антенны. При этом параллельные с акустическим зондированием оптические измерения позволяют определить кроме вектора \mathbf{v} только координаты $\mathbf{r}_n(t)$, но не $\mathbf{r}_0(t)$.

В случае однородной среды $\tau_0(t) = \mathbf{r}_0(t)/c_0$ и поэтому $r_0^2(t) = [\mathbf{r}_n(t) - (\mathbf{v}/c_0)\mathbf{r}_0(t)]^2$. Определяя из последнего уравнения расстояние $r_0(t)$ и исключая решение, при котором $r_0(t)$ отрицательно, получим выражение для $\tau_0(t)$. При этом из (16) имеем

$$r_0(t) = -r_n(t) \cdot \left[\mathbf{p}_n(t) + \frac{\mathbf{v}}{c_0} \left(\sqrt{1 - \frac{v_{n\perp}^2}{c_0^2}} + \frac{v_n}{c_0} \right) \right] \left(1 - \frac{v^2}{c_0^2} \right), \quad (17)$$

где $\mathbf{p}_n(t) = -\mathbf{r}_n(t)/r_n(t)$ — истинный пеленг источника звука, $\mathbf{v}_n = \mathbf{v} \cdot \mathbf{p}_n$, $v_{n\perp}^2 = v^2 - v_n^2$.

Формула (17) позволяет с относительной погрешностью $|\mu - 1| \ll 1$ определять координаты $\mathbf{r}_0(t)$, если в свою очередь известны компоненты векторов $\mathbf{r}_n(t)$ и \mathbf{v} . Нетрудно заметить, что при малых скоростях движения источника ($v \ll c$) такая погрешность задания $\mathbf{r}_0(t)$ в (15) вполне допустима. Однако формула (17) применима к (15) и в более общем случае, когда приемная антенна расположена таким образом, что $v_{n\perp}/c \ll 1$. При этом $|\mathbf{p}_n(t) - \mathbf{p}_0(t)| \ll 1$ для любых значений \mathbf{v} , удовлетворяющих условию $v < c$. Случай неподвижного источника звука является наиболее простым. Здесь необходимость использовать формулу (17) отпадает ($\mathbf{r}_0(t) \equiv \mathbf{r}_n(t)$), а (15) преобразуется к виду

$$\Delta\Phi_{x,y} \approx -\omega(0) \frac{d}{c_0} \left(\frac{\Delta\bar{T}}{2T_0} \frac{\sin\{\alpha, \beta\}_n}{\cos \varepsilon_n} + \frac{\bar{V}_{x,y}}{c_0} \sec^2\{\alpha, \beta\}_n + \frac{\bar{V}_{y,x}}{c_0} \sin \alpha_n \operatorname{tg} \beta_n \right), \quad (18)$$

где полагается, что ось приемной антенны направлена точно на источник звука ($\mathbf{p}_R = \mathbf{p}_n$).

Очевидно, что, используя при зондировании атмосферы две разнесенные антенны, можно выделить вклад в значения $\Delta\Phi_x$ и $\Delta\Phi_y$ либо $T(z)$, либо $\mathbf{V}(z)$. В то же время восстановление из функционалов $\Delta\bar{T}$, \bar{V}_x и \bar{V}_y самих профилей $\Delta T(z)$, $V_x(z)$ и $V_y(z)$ возможно лишь при изменении во времени высоты расположения источника звука.

В активных методах зондирования излучение звука в задаваемом направлении \mathbf{p}_T осуществляется передающей антенной самого акустического локаатора. В этом случае вектор $\mathbf{r}_0(t)$ характеризует положение в атмосфере центра рассеивающего объема, координаты которого вследствие влияния все той же рефракции известны только приближенно. Поэтому в формуле (15) для ее применения в данных методах также необходимо исключить зависимость $\Delta\Phi$ от значений x_0 , y_0 и z_0 .

Пусть осуществляется бистатическое зондирование, при котором передающая антенна отнесена от приемной вдоль оси \mathbf{x} на расстояние $D \gg d$. В этом случае $\beta_R = \beta_T + 180^\circ$ и $\alpha_n = \alpha_R$ (см. [9]). Соответственно измерения $\Delta\Phi$ имеет смысл проводить только в y -канале. Используя условие пересечения точки \mathbf{z}_0 лучевой траекторией распространения зондирующего сигнала до его рассеяния (в данном случае кривой $y_T(z)$), получаем $\operatorname{tg}\beta_0 \approx \operatorname{tg}\beta_T + \bar{b}_T$. При этом в (15) $d_y \cdot \mathbf{p}_n \approx d\bar{b}_T \cos\beta_R \cos\varepsilon_R$ и, следовательно, можно записать:

$$\Delta\Phi_y = \omega(0) \frac{d}{c_0} \left\{ \frac{1}{2} \sin(2\beta_T) \left[(\sec^2\varepsilon_T - \sec^2\varepsilon_R) \frac{\Delta\bar{T}}{2T_0} + \left(\frac{\operatorname{tg}\alpha_T}{\cos\varepsilon_T} - \frac{\operatorname{tg}\alpha_R}{\cos\varepsilon_R} \right) \frac{\bar{V}_x}{c_0} \right] + (\sec\varepsilon_T - \sec\varepsilon_R) \frac{\bar{V}_y}{c_0} \right\} \cos\varepsilon_R / \cos\beta_T. \quad (19)$$

При моностатическом зондировании $\mathbf{p}_R = -\mathbf{p}_T$ и поэтому из (19) получается выражение

$$\Delta\Phi_y = 2d\omega(0) (\bar{V}_y \sec\beta_T + \bar{V}_x \sin\beta_T \operatorname{tg}\alpha_T) / c_0^2, \quad (20)$$

которое в случае зондирования в вертикальном направлении принимает исключительно простой вид

$$\Delta\Phi_y = 2d\omega(0) \bar{V}_y / c_0^2. \quad (21)$$

Если в (20) или (21) сделать взаимную замену индексов « x » и « y », а также углов β_T и α_T , то получатся формулы для $\Delta\Phi_x$.

Последняя формула (21) хорошо известна из работ [4, 5]. На практике зондирование атмосферы с ее использованием было осуществлено в [4]. При этом в случае устойчивой стратификации атмосферы в этой работе получено хорошее совпадение измеряемых скоростей и направлений горизонтального ветра с аналогичными данными 300-метровой метеорологической мачты. В то же время в случае неустойчивой стратификации атмосферы вследствие уменьшения при этом отношения сигнал-

шум и увеличения дисперсии турбулентных флуктуации $\Delta\Phi$ наблюдался большой разброс значений измеряемых величин. При используемом в [4] простейшем алгоритме обработки данных это приводит к неудовлетворительным результатам.

В заключение подчеркнем, что поскольку при пассивных и активном бистатическом методах зондирования отношение сигнал-шум существенно выше, то в этих случаях можно ожидать значительно лучших результатов измерений, чем в [4]. К достоинству данных методов зондирования также относится возможность кроме данных о скорости ветра получать информацию о профиле температуры.

1. Блохинцев Д. И. Акустика неоднородной движущейся среды. М.: Наука, 1981. 206 с.
2. Pat. 3675191 USA, МКИ G01s9/66. Acoustig sounder.
3. Mahoney A. R., McAllister L. G., Pollard J. R. //Boundary Layer Meteor. 1973. V. 4. №1–4. P. 155.
4. Peters G., Wamser C., Hinzpeter H. //J. Appl. Meteor. 1978. V. 17. № 8. P. 1171.
5. Georges T. M., Clifford S. F. //J. Acoust. Soc. Amer. 1972. V. 52. № 5(2).. P. 1514.
6. Сивухин Д. И. Оптика. М.: Наука, 1985. 751 с.
7. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 733 с.
8. Осташев В. Е. //Акустический журнал. 1985. Т. XXXI. Вып. 2. С. 225.
9. Богушевич А. Я., Красненко Н. П. //Изв. АН СССР. ФАО. 1984. Т. 20. № 4. С. 262.

Институт оптики атмосферы
СО АН СССР, г. Томск

Поступила в редакцию
13 октября 1988 г.

A. Ya. Bogushevich, N. P. Krasnenko. **On the Possibility of Atmospheric Parameters Determination from the Measurement of Arrival Angles of Sound Wave.**

Some peculiarities in determination of the arrival angles of sound wave caused by regular inhomogeneity of the atmosphere and sound source movement are analyzed in the paper within the framework of geometrical acoustics. The relationship is derived, which describes the relation of the arrival angle to the phase difference of signals recorded with a direction finder. In doing this there were derived in the paper analytical expressions for the phase difference as a function of temperature and wind velocity profiles. These analytical relations are suggested for developing the remote sensing techniques applicable to studies of the ground atmospheric layer.