

大气微波辐射起伏及其遥感

周 秀 骥

(中国科学院大气物理研究所)

提 要

本文讨论了大气微波辐射起伏的机制。推导出利用大气氧气微波辐射起伏统计特征,探测大气温度结构常数分布与风分布的遥感方程。对遥感方程核函数的基本性质进行了讨论。

一、引 言

利用大气微波辐射信号来探测大气温度与水汽已经取得了重要进展。由于近代微波技术的不断提高,微波辐射亮度温度测量精度与稳定度高达0.01K。结果,从不少观测事实中,已经说明实际大气微波辐射强度是起伏的。而且,大气红外辐射也有类似特性^{[1]-[4]}。例如,А. Б. Аквилюнова, С. П. Гагарин^[5]等人利用地面波长为1.35厘米的射电天文望远镜,观测分析了大气微波辐射亮度温度起伏的时间结构函数 $D_{\delta T_b}(\tau)$ 。

$$D_{\delta T_b}(\tau) = \overline{[T'_b(t) - T'_b(t+\tau)]^2} \quad (1)$$

其中 $T'_b(t) = T_b(t) - \overline{T_b(t)}$

他们的观测结果表明,随着风速增大以及大气不稳定性的增强,大气微波辐射强度的起伏增剧。其起伏量 $\delta T_b = \sqrt{D_{\delta T_b}(\tau)}$ 的数值可以从0.1K直到10K左右。此外,С. П. Гагарин^[6]利用机载波长为0.8厘米及1.35厘米的微波辐射计,观测分析了大气微波辐射起伏的空间结构函数 $D_{\delta T_b}(l)$,

$$D_{\delta T_b}(l) = \overline{[T'_b(x) - T'_b(x+l)]^2} \quad (2)$$

并给出了不同天气条件下的大气微波辐射起伏强度值。

因此,从已有的观测事实中,实际大气微波辐射的起伏特性是肯定无疑的。既然这种起伏特征和大气风、湍流分布等密切相关,就有可能从大气微波起伏信号中提取大气动力学结构的信息。本文通过理论分析,给出了利用大气微波辐射起伏信号遥感大气温度结构常数和风廓线的探测方程,方程核函数的基本特性表明了探测原理的可行性。

二、大气温度结构常数分布的遥感方程

实际大气经常处于湍流运动的状态,其温度和水汽密度等都是起伏的随机量。由此可以确定,它们的热辐射也必然是起伏的。只要从大气辐射的方程出发,找到辐射亮度温度起伏与温度及水汽密度起伏之间的关系,就有可能反演大气动力学结构的分布。显然,这是一个非常困难的问题,但又是一个很有意义的课题。当前,只有利用5毫米氧气吸收

带的大气微波辐射来探测大气平均温度分布的理论与方法才比较成熟。所以,我们先研究这个波段的起伏并讨论地对空的遥感探测问题。此时,遥感方程为

$$T_{b1} = \int_0^{\infty} T(z) K_1(z) dz \quad (3)$$

而

$$K_1(z) = \alpha_1 e^{-\int_0^z \alpha_1 dz'} \quad (4)$$

其中 α_1 是 5 毫米波段大气吸收系数。此时,核函数 $K_1(z)$ 主要依赖于大气温度和压力。和温度起伏相比,压力起伏可以忽略。由此,核函数 K_1 的起伏主要由大气温度起伏所引起。忽略二阶小量,不难由式 (3)–(4) 推得辐射亮度温度起伏量 δT_{b1} 与核函数起伏量 δK_1 各为

$$\delta T_{b1} = T_{b1} - \bar{T}_{b1} = \int_0^{\infty} \bar{K}_1 \delta T dz + \int_0^{\infty} \bar{T} \delta K_1 dz \quad (5)$$

与

$$\delta K_1 = K_1 - \bar{K}_1 = -\alpha_1 e^{-\int_0^z \alpha_1 dz'} \int_0^z \delta \alpha_1 dz' + \delta \alpha_1 e^{-\int_0^z \alpha_1 dz'} \quad (6)$$

因为

$$\delta \alpha_1 = \frac{\partial \alpha_1}{\partial T} \delta T \quad (7)$$

将式 (6)–(7) 代入方程 (5) 后,不难求得

$$\delta T_{b1} = \int_0^{\infty} G_1(z) \delta T(z) dz \quad (8)$$

该方程中的核函数 $G_1(z)$ 为

$$G_1(z) = \bar{K}_1 - \frac{\partial \alpha_1}{\partial T} \int_0^{\infty} \bar{T} \alpha_1 e^{-\int_0^z \alpha_1 dz''} dz' + \bar{T} \frac{\partial \alpha_1}{\partial T} e^{-\int_0^z \alpha_1 dz'} \quad (9)$$

如果在水平面两点 $(x_1, y_1, 0)$ 与 $(x_2, y_2, 0)$ 处布点观测,可以取得大气微波辐射亮度温度空间结构函数 $D_{\delta T_{b1}}$ 的观测值

$$D_{\delta T_{b1}} = [\delta T_b(x_1, y_1, 0) - \delta T_b(x_2, y_2, 0)]^2 \quad (10)$$

将式 (8) 代入上式,可得

$$D_{\delta T_{b1}} = \iint dz dz' G_1(z) G_1(z') [\delta T(x_1, y_1, z) - \delta T(x_2, y_2, z)] [\delta T(x_1, y_1, z') - \delta T(x_2, y_2, z')] \quad (11)$$

假设沿水平面,大气温度起伏结构满足局地均匀各向同性条件,则有^[7]

$$[\delta T(x_1, y_1, z) - \delta T(x_2, y_2, z)] [\delta T(x_1, y_1, z') - \delta T(x_2, y_2, z')] = 2 \iint_{-\infty}^{\infty} \{1 - \cos[\kappa_2(x_1 - x_2) + \kappa_3(y_1 - y_2)]\} F_{\delta T}(\kappa_2, \kappa_3, |z - z'|) d\kappa_2 d\kappa_3 \quad (12)$$

其中 (κ_2, κ_3) 为水平面二维谱波数; $F_{\delta T}$ 为二维温度起伏场谱强度。

取二维波空间的极坐标系统 (κ, θ)

$$\kappa = \sqrt{\kappa_2^2 + \kappa_3^2}; \quad \kappa_2 = \kappa \cos \theta; \quad \kappa_3 = \kappa \sin \theta;$$

$$d\kappa_2 d\kappa_3 = \kappa d\kappa d\theta$$

再考虑到

$$\kappa(\eta \cos \theta + \xi \sin \theta) = \kappa \rho \cos \beta$$

其中 $\eta = x_1 - x_2$; $\xi = y_1 - y_2$; $\rho = \sqrt{\eta^2 + \xi^2}$, 以及

$$F_{ST}(\kappa, \kappa, |z - z'|) = F_{ST}(\kappa, |z - z'|) \quad (13)$$

$$\int_0^{2\pi} \cos(\kappa \rho \cos \beta) \alpha \beta = 2\pi J_0(\kappa \rho) \quad (14)$$

其中, $J_0(\kappa \rho)$ 是零阶 Bessel 函数。则不难把方程(11)改写成

$$D_{ST_{b1}} = 4\pi \int_0^{\infty} G_1(z) G_1(z') dz dz' \int_0^{\infty} [1 - J_0(\kappa \rho)] F_{ST}(\kappa, |z - z'|) \kappa d\kappa \quad (15)$$

在统计结构特征沿 z 方向具有缓慢变化的条件下, 可令^[7]

$$F_{ST}(\kappa, |z - z'|) = C_T^2 \left(\frac{z + z'}{2} \right) f_{ST}(\kappa, |z - z'|) \quad (16)$$

C_T^2 为大气温度起伏的结构常数。将式(16)代入方程(15), 并作变换

$$\zeta = \frac{z + z'}{2}; \quad \gamma = z - z'$$

不难求得

$$D_{ST_{b1}} = 4\pi \int_0^{\infty} [1 - J_0(\kappa \rho)] \kappa d\kappa \iint_D G_1 \left(\zeta + \frac{\gamma}{2} \right) G_1 \left(\zeta - \frac{\gamma}{2} \right) C_T^2(\zeta) f_{ST}(\kappa, |\gamma|) d\zeta d\gamma \quad (17)$$

积分域 D 如图 1 中所示, 为当 $L \rightarrow \infty$ 时的菱形区域。此时, 方程(17)可写成以下形式

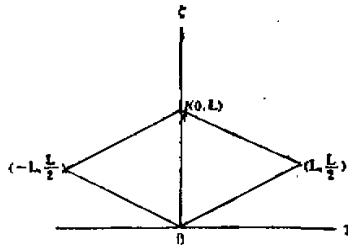


图 1 积分域 $D(L \rightarrow \infty)$

$$D_{ST_{b1}} = 8\pi \int_0^{\infty} [1 - J_0(\kappa \rho)] \kappa d\kappa \lim_{L \rightarrow \infty} \left[\int_0^{L/2} C_T^2(\zeta) d\zeta \int_0^{2\zeta} f_{ST}(\kappa, |\gamma|) G_1 \left(\zeta + \frac{\gamma}{2} \right) G_1 \left(\zeta - \frac{\gamma}{2} \right) d\gamma \right. \\ \left. + \int_{L/2}^L C_T^2(\zeta) d\zeta \int_0^{2(L-\zeta)} f_{ST}(\kappa, |\gamma|) G_1 \left(\zeta + \frac{\gamma}{2} \right) G_1 \left(\zeta - \frac{\gamma}{2} \right) d\gamma \right] \quad (18)$$

对局地均匀各向同性湍流来说, $f_{ST}(\kappa, |\gamma|)$ 随 $|\gamma|$ 值的增大而迅速衰减。如果湍流垂直方向外尺度为 L_0 , 则主要统计相关层的厚度为 $|\gamma| \leq L_0$ 。当 $L_0 \approx L$ 公里时, 将 $G_1 \left(\zeta + \frac{\gamma}{2} \right)$ 与 $G_1 \left(\zeta - \frac{\gamma}{2} \right)$ 对 $\frac{\gamma}{2}$ 作 Taylor 级数展开, 取二阶小量, 则有

$$G_1 \left(\zeta + \frac{\gamma}{2} \right) \approx G_1(\zeta) + \frac{\partial G_1}{\partial \zeta} \Big|_{\zeta} \frac{\gamma}{2} + \frac{1}{2!} \frac{\partial^2 G_1}{\partial \zeta^2} \Big|_{\zeta} \left(\frac{\gamma}{2} \right)^2$$

$$G_1 \left(\zeta - \frac{\gamma}{2} \right) \approx G_1(\zeta) - \frac{\partial G_1}{\partial \zeta} \Big|_{\zeta} \frac{\gamma}{2} + \frac{1}{2!} \frac{\partial^2 G_1}{\partial \zeta^2} \Big|_{\zeta} \left(\frac{\gamma}{2} \right)^2$$

由此可得

$$G_1\left(\zeta + \frac{\gamma}{2}\right)G_1\left(\zeta - \frac{\gamma}{2}\right) \approx G_1^2(\zeta) \left[1 + g_1(\zeta)\left(\frac{\gamma}{2}\right)^2\right] \quad (19)$$

其中

$$g_1(\zeta) \equiv \frac{d}{d\zeta}\left(\frac{G_1'}{G_1}\right) = \frac{G_1''G_1 - G_1'^2}{G_1^2} \quad (20)$$

对于二维局地均匀各向同性湍流,有^[7]

$$f_{\delta T}(\kappa, |\gamma|) = \int_{-\infty}^{\infty} \cos(\kappa, |\gamma|) \phi(\kappa_1, \kappa) d\kappa_1 \quad (21)$$

其中 $\phi(\kappa_1, \kappa)$ 是三维温度起伏谱。由式(21)可得

$$\phi(\kappa_1, \kappa) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \cos(\kappa, |\gamma|) f_{\delta T}(\kappa, |\gamma|) d\gamma = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \cos(\kappa, |\gamma|) f_{\delta T}(\kappa, |\gamma|) d\gamma \quad (22)$$

由此,显然可推得

$$\pi \phi(0, \kappa) = \int_0^{\infty} f_{\delta T}(\kappa, |\gamma|) d\gamma \quad (23a)$$

$$\pi \frac{\partial^2 \phi(\kappa_1, \kappa)}{\partial \kappa_1^2} \bigg|_{\kappa_1=0} = - \int_0^{\infty} f_{\delta T}(\kappa, |\gamma|) \gamma d\gamma = \frac{\pi}{\kappa} \frac{d\phi}{d\kappa} \quad (23b)$$

把式(19)及(23)代入方程(18),再考虑到 $f_{\delta T}(\kappa, |\gamma|)$ 随 $|\gamma|$ 增大而迅速衰减的特性,方程(18)中的积分限“ 2ζ ”和“ $2(L - \zeta)$ ”可以近似地用“ ∞ ”来代替。这样,最后得到的方程为

$$D_{\delta T_{b\lambda}}(\rho) = 8\pi^2 \int_0^{\infty} G_1^2(\zeta) K_1^*(\zeta, \rho) d\zeta \quad (24)$$

核函数 K_1^* 为

$$K_1^*(\zeta, \rho) = G_1^2(\zeta) \left[\int_0^{\infty} \{1 - J_0(\kappa\rho)\} \left\{ \phi(0, \kappa) - \frac{g_1(\zeta)}{A} \frac{\partial \phi(0, \kappa)}{\kappa \partial \kappa} \right\} \kappa d\kappa \right] \quad (25)$$

方程(24)就是从地面探测大气温度结构常数 $C_T^2(\zeta)$ 的遥感方程。如果在地面相隔距离为 ρ 的两点上,观测并计算出不同波长大气微波辐射亮度温度起伏的结构常数,介遥感方程(24),就可以反演出温度结构常数的垂直分布 $C_T^2(\zeta)$ 。根据我们对这一类遥感方程的理论分析^[8],从遥感方程(24)反演 $C_T^2(\zeta)$ 的效果主要取决于核函数 K_1^* 的性质。

对空间遥感探测来说,问题要复杂一些。除了在技术上实现观测时还有许多新的困难以外,原理上还必须考虑地表辐射起伏结构。但必须指出的是,大气热辐射起伏主要由大气湍流所引起,而地表辐射起伏主要是由固体(或液体)电磁热辐射起伏所引起,这两种来源不同的起伏,在统计特征上是根本不同的。从原则上(例如从起伏频谱上)是可以区分的。此外,对频率 $\nu \geq 54.9$ 千兆周大气吸收较强的一些微波辐射通道来说,我们已经证明^[9],地表辐射的影响很小,可以忽略不计。这样,空对地的遥感方程基本上仍然具有下列形式

$$T_{b\lambda} = \int_0^{\infty} T(z) K_1(z) dz \quad (26)$$

$$K_1 = \alpha_1 e^{-\int_0^z \alpha_1 dz'} \quad (27)$$

完全用上述类似的推导方法,可以求得与方程(24)——(25)完全相似的遥感方法,只要把式(24)——(25)中的函数 $G_1^2(\zeta)$ 改为 $G_1'^2(\zeta)$ 即可。而 $G_1'(\zeta)$ 为

$$G_1'(\zeta) = \bar{K}_1 - \frac{\partial \bar{\alpha}_1}{\partial T} \int_0^\infty \bar{T} \bar{\alpha}_1 e^{-\int_0^\infty \bar{\alpha}_1 dx'} dx' + \bar{T} \frac{\partial \bar{\alpha}_1}{\partial T} e^{-\int_0^\infty \bar{\alpha}_1 dx'} \quad (28)$$

三、冻结湍流和大气风廓线的遥感方程

假设在一定尺度范围内大气湍流场满足冻结湍流的条件, 则水平面两点的大气微波辐射亮度温度时空结构函数 $D_{\delta T_b}(\rho, \tau)$ 满足下列等式

$$D_{\delta T_b}(\rho, \tau) = D_{\delta T_b}(\rho - V\tau) \quad (29)$$

其中 $V(V_x(z), V_y(z))$ 为大气水平风。由此式出发, 用上节中完全相同的推导方法, 不难求得探测大气风 V 分布的遥感方程为

$$\left. \frac{\partial D_{\delta T}(x, 0, \tau)}{\partial \tau} \right|_{\tau=0} = 8\pi \int_0^\infty d\zeta C_1^2(\zeta) G_1^2(\zeta) V_x(\zeta) \left\{ \int_0^\infty J_1(\kappa \rho) \left[\phi(0, \kappa) - \frac{g_1(\zeta)}{4} \frac{\partial \phi(0, \kappa)}{\kappa \partial \kappa} \right] \kappa^2 d\kappa \right\} \quad (30)$$

$$\left. \frac{\partial D_{\delta T_b}(0, y, \tau)}{\partial \tau} \right|_{\tau=0} = 8\pi \int_0^\infty d\zeta C_1^2(\zeta) G_1^2(\zeta) V_y(\zeta) \left\{ \int_0^\infty J_1(\kappa \rho) \left[\phi(0, \kappa) - \frac{g_1(\zeta)}{4} \frac{\partial \phi(0, \kappa)}{\kappa \partial \kappa} \right] \kappa^2 d\kappa \right\} \quad (31)$$

方程(30)–(31)适用于地面探测大气的情况。对空时探测来说, 遥感方程(30)–(31)完全一样, 只是把 $G_1^2(\zeta)$ 换为 $G_1'^2(\zeta)$, 而 $G_1'(\zeta)$ 满足式(28)。由于大气温度结构常数 $C_1^2(\zeta)$ 可以从遥感方程(24)中反演求得, 则根据观测分析所得 $\left. \frac{\partial D_{\delta T_b}(x, 0, \tau)}{\partial \tau} \right|_{\tau=0}$ 和 $\left. \frac{\partial D_{\delta T_b}(0, y, \tau)}{\partial \tau} \right|_{\tau=0}$, 从遥感方程(30)–(31)就可以反演出水平风场 $V(V_x(x), V_y(x))$ 分布。这样, 方程(24), (30)与(31)构成了一个从大气微波辐射起伏信号中提取大气温度结构常数和水平风等垂直分布的遥感方程组。

四、核函数 $K_1^*(\rho, \zeta)$ 的基本性质

根据我们的理论分析^[9], 求介遥感方程(24), (30)与(31)主要决定于核函数 $K_1^*(\rho, \zeta)$ 随高度 ζ 分布的特性。由式(25)可知, 这个特性受函数 $G_1^2(\zeta)$ 与 $g_1(\zeta)$ 的控制。根据式(9)以及(20), 对 5 毫米波段来说, 具体计算表明^[9]

$$\frac{g_1(\zeta)}{4} \leq 0.05(1/\text{公里}^2) \quad (32)$$

对水平局地均匀各向同性湍流

$$\phi(0, \kappa) = 0.033\kappa^{-11/3} \quad (33)$$

则

$$\frac{\partial \phi(0, \kappa)}{\kappa \partial \kappa} = -0.121\kappa^{-17/3} \quad (34)$$

$$\left| \frac{\frac{g_1(\zeta)}{4} \frac{\partial \phi(0, \kappa)}{\kappa \partial \kappa}}{\phi(0, \kappa)} \right| \leq \frac{0.2}{\kappa^2} \quad (35)$$

如果湍流外尺度 $L_0 \approx 1$ 公里, 则 $\kappa \geq 1$ (公里⁻¹) 所以

$$\left| \frac{g_1(\zeta)}{4} \frac{d\phi(0, \kappa)}{\kappa d\kappa} \right| \leq 0.2 \quad (36)$$

这表明, $g_1(\zeta)$ 对核函数 $K_1^*(\zeta, \rho)$ 的影响并不是主要的, 起决定作用的是函数 $G_1^1(\zeta)$. 我们计算了几个波长的函数 $G_1^1(\zeta)$ 和 $G_1^2(\zeta)$ 随高度 ζ 的变化, 其结果见图 2-3.

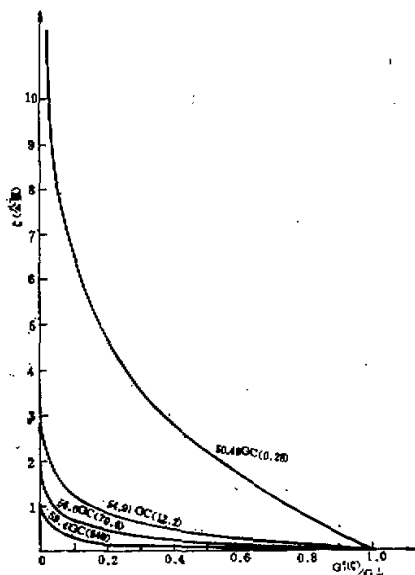


图 2 不同波长时的函数 $G_1^1(\zeta)$
(G_{1M} 为 G_1^1 的最大值, 括号中即为 G_{1M} 值)

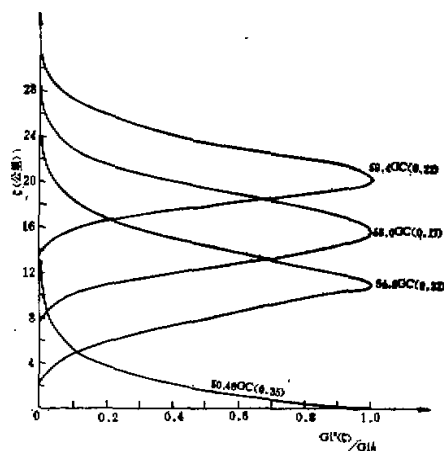


图 3 不同波长时的函数 $G_1^2(\zeta)$
(G_{1M} 为 G_1^2 的最大值, 括号中即为 G_{1M} 值)

因为, 由(25)式可知, 核函数 K_1^* 和 G_1^1 成正比. 如果把它和反演平均温度 $\bar{T}$ 的遥感方程的核函数 $\bar{K}_1(\zeta)$ 相比较^[1], 则新核函数 K_1^* 的遥感方程具有更佳的反演性能. 实际上, 这个结果从式(9)也大致可以预计, 因为从(9)式和(25)式, 显然有

$$K_1^* \propto G_1^1(\zeta) \propto \bar{K}_1(\zeta)^2$$

五、结 语

上述理论分析表明, 大气微波辐射起伏信号中确实含有大气温度结构常数和大气风等垂直分布的信息. 从理论上来说, 这些信息是可以提取的. 而在实际上, 其提取的效果决定于各高度层大气湍流运动的强度以及微波辐射计的精度和灵敏度. 这是今后微波大气遥感技术值得注意提高和发展的一个重要方面.

参 考 文 献

- [1] Станкевич К. С., О флуктуациях радионизлучения атмосферы, Изв. ВУЗ. Радиоф., т. 3. №6, 1960.

- [2] Стайкевич К. С., Экспериментальное Обнаружение флуктуаций Температуры Радиов. Атмосф., Изв. ВУЗ. Радиоф. т. 7 №4, 1964.
- [3] Арманд Н. А., Флуктуации Теплового Излучения атмосф. на сантиметровых и миллимет волнах. Радиот. и Электрон. №12, 1961.
- [4] Гафури Р. А., флуктуации Теплового Излучения атмосферы, ФАО т.4 №8, 1968.
- [5] Аквилонова А. Б., Гагарин С. П., Измерение Временных Зависимостей флуктуаций Радиов. атмо, вблизи $\lambda = 1.35\text{см}$. Труды ГГО, в. 328, 1975.
- [6] Гагарин С. П. Самолетные Измерения Пространственных Характеристик Флуктуаций Радионизл. атмосф. на волнах 0.8 и 1.35см АФО №12, 1977.
- [7] Tatarsky V. I., Wave Propagation in a turbulent medium. New York, McGraw-Hill, 1961.
- [8] 周秀骥、黄润恒、吕达仁, 一类遥感探测方程的理论分析, 中国科学院大气物理研究所集刊第5号“大气遥感探测问题的研究(一)”, 科学出版社, 1977.
- [9] 周秀骥、黄润恒、吕达仁, 微波探测大气温度分布的一个数值试验, 同上.

FLUCTUATION OF ATMOSPHERIC MICROWAVE EMISSION AND REMOTE SENSING

Zhou Xiu-ji

(Institute of Atmospheric Physics, Academia Sinica)

Abstract

The mechanism of the fluctuation of the atmospheric microwave emission has been discussed in this paper. The remote sensing equation for determining the profiles of the atmospheric temperature structure constant and wind have been derived by using the statistical characteristics of the fluctuated atmospheric microwave radiation. The properties of the kernel functions of the remote sensing equations have been discussed.