

准后向散射对单点声雷达 测量温度结构系数的影响

陈炎涓 周明煜

(中国科学院大气物理研究所)

提 要

本文从湍流大气对声波散射方程出发,推导出静止大气和有水平运动两种情况下,有限接收面积上的平均准后向散射截面公式。从而分析了影响平均准后向散射截面的因子,同时还计算讨论了不同天线口径、风速和 $m \left(= \frac{C_V^2}{C^2} / \frac{C_T^2}{T^2} \right)$ 值的平均准后向散射截面。

计算结果表明:在一般情况下,边界层内用声雷达测得的温度结构系数 $[C_T^2(\theta)]$ 要比理论上纯后向温度结构系数 $[C_T^2(180^\circ)]$ 大些; $C_T^2(\theta)$ 与 $C_T^2(180^\circ)$ 比值以及 $C_T^2(\theta)$ 随高度的变化都与天线口径、风速分布和 m 值等密切相关。因此对用不同声雷达在不同大气条件作对比测量,得到某些不一致的现象,可给予一定的解释。

一、前 言

自从声雷达问世以来,通常都应用 Калистратова^[1] 散射截面中的纯后向散射截面来推算 C_T^2 值^[2,3]。散射截面和纯后向散射截面公式分别可表示成^[1,4]

$$\sigma(\theta) = 0.033 k^{1/3} \cos^2 \theta \left[\frac{C_V^2}{C^2} \cos^2 \frac{\theta}{2} + 0.13 \frac{C_T^2}{T^2} \right] \left(\sin \frac{\theta}{2} \right)^{-11/3}, \quad (1)$$

$$\sigma(180^\circ) = 0.008 \frac{C_T^2}{T^2} \lambda^{-1/3}, \quad (2)$$

式中 C_T^2 是温度结构系数, λ 是声波波长。

在实际声雷达与直接对比测量 C_T^2 时,可以看到,对比测量的比值是不大一致的。这种测量的不一致性,除大气情况有一定的不均匀性以外,主要可能还与推算公式过于简单,忽略了天线接收面积中的准后向散射能的作用有关,特别是 C_V^2 项与 C_T^2 项比值相差较大时,这种差别就更为显著。实际上声雷达系统不仅接收了纯后向散射,同时还接收了准后向散射,考虑了准后向散射后的声雷达天线接收到的散射截面近似地可以表示成

$$\sigma(\theta) = 0.008 \lambda^{-1/3} \frac{C_T^2}{T^2} \left(1 + \frac{m}{0.13} \cos^2 \frac{\theta}{2} \right), \quad (3)$$

式中 $m = \frac{C_V^2}{C^2} / \frac{C_T^2}{T^2}$, 那么对接收面积平均后的 G^2 值应该是

$$C_T^2 = \frac{\overline{\sigma(\theta)} \lambda^{1/2} T^2}{0.008 \left(1 + \frac{m}{0.13} \cos^2 \frac{\theta}{2} \right)}, \quad (4)$$

横线“—”表示对天线接收面积平均。式中 m 值在对流和逆温情况下, 根据 Kaimal^[5] 和 Thomson^[6] 的资料大都是在 10^1 — 10^2 之间。可以推测, 在动力作用比热力作用更大的近中性情况下, m 值的数量级将有可能达到 10^2 — 10^3 。在中性偏稳定时甚至可以大于 10^3 。

本文试以从大气对声波的散射截面出发, 分析推导了在有限接收面积上, 静止和有水平运动时的平均准后向散射截面公式。从而讨论了影响平均准后向散射截面的因子和平均准后向散射截面与纯后向散射截面的差异问题, 也就是平均准后向散射对声雷达测量温度结构系数的影响问题。

二、平均准后向散射截面公式的推导

1. 静止大气时平均准后向散射截面公式

由于实际声雷达天线的接收面积有一定大小, 因此用单点声雷达天线作接收, 不仅散射角为 180° 的纯后向散射能量可以进入接收面积, 而且只要在接收天线面积张角范围内的其他方向的散射能量, 也可以进到接收面积。用几何声线表示(如图 1 所示), 天线接收面积为 S_R , 在 S_T 上任一点 O' 作垂直向上发射声线 A , 在散射点 A 的纯后向散射声线 B , 可以回到天线 S_R 并落在发射点 O' 上, 其他在接收张角 $\angle CAD$ 范围内的所有准后向散射声线 i_n , 都能进到接收面积 S_R 上, 这时接收面积 S_R 上的有效散射截面, 就是要对接收面积 S_R 求积分平均。另一方面, 由于天线面积中各发射点的有效散射截面值是不同的, 因此还需对发射面积 S_T 再求一次积分平均。

下面我们就来求这两个过程的积分平均值, 先求第一个积分平均。

我们假设天线面积的半径为 R , 探测高度为 H , 那么, 离发射点距离为 r 处接收到声线的散射角为 θ , 则 $\theta = \pi - \frac{r}{H}$ (单位是弧度), 准后向散射角 θ 与 180° 的偏差角为 $\Delta\theta$, 则 $\Delta\theta = \frac{r}{H}$ 。根据三角函数关系, 当散射

角是准后向接近 180° 时, 则有 $\cos^2 \frac{\theta}{2} = \frac{r^2}{4H^2}$, 那么(3)式

可写成

$$\sigma(\theta) = 0.008 \lambda^{-1/2} \frac{C_T^2}{T^2} \left[1 + \frac{m}{0.13} \left(\frac{r^2}{4H^2} \right) \right], \quad (5)$$

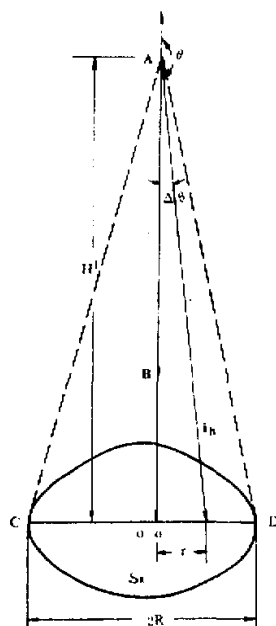


图1 接收面积上准后向散射原理示意图。

对(5)式求积分平均,右边除 r 外,其他均可作参数处理,因此对(5)式求积分平均,只要求出 r^2 的积分平均即可. 为使对 r^2 求积分平均方便起见,我们采用极坐标形式. 设 S_R 中任一发射点 O' 离面积中心点 O 的距离为 a , 极点在积分区域 S_R 里面,面积分可写成

$$\iint_{S_R} \frac{r^2}{4H^2} d\sigma = \int_0^{2\pi} \int_0^{\rho(\phi)} \frac{r^3}{4H^2} dr d\phi$$

式中 $\rho(\phi) = a \cos \phi + \sqrt{a^2 \cos^2 \phi + R^2 - a^2}$, 于是求出积分平均为

$$\frac{\iint_{S_R} \frac{r^2}{4H^2} d\sigma}{\iint_{S_R} d\sigma} = \frac{4a^2 + 2R^2}{16H^2}. \quad (6)$$

下面再求第二个积分平均,即对发射面积求积分平均. 因为单点声雷达发射和接收的面积是一样的(即 $S_T = S_R$), 只要把(6)式中 a 作参数变量,对 S_T 求积分平均,这时, ϕ 和 a 的积分限,分别是 $0 \rightarrow 2\pi$, $0 \rightarrow R$. 对(6)式再求一次面积分平均,即有

$$\frac{\int_0^{2\pi} \int_0^R \frac{4a^2 + 2R^2}{16H^2} a da d\phi}{\int_0^{2\pi} \int_0^R a da d\phi} = \left(\frac{R}{2H}\right)^2 = \frac{\alpha^2}{4}. \quad (7)$$

式中, α 是探测散射点高度对天线口径的半张角宽度(即 $\alpha = \frac{R}{H}$). 于是, (5)式对面积分平均,最后可写成

$$\overline{\sigma(\theta)} = 0.008\lambda^{-1/2} \frac{C_T^2}{T^2} \left[1 + \frac{m}{0.13} \left(\frac{\alpha}{2}\right)^2 \right]. \quad (8)$$

(8)式即为我们所要求的天线面积上的平均准后向散射截面公式.

2. 有水平风速时平均准后向散射截面公式

假设水平风速分布为 $u(z)$, 则 z 高度以下的平均风速为

$$\overline{u(z)} = \frac{\int_0^z u(z) dz}{z}. \quad (9)$$

由于水平风速 $u(z)$ 的作用,声雷达垂直向上发射声束到达 z 处, 由于声线弯曲而偏离到 O' 点(如图 2(a) 所示), 到达 O' 点的声线入射方向 AO' 与原天线发射方向(z 轴)之间的夹角为 $u(z)/c$, 能够从 O' 点散射返回而到达原天线位置 O 的声线入射方向与 z 轴之间的夹角 $2\overline{u(z)}/c$ 即为到达角 δ . BO' 与 AO' 之间的夹角为 $\Delta\theta$ (即后向散射偏差角), 由图 2(a) 所示的各声线方向关系, $\delta(z)$ 和 $\Delta\theta(z)$ 能够很容易地表示成

$$\delta(z) = \frac{\overline{2u(z)}}{c}, \quad (10)$$

$$\Delta\theta(z) = \frac{\overline{2u(z)} - u(z)}{c}, \quad (11)$$

只有满足(10)和(11)式条件的声线,才能够返回到原天线面积,因此在推导平均准后向散射截面公式时必须考虑(10)和(11)式。

与上节的思路相同,我们考虑了有水平风速作用的(10)和(11)式后,采用直角坐标系和坐标轴平移的方法,来推导接收面积的平均准后向散射截面公式。偏离轴向的到达角影响因子是 $I(\delta)/I(0)$, $I(0)$ 是天线轴向辐射值, $I(\delta)$ 是偏离轴向 δ 方向的辐射值。

另外,我们注意到,有水平风速作用时单点声雷达接收的平均准后向散射截面,与静止大气时,把收-发天线分开,两天线分离距离与散射点的张角和由水平风速造成的后向散射偏差角 $\Delta\theta$ 相等的准后向散射截面是相等的。因此,我们可以应用求取两个分离天线时来等价有水平风速时的平均准后向散射截面。图 2(b) 就是静止大气与水平风速相

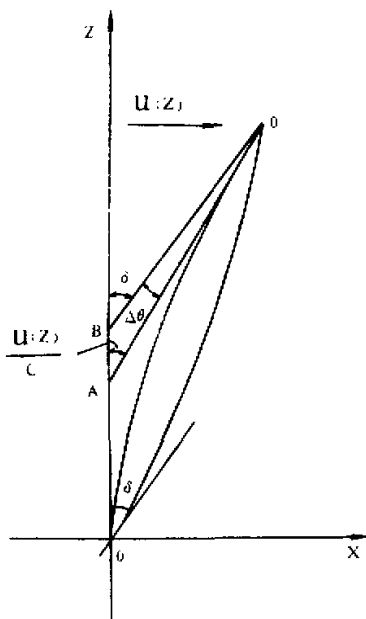


图 2(a) 到达角 δ 与后向散射偏差角 $\Delta\theta$ 的原理示意图。

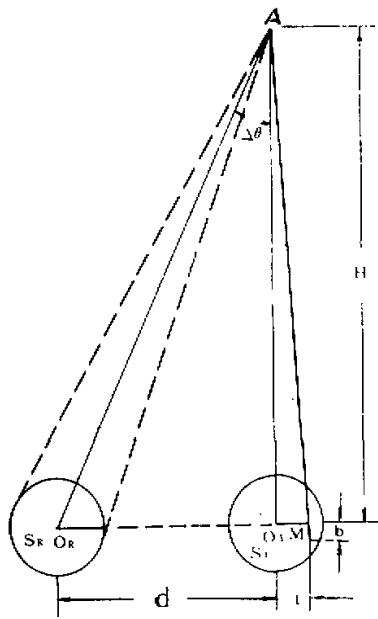


图 2(b) 有水平风速时,接收面积上准后向散射原理示意图。

等价的准后向散射截面的原理示意图。 S_T 是发射天线, S_R 是接收天线,两天线的口径相同,两天线的水平距离为 d ,使得 d/H 正好等于 $\Delta\theta$ 。在发射面积 S_T 上任取一点 M 。作垂直向上发射, O_T 和 O_R 分别是发、收天线中心点, M 点相对于 O_T 的横坐标为 a ,纵坐标是 b , S_R 是在偏离 S_T 为 $\Delta\theta$ 角处接收的。 S_R 对 M 点垂直发射时接收到的平均准后向散射截面的求法与上节类同。先以 M 点为原点的直角坐标系,把(5)式对 S_R 求面积分平均,这里只需求出

$$\frac{\iint \frac{x^2 + y^2}{4H^2} dx dy}{\iint dx dy},$$

式中的积分区间,横坐标从 $x_1 \rightarrow x_2$, $x_1 = (a+d) - \sqrt{R^2 - (y-b)^2}$, $x_2 = (a+d) + \sqrt{R^2 - (y-b)^2}$; 纵坐标从 $y_1 \rightarrow y_2$, $y_1 = -R + b$, $y_2 = R + b$, 式中 R 是天线半径, 于是,求得积分平均值为

$$\frac{\int_{x_1}^{x_2} \int_{y_1}^{y_2} \frac{x^2 + y^2}{4H^2} dx dy}{\int_{x_1}^{x_2} \int_{y_1}^{y_2} dx dy} = \left[(a+d)^2 + \frac{R^2}{2} + b^2 \right] / 4H^2. \quad (12)$$

然后,再对 S_T 求一次面积分平均,把(12)式中的 (a, b) 都看作参变数. 积分区间,横坐标 $a_1 = -\sqrt{R^2 - b^2}$, $a_2 = \sqrt{R^2 - b^2}$; 纵坐标 $b_1 = -R$, $b_2 = R$. 于是,求得最后面积分平均值为

$$\frac{\int_{a_1}^{a_2} \int_{b_1}^{b_2} \frac{(a+d)^2 + \frac{R^2}{2} + b^2}{4H^2} da db}{\int_{a_1}^{a_2} \int_{b_1}^{b_2} da db} = \frac{R^2 + d^2}{4H^2}. \quad (13)$$

当静止无风时,(13)式变为(7)式. 于是在有风条件下,对(5)式求面积分平均后的平均准后向散射截面为

$$\overline{\sigma(\theta)} = 0.008\lambda^{-1/3} \frac{C_T^2}{T^2} \left[1 + \frac{m}{0.13} \cdot \frac{\alpha^2 + (\Delta\theta)^2}{4} \right], \quad (14)$$

最后加上到达角 θ 指向性因子的作用,那么,(14)式可以改写成

$$\overline{\sigma(\theta)} = 0.008\lambda^{-1/3} \frac{C_T^2}{T^2} \left[1 + \frac{m}{0.13} \cdot \frac{\alpha^2 + (\Delta\theta)^2}{4} \right] \frac{I(\theta)}{I(0)}. \quad (15)$$

(15)式即是我们所欲求的有水平风速时,接收天线面积上,平均准后向散射截面公式.

三、准后向散射对测量温度结构系数的影响

从纯后向散射截面公式(2),可以推算出真实的温度结构系数,它以 $C_T^2(180^\circ)$ 表示. 平均准后向散射截面亦可从公式(4)推算出真实的温度结构系数. 然而,以往都把准后向散射截面误认为是纯后向散射截面代入(2)计算得到的是有 C_T^2 项影响的温度结构系数,现在我们来分析讨论影响温度结构系数的各种因子和它的误差问题. 从平均准后向散射截面推得的温度结构系数 $\overline{C_T^2(\theta)}$ 与真实 $C_T^2(180^\circ)$ 的比值可写成

$$\frac{\overline{C_T^2(\theta)}}{C_T^2(180^\circ)} = \left(1 + \frac{m}{0.13} \cdot \frac{\alpha^2 + (\Delta\theta)^2}{4} \right) \frac{I(\theta)}{I(0)}, \quad (16)$$

从(16)式可以看出: 1. C_T^2 比值的大小,不仅与声天线参数有关;而且还与探测大气的环境条件有关. 2. 在其他条件相同时,天线指向性愈好,则 C_T^2 的比值愈小;天线指向性愈差,则 C_T^2 比值愈大. 3. 在其他条件相同时,天线口径愈大,则 C_T^2 的比值影响也愈大. 4. 探测高度愈低对 C_T^2 比值的影响也就愈大,随高度增大影响逐渐减小. 5. 在其它条件相同时, C_T^2 比值的影响随 m 值的增大而增大. 6. 在其他条件相同时,还与大气的风速分布有关,对 C_T^2 比值的影响随 $\Delta\theta$ 角的增大而增大. 下面我们对静止大气和有水平风速时

的 C_T^2 比值的影响, 作些计算和讨论。

1. 静止大气时, 天线和大气环境参数对 C_T^2 比值的影响

我们取三种天线口径分别是 1.2; 1.5 和 2.0 米。三种温度脉动与风速脉动比值, 即 $m = 10^3; 10^2; 10$ 。探测高度为 30; 40; 50; 60; 75; 90; 120 和 150 米。将上述参数进行 C_T^2 比值的计算, 计算结果列于表 1。

表 1 静止时 $\overline{C_T^2(\theta)}/C_T^2(180^\circ)$ 比值表

天线口径	$H(\text{米})$		30	40	50	60	75	90	120	150
1.2 米	$\alpha_1(H)$		0.02	0.015	0.012	0.010	0.008	0.00677	0.005	0.004
	m	10^3	1.769	1.433	1.277	1.192	1.123	1.086	1.048	1.031
		10^2	1.077	1.043	1.028	1.019	1.012	1.0086	1.005	1.003
		10^1	1.0077	1.0043	1.0028	1.0019	1.0012	1.00086	1.0005	1.0003
1.5 米	$\alpha_1(H)$		0.025	0.01875	0.015	0.0125	0.010	0.00833	0.00625	0.005
	m	10^3	2.202	1.676	1.433	1.301	1.192	1.134	1.075	1.048
		10^2	1.120	1.0676	1.0433	1.030	1.0192	1.0134	1.0075	1.0048
		10^1	1.012	1.0068	1.0043	1.003	1.0019	1.0013	1.00075	1.0005
2.0 米	$\alpha_1(H)$		0.0333	0.025	0.020	0.01667	0.01333	0.0111	0.00833	0.00667
	m	10^3	3.137	2.202	1.769	1.534	1.342	1.237	1.134	1.0855
		10^2	1.214	1.120	1.0769	1.0534	1.0342	1.0237	1.0134	1.00855
		10^1	1.0214	1.012	1.0077	1.00534	1.00342	1.0024	1.00134	1.00086

从表 1 可以清楚地看出, 由于准后向散射存在, 使得 $\overline{C_T^2(\theta)}$ 总比 $C_T^2(180^\circ)$ 大, C_T^2 比值最大为 3.14, 最小为 1.0003, 对不同天线口径来说, C_T^2 比值随天线口径的增大而增大, 以 $m = 10^3$, 高度 30 和 150 米为例, 在 $D = 1.2$ 米时, 其 C_T^2 比值分别为 1.77 和 1.031, 而 $D = 2.0$ 米时, 则其比值分别为 3.14 和 1.085。对不同 m 值来说, 影响 C_T^2 比值随 m 的增大而增大, 以 $D = 1.5$ 米, 高度为 30 和 150 米为例, 当 $m = 10$ 时, C_T^2 比值分别为 1.012 和 1.0005, 而 $m = 10^3$ 时, 则 C_T^2 的比值分别为 2.202 和 1.048。对高度来说, 影响 C_T^2 比值是随高度增大而减小, 以 $m = 10^3$, $D = 2.0$ 米为例, 对各不同高度的 C_T^2 比值是:

高度(米)	30	40	50	60	75	90	120	150
C_T^2 比值	3.14	2.202	1.769	1.534	1.342	1.237	1.134	1.0855

从上面比值数字可以看出, C_T^2 比值随高度有一定衰减作用, 下层衰减快, 而上层衰减缓慢, 其他 C_T^2 比值数据详见表 1。总之, 在静止大气时, C_T^2 比值都大于 1, 比值随天线口径的增大而增大, 随 m 的增大而增大, 随高度的增大而减小。

2. 均匀水平风速对 C_T^2 比值的影响

在计算时,天线指向性因子 $I(\theta)/I(0)$ 我们引用 Hall^[7] 的资料. 取均匀水平风速为 3, 6, 9, 12, 15 米/秒; 天线口径为 1.2 米; 声频为 1000 和 2000 赫; m 和高度取值与上节相同, 把上面参数代入(16)式作 C_T^2 比值计算, 计算结果表明: 1. 在各相同风速和相同 m 值下, C_T^2 比值均随高度减小. 2. 在 $m = 10^3$ 时, 在所有高度上, C_T^2 比值均随风速增大而增大, 并且 C_T^2 比值都是大于 1; 当 $m = 10$ 时, 则其比值随风速增大而减小, 并且比值都小于 1; 当 $m = 10^2$ 时, 在频率为 1000 赫时, C_T^2 比值均在 1 附近, 在频率为 2000 赫时, 其 C_T^2 比值均随风速的增大而减小. 其他结果列入表 2、表 3 和图 3、图 4 中.

表 2 $\overline{C_T^2}(\theta)(30\text{米})/\overline{C_T^2}(\theta)(150\text{米})$ 比值表

水平风速		0	3	6	9	12	15 (米/秒)
m	10^3	1.716	1.624	1.453	1.310	1.216	1.155
	10^2	1.074	1.073	1.069	1.064	1.059	1.055
	10	1.007	1.007	1.007	1.007	1.007	1.007
	0	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000

表 2 是各种水平风速和 m 值情况下, 30 米高度 $\overline{C_T^2}(\theta)$ 与 150 米高度上 $\overline{C_T^2}(\theta)$ 比值表. 由表 2 可见, 当 $m = 0$ 时, 即没有考虑 C_T^2 项的作用, 在各种风速下, $\overline{C_T^2}(30\text{米})/\overline{C_T^2}(150\text{米})$ 的比值均为 1; 当 $m = 10$ 时, $\overline{C_T^2}(30\text{米})/\overline{C_T^2}(150\text{米})$ 比值接近 1, 不随风速

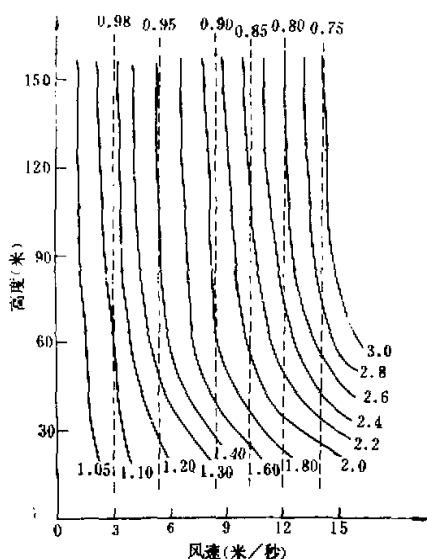


图 3 频率是 1000 赫 $\overline{C_T^2}(u)/\overline{C_T^2}(u=0)$ 的风速—高度剖面图.

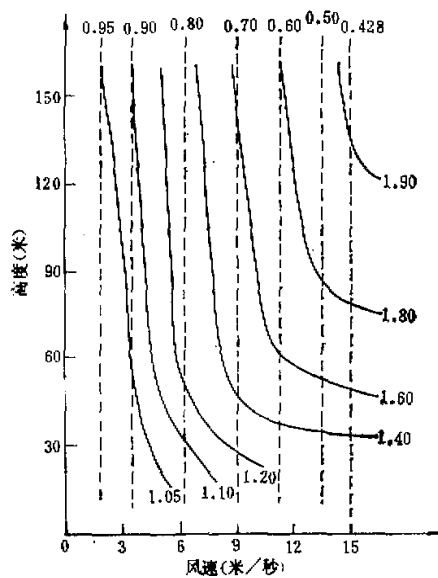


图 4 频率是 2000 赫 $\overline{C_T^2}(u)/\overline{C_T^2}(u=0)$ 的风速—高度剖面图.

表 3 150 米高度上 $[C_T^2(m; v_i)/C_T^2(0; v_i)]$ 比值表

水平风速		0	3	6	9	12	15 (米/秒)
m	10^3	1.031	1.182	1.629	2.378	3.427	4.774
	10^2	1.003	1.018	1.063	1.138	1.243	1.377
	10	1.0003	1.002	1.006	1.014	1.024	1.038
	0	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000	1.000

而变; 当 m 在 10^2-10^3 之间, $\overline{C_T^2(30 \text{ 米})}/\overline{C_T^2(150 \text{ 米})}$ 比值随风速增大而减小; 在各种风速下, $\overline{C_T^2(30 \text{ 米})}/\overline{C_T^2(150 \text{ 米})}$ 比值均随 m 的增大而增大, 比值随 m 增大速率, 小风时比大风时大, 静风时最大。

表 3 是 150 米高度上 m 值对各种风速情况下 $\overline{C_T^2(150 \text{ 米})}$ 的影响作用, 即 $\overline{C_T^2(m; v_i)}/\overline{C_T^2(0; v_i)}$ 比值表。由表 3 可见, 在 150 米高度上, m 值对各风速下 $\overline{C_T^2(m)}/\overline{C_T^2(0)}$ 比值的影响作用, 风速愈大, m 值对 $\overline{C_T^2(m)}/\overline{C_T^2(0)}$ 比值的影响作用也愈大; 在风速相同时, m 值愈大对比值的影响也愈大。

图 3 和图 4 分别是频率为 1000 赫和 2000 赫时, $\overline{C_T^2(u)}/\overline{C_T^2(u=0)}$ 比值的风速—高度剖面图。图中实线是 $m=10^3$ 时的比值等值线, 虚线是 $m=10$ 时的比值等值线。从图 3 和图 4 可以看出, $\overline{C_T^2(u)}/\overline{C_T^2(u=0)}$ 的比值随风速的变化, 在 $m=10^3$ 时, 比值随风速的增大而增大, 这种增大作用, 随高度的增大而增大; 在 $m=10$ 时, 则 $\overline{C_T^2(u)}/\overline{C_T^2(u=0)}$ 比值随风速的增大而减小, 但这种减小作用与高度无关。从图 3 和图 4 比较还可以看出, 在 $m=10^3$ 时, 在相同高度上 $\overline{C_T^2(u)}/\overline{C_T^2(u=0)}$ 随风速的增大而增大, 其增大速率, 1000 赫的均要比 2000 赫的大; 而对 $m=10$ 时, 在相同高度上 $\overline{C_T^2(u)}/\overline{C_T^2(u=0)}$ 随风速的增大而减小, 其减小速率 2000 赫的要比 1000 赫的大。

3. 风速呈指数分布和对数分布对 $\overline{C_T^2(\theta)}$ 的影响

计算时天线口径仍为 1.2 米, 水平风速廓线参数列于表 4, 表中 c 是声速。我们将表 4 参数代入 (16) 式进行比值计算, 其结果与上节风速均匀分布的结果基本相似。但这时

表 4 水平风速廓线参数表

廓线类型	廓线形式	平均风速	到达角表示式	偏差角 $\Delta\theta$ 表示式
指数廓线	① $u(z) = 0.1z$	$\frac{1}{2} u(z)$	$u(z)/c$	0
	② $u(z) = \sqrt{z}$	$\frac{2}{3} u(z)$	$\frac{4}{3} u(z)/c$	$\frac{1}{3} u(z)/c$
	③ $u(z) = 10^{-3}z^2$	$\frac{1}{3} u(z)$	$\frac{2}{3} u(z)/c$	$-\frac{1}{3} u(z)/c$
对数廓线	④ $u(z) = \ln z$	$u(z) - 1$	$2(u(z) - 1)/c$	$(u(z) - 2)/c$
	⑤ $u(z) = 2 \ln z$	$u(z) - 2$	$(2u(z) - 4)/c$	$(u(z) - 4)/c$
	⑥ $u(z) = 3 \ln z$	$u(z) - 3$	$(2u(z) - 6)/c$	$(u(z) - 6)/c$

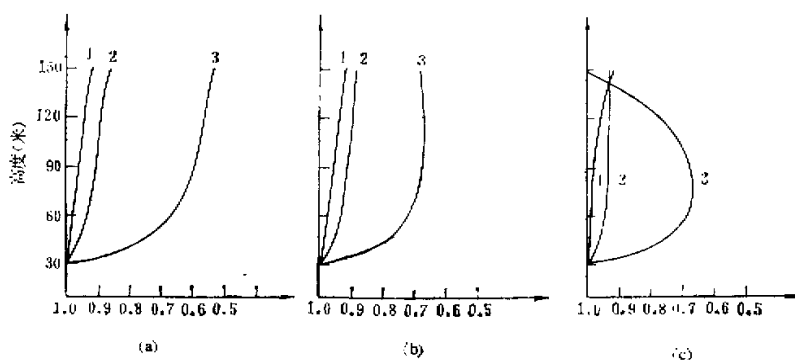


图 5 $f = 1000$ 赫, $\overline{C_T^2(z)}/\overline{C_T^2(30)}$ 随高度的变化。

(a) $u(z) = 0.1z$; (b) $u(z) = \sqrt{z}$; (c) $u(z) = 10^{-3}z^2$

1: $m = 10$; 2: $m = 10^2$; 3: $m = 10^3$.

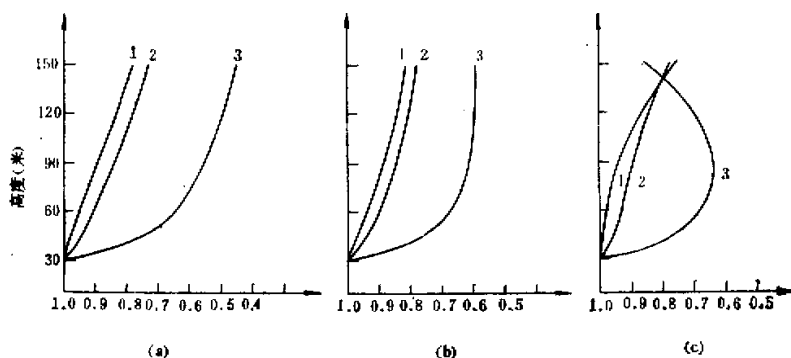


图 6 $f = 2000$ 赫, $\overline{C_T^2(z)}/\overline{C_T^2(30)}$ 随高度的变化。图示与图 5 相同。

$\overline{C_T^2(\theta)}$ 比值随高度的变化比上节复杂了,不但随高度有衰减作用,而且在某些条件下,比值随高度还可以出现拐弯转折现象。图 5—图 6 是表 4 中三种指数型风速廓线情况下, $\overline{C_T^2(z)}/\overline{C_T^2(30 \text{ 米})}$ 的相对比值随高度的变化图,另外三种对数风速廓线的 $\overline{C_T^2(z)}/\overline{C_T^2(30)}$ 相对比值随高度的变化情况大体上分别与图 5 和图 6 相似。

致谢: 在工作过程中与洪钟祥同志作过讨论,特此致谢。

参 考 文 献

- [1] Каллистратова, М. А., Академия Наук СССР Труды, Института Физики Атмосферы, № 4, p. 203—256, 1962.
- [2] Neff, W. D., Quantitative evaluation of acoustic echoes from the Planetary Boundary Layer, NOAA TR, ERL 322-WPL38, Boulder, Colorado, 34 pp, 1975.
- [3] Asimakopoulos, D. N. and Cole, R. S., Caughey, S. J. and Crease, B. A., *Boundary-Layer Meteor.*, vol. 10, no. 2, p. 137, 1976.
- [4] Mcallister, L. G., Pollard, J. R., Makoney, A. R. and Shaw, P. J. R., *Proceeding IEEE*, vol. 57,

no. 4, p. 579—587, 1969.

- [5] Kaimal, J. C., Wyngaard, J. C., Haugen, D. A., Coté, O. R., Izumi, Y., Caughey, S. J. and Reedings, C. J., *J. Atmos. Sci.*, vol. 33, p. 2152—2169, 1976.
- [6] Thomson, D. W., Coulter, R. L. and Warhaft, Z., *J. Appl. Meteor.*, vol. 17, no. 6, p. 723, 1978.
- [7] Hall, Jr. F. F. and Westcott, J. W., *J. Acoust. Soc. Amer.*, vol. 56, p. 1376—1382, 1974.

THE EFFECTS OF QUASI-BACKSCATTERING ON THE TEMPERATURE FLUCTUATION STRUCTURE COEFFICIENT MEASURED BY A SINGLE ACOUSTIC RADAR

Chen Yanjuan Zhou Mingyu

(Institute of Atmospheric Physics, Academia Sinica)

Abstract

Based on the scattering equation of sound wave in turbulent medium, a formula for the mean quasi-backscattering section on a finite receiving area under static condition and condition with horizontal velocity has been derived. Factors affecting the mean quasi-backscattering section are analysed, and the mean quasi-backscattering sections for various antenna diameters, wind velocities and $m (= \frac{C_T^2}{C^2} / \frac{C_T^2}{T^2})$ are calculated.

The calculated results show that in atmospheric boundary layer the temperature structure coefficient $[\overline{C_T^2(\theta)}]$ measured by acoustic radar is greater than pure theoretical one $[C_T^2(180^\circ)]$. The ratio $[\overline{C_T^2(\theta)} / C_T^2(180^\circ)]$ and variation of $\overline{C_T^2(\theta)}$ with altitude are related to antenna diameter, profile of wind velocity and m value. Thus, some differences between the measurements obtained by different acoustic radars under different atmospheric conditions may be explained by these calculated results.