

微波空对地遥感水汽分布的可能性及反演方法

黄 润 恒

(中国科学院大气物理所)

提 要

本文概要地介绍了水汽分子的微波吸收特征,计算了各种地表条件下地-气系统的微波波谱,讨论了利用水汽1.348厘米吸收带的微波辐射遥感大气水汽分布的可能性及其特点。运用变分的方法将遥感水汽的非线性方程线性化,讨论了线性化遥感方程的适用范围。对一系列的探空资料进行了模拟反演,讨论了影响反演精度的几个因子以及微波空对地遥感水汽分布的局限性。

一、引 言

大气遥感的一个重要方面是利用大气的热辐射遥感大气的水汽分布。过去的十几年,国内外在这方面有过不少的研究。起初,象温度遥感一样,使用的是红外波段。美国雨云气象试验卫星上采用改进的红外分光计^[1]以及红外干涉分光计^[2]测量大气水汽的红外辐射,反演水汽的垂直分布。从试验的情况看,效果不太令人满意,特别是对大气低层的水汽反演误差较大。国内有人对此问题进行了分析^[3],指出红外测温问题与测温问题的原则区别,提出了“最佳信息层”的有用概念。鉴于红外方法遥感水汽分布所遇到的困难,以及微波遥感的特点,国外从七十年代起开始同时用微波方法进行试验。雨云5号气象卫星上的五通道微波波谱仪设有一个水汽通道,它与一个微波窗区通道相配合,可以测量大气的水汽总量以及有云情况下的云中含水量^[4]。后来又用类似的装置在地面作试验,测得对流层的水汽分布^[5]。然而,在空间用微波的方法测量水汽分布至今尚未实现。本文就此问题作一些初步的理论分析,着重研究微波空对地遥感水汽分布的可能性、局限性以及可用的反演方法,并对反演结果的精度作一估计。

二、水汽分子的微波吸收特征

水汽是极性分子,其电偶极矩不等于零。在外来电磁场的作用下,水汽分子纯转动能

级跃迁可以产生大量的共振吸收线,其中有两条(即波长 $\lambda_1 = 1.348$ 厘米和 $\lambda_2 = 0.164$ 厘米)位于微波波段,其余的共振线位于亚毫米和远红外波段。

Gaut^[6] 系统总结了有关水汽分子微波吸收的理论和实验资料,指出:在通常采用的微波吸收线的 Van Vleck-Weisskopf 线形的情形下,水汽分子 1.348 厘米微波带的吸收系数为

$$\left. \begin{aligned} \alpha_{\text{水汽}} &= \alpha_{\text{共振}} + \alpha_{\text{弛豫}} \\ \alpha_{\text{共振}} &= 1.57 \times 10^3 \frac{\rho v^2}{T^{5/2}} e^{-644/T} \left\{ \frac{\Delta\nu}{(\nu - \nu_0)^2 + \Delta\nu^2} + \frac{\Delta\nu}{(\nu + \nu_0)^2 + \Delta\nu^2} \right\} \\ \alpha_{\text{弛豫}} &= 1.11 \times 10^{-2} \frac{\rho v^2 \Delta\nu}{T^{3/2}} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

式中吸收系数的单位是分贝/公里, $\Delta\nu$ 是由碰撞加宽引起的吸收线半宽度

$$\Delta\nu = 2.62 \left(1 + 0.011 \frac{\rho T}{P} \right) \frac{P}{1013.25} \left(\frac{300}{T} \right)^{0.625} \quad (2)$$

其中 P 是大气压强(毫巴), T 为大气温度(K), ρ 是大气的绝对湿度(克/米³); ν_0 是吸收线中心频率,一般取为 22.235 千兆赫, ν 是所考虑的微波频率(千兆赫)。

考虑到在实际大气中,当高度 ≤ 9 公里时, $T/P < 1$, 此时 $\rho T/P \leq 1$; 当高度 > 9 公里时, $\rho \ll 1$, 此时 $\rho T/P < 1$, 所以在 1% 的误差范围内,可将(1)、(2)式进一步简化,此时吸收线的半宽度为

$$\Delta\nu = 2.62 \left(\frac{P}{1013.25} \right) \left(\frac{300}{T} \right)^{0.625} \quad (2')$$

为了便于统一考察,可将(1)式改写成

$$\alpha_{\text{水汽}} = k_{\nu} \rho \quad (3)$$

由此可见,水汽的微波吸收系数与温度和气压有关,与水汽密度近似成正比。其中 k_{ν} 为单位密度下的水汽吸收系数,也即单位质量水汽的吸收截面(米²/克)。我们计算了美国

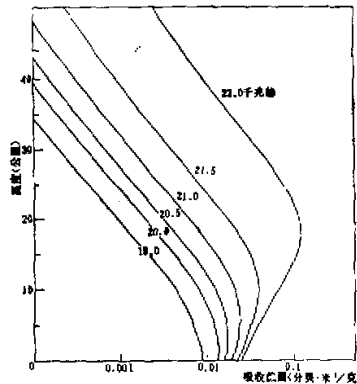


图1 标准大气水汽 1.348 厘米吸收截面随高度的分布

标准大气 22.235 千兆赫吸收线低频一侧几个频率上的 k_{ν} 值随高度的分布(图1)。由图

可见,在 5 公里以下, k_p 随频率的变化在一个量级以内,而在 20 公里以上,不同频率的 k_p 值可以相差两个量级。考虑到实际大气中水汽随高度的变化,各个频率上的吸收主要发生在对流层,这就为利用水汽的微波辐射遥感对流层的水汽提供了可能。

三、地-气系统的微波波谱

在微波波段,空对地辐射传输方程包括三部分的贡献,写成亮度温度的形式为

$$Tb_u = (1 - R)T_s \tau_{at} + R\tau_{at} Tb_d^{\downarrow} + Tb_d^{\uparrow} \quad (4)$$

其中 R 为地表的微波反射率, T_s 为地表温度, τ_{at} 为整层大气的微波透过率, $Tb_d^{\downarrow}$ 、 $Tb_d^{\uparrow}$ 分别为大气本身向下和向上发射的微波辐射。在温度分布已知的前提下,可以估算出氧气吸收和发射的贡献,从而可以从总的亮度温度中加以扣除。假定(4)式只代表水汽的贡献,此时 $Tb_d^{\downarrow}$ 、 $Tb_d^{\uparrow}$ 分别为

$$\left. \begin{aligned} Tb_d^{\downarrow} &= -\frac{1}{g} \int_{P_s}^0 T k_{\nu} q e^{\frac{1}{2} \int_{P_s}^0 k_{\nu} q dP'} dP \\ Tb_d^{\uparrow} &= -\frac{1}{g} \int_{P_s}^0 T k_{\nu} q e^{\frac{1}{2} \int_{P_s}^0 k_{\nu} q dP'} dP \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

其中 q 是大气水汽混合比垂直廓线, P_s 是地面气压, g 是重力加速度,近似取作常数,其他符号如前。

为了考察用 1.348 厘米吸收带遥感水汽分布的可能性,有必要考察地-气系统在这个吸收带上的波谱特征。为此我们计算了上海冬、夏两季平均温、湿分布所对应的微波辐射亮度温度。计算中使用的气候平均分布是从 1970—1975 历年探空记录中挑选出的晴空探测值(以云量 ≤ 3 为准)进行平均得到的,冬、夏两季的统计样本总数分别为 84 次和 78 次。

与 O_2 5 毫米吸收带相比,水汽 1.348 厘米是一个比较弱的吸收带。在这个波段上大气比较透明,即使在吸收带中心附近,大气的总吸收也只有 30% 左右(当然,总吸收的具体大小与水汽含量有关)。正因为如此,地-气系统 1.348 厘米波段上的微波辐射有相当大的一部分来自地表发射的贡献。而在微波区,不同类型地表的比辐射率有很大的差别,地表对于地-气系统的微波波谱,因而对于水汽遥感有着重要的影响。

表 1 是不同地表反射率条件下上海夏季晴空平均温、湿分布所对应的微波发射谱。可见对于 R 值较高的海洋(其典型值一般为 0.5),波谱表现为发射线的特征,海洋是一个冷的背景。亮度温度随频率的变化比较敏感,在吸收线中心与边缘,两者之差可以高达 50K 左右。这对于用频谱法遥感水汽分布比较有利。与此相反, R 较低的陆地(其典型值一般为 0.15 至 0.05)表现为暖的背景,上述波谱虽然也表现为发射线,但是谱线的振幅要小得多,亮度温度随频率变化不太敏感,各个通道的微波值的独立性较差,要从(4)式反演出水汽分布是比较困难的。

此外,不同温、湿分布所引起的微波波谱的相对变化也与地表类型有关。在海洋上空亮度温度的改变量较大;在陆地上空,不同的水汽分布所引起的大气本身微波辐射的变化被地表辐射的变化所补偿,因而使得最终的亮度温度的相对变化不明显,无法反映水汽变

化的影响。

表 1 不同地表条件下的微波波谱 (K)

ν (千兆赫)	18.0	19.0	20.0	21.0	22.0	23.0	24.0	25.0
τ_{ν}	0.95	0.92	0.87	0.81	0.73	0.74	0.80	0.85
$Tb_{\downarrow}^{\uparrow}$	15.4	22.8	35.3	55.8	77.7	75.6	58.5	44.3
$Tb_{\downarrow}^{\downarrow}$	15.5	22.8	35.4	56.0	78.3	76.1	58.8	44.4
$(1-R)\tau_{\nu}\tau_{\nu}$	R = 0.5	141.2	138.2	131.7	121.0	109.2	110.5	127.0
	R = 0.15	241.4	235.0	223.9	205.6	185.7	187.8	216.0
Tb_{ν}	R = 0.5	164.7	171.4	182.5	199.3	215.5	214.1	190.2
	R = 0.15	259.0	260.8	263.8	268.2	272.0	271.9	265.9

四、遥感方程的线性化

以下分析微波遥感水汽的特点以及它与温度遥感的区别。将(4)、(5)式加以变换,可以写成如下形式的非线性积分方程

$$Tb_{\nu} = \int_{P_s}^0 W_{\nu}(T, P, q) q dP \quad (6)$$

如果将(6)式中的 $W_{\nu}(T, P, q)$ 也看成是积分方程的核函数,则在此情形,核函数与水汽分布有关,通道的滤波特性将随不同的大气条件而变,很难用一组统一的通道概括各种情况。

与此有联系的是水汽场的时空变化与温度场有很大的不同。对于温度场,在 0—20 公里高度范围内,温度的改变量一般不会超过 30%;每日温度分布对其气候平均的偏离不超过 10%。而水汽场则不然,水汽分布的逐日变化可以较大,甚至可以与气候平均值相当;逐月的变化也很大。从空间分布来看,水汽主要集中在大气低层几公里范围内,从地面至对流层顶有两个量级以上的变化;同时水汽分布随纬度也有很大的不同。

为了建立微波辐射与水汽分布之间的定性对应关系,我们可以按地区、季节划分为几种情况,然后采用变分的方法,考察不同季节条件下每日水汽分布对其气候平均的偏离所引起的微波辐射值的变化。这样处理的实质就是求非线性泛函在某一个基本分布上的一阶导数,也即将原来的非线性遥感方程线性化。

令地对空、空对地微波透过率分别为 $\tau_{\nu}^{\downarrow}$ 和 $\tau_{\nu}^{\uparrow}$, 在气压坐标下它们分别为

$$\left. \begin{aligned} \tau_{\nu}^{\downarrow} &= \exp \left\{ \frac{1}{g} \int_{P_s}^P k_{\nu} q(P') dP' \right\} \\ \tau_{\nu}^{\uparrow} &= \exp \left\{ \frac{1}{g} \int_P^0 k_{\nu} q(P') dP' \right\} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

此时整层大气的透过率为

$$\tau_{\nu} = \exp \left\{ \frac{1}{g} \int_{P_s}^0 k_{\nu} q(P) dP \right\} \quad (8)$$

将水汽分布分解为气候平均分布 $\bar{q}(P)$ 以及对平均分布的偏离 δq 两部分, 即 $q(P) = \bar{q}(P) + \delta q(P)$, 则 δq 所引起的透过率的改变量在一阶变分近似下为

$$\left. \begin{aligned} \delta \tau_v^{\downarrow} &= \tau_v^{\downarrow}(\bar{q} + \delta q) - \tau_v^{\downarrow}(\bar{q}) \approx \tau_v^{\downarrow}(\bar{q}) \frac{1}{g} \int_{P_i}^P k_v \delta q dP' \\ \delta \tau_v^{\uparrow} &= \tau_v^{\uparrow}(\bar{q} + \delta q) - \tau_v^{\uparrow}(\bar{q}) \approx \tau_v^{\uparrow}(\bar{q}) \frac{1}{g} \int_P^0 k_v \delta q dP \\ \delta \tau_{v, \infty} &\approx \tau_{v, \infty}(\bar{q}) \frac{1}{g} \int_{P_i}^0 k_v \delta q dP \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

对方程(4)、(5)分部积分, 并将(9)式代入, 利用积分换元法则, 经过化简, 不难得到如下形式的变分方程

$$\delta T b_v = - \int_{P_i}^0 K_v(T, \bar{q}, P) \delta q dP \quad (10)$$

方程(10)即是遥感方程(4)线性化以后的形式, 其中核函数 $K_v(T, \bar{q}, P)$ 只与水汽的气候平均分布 $\bar{q}$ 有关, 而与具体的水汽分布无关。其具体形式为

$$\begin{aligned} K_v(T, \bar{q}, P) &= \frac{R \bar{\tau}_{v, \infty} k_v}{g} \left\{ 2 T_{\infty} \bar{\tau}_{v, \infty} + \frac{1}{R \bar{\tau}_{v, \infty}} \int_{T_i}^T \bar{\tau}_v^{\downarrow} dT' \right. \\ &\quad \left. - \int_{T_i}^{T_{\infty}} \bar{\tau}_v^{\downarrow} dT' - \int_{T_i}^{T_{\infty}} \bar{\tau}_v^{\uparrow} dT' \right\} \end{aligned} \quad (11)$$

其中的各个透过率 $\bar{\tau}_v^{\downarrow}$ 、 $\bar{\tau}_v^{\uparrow}$ 、 $\bar{\tau}_{v, \infty}$ 都只与水汽的基本状态有关。

(11)式中比较麻烦的是包含了 T_{∞} , 它在物理意义上相当于透过率 $\bar{\tau}_v^{\downarrow} = \bar{\tau}_{v, \infty}$, $\bar{\tau}_v^{\uparrow} = 1$ 那个高度上的大气温度。因为在平流层以上, 水汽含量甚微, 它们对于 1.348 厘米波段上的发射和吸收几乎没有贡献, 在这些高度上透过率不再会有什么变化, 因此在具体的计算中 T_{∞} 就可以取这些高度上的值。又因为在平流层高度上温度的变化范围不大, 同时该处的 k_v 在数值上要比对流层小一、二个量级, 所以这种取法对计算结果和问题的物理本

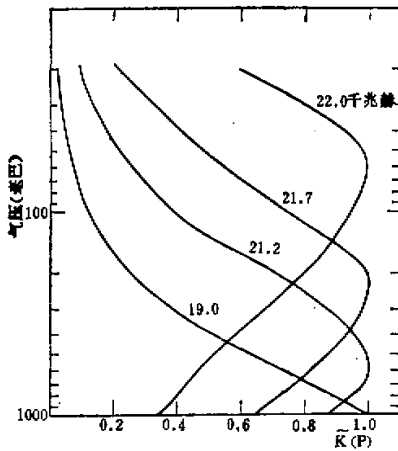


图2 归一化的变分核函数(冬季)

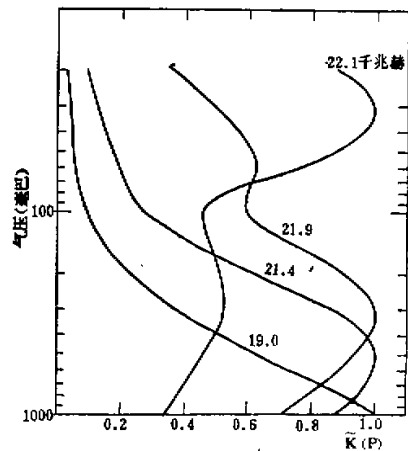


图3 归一化的变分核函数(夏季)

质不会有什么影响。

根据(11)式我们计算了 1.348 厘米波段几个频率上的变分核函数,结果见图 2 和图 3。计算中使用的温度分布相应于冬夏两季的气候平均值。可以看出,不同频率的亮度温度变分量大致反映了不同高度一定气层内的水汽改变。

为了考察线性化的适用性,我们比较了线性化方程所代表的亮度温度改变量(一阶变分)与实际的亮度温度改变量。这种比较是有意义的,因为一阶变分量 δTb_v 无法实测,为了能够应用方程(10)作反演,就必须建立亮度温度变分量与改变量的关系。

亮度温度改变量为

$$\Delta Tb_v = Tb_v(T, q) - Tb_v(T, \bar{q}) \quad (12)$$

其中 $Tb_v(T, q)$ 为实测量, $Tb_v(T, \bar{q})$ 在温度分布已知的前提下,可从方程(4)、(5)算出。计算所得的 δTb_v 与 ΔTb_v 的关系见图 4。可见即使在水汽含量和变化较大的夏季,同一温度结构的两种亮度温度改变量之间非常接近。如果用适当的回归方程来表示两者的关系,则

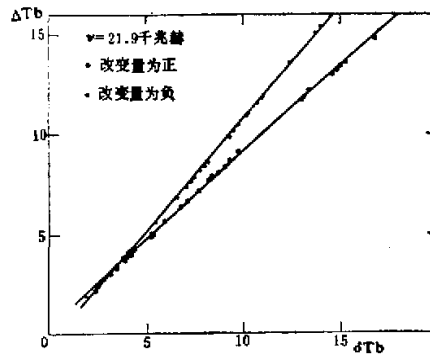


图 4 同一温度分布下 δTb_v 与 ΔTb_v 的关系(夏季)

$$\delta Tb_v = \beta_v^+ \Delta Tb_v$$

其中 β_v^+ 分别为 ΔTb_v 取正值或负值时的回归系数,见表 2。一般说来,当 $\Delta Tb_v > 0$ 时, $\beta_v^+ > 1$; 而 $\Delta Tb_v < 0$ 时, $\beta_v^- < 1$,它说明变分量总比改变量大。由图可见,在水汽含量比较接近气候平均分布的情况下(此时 ΔTb_v 较小),两者符合得很好;而当水汽分布对气候平均有较大的偏离时,两者符合较差。这种情况说明,在后一种情况下线性化的近似程度较差。即使如此,根据实测量经过订正后所得的 δTb_v ,与方程(10)所要求的 δTb_v 之间的差不超过 0.5K。但是这种严重的情况在我们的统计样本中不过占 5%。

表 2 夏季 δTb_v 与 ΔTb_v 之间的回归系数

ν (千兆赫)	19.0	21.4	21.9	22.1
β_v^+	1.024	1.081	1.100	1.106
β_v^-	0.981	0.928	0.912	0.908

此外,由(11)式可见,变分核函数与具体的温度分布有关.我们计算了不同温度结构所引起的核函数的大小、峰值位置和空间覆盖范围的相对变化.结果表明,除了频率较低的 19.0 千兆赫而外,其余各个通道的核函数随不同的温度分布而有所变化,这一点在具体反演时需要加以考虑.

五、改进的 Chahine 迭代

考虑到变分核函数与温度分布的关系,我们采用改进的 Chahine 迭代方法反演^[7],其基本思路如下:

1. 从某一初始的水汽廓线改变量 $\delta q^{(0)}$ 出发(经过 n 次迭代以后,水汽改变量为 $\delta q^{(n)}$),代入(10)式计算相应的亮度温度改变量 $\delta Tb_v^{(n)}$.

2. 如果 $\delta Tb_v^{(n)}$ 与 δTb_s 的差值在合理的误差范围以内,即 $|\delta Tb_v^{(n)} - \delta Tb_s| \leq \varepsilon$, 其中 ε 为事先选定的收敛判据,此时就可以认为最终的反演解为 $q = \bar{q} + \delta q^{(n)}$. 如果不满足收敛判据,则可根据 $\delta Tb_v^{(n)}$ 与 δTb_s 的比值,求出一个适当的张弛因子 $\xi^{(n)}$,从而得到下一次迭代值 $\delta q^{(n+1)} = \xi^{(n)} \delta q^{(n)}$.

3. 重复 1—2 的步骤,直至收敛判据满足为止.

上述迭代解法的一个关键问题,是如何根据计算值与实测值的关系,来调节水汽改变量 $\delta q^{(n)}$,使之与真值逼近.从方程(10)可见, δTb_s 与 δq 的变化方向相同,即当 $\delta q > 0$ 时, δTb_s 也大于零;且当 δq 越大时, δTb_s 也越大.从这一特点出发,可以设想,如果计算值 $\delta Tb_v^{(n)}$ 比 δTb_s 小,则需要适当增加 $\delta q^{(n)}$,此时张弛因子应大于 1,反之亦然.因此我们参照 Twomey^[7],张弛因子取为

$$\xi^{(n)} = \left\{ 1 + \frac{\delta Tb_s - \delta Tb_v^{(n)}}{\delta Tb_v^{(n)}} \tilde{K}_v(P) \right\} \quad (13)$$

其中 $\tilde{K}_v(P)$ 是变分核函数 $K_v(T, \bar{q}, P)$ 以其极大值归一化以后的形式.而最终的迭代解为

$$\delta q^{(n+1)} = \xi^{(n)} \dots \xi^{(0)} \delta q^{(0)} \quad (14)$$

当 δTb_s 与 $\delta Tb_v^{(n)}$ 符号相反时,(13)式张弛因子中的 $\frac{\delta Tb_s - \delta Tb_v^{(n)}}{\delta Tb_v^{(n)}}$ 为一负数,其绝对值大于 1,它至少使得在核函数出现极大值的高度 P_0 上(此时对应的 $\tilde{K}_v(P_0)=1$), $\xi^{(n)}(P_0) < 1$,因而有可能保证在下次迭代中 $\delta Tb_v^{(n)}$ 与 δTb_s 符号相同.事实上具体的数值试验中发现,若两次初值数值相同符号相反,对于同一组探空资料经过一次迭代以后情况变得几乎完全一样.原则上同一通道可以提供各个高度上的修正因子 ξ ,修正量的大小与核函数的相对取值有关.于是,我们可以选取一组通道来反映不同高度上的水汽变化,但是由于核函数彼此重迭,可用的独立通道数目是有限的.

六、反演结果

我们用上节的迭代方法,取频率为 19.0, 20.9, 21.4, 21.9 千兆赫四个通道,对 35 组

夏季的探空资料进行了模拟反演。初值 $\delta q^{(0)}$ 取气候平均分布的 $1/1000$, 收敛判据 ϵ 取 $0.1K$, 因为 200 毫巴以上的水汽及其改变量要比低层小 2—3 个量级, 反演值已不可靠。我们以下只讨论 200 毫巴以下各层的反演结果, 它们大致分为三类:

1. 原始的水汽分布相对于气候平均有较大的正向(或负向)系统的偏离, 此时对应的 δTb , 也比较大, 反演结果较好。典型的例子见图 5。图中实线代表实际的水汽分布, 虚

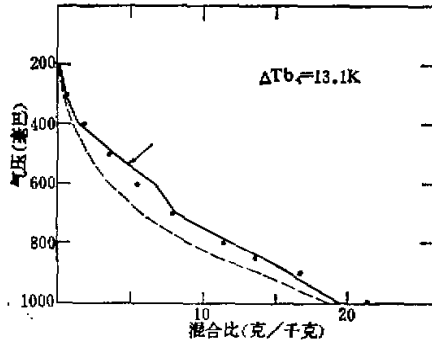


图 5 水汽反演举例: δq 系统偏离的情形

线代表气候平均, 点代表反演值。图中还给出了频率为 21.9 千兆赫通道的亮度温度改变量。这一类情形中水汽分布比较平滑, 而反演解基本上初值在各个高度上适当的平移。大多数高度上的反演值的相对误差为 10% 或更好一些。

2. 原始的水汽分布在气候平均值两侧振荡, δq 正负相间。这一类情形比较复杂。当亮度温度改变量较大时, 反演结果比气候平均值有所改善, 但是相对误差比第一类大。这一类水汽分布中的精细结构在反演过程中都被平滑掉了。具体的例子见图 6。

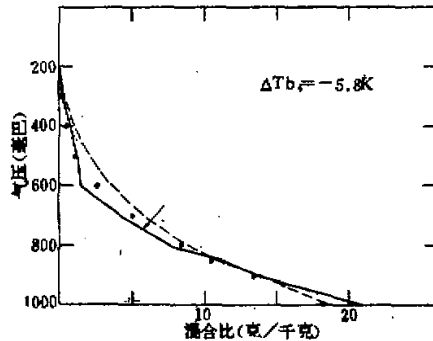


图 6 水汽反演举例: δq 正负相间, 但 ΔTb , 较大的情形

3. 第三类情况或者是水汽改变量不大, 或者是 δq 正负相间, 致使 δTb , 比较小, 此时反演解基本上就是气候平均分布。例子见图 7。

概括起来, 用改进的 Chahine 方法反演线性化遥感方程 (10) 所得的结果, 与原始水汽分布的特点有关。一般当 δq 变化比较平缓, 尤其是 δq 对于平均值是系统的偏离时, 反

演效果较好;当 δq 正负相间振荡变化时,反演的误差较大。或者说,反演的精度与信号强度(亮度温度改变量的大小)有关。由此也可以看出,微波法遥感水汽分布应用在海洋上空比较有利。

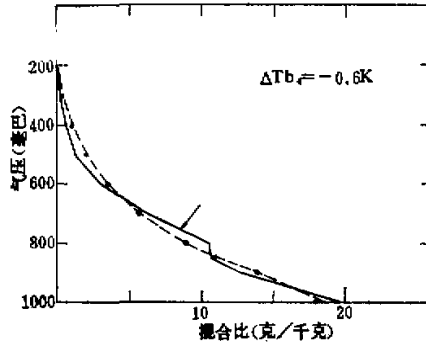


图7 水汽反演举例: δq 正负相间,但 δTb 较小的情形

另一方面,无论在什么情形,反演解只能反映水汽分布的基本趋势,无法反映它的精细结构。同时,尽管存在有 δq 正负相间的个例,但是所有的反演解都是在气候平均分布的同一侧。前者固然是被动遥感技术的普遍弱点,但是对于微波水汽遥感,问题尤为突出。所有这些局限性都来源于变分核函数空间分辨率太低。

此外,我们还试验了几种不同的初值。一般来说,反演结果对一类初值的关系不大,当取 $\delta q^{(0)} = \beta \bar{q}$ 时,对于任何的 β (可大、可小;可正、可负)反演的结果基本相同。我们同时还对冬季的情况作了类似的反演试验,其结果的基本特征与夏季相同,只不过冬季的水汽改变量一般不大,因而 δTb 较小,出现上述第三类情况的机会较多。

七、结 论

从以上的计算结果和分析,我们可以看出:水汽 1.348 厘米是一个弱的吸收带,地表的微波发射对于整个地—气系统的向外发射谱形起着重要的影响。在比辐射率高的陆地上空,地—气系统的微波亮度温度随频率变化不敏感;不同水汽廓线下亮度温度改变量的幅度不大。这些都是对遥感水汽不利的。本文着重讨论了海洋上空微波遥感水汽的可能性。对于陆地情形,必须设法消去地表的影响,这是一个有待于进一步研究的课题。

另一方面,正因为 1.348 厘米是弱吸收带,所以在一级近似下可用变分的方法将原来的非线性遥感方程线性化。线性化后的亮度温度变分量,在大多数情形下能够代表实际的亮度温度改变量,少数偏差较大的情形,也可以用经验回归系数加以适当的订正。这样就保证了线性化方程有较宽的适用范围。但是线性化方程只是反映了亮度温度改变量与水汽改变量之间大致的对应关系。由于变分核函数的空间覆盖范围较宽,因而对反演解起着严重的光滑作用,这在 δq 正负相间的情况下尤为明显。虽然如此,在所有的情况下,加进辐射测量信息以后,反演得到的水汽分布要比气候平均值更接近实际分布。一般情况

下反演的相对误差大约为 10% 左右。为了获得较高的空间分辨率和反演精度,还需要探索更好的遥感和反演方法。

参 考 文 献

- [1] Smith, W. L., *Appl. Opt.*, 9, p. 1993, 1970.
- [2] Hanel, R. & Comrath, B., *Science*, 165, p. 1258, 1968.
- [3] 曾庆存, 大气红外遥测原理, 科学出版社, 1974.
- [4] Grody, N. C., *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, A-P24, p. 155, 1976.
- [5] Decker, M. T. et al., *J. Appl. Meteorol.*, 17, p. 1788, 1978.
- [6] Gaut, N. E., TB-467, AD-681915, 1968.
- [7] Twomey, S., *Introduction to the Mathematics of Inversion in Remote Sensing and Indirect Measurements*, Elsevier Sci. Pub. Company, 1977.

NUMERICAL ANALYSIS ON THE FEASIBILITY AND INVERSION METHOD OF MICROWAVE REMOTE SENSING OF CLEAR-AIR ATMOSPHERIC WATER VAPOR PROFILES FROM SPACE

Huang Run-heng

(*Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences*)

Abstract

The microwave spectrum of water vapor molecule is outlined. The feasibility and characteristics of remote sensing of atmospheric water vapor profiles by use of 1.348 cm absorption band are discussed. The nonlinear equation for remote sensing of water vapor was linearized by means of variation method. The effective range of linearized equation is examined. A set of radiosonde data is numerically inverted. Several factors that influence the inversion accuracy, and the limitation of remote sensing of water vapor from space are discussed.