

用曙暮光时的天光光强反演平流层 气溶胶散射系数廓线*

关 虹 吕达仁 吴北婴

(中国科学院大气物理研究所, 北京 100029)

提 要

本文基于对曙暮光问题的系列研究, 提出一个用曙暮光时的光强观测资料反演平流层气溶胶垂直分布的方案。然后在用 Monte-Carlo 计算程序模拟分析 Koomen 等人 1951 年曙暮光观测资料的基础上, 对此资料实施了反演试验, 并给出了反演基本结果和误差分析。结果表明此法是有效的, 能为平流层气溶胶过去几十年的长期变化提供反演方法。

关键词: 曙暮光; 平流层气溶胶; 反演。

一、引 言

近年来, 由于人类对气候演变和全球环境变化问题日益关注, 平流层气溶胶的背景浓度、火山爆发后平流层气溶胶增加对气候的影响也引起了众多科学家的重视。Elterman 等人^[1-5]均进行了各种平流层气溶胶的探测。由于现代科学技术的发展, 卫星、激光雷达、气球载粒子计数器成为平流层气溶胶探测的主要手段。但是光度计仍作为一种耗资小、便于长期观测的探测仪器保留其特殊的存在价值。尤其是由于此类光度计天光观测自上一世纪中下叶就已经开始, 研究这些历史资料, 并从中得到有关平流层气溶胶背景浓度演变的信息, 对气候研究有其重要意义。在历史资料中, 有相当一部分是曙暮光时的光强观测。因此, 正确解释这部分光强资料, 从中获取当时平流层气溶胶浓度的定量信息, 几乎是研究当时气溶胶浓度的唯一手段, 其意义是十分明显的。基于我们在此之前对此问题的系列研究, 本文提出一个利用曙暮光时的光强观测资料反演平流层气溶胶垂直分布的方案, 采用 Monte-Carlo 计算程序^[6,7]模拟分析了 Koomen 等人 1951 年所做的曙暮光光强观测资料^[8], 并应用此观测资料实施了反演实验, 给出了误差分析。

二、反演方案的基本考虑和观测个例选择

在曙暮光时进行天光光强观测, 探测器测得的是包含多次散射光的天光光强:

1991 年 2 月 9 日收到, 4 月 18 日收到修改稿。

* 本工作为国家自然科学基金和中国科学院“日地整体行为研究”联合资助项目。

$$I_0 = I_s + I_m = I_s / \alpha, \quad (1)$$

其中 I_0 为观测到的光强, I_s 为单次散射光强, I_m 为多次散射光强, $\alpha = I_s / I_0$ 为单次散射光强所占的比例. α 取决于大气混浊度、探测波长、观测天顶角和太阳天顶角. 在 α 远小于 1 时如果应用单次散射的假定来处理问题将引起很大误差. 即使在火山平静期, 单次散射占优势的时候, 如果多次散射占有一定份量, 也需加以考虑. 以往的一些科学家在用单次散射模式推算平流层气溶胶时^[9], 没有考虑多次散射的影响. 而我们的作法是: 先用 Monte-Carlo 方法模拟和分析多次散射等因子对测量的影响, 在此基础上建立适当的反演方案. 下面就以反演 Koomen 等人^[8]1951 年的光强观测资料为例, 详细叙述这一方法.

1951 年是火山平静时期, 在此之前几年无强火山爆发. Koomen 等人分别在美国的新墨西哥州和马里兰州进行了一系列的光强和偏振度的观测, 其观测的天顶角不限于单一的天顶角, 而是在 6 个不同的天顶角下进行的. 另外, 其观测到的光强是绝对光强, 这一特点是利用光强反演平流层气溶胶的分布所必须的条件. 我们首先采用球面大气中用 Monte-Carlo 方法计算辐射传输的程序^[6], 模拟了 1951 年 0.55 μm 波长天顶方向和天顶角为 60° 的方向上观测到的光强和偏振度, 并分析了多次散射在总光强中的比重及地面反射对结果的影响. 并与 Koomen 等人的观测作了比较.

1. 参数选取

根据标准大气廓线^[10]算出分子散射系数和大气折射指数廓线, 根据 Elterman 的表 1 算出臭氧吸收系数廓线, 气溶胶散射系数廓线. 取 1959—1960 年 Junge 根据飞机粒子撞击取样器观测整理的结果^[11], 气溶胶吸收系数假定为零, 气溶胶折射指数取为 1.5—0.01, 气溶胶散射相函数根据 Haze L 谱计算(半径范围为 10^{-1} —1.25 μm).

值得特别提出的是 Koomen 等人的观测是在海拔高度为 2800m 的萨克拉门托峰上进行的. 尽管大气较为清洁, 但高山的存在必然要比无高山时的大气要浑浊, 也就是说应该考虑观测点所在的高山大气边界层的存在. 为此在模拟时, 考虑到了山尖那点边界层对单次散射的影响, 将边界层中米散射系数作了合理的调整, 当单次散射点落在边界层内时, 用调整后的米散射系数计算散射. 另外, 从单次散射点到观测点的消光也用调整后的米散射系数计算.

2. 结果与分析

(1) 各次散射在总光强中的比重

表 1 和表 2 分别相应于观测天顶角为 0° 和 60° 的各次散射光强与第一次散射光强之比. 单次散射起主要作用, 但二次散射和三次散射占的比例也很可观. 特别是在观测天顶角为 60° 时, 二次散射占 30% 左右, 三次散射也达到了 7%. 所以, 即使是在火山平静时期, 在较短波长, 多次散射仍然起着较大的作用.

(2) 地面反照率对光强和偏振度的影响

对测量天顶角为 60° 时, 三种不同的地面反照率情况下进行了计算. 在此例子中, 地面反照率对光强和偏振度的影响是很不明显的. 由于 1951 年为火山平静时期, 多次

表 1 观测天顶角为 0° 时历次与一次散射光强之比

$\theta(^{\circ})$	1/1	2/1	3/1	4/1	5/1	6/1
91	1.0	0.1739	0.0412	0.0134	0.0041	0.0030
92	1.0	0.1556	0.0359	0.0141	0.0032	0.0013
93	1.0	0.1412	0.0315	0.0159	0.0032	0.0003
94	1.0	0.1302	0.0272	0.0248	0.0061	0.0
96	1.0	0.0846	0.0692	0.0175	0.0264	0.0

表 2 观测天顶角为 60° 时历次与一次散射光强之比

$\theta(^{\circ})$	1/1	2/1	3/1	4/1	5/1	6/1
91	1.0	0.2948	0.0732	0.0191	0.0089	0.0010
92	1.0	0.2895	0.0609	0.0174	0.0087	0.0018
92.5	1.0	0.2763	0.0534	0.0161	0.0086	0.0015
93	1.0	0.2740	0.0507	0.0156	0.0099	0.0015
93.5	1.0	0.2690	0.0453	0.0151	0.0124	0.0017
94	1.0	0.2831	0.0438	0.0141	0.0145	0.0025
94.5	1.0	0.3070	0.0427	0.0114	0.0171	0.0038
96	1.0	0.5557	0.0538	0.0122	0.0330	0.0164

散射占的比例相对小, 由多次散射引起的光子到达地面而被反射的机会变小, 这就使得地面反照率对结果的影响很小。

(3) 计算结果与实测结果比较

用 M-C 方法模拟计算光强时作了两点假设: 1) 大气上界的光强为 1 个单位; 2) 观测是在单一波长上进行的。但是, 由于光度计的测量结果是在绿波段进行的, 必须将计算结果转换为比波段上的积分光强, 然后乘以对应波长上的大气上界光强值。表 3 为对应的模拟结果和观测结果对比。由于原作者采用烛光 / 平方英尺的单位, 此表也采用这一单位。换算关系为: $1 \text{ 烛光 / 平方英尺} = 1.583 \times 10^{-2} \text{ W / (m}^2 \text{ sr)}$ 。

表 3 绝对光强的模拟和计算结果比较

$\theta(^{\circ})$	I_{mc} (烛光 / 平方英尺)	$I_{观测}$ (烛光 / 平方英尺)
91.0	23.352	22.667
92.0	11.249	10.977
93.0	4.776	4.687
94.0	1.681	1.459
96.0	0.109	0.180

由表 3 可以看出,模拟与观测结果总的趋势符合得较好, 96° 上结果的差异可能是在模式大气中上界偏低引起. M-C 方法计算的结果略高于观测的结果,由此可推测 Koomen 等人观测时的平流层气溶胶比 Junge 观测时的浓度低一些.

(4) 同期不同观测者所测偏振度的比较

不同观测者所用的光度计是有差别的,有些人测量的是绝对光强,有些测量则是相对光强. 所以比较光强的测量结果有一定困难. 但对于偏振度来说不存在此问题. 表 4 是模拟结果与同期其他观测者的结果比较^[12,13], 其中前两行是观测结果,最后一行是我们模拟的结果. 偏振度定义为

$$P = \frac{I_r - I_t}{I_r + I_t} \times 100\%$$

表 4 偏振度的模拟结果和同期其他观测者的结果比较, 观测天顶角 $= 0^\circ$

观测地点	测点海拔 高度(m)	作者	波长 (μm)	偏振度(P)						
				$\theta(^{\circ})$	91.0	92	93	94	95	96
法 国	500	Robley	0.45	/		0.70	/	0.68	/	0.64
印度	722	Dave	0.45	0.71		0.69	0.68	0.68	0.67	0.63
美国	2800	Koomen	0.55	0.87		0.89	0.89	0.89	/	0.84

对于 Koomen 等人的结果的模拟比同期其他作者的结果偏高. 可能的原因有如下两个: 大气低层的气溶胶和分子密度均较大, 低层的气溶胶粒子使得偏振度降低. 观测位置越高, 大气越洁净, 大气低层的粒子影响就越小, 偏振度就越高. 另外, 在较短波长上, 高次散射比重增加使得偏振度下降. 因此可以说我们的模拟结果是合理的.

三、迭代反演平流层气溶胶散射系数廓线的方案

由上节讨论可知, 对于这样一个火山平静时期的观测个例, 多次散射光的影响仍不能忽略. 我们可应用 Monte-Carlo 程序计算出在假设的气溶胶散射系数廓线下散射光中多次散射的比例, 从而从总观测光强中扣除这部分光强, 即

$$I_{rm}(\theta_d, \theta) = I_0(\theta_d, \theta) \times \frac{I_s(\theta_d, \theta)}{I_t(\theta_d, \theta)} - I_{rr}, \quad (2)$$

其中 I_0 是在太阳天顶角 θ 时观测到的绝对光强, I_s 和 I_t 分别是根据一定的大气模式用 Monte-Carlo 方法算出的单次散射和总散射光强, I_{rr} 是根据同样的大气模式用单次散射解析模式算出的单次莱雷散射光强, I_{rm} 是单次米散射光强, θ_d 是观测天顶角. 单次米散射可以表示为:

$$\begin{aligned} I_{rm}(\theta_d) &= \int_{h_1}^{h_2} \sigma_m(h) P_m(\mu) \exp(-\tau_1) \exp(-\tau_2) I_{\lambda 0} [\cos \mu]^{-1} dh \\ &= \int_{h_1}^{h_2} \sigma_m(h) K(h, \theta_d) dh. \end{aligned} \quad (3)$$

其中 $K(h, \theta_d) = P_m(\mu) \exp(-\tau_1) \exp(-\tau_2) I_{\lambda 0} [\cos \mu]^{-1}$ 为权重函数, μ 为散射角, 是 θ 和 θ_d 的函数. $\sigma = \int_0^\infty \sigma(r) n(r) dr$ 为散射系数 ($1/\text{km}$), $P_m(\mu)$ 为散射角为 μ 时的气溶胶散射相函数, $I_{\lambda 0}$ 为大气上界对应波长上的绝对光强,

$$\tau_1 = \int_0^s [\sigma_r(s) + \sigma_{03}(s) + \sigma_m(s)] ds,$$

$$\tau_2 = \int_0^L [\sigma_r(l) + \sigma_{03}(l) + \sigma_m(l)] dl,$$

σ_r , σ_{03} 和 σ_m 分别为大气的莱雷散射系数、臭氧吸收系数和米散射系数. L 为从大气上界光子入射点到第一次散射点间的距离, S 为从观测点沿视线到散射点的距离. 假定相函数 (Haze L) 不随高度而变化, 采用上节所述大气模式, 计算了单次散射模式 (3) 的被积函数随高度的变化关系如图 1. 图 2 为单次米散射权重函数随高度的变化. 可以看出, 平流层对总的单次米散射的贡献较大, 特别是在大气阴影上抬到某一高度后, 即太阳天顶角大于 92° 后, 对流层的影响变小, 主要贡献来自平流层气溶胶. 由于我们的目的是反演平流层气溶胶散射系数廓线, 因此在取通道时应着重考虑取较大的太阳天顶角的通道.

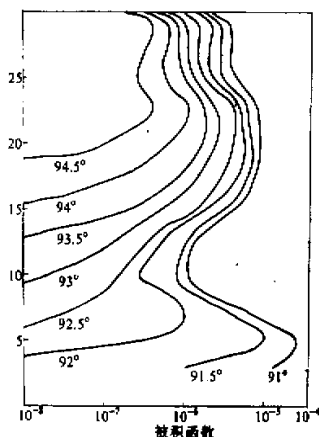


图1 单次米散射被积函数图

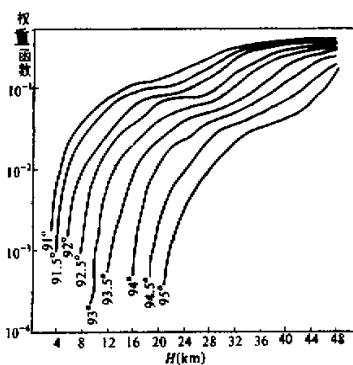


图2 单次米散射权重函数

四、敏感性试验

气溶胶粒子在侧向的散射很弱, 而前向的散射很强. 据此, 可以推测在天顶方向的单次散射光强主要是由分子散射引起的. 随着观测天顶角的增大, 单次米散射所占的比例越来越大. 表 5 为利用单次散射解析模式算出的不同观测天顶角下的结果.

可以看到, 在观测天顶角为 30° 时单次米散射强度只占 2.8% 左右, 而在 60° 则增

大到 8.0—9.0% 左右,当观测天顶角加大到 80° 时,米散射则占 26% 左右.为此选择 90° 的观测天顶角对气溶胶粒子最为敏感.但是,由于在大的观测天顶角下,观测视线要经历较长的对流层路径,观测在较大程度上要受对流层衰减的影响.考虑到以上两个方面的影响,我们选取观测天顶角为 60° 进行下步反演.

为了考察单次米雷散射和单次米散射对于气溶胶粒子的敏感性,将 Junge 等人在 1959—1960 年测得的背景气溶胶廓线作了改动^[11]: 0—15km 之间不变,15—30km 之间的米散射系数廓线增大了 4 倍(见图 3),代入单次散射模式,计算结果同样列于表 5.有如下几点结论:

表 5 各种气溶胶廓线下的单次散射光强

	$\theta(^{\circ})$	$I_{\text{单}}$	$I_{\text{单}R}$	$I_{\text{单}M}$	$\frac{I_{\text{单}M}}{I_{\text{单}}} \times 100\%$
观测天顶角 = 30°					
Junge (廓线)	92.0	0.3503-3	0.3412-3	0.9151-5	2.6%
	92.5	0.2284-3	0.2224-3	0.6011-5	2.6%
	93.0	0.1331-3	0.1292-3	0.3833-5	2.6%
	94.0	0.4035-4	0.3920-4	0.1146-5	2.8%
15—30km Junge 廓 线加大 4 倍	92.0	0.3549-3	0.3181-3	0.3681-4	
	92.5	0.2317-3	0.2060-3	0.2566-4	
	93.0	0.1358-3	0.1191-3	0.1673-4	
	94.0	0.4055-4	0.3543-4	0.5120-5	
观测天顶角 = 60°					
Junge (廓线)	92.0	0.8262-3	0.7566-3	0.6959-4	8.4%
	92.5	0.5514-3	0.5052-3	0.4615-4	8.4%
	93.0	0.3350-3	0.3049-3	0.3015-4	9.0%
	94.0	0.1069-3	0.9693-4	0.9918-5	9.3%
15—30km Junge 廓 线加大 4 倍	92.0	0.9829-3	0.7048-3	0.2781-3	
	92.5	0.6642-3	0.4676-3	0.1966-3	
	93.0	0.4111-3	0.2804-3	0.1306-3	
	94.0	0.1319-3	0.8765-4	0.4423-4	
观测天顶角 = 80°					
Junge (廓线)	92.0	0.2354-2	0.1726-2	0.6279-3	26.7%
	92.5	0.1547-2	0.1150-2	0.3972-3	25.7%
	93.0	0.1048-2	0.7644-3	0.2836-5	27.1%
	94.0	0.4292-2	0.3135-3	0.1157-3	27.0%
15—30km Junge 廓 线加大 4 倍	92.0	0.4026-2	0.1603-2	0.2423-2	
	92.5	0.2740-2	0.1063-2	0.1677-2	
	93.0	0.1928-2	0.7028-3	0.1225-2	
	94.0	0.7956-3	0.2851-3	0.5105-3	

1. 平流层气溶胶的增多使得单次莱雷散射强度减小, 这是由于气溶胶的增加, 使得消光增大的缘故。

2. 平流层气溶胶的增多使得单次米散射强度增大。这是由于消光使米散射强度下降, 而散射使单次米散射强度增大, 这两个因素的综合效果是散射的影响大于消光的影响, 故单次米散射主要依赖于散射项。

随着观测天顶角的变化, 单次散射对于气溶胶的敏感性也是不同的。大的观测天顶角对于气溶胶粒子更为敏感。当平流层气溶胶增大 4 倍时, 观测天顶角为 80° 方向上的单次散射光强几乎增加了一倍, 而这一变化主要是由单次米散射变化引起。单次莱雷散射相对来说变化微小, 对总变化的影响可略去不计。所以, 在较大的观测天顶角情况下, 可以认为单次莱雷散射不随气溶胶的变化而变。当然, 这一假定将带来一定误差, 将在以后进一步讨论。

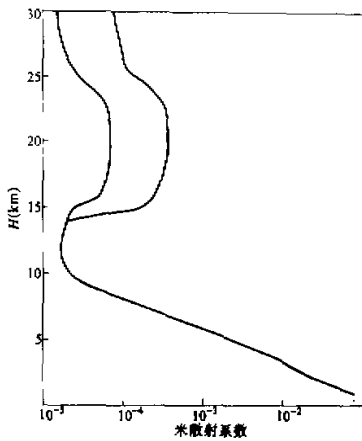


图 3 1959 年 Junge 测米散射系数廓线及平流层气溶胶增大 4 倍后的米散射系数廓线

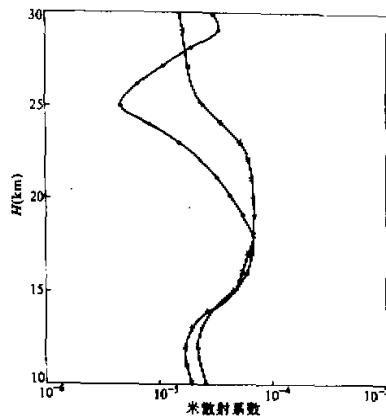


图 4 — 米散射系数的初值廓线
· — 反演得到的廓线

五、反演方法和步骤

由于气溶胶散射系数的变化范围较大, 我们采用 Herman 的方法^[14], 将米散射系数 $\sigma_m(h)$ 分为慢变函数 $S(h)$ 和快变函数 $F(h)$ 的乘积, 即

$$\sigma_m(h) = F(h) S(h), \quad (4)$$

因此, 综合(2), (3)和(4)式可以得到:

$$I_m(\theta_1) = \int_{h_1}^{h_2} K(h, \theta_1) S(h) F(h) dh. \quad (5)$$

选择 N 个通道, 将高度范围划分为 M 个子间隔, 就可以将上述方程化为矩阵方程:

$$I_{sm} = AF + \varepsilon. \quad (6)$$

ε 为误差矢量, S 为欲确定的解矢量, A 为系数矩阵, 由以下方程确定:

$$A_{ij} = \int_{h_j}^{h_{j+1}} K_i(h, \theta_i) S(h) dh, \quad (7)$$

$$i = 1, \dots, N, j = 1, \dots, M.$$

用 Phillips-Twomey^[15] 方法, 可求得解为:

$$F = (A^T A + rH)^{-1} A^T I_{sm} \quad (8)$$

A^T 为 A 的转置矩阵, r 为拉格朗日乘子, H 为平滑阵, 取为单位阵.

反演的迭代步骤如下:

$$F^{(n)} = (A^{(n)T} A^{(n)} + r^{(n)} H)^{-1} A^{(n)T} I_{sm}, \quad (9)$$

$$A_{ij}^{(n)} = \int_{h_j}^{h_{j+1}} K_i^{(n)}(h, \theta_i) S^{(n)}(h) dh. \quad (10)$$

$$F^{(n+1)}(h) = S^{(n)}(h) F^{(n)}(h), \quad (11)$$

$$r^{(n)} = b(A^{(n)T} A^{(n)})_{11}. \quad (12)$$

迭代至获得的解满足:

$$\sum (F_j^{(n)} - 1)^2 / M < \delta.$$

在本文中 $\delta = 10^{-3}$, $b = 1.0$ 初始廓线取为 Junge 等人 1959 — 1960 年测量的背景气溶胶廓线. 迭代只对平流层部分进行, 对流层部分保持不变. 选择了四个太阳天顶角通道: 92.0° , 92.5° , 93.0° 和 94.0° . 四个高度间隔: 10km, 18km, 25km 和 30km.

六、反演结果

图 4 为迭代结果和初值廓线. 可以看到, 反演的廓线存在着气溶胶散射系数的大值区, 也就是说, 用我们的反演方案反演的 Koomen1951 年观测资料表明当时(1951 年)当地平流层存在气溶胶层. 从对流层顶开始向上到 18km 的廓线与 1959 年 Junge 的测量廓线基本一致, 18km 以上, 两条廓线有较大的不同. 自 18km 开始, 我们反演的米散射系数迅速下降, 在 25km 处达到最小后, 又迅速回升. 比较起来, 我们所反演的平流层气溶胶层的最大值偏低, 主要集中于 20km 以下. 这与 Shah^[16] 根据其偏振测量结果作出的分析推测是一致的. 从 18km 到 25km, 反演的米散射系数小于 1959 年的 Junge 廓线值, 最大差别有 4 倍左右. 由于气溶胶存在时空变化, 此点的测量不能完全代表同时期全球其他地区的情况. 如能找到同期更多的可用观测资料, 将有助于得到更全面的结论. 遗憾的是, 由于完整资料不多, 我们至今还没有能够将此反演方法应用到同期其他资料. 高度大于 25km 后, 米散射系数迅速增大, 这一现象的物理原因还不清楚.

表 6 列出了由迭代的气溶胶散射系数廓线算出的单次散射光强与实际测量的比较.

其中, θ 为太阳天顶角, I_0 和 I 分别为观测的单次散射光强和由迭代廓线算出的单次散射光强.

表 6 反演的气溶胶散射系数廓线算出的单次散射光强与实测比较

$\theta(^{\circ})$	$I_0 (\times 10^{-3})$	$I (\times 10^{-3})$	$\frac{\Delta I}{I_0} (\Delta I = I - I_0)$
92.0	0.8125	0.8216	1.12%
92.5	0.5592	0.5463	-2.31%
93.0	0.3592	0.3307	-6.5%
94.0	0.1129	0.1058	-6.3%

七、误差及讨论

1. 多次散射计算的误差

在反演平流层气溶胶时, 我们利用的是单次散射的解析模式, 以往的作者也曾经利用过单次散射解析模式来推算平流层气溶胶^[9], 但他们是将观测的光强直接代入单次散射模式中, 没有扣除多次散射光, 这势必带来误差. 特别是在较短波长以及火山爆发以后多次散射很强时. 在本文的工作中考虑了这一因素, 我们用 Monte-Carlo 方法在一定的大气模式(初值)下求得了单次散射与总散射光强之比, 然后导出测量中的单次散射光强分量. 严格地说, 这仅是相应于这一初值, 而非相应于实际气溶胶廓线的多次散射光强. 因而我们的工作是在一级近似的意义上考虑了多次散射. 更精确的计算应当是将反演结果再代入 M-C 模式算出多次散射, 继续迭代反演直至收敛. 这一精度的提高将以计算时间的增加为代价.

2. 高山边界层的影响

在计算单次散射与总散射的比例时, 考虑了高山边界层的影响. 对观测点之上的边界层中的米散射系数做了调整, 使其米散射系数大于原来同一高度上的值而小于平原地

表 7 用 M-C 方法的计算结果
(第一行未考虑边界层, 第二行考虑了边界层的影响)

米散射系数廓线	$\theta(^{\circ})$	I_1 / I_0	P	$I_0 (\times 10^{-3})$
1959 年 Junge 廓线	92.0	0.8871	0.1483	1.060
	93.0	0.8978	0.1617	4.520
	93.5	0.9001	0.1670	0.2744
	94.0	0.8978	0.1720	0.1585
1959 年 Junge 廓线的第七层、 第八层大气做了调整 $\sigma_M(7) = \sigma'_M(7) + 0.085$ $\sigma_M(8) = \sigma'_M(8) + 0.045$	92.0	0.7257	0.1208	1.147
	93.0	0.7398	0.1334	0.4870
	93.5	0.7439	0.1384	0.2948
	94.0	0.7364	0.1398	0.1715

面边界层的值。表 7 是用 M - C 方法在考虑边界层和不考虑边界层两种情况下的计算结果。当考虑边界层影响时，由于气溶胶粒子增多，使多次散射增强，偏振度下降，从而使得单次散射与总光强的比值下降。可见，高山边界层的影响不能忽略。在反演中，所用的单次散射与总光强的比值是表 7 中考虑了高山边界层影响的结果。在边界层中米散射系数的订正值是人为调整的。由于这一不确定性，会影响到最终的反演结果。如果边界层中米散射系数调整过大，会使反演得到的平流层气溶胶偏少。反之，则将使反演结果偏大。为减少这一误差，须在今后进行一些观测来确定高山边界层的影响。

3. 单次莱雷散射的影响

在我们的反演中，作了一点近似：单次莱雷散射不随气溶胶散射的变化而变。利用单次散射解析模式所作的试验表明这个近似也会对结果产生影响。表 8 为这一试验结果。其中 I_{R1} 和 I_{M1} 是用 Junge 廓线计算的单次莱雷散射和单次米散射光强， I_{R5} 和 I_{M5} 分别为在 10km 之上将 Junge 廓线乘以 5 后计算的单次莱雷散射和单次米散射。

表 8 单次莱雷散射随气溶胶散射的变化

$\theta(^{\circ})$	$\frac{I_{R5}-I_{R1}}{I_{R1}}$	$\frac{I_{M5}-I_{M1}}{I_{M1}}$	$I_{R5}-I_{R1} (\times 10^{-4})$	$I_{M5}-I_{M1} (\times 10^{-4})$	$\frac{I_{R5}-I_{R1}}{I_{M5}-I_{M1}}$
92.0	-7%	+300%	-0.518	+2.085	25%
92.5	-7%	+326%	-0.376	+1.505	25%
93.0	-8%	+333%	-0.245	+1.005	24%
94.0	-10%	+346%	-0.0928	+0.3431	27%

表中各列为莱雷散射、米散射的相对变化，莱雷散射和米散射的绝对变化以及莱雷散射的绝对变化与米散射的绝对变化之比。莱雷散射的相对变化与米散射的相对变化比较来说是相当小的。但由于莱雷散射的绝对值大，其绝对变化很大。莱雷散射的绝对变化与米散射的绝对变化之比达 25% 左右。在前面所述反演中忽略了单次莱雷散射随气溶胶散射的变化，是结果中误差的又一来源。这一因素将使所反演出的米散射系数偏小。

表 9 假设测量误差为 $\pm 5\%$ 时所引起的单次米散射光强的误差

$\theta(^{\circ})$	测量值		测量值减小 5%		测量值增大 5%	
	$I_{\text{单}} (\times 10^{-3})$	$I_{\text{单}M} (\times 10^{-4})$	$I_{\text{单}} (\times 10^{-3})$	$I_{\text{单}M} (\times 10^{-4})$	$I_{\text{单}} (\times 10^{-3})$	$I_{\text{单}M} (\times 10^{-4})$
92	0.8262	0.6959	0.7849	0.283	0.8675	1.109
92.5	0.5514	0.4615	0.5238	0.186	0.5790	0.7377
93	0.3350	0.3015	0.3183	0.134	0.3518	0.4685
94	0.1069	0.09918	0.1016	0.04625	0.1122	0.1527

4. 测量误差对反演结果的影响

任何光度计在测量时都存在误差，下面对其对反演结果的影响作一估计。表 9 为假设测量误差为 $\pm 5\%$ 时所引起的单次米散射光强的误差。由表 9 可见，总测量 $\pm 5\%$ 的

偏差, 将引起所导出的单次米散射光强很大偏差, 最大可达 ± 1 倍. 从前面的敏感性试验可知, 当平流层米散射系数增大 4 倍时会引起单次米散射光强增大 3 倍至 4 倍. 由此推测, 在测量误差为 $\pm 5\%$ 时, 反演结果的误差最大可达 1 倍左右.

综上所述, 用绝对光强迭代反演平流层气溶胶米散射系数廓线的方法是可行的, 但是这种方法存在着缺点, 即较小的测量误差会带来较大的反演结果的误差. Steinhorst^[17] 于 1974 年提出了利用偏振度资料迭代反演平流层气溶胶浓度的方法. 吴北婴和吕达仁^[18] 也曾利用偏振度资料迭代反演了平流层气溶胶米散射系数廓线. 由于利用偏振度反演不涉及绝对测量, 所以用偏振度反演优越性要大些. 但为了了解平流层气溶胶的历史变化过程, 需要利用光强资料作反演. 因为在某些历史资料中只有光强观测而没有偏振度. 因此, 我们提出的用绝对光强反演平流层气溶胶的方法有其实际意义. 从反演平流层气溶胶历史变化的具体要求来看, 用光强反演的结果的误差相对来说也可以说是满意的, 因为我们更关心的是长期趋势和量级变化.

八、结 论

本文利用 1951 年火山平静时期在美国新墨西哥州萨克拉门托峰曙暮光时光度计的观测资料, 采用 Monte-Carlo 方法模拟了火山平静时期的光强和偏振度, 考察了地面反照率, 高山边界层对曙暮光特征的影响, 并提出和实施了对火山平静时期的平流层气溶胶散射系数廓线的反演试验. 从中可得出以下结论:

(1) 在较短波长, 即使在火山平静时期, 多次散射占的比例也不可忽略. 地面反照率对探测结果的影响不大. 高山边界层对结果有一定影响, 它的引入在物理上是合理的, 也是必须的.

(2) 本文提出和实施了利用 $0.55\mu\text{m}$ 波长观测天顶角为 60° 方向曙暮光绝对光强的观测结果以及 Monte-Carlo 模拟结果反演平流层气溶胶散射系数廓线的方案. 由于同期并没有实测的平流层气溶胶的信息, 反演结果只与相隔 9 年的 1959 年 Junge 的实测廓线作了比较. 比较结果表明, 25km 以下的反演廓线合理. 反演结果比 1959 年的 Junge 廓线清洁, 散射系数廓线最小值约为同高度上 Junge 廓线的四分之一. 对于 25km 以上反演廓线的迅速增大, 还未能物理上得到解释.

参 考 文 献

- [1] Elterman, L., 1968, UV, visible and IR attenuation for altitude to 50 km, AFCRL-68-0153.
- [2] Fox, R. J., G. W. Gkams, B. G. Schuster and J. A. Weinman, 1973, Measurements of stratospheric aerosols by airborne laser radar, *J. Geophys. Res.*, **78**, 7789—7801.
- [3] Bigg, E. K., 1976, Size distributions of stratospheric aerosols and their variations with altitude and time, *J. Atmos. Sci.*, **33**, 1080—1086.
- [4] Hofmann, D. J. and J. M. Rosen, 1981, On the background stratospheric aerosol layer, *J. Atmos. Sci.*, **38**, 168—181.
- [5] Swisler, T. J., P. Hamill and M. Osborn, 1982, A comparison of lidar and balloon-borne particle counter measurements of the stratospheric aerosol 1974-1980, *J. Atmos. Sci.*, **39**, 909—916.
- [6] 吴北婴、吕达仁, 1989, 用 Monte-Carlo 方法模拟火山爆发后的曙暮光特征, *大气科学*, **13**(2), 204—213.

- [7] 吴北婴、吕达仁, 1988, 用球面大气辐射传输模式研究平流层气溶胶长期变化, 大气科学(特刊), 286 — 300.
- [8] Koomen, M. J., C. Look, D. M. Packer, R. Scolnic, R. Tousey and E. O. Hulburt, 1952, Measurements of the brightness of the twilight sky, *J. Opt. Soc. Amer.*, **42**, 353 — 357.
- [9] Volz, F. E. and R. M. Goody, 1962, Intensity of the twilight and upper atmosphere dust, *J. Atmos. Sci.*, **19**, 385 — 406.
- [10] U.S. Standard atmosphere, National Oceanic and Atmospheric Administration, National Aeronautic and Space Administration, United States Air Force, 1976.
- [11] Valley, S. L. Ed., 1965, Handbook of geophysics and space environments, Air Force Cambridge Research Laboratories.
- [12] Robley, R., 1950, La diffusion multiple dans l'atmosphère déduite des observations crépusculaires I Résultats expérimentaux, *Ann. Geophys.*, **6**, 191 — 211.
- [13] Dave, J. V. and K. R. Ramanathan, 1956, On the intensity and polarization of the light from the sky during twilight Pt. II, *Proc. Indian Acad. Sci.*, **A43**, 6.
- [14] King, M. D., D. M. Byrne, B. M. Herman and J. A. Reagan, 1978, Aerosol size distribution obtained by inversion of spectral optical depth measurement, *J. Atmos. Sci.*, **35**, 2153 — 2167.
- [15] Twomey, S., 1977, *Introduction to the Mathematics of Inversion in Remote Sensing and Indirect Measurements*, Elsevier Scientific Publishing Company.
- [16] Shah, G. M., 1970, Study of aerosols in the atmosphere by twilight scattering, *Tellus* XXII, 1.
- [17] Steinhofst, G., 1977, stratospheric aerosol concentration determined by an iterative method from twilight polarization measurements, *Contrib. Atmos. Phys.*, **50**, 508.
- [18] Wu, Beiying and Daren Lu, 1988, Retrieval of stratospheric background aerosol scattering coefficient from twilight measurements, *Appl. Opt.*, **27**, 4899 — 4906.

Retrieval of the Profile of Stratospheric Aerosols from the Intensity of Skylight During Twilight Periods

Guan Hong Lu Daren and Wu Beiying

(Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100029)

Abstract

Based on a serial study on twilight problems, this paper proposes a scheme for retrieving the vertical distribution of stratospheric aerosols using the intensity observations during twilight periods. After simulations and analyses of Koomen's twilight data by a Monte-Carlo code, a retrieval test was carried out using this data set and the retrieval results and errors were discussed. Results show that this method may provide an effective retrieval method for studying the long-term variation of stratospheric aerosols.

Key words: Twilight; Stratospheric aerosol; Retrieval.