

用 Monte-Carlo 方法模拟火山 爆发后的曙暮光特征

吴北婴 吕达仁

(中国科学院大气物理研究所)

提 要

本文应用 Monte-Carlo 方法模拟了 El Chichon 火山爆发后的曙暮光光强和偏振度。模拟结果与实际观测符合较好,同时还考察了地面反照率、气溶胶散射相函数和气溶胶散射系数廓线变化对曙暮光特征的影响。发现在火山爆发后,多次散射光在曙暮光中起较大的作用,因此使地面反射特性对探测结果的影响增强,并发现在曙暮光时作偏振度测量,可以提供有关气溶胶消光与后向散射比的信息。

一、引 言

近年来,人们对平流层气溶胶的辐射作用以及对气候变化的影响越来越重视。因此,确定平流层气溶胶尤其是火山爆发后气溶胶的化学成分、粒子浓度、谱分布和光学性质等就成为一项重要的大气探测课题。在各种探测方法中,用地面光度计探测曙暮光期间天光强度和偏振,从而推断平流层气溶胶的变化是一种古老的但仍很有用的方法。这种方法使用仪器比较简便,便于连续监测,可以得到较大空间范围的平均量,并且不会对探测对象造成动力扰动。因此,从十九世纪初以来,人们不断地用这种方法进行观测,观测资料丰富,但是比较零散,受仪器精度和响应速度的限制,过去的很多观测是偏振或中性点观测,观测方法不完全相同,又缺乏对平流层气溶胶的同时观测,使得定量解释观测资料有一定困难。另外,在曙暮光期间太阳天顶角接近或大于 90° ,此时必须考虑地面与大气的球面分层结构。同时光线在大气中传输路径很长,多次散射光将会占较大的比重。这样一个球面大气中包含多次散射过程的辐射传输方程求解十分困难。目前只有 Monte-Carlo 方法(以下简称 M-C 方法)能够普遍应用于这类问题,但由于计算效率的限制,在曙暮光问题上真正建立一个包含高次散射的完整的计算模式作研究的人不多,大多数研究者都是采用一次或二次散射的近似来求解^[1-3],或者完全忽略气溶胶^[4]。这些工作对研究特定条件下的曙暮光问题是有意义的。但是,在各种不同的大气背景探测方案中,由于波长、探测角度、大气条件的不同,高次散射所起的作用也不同,不能普遍地忽略高次散射。目前,对高次散射在各种不同条件下的不同作用认识还不充分,对气溶胶谱、折射指数及浓度垂直分布对曙暮光时天光特征的影响也不十分清楚。这些问题用一个简

1987年6月12日收到,1987年9月10日收到修改稿。

化模式比较难以研究. 为此, 我们建立了一个在球面分层大气中用反向 (backward) M-C 方法求解辐射传输方程的计算程序. 这一程序可以计算在任一确定波长下包括分子散射、气溶胶多次散射、气溶胶和气体吸收、大气折射和地面反射等过程的阳光辐射传输. 并可根据需要改变探测角度或太阳天顶角. 本文将对程序的建立作一简介, 并主要讨论应用这一程序模拟计算 El Chichon 火山爆发后曙暮光特征的初步结果. 关于火山平静期平流层气溶胶长期变化的观测的数值模拟, 我们将另文加以讨论^[5,6].

二、Monte-Carlo 模式简介

所谓 M-C 方法即随机试验方法. 用 M-C 方法求解辐射传输问题的基本思想是: 把光在大气中的传输看作是相继的光子和大气中气体分子及气溶胶粒子随机碰撞事件组成的马尔科夫链. 根据各种光子随机碰撞事件发生的概率, 用计算机随机模拟这些事件并计算所要求的光强的统计平均值. 这种方法可以较好地处理包括多次散射、不规则的散射相函数、非均匀介质及复杂边界的介质中的辐射传输这样一些其它方法难以解决的问题. 尤其在研究球面大气辐射传输中, M-C 方法是目前普遍使用的方法. M-C 方法按其计算过程, 又可分为正向 (forward) 方法和反向方法. 正向 M-C 方法是直接模拟光子由源到接收器的物理过程, 这种方法产生的光子位置比较分散, 在球面大气中计算效率极低. 下面主要介绍反向 M-C 方法^[7].

用 Stokes 参数来描述偏振光, 可写成

$$S = (I_{//}, I_{\perp}, U, V)^T, \quad (1)$$

入射阳光为自然光:

$$S_0 = (0.5, 0.5, 0.0, 0.0)^T. \quad (2)$$

定义在接收器位置上的对 4π 立体角积分的 Stokes 参数为

$$S^*(\vec{R}) = \int_{4\pi} S(\vec{R}, \vec{\Omega}) d\Omega, \quad (3)$$

$S(\vec{R}, \vec{\Omega})$ 为在位置 $\vec{R}$ 上方向 $\vec{\Omega}$ 接收到的散射光的 Stokes 参数. 那么, 可以将平面单色光的辐射传输方程写成如下形式的 M-C 积分传输方程. 在大气中经历了 k 次散射的所有光子的积分 Stokes 参数为

$$\begin{aligned} S_k^*(\vec{R}) = & \int_{r_k} \int_{\Omega_k} \dots \int_{r_2} \int_{\Omega_2} \int_{r_1} \int_{\Omega_1} \sigma_r^k T(\vec{R}_1 \rightarrow \vec{R}_k) \\ & \times P(\vec{\Omega}_2 \rightarrow \vec{\Omega}_1) \cdot T(\vec{R}_2 \rightarrow \vec{R}_1) \dots P(\vec{\Omega}_k \rightarrow \vec{\Omega}_{k-1}) T(\vec{R}_k \rightarrow \vec{R}_{k-1}) \\ & \times P(\vec{\Omega}_s \rightarrow \vec{\Omega}_k) T(\vec{R}_s \rightarrow \vec{R}_k) S_0 d\Omega_1 d\Omega_2 dr_2 \dots d\Omega_k dr_k. \end{aligned} \quad (4)$$

其中 Ω 为探测器所张立体角, $r_1 = |\vec{R}_d - \vec{R}_1|$, Ω_2 为 $\vec{\Omega}_2$ 与 $\vec{\Omega}_d$ 之间夹角. $\vec{R}_s$ 为光子在源平面上的位置, $\vec{R}_d$ 为接收器的位置, $\vec{\Omega}_s$ 为光子自源平面出发的方向, $\vec{\Omega}_d$ 为光子入射到接收器上的方向, $\vec{R}_k$ 为光子第 k 次碰撞的位置, $r_k = |\vec{R}_{k-1} - \vec{R}_k|$ 为第 $k-1$ 次到第 k 次碰撞点之间距离. σ_r 为扣除气体吸收系数以后的大气消光系数, $T(\vec{R}_{k-1} \rightarrow \vec{R}_k)$ 表示在路径 r_k 上的大气透射率, $P(\vec{\Omega}_{k-1} \rightarrow \vec{\Omega}_k)$ 表示由 $\vec{\Omega}_{k-1}$ 方向散射到 $\vec{\Omega}_k$ 方向的偏振散射光的相矩阵.

接收到的总的积分 Stokes 参数为

$$S^*(\vec{R}) = \sum_k S_k^*(\vec{R}) . \quad (5)$$

求解(4)的步骤如下:

- (1) 由适当的概率密度函数选取入射到接收器上的方向 $\vec{\Omega}_d$;
- (2) 由 $\sigma_T T(\vec{R}_k \rightarrow \vec{R}_d)$ 选取 $\vec{R}_k$;
- (3) 选取第 k 次碰撞类型;
- (4) 计算估计函数

$$E = 4\pi \left(\frac{\sigma_s}{\sigma_T} \right)^k T(\vec{R}_k \rightarrow \vec{R}_d) \exp[-\sigma_T(|\vec{R}_k - \vec{R}_d|)] \\ \times P(\vec{\Omega}_s \rightarrow \vec{\Omega}_d) S_0 ; \quad (6)$$

- (5) 由第(3)步所选碰撞类型随机选取由 $\vec{\Omega}_k$ 向 $\vec{\Omega}_{k+1}$ 方向转换角度 η 和散射角 ψ ;
- (6) 重复(2)——(5)直至 k 等于所要求的散射次数.

这种方法在计算中是将光子由接收器发出, 反向追踪光子, 因此叫反向 M-C 方法. 这相当于时间反转而不是物理过程反转. 这种方法所产生的光子位置集中, 使得对接收器接收的散射光贡献最大的区域最容易被抽取并可以计算一个特定的方向上或立体角内的光强. 前一个优点在球面大气的辐射传输计算中尤其突出, 因为这时光线在每一碰撞点上的入射方向与位置有关, 入射光的光强在大气顶部分布不均匀, 如果使用正向方法, 很难确定对接收器贡献最大的源面位置, 而反向方法避免了这一困难.

我们基本参照 Collins 等人的 FLASH 程序^[8]的算法作了一些修改, 建立了用反向 M-C 方法求解球面大气中辐射传输问题的计算程序. 用这个程序, 对不同太阳天顶角 θ 计算了各个接收方向接收到的散射和直射光的 Stokes 参数, 并由此算出

$$I = I_{//} + I_{\perp} , \quad (7)$$

$$Q = I_{\perp} - I_{//} , \quad (8)$$

其中 I 为光强, 偏振度定义为

$$\delta = (Q^2 + U^2 + V^2)^{1/2} / I , \quad (9)$$

M-C 方法的缺点是计算效率低. 为提高效率, 在计算中采用了若干种减小方差的措施, 例如假定所有的碰撞均为散射, 而对光子使用统计权重, 并强迫光子碰撞使之始终保持在大气层内等等.

将整层大气划分为以地球球心为中心的 N 层同心球面层, 每一层具有统一的分子散射、气溶胶散射系数、臭氧吸收系数和大气折射指数. 大气下界为地面, 其反照率为 A , 并且假设为朗伯反射面.

程序中所用的分子散射系数、大气折射指数均根据1976年美国标准大气^[9]计算. 臭氧吸收系数根据文献[10]所给值.

我们用这个程序计算了纯分子大气的反射、透射特征并与 Coulson^[11]等人对平面平行大气所给的数值进行了比较(图1), 结果表明程序是可靠的.

三、火山爆发后曙暮光特征的模拟

1982 年 3 月底到 4 月初, 墨西哥的 El Chichon 火山爆发, 这是近 70 年来最强的一次火山爆发。在其爆发后的头六个月中, 火山云的光学厚度达到 10^{-1} 量级, 这足以影响地球和大气的辐射收支并可能影响气候。所以在本次火山爆发后, 世界上很多科学家对火山云作了观测, 美国夏威夷的 Mauna Loa 站在用激光雷达观测火山气溶胶后向散射比的同时, 用光度计观测了曙暮光时天顶方向的偏振和强度^[12,13], 观测资料的精度和完整性都很好。但是在用激光雷达的观测解释光度计观测的异常时却因缺乏理论模式而有一定困难, 我们所建立的模式正适于做一个比较全面的研究。所以我们选择了 1982 年 6 月 22 日的观测资料, 用激光雷达探测的后向散射比代入 M-C 计算程序, 在一定的大气条件下模拟了 $0.7\mu\text{m}$ 波长局在天顶方向的偏振度和光强, 并与观测结果作了对比。

1. 气溶胶光学参数的计算和模拟结果

气溶胶散射系数按下法计算:

(i) 11km 以下, 根据文献[14]所给方法计算;

(ii) 11km 以上, 由在 Mauna Loa 站实测的激光雷达数据推导^[15]激光雷达所测的后向散射比为

$$R = \sigma_{xM} / \sigma_{xR} \quad (10)$$

σ_{xR} 和 σ_{xM} 分别是分子散射和气溶胶后向散射系数。这样气溶胶散射系数为

$$\sigma_{SM} = \frac{\sigma_{xR} \cdot R}{P_M(\pi)} = \frac{3}{8\pi} \frac{\sigma_{SR} \cdot R}{P_M(\pi)} \quad (11)$$

σ_{SR} 和 σ_{SR} 分别是分子散射和气溶胶散射系数, $P_M(\theta)$ 是气溶胶散射相函数。因为假定气溶胶无吸收, 所以 $P_M(\pi)$ 的倒数相当于所谓消光与后向散射比。

气溶胶散射相函数在一定的尺度谱和折射指数假定下计算。根据一般的对流层气溶胶的探测和分析, 平流层气溶胶主要由浓度为 75% 的硫酸液滴组成, 故假定气溶胶折射指数为 $1.45 - 0.00i$ ^[16]。

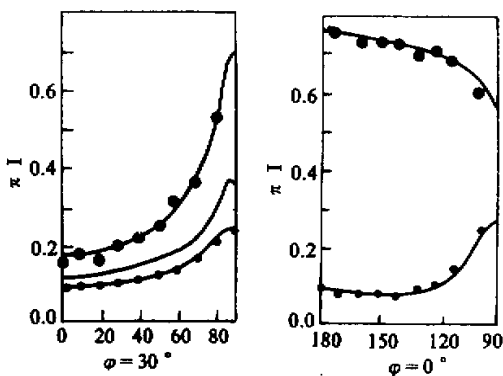


图 1 分子大气的 M-C 模拟与数值计算光强结果^[11]对比

图中横坐标为观测天顶角, 观测方位角为 φ 。

大气光学厚度为 0.25, 太阳天顶角为 23.1° , 曲线为

对平面平行大气的计算结果, $\cdot$ 地面反照率 $A=0.8$ 的 M-C 模拟,

$\circ$ $A=0.0$ 的 M-C 模拟

由于没有实测谱, 气溶胶谱的选择有一定任意性. 在模拟中, 谱主要影响所计算的相函数, 因此有两方面的影响: (1) 不同的相函数引起在同样方向上所计算的散射强度的差异; (2) 由(11)式所推导出的气溶胶散射系数将随 $P_M(\pi)$ 的变化而变化. 模拟计算表明第二个影响要比第一个影响严重.

我们用下面的方法分别确定相函数和消光与后向散射比, 首先计算相应于各种气溶胶谱分布的气溶胶散射相函数以及相应不同的消光与后向散射比的气溶胶散射系数垂直廓线, 然后在太阳天顶角 $\theta = 94.8^\circ$ (此处偏振对平流层气溶胶特征变化敏感) 和 $\theta = 88^\circ$ (此处偏振对整层气溶胶光学厚度变化敏感) 分别计算对应各种相函数和散射系数廓线组合的天顶方向偏振度, 从中选出偏振度与测量结果最接近的组合, 这时相应的消光与后向散射比为 39.4, 相函数为由众数半径为 $0.10\mu\text{m}$ 的 AFGL 谱分布^[17] 计算得到, 此谱分布为

$$n(r) = Ar \exp(-br^{0.5}), \quad (12)$$

这里 $n(r)$ 的单位为 cm^{-4} , $A = 1.333 \times 10^9$, $b = 632.46$, 粒子半径的下限为 $0.7 \times 10^{-6}\text{cm}$, 上限为 $4.87 \times 10^{-4}\text{cm}$. 由此得到了气溶胶散射系数的垂直廓线, 并可以得到光学厚度. 在上述给定参数下, 得到自测站(3.4km 海拔高度)以上的整层气溶胶光学厚度为 0.231, 11km 以上气溶胶光学厚度为 0.216. 包括分子散射、臭氧吸收的测站以上整层光学厚度为 0.266. 气溶胶散射系数廓线为图 2 中曲线 1.

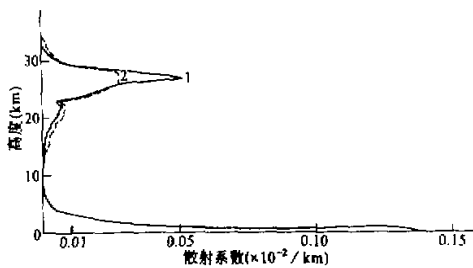


图 2 气溶胶散射系数垂直廓线

—— 曲线 1,
- - - 曲线 2

激光雷达探测的一个局限是无法直接测出气溶胶散射系数值, 只能根据假设的消光与后向散射比推算. 根据气溶胶光学参数可能的变化范围, 可以用理论计算出消光与后向散射比与气溶胶谱分布的关系^[18]. 但在用激光雷达作探测时, 若没有同时进行的对气溶胶谱参数的测量, 对消光与后向散射比就只能根据经验在 30—50 之间选取一个固定值. 例如在 Mauna Loa 站, 此值取为 50, 这无疑带有一定任意性, 由我们所作的计算可见,

采用曙暮时光度计观测的偏振度, 配合 M-C 计算可以推算出消光与后向散射比. 这可以作为激光雷达探测的一种补充信息.

图 3、4 给出了 M-C 模拟计算的偏振度和光强与实测结果的对比. 因为文献 [13] 的光强是相对测量, 图中所给的各角度上的光强计算值是假定在某一角度计算光强与测量光强相等然后换算得到的. 由图可见, 计算与测量符合较好.

应当指出, 激光雷达的取样空间远小于光度计, 尤其是当多次散射作用较强时, 光度计探测的是极大空间范围内散射光加权平均的结果, 而激光雷达探测到的后向散射信号仅来自于天顶方向光束内的区域. 当大气中气溶胶水平分布不很均匀时, 用激光雷达探测的气溶胶散射系数廓线代入 M-C 计算程序计算的结果会与实际光度计探测存在一定差异.

在计算中为提高效率, 假定整层大气的气溶胶谱不变, 这一假定在某些情况下不完全成立, 例如由于火山灰的沉降速度是尺度的函数, 在火山爆发后又未完全达到均匀混合 (一般认为要半年到一年才能达到均匀混合) 时气溶胶谱可能甚至在平流层也仍随高度有所不同, 这也会引起计算结果与实际情况的偏差。

此外, 在计算太阳天顶角时, 我们所用的方法和 Coulson^[12,13] 所用的方法^[19,20] 所依据的大气折射指数模型有所不同, 所得的太阳视天顶角会有小的差异。

2. 多次散射的作用

Coulson 基于他在 1977 年所作的一系列观测^[21,22] 指出, 在 $0.7\mu\text{m}$ 波长天顶方向探测时, 曙暮光中主要是单次散射起作用。但是我们的模拟计算表明这一推断在 El Chichon 火山爆发后的一段时期内不适当。表 1 给出了历次散射光强与第一次散射光强之比, 表 2 是用光强作权重的偏振度与第一次散射偏振度之

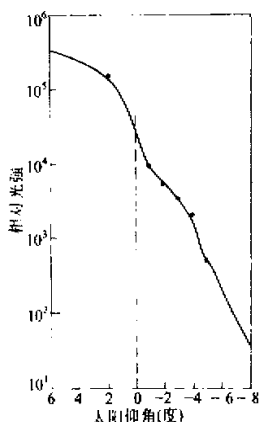


图 4 Monte Carlo 模拟与测量光强对比
—— Mauna Loa 站 1982 年 6 月 22 日测量;
· M-C 模拟, $A=0.0$

比, 从中可以看出高次散射的作用很大, 在 $88^\circ < \theta < 94.8^\circ$ 时, 二、三次散射几乎等于第一次散射, 两者之和大于第一次散射。 $\theta \geq 94.8^\circ$ 后, 二、三次散射光强远大于第一次散射, 甚至七、八次散射都可与第一次散射相比拟。此时起主要作用的不是第一次散射而是第二、三次散射, 而且二、三次散射同量级, 此时至少要考虑两次散射的过程才比较符合实际。

3. 地面反照率、气溶胶相函数和气溶胶散射系数廓线形状的影响

地面反照率 A 对结果的影响可在表 3 和图 5、6 看到, 可以发现在火山爆发后即使对天顶方向探测, 在 $0.7\mu\text{m}$ 时地面反照率对探测结果仍然有一定影响, 如表 3 所示, 反照率为零相应的光强约为反照率为 0.8 的光强的 60%。相应 $A=0.8$ 的偏振度约为 $A=0.0$ 的偏振度的 80%。这是由于高次散射光在总光强中比例增大, 增加了光到达地面而被反射的机会, 因而使地面反照率对结果有影响。

需指出前面图 3、4 所给结果均在地面反照率为零的假定下得到, 这无疑与实际不符。但从图 5、6 看, 地面反照率为零的假定下算出的偏振度要比假定地面反照率为 0.8 的偏振度更接近实际测量值。在 Mauna Loa 对曙暮光探测结果有影响的区域包括广阔的洋面, 所以低地面反照率的计算结果更接近于实际。

在保持总光学厚度、气溶胶散射系数廓线不变的情况下, 我们计算了另一种气溶胶相函数所相应的偏振度和光强 (见表 3 及图 5 和 6)。这种相函数根据文献 [23] 实测谱, 折

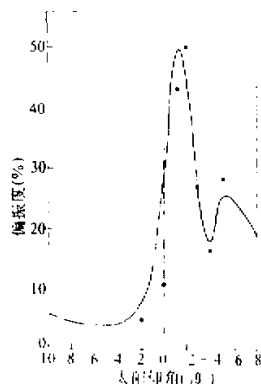


图 3 Monte Carlo 模拟与测量偏振度对比
—— Mauna Loa 站
1982 年 6 月 22 日测量;
· M-C 模拟, 地面反照率 $A=0.0$

表 1 历次与一次散射光强之比, τ 和 τ' 分别是海平面上和测站以上总光学厚度,
 θ 和 θ' 分别是太阳真天顶距和视天顶距, 探测天顶距为零, 波长为 $0.7\mu\text{m}$

τ	τ'	$\theta(^{\circ})$	$\theta'(^{\circ})$	1	2/1	3/1	4/1	5/1	6/1	7/1	8/1
0.460	0.266	88.0	88.0	1.00	1.07	0.76	0.21	0.07	0.04	0.01	0.00
0.460	0.266	90.0	90.0	1.00	0.90	0.94	0.22	0.08	0.08	0.04	0.00
0.460	0.266	92.0	91.3	1.00	1.05	0.95	0.52	0.15	0.11	0.15	0.00
0.460	0.266	92.6	91.9	1.00	0.77	0.81	0.51	0.15	0.09	0.15	0.00
0.460	0.266	93.9	93.0	1.00	0.83	0.53	0.27	0.13	0.08	0.15	0.00
0.460	0.266	94.8	94.0	1.00	1.20	0.74	0.40	0.18	0.10	0.21	0.00
0.460	0.266	95.9	95.0	1.00	76.0	87.0	44.5	26.7	12.6	23.6	1.03

表 2 以光强作权重的历次散射偏振度与第一次散射偏振度之比, τ 和 τ' 分别是海平面上和测站以上总光学厚度, θ 和 θ' 分别是太阳真天顶距和视天顶距, 探测天顶距为零, 波长为 $0.7\mu\text{m}$

τ	τ'	$\theta(^{\circ})$	$\theta'(^{\circ})$	1	2/1	3/1	4/1	5/1	6/1	7/1	8/1
0.460	0.266	88.0	88.0	1.00	0.06	0.69	0.38	0.01	0.03	0.01	/
0.460	0.266	90.0	90.0	1.00	0.41	0.40	0.06	0.00	0.05	0.01	/
0.460	0.266	92.0	91.3	1.00	0.42	0.46	0.19	0.05	0.03	0.02	/
0.460	0.266	92.6	91.9	1.00	0.45	0.59	0.18	0.06	0.03	0.02	/
0.460	0.266	93.9	93.0	1.00	1.15	2.00	0.13	0.20	0.14	0.09	/
0.460	0.266	94.8	94.0	1.00	3.29	8.29	0.55	0.71	0.45	0.43	/
0.460	0.266	95.9	95.0	1.00	123.	229.	11.4	13.21	7.27	13.58	/

表 3 相应不同的地面反照率、相函数和气溶胶散射系数廓线的光
 强和偏振度 (此处 $0.31 - 2$ 表示 0.31×10^{-2})

τ	$\theta(^{\circ})$	光强 (个光子 $\text{km}^{-2}\text{ster}^{-1}$ / 源光子 km^{-2})			
		$A=0.0$	$A=0.8$	曲线 2	双模
0.460	88.0	0.52 -2	0.72 -2	0.50 -2	0.43 -2
0.460	90.0	0.15 -2	0.24 -2	0.20 -2	0.12 -2
0.460	92.0	0.27 -3	0.46 -3	/	/
0.460	92.6	0.16 -3	0.30 -3	0.30 -3	0.11 -3
0.460	93.9	0.90 -4	0.12 -3	0.14 -3	0.76 -4
0.460	94.8	0.65 -4	0.77 -4	0.95 -4	0.68 -4
0.460	95.9	0.14 -4	0.24 -4	0.38 -4	0.17 -4
τ	$\theta(^{\circ})$	偏振度			
		$A=0.0$	$A=0.8$	曲线 2	双模
0.460	88.0	0.047	0.031	0.105	0.042
0.460	90.0	0.117	0.066	0.186	0.144
0.460	92.0	0.413	0.219	/	/
0.460	92.6	0.485	0.262	0.424	0.489
0.460	93.9	0.267	0.221	0.468	0.169
0.460	94.8	0.164	0.140	0.424	0.086
0.460	95.9	0.283	0.172	0.431	0.210

射指数仍为 $1.45-0.00i$, 相函数的这种变化引起光强不超过 20% 的变化, 对偏振度的影响主要在 $\theta > 90^\circ$ 区明显, 尤其当 $\theta > 93.9^\circ$ 后, 相对变化可达 50% 左右。

另外, 在保持相函数不变的情况下, 我们将 26—28km 高度的气溶胶散射系数改为等于原来在 26km 高度的值, 将 10km 以上其它高度的气溶胶散射系数作相应调整以保持总光学厚度不变, 这样得到又一条气溶胶散射系数廓线(图 2 的曲线 2)。由此模拟计算的偏振度和光强也列在表 3 和图 5、6 中。廓线形状的变化对光强绝对值的影响不大, 但当 $\theta > 92^\circ$ 后, 不同廓线相应光强的相对变化较大, 最大可达 1—2 倍。另外, 散射系数廓线形状的改变影响了偏振度曲线随太阳天顶角变化的形状。当 $88^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$ 时, 廓线

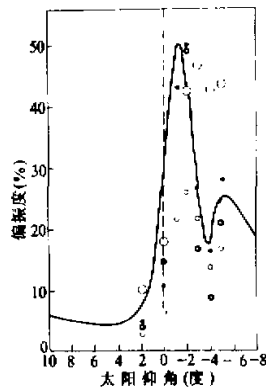


图 5 M-C 模拟与测量偏振度对比

—— Mauna Loa 站 1982 年 6 月 22 日测量;

• $r_c = 0.10\mu\text{m}$ AFGL 谱, $A = 0.0$

◦ $r_c = 0.10\mu\text{m}$ AFGL 谱, $A = 0.8$

• Two Modes 谱, $A = 0.0$

○ 曲线 2, $r_c = 0.1\mu\text{m}$ AFGL 谱, $A = 0.0$

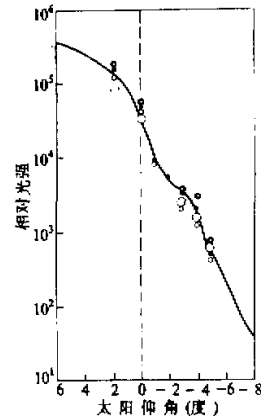


图 6 M-C 模拟与测量光强对比, 符号同图 5

改变比反照率和相函数改变引起的偏振度变化要大; 在 $\theta = 92.6^\circ$ 附近, 廓线改变对偏振度的影响较小; 而当 $\theta > 92.6^\circ$, 廓线改变引起的偏振度变化非常大, 以致于改变了偏振度随太阳天顶角变化的曲线形状。这是因为我们改变散射系数值的 26—28km 高度是对 $\theta > 92.6^\circ$ 接收信号贡献较大的区域。由这项试验可以看到 $\theta > 90^\circ$ 的偏振度对 10km 以上散射系数的变化是很敏感的。

综上所述, 对于偏振度, 在 $\theta \leq 90^\circ$ 区域, 总光学厚度和散射系数廓线是影响偏振度的主要因素; 在 $90^\circ \leq \theta \leq 92.6^\circ$ 区, 地面反照率影响最大, 同时相函数和散射系数廓线也有一定影响; 在 $\theta > 92.6^\circ$ 区, 散射系数廓线变化影响最大, 相函数其次。

对于光强, 在 $\theta \leq 92.6^\circ$ 区, 地面反照率影响最大; 在 $92.6^\circ < \theta < 93.9^\circ$ 区反照率和廓线对光强的影响不相上下, 相函数影响较小, 在 $\theta > 93.9^\circ$ 区, 廓线变化对光强的影响比其它两个因素大。

在上述分析所取各参数中,除地面反照率外,相函数和散射系数廓线都可能有多种选择,因而上述的分析不可能全面概括实际中这几种因素的影响。但由于所选参数都在特定情况下有一定的代表性,我们可以从中粗略得出一个结论:在太阳天顶角小于 90° 的几个角度,偏振度对总光学厚度比较敏感,而在 $93^\circ-95^\circ$ 太阳天顶角测量,测量结果,尤其是偏振度对气溶胶散射系数廓线在 10km 以上的部分敏感。根据我们对火山平静时期的曙暮光的模拟^[6],上述结论在平流层光学厚度较小的火山平静时期也成立。与火山平静期不同的是,在火山爆发后,多次散射光起较大作用,地面反照率对曙暮光探测结果的影响一直到太阳天顶角接近 96° 时仍存在。

四、结 论

我们采用 M-C 方法,利用激光雷达和光度计在 El Chichon 火山爆发后的观测资料,模拟了 El Chichon 火山爆发后曙暮光时天光强度和偏振度。模拟结果与实际观测符合较好。同时还初步考察了地面反照率、气溶胶相函数、气溶胶散射系数廓线变化对曙暮光特征的影响,我们发现:

1. 火山爆发后一段时间内,即使对 $0.7\mu\text{m}$ 波长天顶方向的探测,多次散射也仍起较大作用,不可忽略。同时因此使得地面反照率对探测结果的影响增强。
2. 采用光度计在曙暮光时两个或更多太阳天顶角的偏振度观测,用激光雷达所测后向散射比代入 M-C 模式计算,在不考虑气溶胶吸收的情况下,可以求出气溶胶的消光与后向散射比,这可以作为激光雷达探测的补充信息。

致谢: 本文的计算中使用了 J. Deluisi 博士和 K. L. Coulson 博士提供的 Mauna Loa 观测站的激光雷达和光度计观测资料,作者在此致谢。

参 考 文 献

- [1] Dave J.V., 1956, On the Intensity and Polarization of the Light from the Sky during Twilight, *Proc Indian Acad. Sci., Sect A43*, No.6, 336—358.
- [2] Divari N.B., 1967, Calculation of the Polarization of the Light of the Twilight Sky, *Atmos. Oceanic Phys.*, 3, 507—515.
- [3] Steinhorst G., 1977, Stratospheric Aerosol Concentration Determined by an Iterative Method from Twilight Polarization Measurements, *Contrib. Atmos. Phys.*, 50, 508—523.
- [4] Blattner W.G., H.G. Horak, D.G. Collins and M.B. Wells, 1974, Monte Carlo Studies of the Sky Radiation at Twilight, *Appl. Opt.*, 13, 534—547.
- [5] Wu Beiyang and Lu Daren, 1986, Simulation of the Intensity and Polarization of Skylight During the Twilight Period after a Volcanic Eruption, *BIRS Abstract Booklet*, 5—6, Beijing International Radiation Symposium, 26—30 August, Beijing, China.
- [6] Wu Beiyang and Lu Daren, 1988, Simulation of the Intensity and Polarization of Twilight Sky and Retrieval of Stratospheric Aerosols During Volcanically Quiet Period, *Appl. Opt.*, 27, Dec.
- [7] Collins D.G., W.G. Blattner, H.B. Wells and H.G. Horak, 1972, Backward Monte Carlo Calculations of the Polarization Characteristics of the Radiation Emerging from Spherical-shell Atmosphere, *Appl. Opt.*, 11, 2684—2696.

- [8] Collins D. G. and M. B.Wells, 1971, *Computer Procedure for Calculating Time Dependent Light Scattering in Spherical-shell Atmospheres*, Radiation Research Associates RRA-T7017.
- [9] U. S. *Standard Atmosphere*, 1976, National Oceanic and Atmospheric Administration, National Aeronautic and Space Administration, United States Air Force.
- [10] Elterman L., 1968, *UV, Visible and IR Attenuation for Altitude to 50 km*, AFCRL-68-0153, Office of Aerospace Research, United States Air Force, Bedford, MA.
- [11] Coulson, K.L., J.V.Dave and Z.Sekera, 1960, *Tables Related to Radiation Emerging from a Planetary Atmosphere with Rayleigh Scattering* (University of California Press, Berkeley).
- [12] Coulson K.L., 1983a, Effects of the El Chichon Volcanic Cloud in the Stratosphere on the Polarization of Light from the Sky, *Appl. Opt.*, **22**, 1036—1049.
- [13] Coulson K.L., 1983b, Effects of the El Chichon Volcanic Cloud in the Stratosphere on the Intensity of Light from the Sky, *Appl. Opt.*, **22**, 2265—2271.
- [14] *Handbook of Geophysics and Space Environments*, 1965, AFCRL.
- [15] DeLuisi J., T.DeFoor, K.Coulson and F.Fernald, 1985, *Lidar observation of stratospheric aerosol over Mauna Loa observatory*, NOAA Data Report ERL ARL-5.
- [16] Hamill P., O.B.Toon and C.S.Kiang, 1977, Microphysical Processes Affecting Stratospheric Aerosol Particles, *J. Atmos. Sci.*, **34**, 1104.
- [17] Yue G.K. and A.Deepak, 1983, Retrieval of Stratospheric Aerosol Size Distribution from Atmospheric Extinction of Solar Radiation at Two Wavelengths, *Appl. Opt.*, **22**, 11, 1639.
- [18] Russell P.B., T.J. Swissler, M.P. McCormick, W.P. Chu, J.M. Livingston and T.J. Pepin, 1981, Satellite and Correlative Measurements of the Stratospheric Aerosol. I: An Optical Model for Data Conversions, *J. Atmos. Sci.*, **38**, 1279.
- [19] Walraven R., 1978, Calculating the Position of the Sun, *Solar Energy*, **20**, 393—397.
- [20] Wilkinson B.J., 1981, An Improved Fortran Program for Rapid Calculation of the Solar Position, *Solar Energy*, **27**, 67—68.
- [21] Coulson K.L., 1980, Characteristics of Skylight at the Zenith during Twilight as Indicator of Atmospheric Turbidity. 1: Degree of polarization, *Appl. Opt.*, **19**, 3469.
- [22] Coulson K.L., 1981, Characteristics of Skylight at the Zenith during Twilight as Indicator of Atmospheric Turbidity. 2: Intensity and color ratio, *Appl. Opt.*, **20**, 1516.
- [23] Oberbeck V.R. et al., 1983, Effect of the Eruption of El Chichon on Stratospheric Aerosol Size Distribution and Composition, *Geophysical Research Letters*, **10**(11), 1021—1024.