

近红外波长处金星 (盘) 线偏振度的敏感性分析*

李宜奇¹⁾²⁾³⁾ 孙晓兵^{2)3)†} 郑小兵¹⁾²⁾³⁾ 黄红莲²⁾³⁾刘晓²⁾³⁾ 提汝芳²⁾³⁾ 韦祎晨¹⁾²⁾³⁾ 王宇轩²⁾³⁾

1) (中国科学技术大学环境科学与光电技术学院, 合肥 230026)

2) (中国科学院合肥物质科学研究院安徽光学精密机械研究所, 合肥 230031)

3) (中国科学院通用光学定标与表征技术重点实验室, 合肥 230031)

(2025 年 1 月 4 日收到; 2025 年 2 月 11 日收到修改稿)

通过对金星大气中云和霾进行详细的分层建模和辐射传输模拟, 并结合金星快车 SPICAV IR 仪器的近红外观测数据, 探讨了云和霾粒子的微物理性质及其对金星 (盘) 线偏振度的影响. 结果表明, 不同模式粒子的单次散射和线偏振特性在相位角和波长上呈现显著变化, 上层霾和云粒子 (Mode 1 和 Mode 2) 的微物理性质对金星的线偏振度影响尤为显著. Mode 1 粒子的柱密度减小或模态半径增大均会使线偏振峰值增大, 而线偏振度对 Mode 2 粒子柱密度的变化与 Mode 1 趋势相反. 复折射率实部的变化对偏振特性影响显著, 而虚部影响较小. 此外, 线偏振度在金星盘上随波长、相位角及位置 (中心与边缘) 变化明显, 盘积分的线偏振特性对粒子微物理性质和大气水平不均匀性 (如云量分布) 高度敏感, 且光环现象清晰可见. 多层模型的模拟结果与 SPICAV IR 中低纬数据拟合较好, 这种详细分层建模为揭示金星大气中云和霾的微物理特性及其辐射传输特性提供了重要依据.

关键词: 金星云和霾, 线偏振, 敏感性分析, 微物理特性**PACS:** 42.25.Ja, 95.30.Jx, 96.30.Ea**DOI:** 10.7498/aps.74.20250015**CSTR:** 32037.14.aps.74.20250015

1 引言

金星是距离地球最近的行星, 其稠密的大气由 96.5% 的 CO_2 和 3.5% 的 N_2 组成, 同时包含 SO_2 , HCl 等微量气体. 其表面被厚云所覆盖. 金星主云层分布在距地表 47–70 km 高度处, 在其上方和下方有较薄的霾. 研究金星的云和霾系统具有重要意义, 因为它们与金星的辐射平衡和大气动力学密切相关. 此外, 行星大气中的粒子微物理特性与行星偏振度之间存在紧密联系, 如何利用偏振手段探测 (系外) 行星大气的组分是未来的重要主题. 从

历史上看, 偏振测量法对我们了解金星的云和霾做出了重大贡献. 最早的研究可以追溯到 20 世纪 20 年代, Bernard Lyot^[1] 的博士论文研究了行星大气的偏振现象. 20 世纪 60—70 年代的地面观测表明^[2,3], 云顶的颗粒呈球形, 半径约为 $1\ \mu\text{m}$. Hansen 和 Hovenier^[4] 使用偏振多重散射辐射传输代码结合 Mie 散射理论分析了这些观测结果. 分析发现云层内存在有效半径约为 $1.05\ \mu\text{m}$ 的球形颗粒. 计算出 990 nm 处的折射率为 1.43, 这与浓度为 75% 的硫酸溶液相符. 1975 年后发射的 Venera 9 号和 Venera 10 号着陆器以及先锋金星 (Pioneer Venus) 轨道器上的 OCPP (云光偏振仪) 可用于测量金星

* 航天科技创新应用研究项目 (批准号: E23Y0H555S1) 和航空科技创新应用研究项目 (批准号: 62502510201) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: xbsun@aiofm.ac.cn

云层的垂直分布. Esposito 等^[5]发现主云层由 3 个不同的层组成. 即上层云 (57—70 km)、中层云 (49—57 km) 和下层云 (47—49 km), 云层上下有弥散的霾层. 硫酸气溶胶是各云层的主要成分, 但各层中气溶胶的粒径分布不同. Pollack 等^[6]将金星云和霾粒子划分成 4 种模式: Mode 1, Mode 2, Mode 2', Mode 3. 对应的模态半径分别为 0.3, 1.0, 1.4, 3.65 μm , 几何标准差分别为 1.56, 1.29, 1.23, 1.28. 主云层上方存在亚微米雾霾层, 主要由较小的 Mode 1 颗粒组成. 上层云主要由 Mode 2 粒子组成, 但也包含大量 Mode 1 粒子. 中层云和下层云主要是由 Mode 2' 和 Mode 3 粒子组成. Mode 2' 粒径稍大于 Mode 2, Mode 3 粒径较大.

2005 年欧空局发射的金星快车 (VEX) 航天器上的几台仪器已经在广泛的波长范围内积累了金星大气层的新数据, 其所搭载的 SPICAV IR 仪器提供了自 1992 年先锋金星任务结束以来首次对金星的在轨偏振测量. Rossi 等^[7]利用 SPICAV IR 数据集对金星云层进行初步分析, 将金星云和霾分为两层, 云层光学厚度为 30, 云粒子由 Mode 2 粒子组成; 霾层光学厚度在 0—0.1 之间, 由 Mode 1 粒子组成. 通过辐射传输建模, 得出金星的偏振相位曲线, 进而分析出 1.101 μm 处金星云粒子的折射率约为 1.42 ± 0.02 , 高纬度霾层的光学厚度上限为 0.17. 李宜奇等^[8]基于 SPICAV SOIR 数据重新分析了金星上层霾的光学厚度和时空分布特征, 发现在 3 μm 处金星晨间和夜间霾层的平均垂直光学厚度分别为 0.0279 和 0.0344.

本文基于累加倍加法 (doubling-adding method) 对金星云和霾系统进行详细建模, 计算了金星大气顶部的斯托克斯参数, 得出金星的线偏振相位曲线和线偏振在金星盘上的积分. 并对金星云和霾的微物理参数进行敏感性分析. 通过与 SPICAV 仪器的实测偏振数据对比, 验证建模的正确性.

2 观测几何

2.1 强度和偏振定义

光束的总通量通常可以写成^[9]:

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}_{\text{unpol}} + \mathbf{F}_{\text{pol}}. \quad (1)$$

偏振部分可以进一步分为线性偏振部分 $\mathbf{F}_{\text{lp}}$ 和圆偏振部分 $\mathbf{F}_{\text{cp}}$:

$$\mathbf{F}_{\text{pol}} = (\mathbf{F}_{\text{lp}}^2 + \mathbf{F}_{\text{cp}}^2)^{1/2}. \quad (2)$$

同时, 行星反射的光可采用斯托克斯参数表示

$$\mathbf{F} = [I, Q, U, V]^T, \quad (3)$$

其中 I 为总强度, Q 和 U 为线性偏振强度, V 为圆偏振强度.

偏振度定义为^[10]

$$P = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I}. \quad (4)$$

假设入射的太阳光或星光非偏振的, 并且行星相对于散射平面镜像对称, 则在行星盘上积分时 U 和 V 将为零. 该散射平面是通过恒星、行星和观察者中心的平面^[11]. 散射平面将用作局部反射和圆盘积分反射光的默认参考平面. 如果 U 和 V 等于零, 可以使用以下定义来表示偏振度:

$$P_\ell = -\frac{Q}{I}. \quad (5)$$

这意味着当 $Q < 0$ 时 P_ℓ 为正, 这表示相对于光的偏振方向垂直于参考平面. 当 $Q > 0$ 时 P_ℓ 为负, 这意味着光的偏振方向平行于参考平面. I 和 Q 取决于行星的性质和相位角, 它们都是行星半径 (r)、观察者距离 (d) 和到达行星的恒星通量 (πF_0) 的函数^[10]. 由 (5) 式可知, 偏振度与半径、距离无关.

2.2 SPICAV IR 仪器观测几何

SPICAV IR 是安装在金星快车上的光谱仪^[12], 用于测量在 0.65—1.7 μm 范围内由金星大气散射的光的强度和偏振. 该仪器基于声光可调滤波器 (AOTF), 其晶体双折射特性产生两束线性偏振的光束, 且偏振方向互相垂直. 然后, 通过两个相同的双色夹层探测器分别测量普通光束和特殊光束的强度, 短波 (SW) 范围为 0.65—1.05 μm , 长波 (LW) 范围为 1.0—1.7 μm .

SPICAV IR 内的 AOTF 晶体相对于航天器坐标 X, Y, Z 定向^[13], 偏振轴与 X 和 Z 重合. 天底与 Y 方向重合. 航天器的标称姿态是“太阳优化的”, 太阳始终保持位于 XY 平面上, 太阳能电池板围绕 Z 旋转以保持它们垂直于太阳^[14]. 这意味着相对方位角 0° 或 180° , 其中一束光偏振方向平行于仪器的参考平面 (包含金星快车的 X 和 Z 轴), 另一束光偏振方向垂直于该平面.

因此, 线偏振度定义为

$$P_{\ell} = \frac{P_{\perp} - P_{\parallel}}{P_{\perp} + P_{\parallel}} = \frac{d_1 - d_0}{d_1 + d_0}. \quad (6)$$

令 $k = d_0/d_1$, 则 $P_{\ell} = \frac{1-k}{1+k}$, 其中 k 为两个偏振通道 (探测器 0/探测器 1) 中测量的信号比, 即相对定标系数, 可通过 1472-08 在轨校准数据获得 [7]. 其中 P_{ℓ} 和 $P_{\parallel}$ 分别为偏振的垂直和平行分量, d_0 和 d_1 分别是探测器 0 和 1 测得的辐射值. 以斯托克斯参数表示 P_{ℓ} , 即 $P_{\ell} = -Q/I$. 请注意, SPICAV IR 无法测量斯托克斯参数 U 或 V , 因此无法测量总偏振度.

SPICAV IR 采用连续光谱记录原理. 在天底观测模式下记录一个光谱窗口, 范围为 1.246—1.477 μm , 包括 CO_2 和 H_2O 吸收带, 以及 0.65—1.626 μm 范围内位于气体吸收带外的 11 个快速记录光谱点 (以下简称为 DOTS). 在这组光谱点处测量的总通量用于天底和太阳掩星模式下的金星云和霾表征 [14]. P_{ℓ} 的典型随机误差约为 0.1%, 在 1500 轨之后仪器的偏振精度存在下降情况, 误差可达 0.3% 以上 [7]. DOTS 包含 0.65—1.626 μm 范围内的 11 个波长的观测数据 (见表 1), 每个 DOT

的光谱宽度为 1 nm. 在本文仅关注 DOTS 中包含的数据.

3 金星云和霾系统的理论建模

3.1 辐射传输模型

用于数值模拟的代码称为 PyMieDAP [15], 是一种用户友好的、模块化的、基于 Python 的工具, 用于计算行星反射的总光通量和偏振光通量. PyMieDAP 中的辐射传输计算采用 Fortran 编写的加倍算法执行, 如 de Haan 等 [16] 所述, 而输入和输出则使用 Python 代码处理. 图 1 提供了组成 PyMieDAP 的模块的视图. 蓝色框表示用 Fortran 编写的代码, 红色框表示 Python 代码. 箭头表示使用 f2py [17] 的接口.

PyMieDAP 假设模型大气为水平均匀的平面大气, 但垂直方向可能不均匀. 模型大气下方是水平均匀表面. 垂直不均匀性可以通过堆叠不同的大气层来创建. 大气层由多个相互叠加的层组成. 每层都可以由气体分子和气溶胶颗粒 (云和霾) 组成,

表 1 SPICAV IR 仪器 SW 和 LW 通道对应波长

Table 1. Wavelengths of SW and LW channels of SPICAV IR instrument.

通道	DOTS处波长/nm
SW	650.8, 757.2, 852.7, 982.3
LW	1101.1, 1159.6, 1197.3, 1273.4, 1323.0, 1553.7, 1626.0

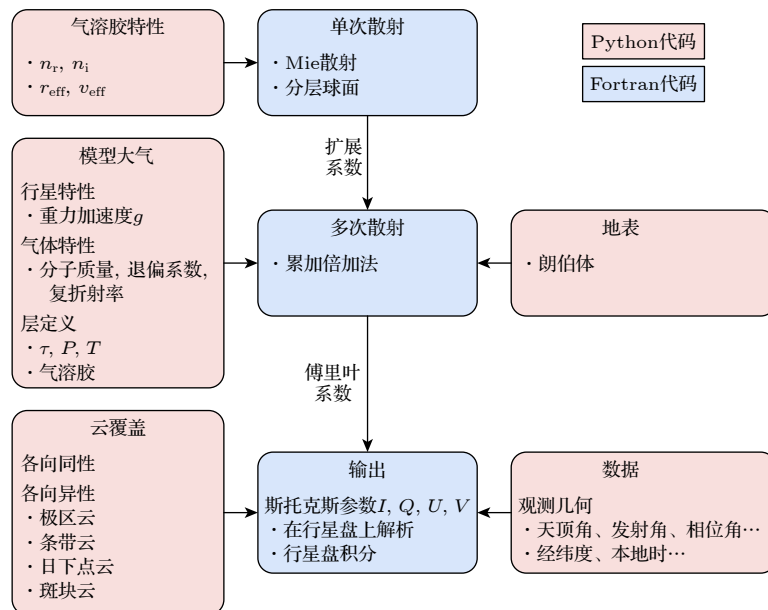


图 1 PyMieDAP 输入及输出参数

Fig. 1. PyMieDAP input and output parameters.

各层的位置由层底压强指定. 其输入参数包括气溶胶性质, 大气模型、云覆盖、地表、观测几何等, 输出参数为 4 个斯托克斯参数. 具体输入输出参数如图 1 所示.

3.2 金星云和霾系统的建模

3.2.1 基础参数设置

由于多层大气的相互叠加, PyMieDAP 需要知道所有大气层的起始位置. 这可以通过设置大气层底部的压力来表示. 金星云底部高度设置为 47 km, 最高延伸至上霾层 90 km 高. 每间隔 1 km 建一层大气. 金星大气的温度和压力廓线参考 VIRA^[18], 即金星国际参考大气. 金星大气在 47—90 km 处的 T - P 廓线如图 2 所示. 由于金星云的光学厚度在 30 以上, 光几乎无法到达地表, 可将地表视为黑色表面, 即设置为反照率为 0 的朗伯体. 金星的重力常数 $g = 8.87 \text{ m/s}^2$. 计算波长选取 SPICAV 仪器大气窗口位置的 11 个波长位于气体吸收带之外, 故将气体吸收的光学厚度 τ_g 设置为 0. 我们的观测是在短波红外范围内进行的, 事实上, 瑞利散射与波长的四次方成反比, 这使得它在红外波段中相当小. 可以使用以下公式将纯 CO_2 气氛中瑞利散射产生的光学厚度与气压联系起来^[19]:

$$\tau_R(\lambda) = \frac{1 + 0.013\lambda^{-2}}{6.17 \times 10^4 \lambda^4} p, \quad (7)$$

其中 p 是以 mbar 为单位的压力, λ 是以 μm 为单位的波长. 对于 50 mbar 的压力, 可算出 $\tau_R(\lambda) = 8.2 \times 10^{-4}$. 这表明与瑞利散射相关的不透明度在红外中可以忽略不计. Knibbe 等^[20] 的研究也可以说明金星大气的气体散射对红外波段偏振没有影响. 故本研究中不考虑 CO_2 等气体造成的大气散射和吸收效应.

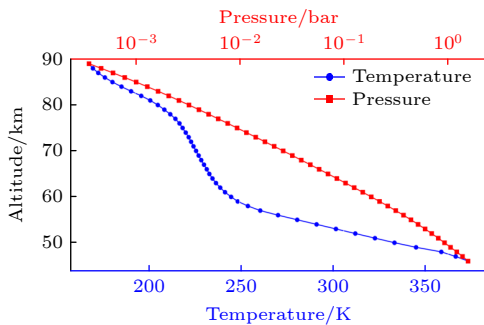


图 2 金星大气 47—90 km T - P 廓线

Fig. 2. 47–90 km T - P profile of Venus atmosphere.

3.2.2 云和霾参数设置

金星大气的云和霾模型包含 4 种不同大小的粒子模式 (Mode 1, 2, 2' 和 3), 假设它们均由浓度为 75% 的硫酸液滴组成^[4]. 波长相关的复折射率基于 Palmer 和 Williams^[21] 的研究结果. 图 3 显示了在 11 个 DOTS 处 75% 硫酸液滴的复折射率. 对每个模式的粒子应用对数正态尺寸分布, 由模态半径和几何标准差定义. 其中, 4 种模式粒子对应的模态半径分别为 0.3, 1.0, 1.4, 3.65 μm , 几何标准差分别为 1.56, 1.29, 1.23, 1.28. 模态半径 r_g 、几何标准差 σ_g 与有效半径 r_{eff} 、有效方差之间 v_{eff} 的转换关系见 (8) 式. 4 种模式的粒子数密度分布参考 Haus 等^[22] 的研究, 如 (9) 式所示.

$$r_g = \frac{r_{\text{eff}}}{(1 + v_{\text{eff}})^{5/2}}, \quad \sigma_g = e^{\sqrt{\ln(1+v_{\text{eff}})}}, \quad (8)$$

$$N(z) =$$

$$\begin{cases} N_0(z_b) \exp\left[-\frac{z - (z_b + z_c)}{H_{\text{up}}}\right], & z > (z_b + z_c), \\ N_0(z_b), & (z_b + z_c) \geq z \geq z_b, \\ N_0(z_b) \exp\left[-\frac{z_b - z}{H_{\text{lo}}}\right], & z < z_b. \end{cases} \quad (9)$$

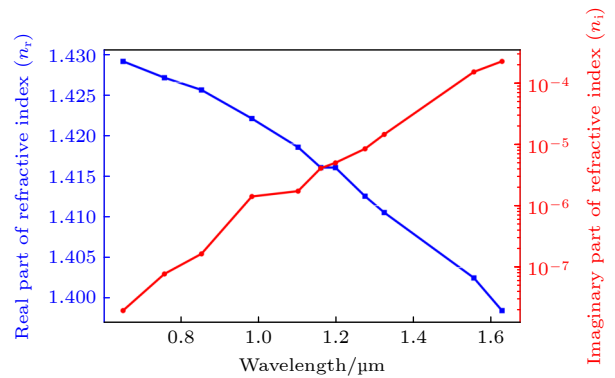


图 3 SPICAV IR 11 个大气窗口波长处对应 75% H_2SO_4 溶液的复折射率

Fig. 3. SPICAV IR complex refractive index corresponding to 75% H_2SO_4 solution at 11 atmospheric window wavelengths.

4 种模式的粒子数密度服从指数分布, 由 z_b , z_c , H_{up} , H_{lo} 等参数决定, 相应参数含义及数值如表 2 所列. 建模时采用分层建模, 每隔 1 km 设置 1 个气溶胶层, 层底压力参考 VIRA. 每一个气溶胶层均由 4 种模式粒子混合而成.

表 2 金星标准云模型的单模态参数
Table 2. Single-mode parameters of Venus standard cloud model.

模式	1	2	2'	3
峰值高度下限 z_b/km	49.0	65.0	49.0	49.0
恒定峰值粒子数的层厚 z_c/km	16.0	1.0	11.0	8.0
上层标高 H_{up}/km	3.5	3.5	1.0	1.0
下层标高 H_{lo}/km	1.0	3.0	0.1	0.5
峰值高度处的粒子数密度 N_0/cm^{-3}	193.5	100	50	14
粒子总柱浓度/ (10^5 cm^{-2})	3966.19	749.56	605.0	133.0

金星的云和霾粒子可视为球形的^[4], 这符合 Mie 理论的假设. 我们使用 Mie 理论^[23] 来计算散射矩阵 $\mathbf{F}(\theta)$, 它是散射角 θ 的函数 (对于前向散射光, $\theta = 0^\circ$):

$$\mathbf{F}(\theta) = \begin{bmatrix} F_{11}(\theta) & F_{12}(\theta) & 0 & 0 \\ F_{21}(\theta) & F_{22}(\theta) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & F_{33}(\theta) & -F_{34}(\theta) \\ 0 & 0 & F_{43}(\theta) & F_{44}(\theta) \end{bmatrix}, \quad (10)$$

其中 $F_{12}(\theta) = F_{21}(\theta)$, $-F_{34}(\theta) = F_{43}(\theta)$. 第 1 个矩阵元素 $F_{11}(\theta)$ 称为相位函数或散射函数. 云和霾粒子的单次散射线偏振度 P 与方程 (5) 的散射

矩阵元素的关系为 $P = \frac{-F_{12}(\theta)}{F_{11}(\theta)}$. 代入各模式粒子的波长、有效半径、有效方差和复折射率参数后, 可计算出各模式粒子的消光截面 $C_{\text{ext}}^{\text{M}_i}$ (见 (11) 式):

$$\tau = C_{\text{ext}}^{\text{M}_i} \int_{z_1}^{z_2} N(z) dz. \quad (11)$$

随后, 对每种模式粒子的数密度分别积分以获得单层 (1 km) 柱密度, 并乘以对应的消光截面, 从而得到 4 种粒子的单层光学厚度 τ , 如图 4 所示. 可以看出, Mode 1 粒子弥散在各层中, 由于有效半径小, 相应的消光截面小, 单层光学厚度在 0.2 左右. Mode 2 粒子单层光学厚度在 1.0 左右, 且随波长增大而增大, 主要分布在 60—70 km 范围. Mode 2'

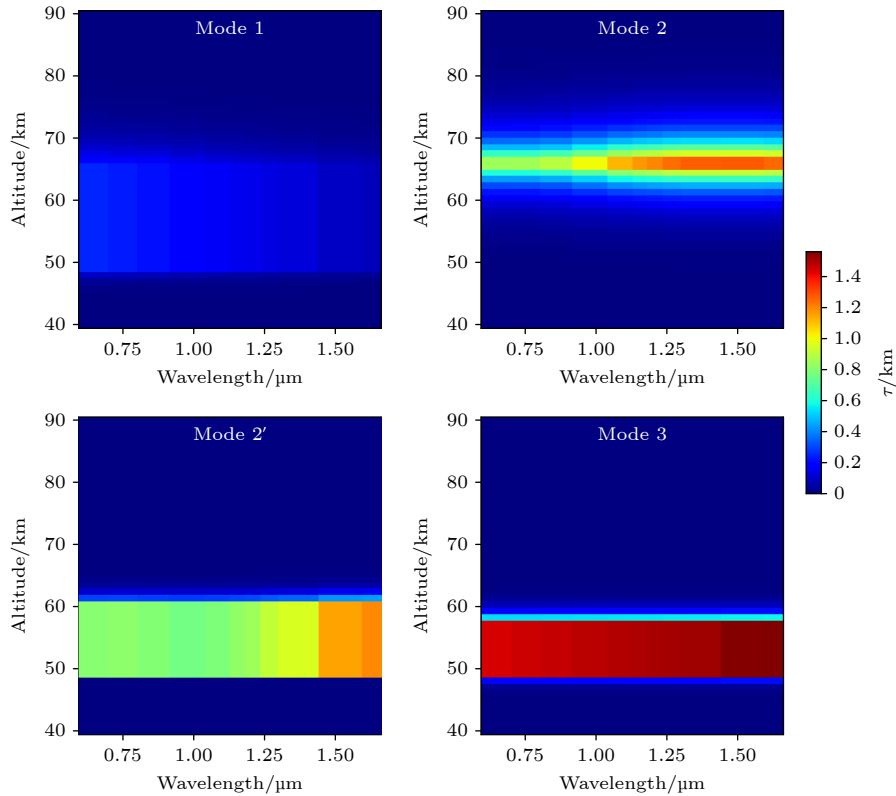


图 4 四种模式粒子的单层光学厚度 τ 随波长和高度的变化

Fig. 4. Single-layer optical thickness τ of four modes of particles as a function of wavelength and height.

粒子消光截面稍大于 Mode 2, 单层光学厚度在 1.0 左右, 也随波长增大, 分布在 47—60 km. Mode 3 粒子有效半径较大, 消光截面比其他模式粒子大一个数量级以上, 单层光学厚度在 1.4 以上, 主要分布在 47—57 km 的中下层云之中. 金星云和霾的总气溶胶光学厚度 (aerosol optical depth, AOD) 在 35 以上, 在短波红外范围呈缓慢增大趋势. 在 1.6 μm 处总 AOD 可达到 40.

3.3 在行星盘上的积分

在实现了金星大气中云和霾的建模后, 可以计算出金星各相位角处的斯托克斯参数. PyMieDAP 提供了将斯托克斯参数在行星盘上积分的模块, 这有助于对太阳系行星的观测, 也将加深我们对系外行星偏振信号的理解. 在行星盘上积分的原理已由 Rossi 等^[15] 详述, 在此简要介绍. 图 5 展示了行星盘积分的示意图.

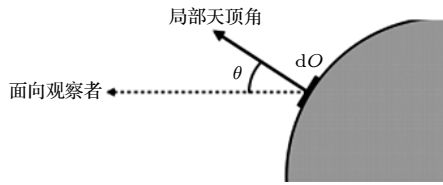


图 5 行星盘积分示意图

Fig. 5. Schematic diagram of planetary disk integration.

为了计算空间上未解析行星 (如系外行星) 的信号, 需要对可见的行星盘面上的局部反射星光进行积分:

$$\begin{aligned} \pi \mathbf{F}(\alpha, \lambda) &= \frac{1}{d^2} \int \mu \mathbf{L}(\beta) \mathbf{I}(\mu, \mu_0, \phi - \phi_0, \lambda) dO \\ &= \frac{1}{d^2} \int \mu \mu_0 \mathbf{L}(\beta) \mathbf{R}_1(\mu, \mu_0, \phi - \phi_0, \lambda) \mathbf{F}_0(\lambda) dO, \end{aligned} \quad (12)$$

其中, $\pi \mathbf{F}$ 为到达观测者的反射光通量矢量, 其是垂直于光传播方向的通量; $\mathbf{F}_0$ 表示入射太阳光; 参数 $\mu dO/d^2$ 表示行星表面区域 dO 在观测者视角 μ_0 下的立体角 ($\mu = \cos\theta$); μ_0 为太阳天顶角, $\phi - \phi_0$ 为相对方位角, 行星半径 r 已包含在表面积分中 (即未假设行星为单位球体). $\pi \mathbf{F}$ 依赖于相位角 α , 即从行星中心测得的恒星与观测者之间的夹角 ($0^\circ \leq \alpha \leq 180^\circ$). 行星的可观测相位角范围取决于其轨道倾角. 在方程 (12) 中, 每个局部反射矢量 $\mathbf{I}$ 及其反射矩阵 $\mathbf{R}_1$ 需旋转至行星散射平面, 而非局

部子午面. $\mathbf{L}$ 为旋转矩阵, 旋转角 β 取决于局部视角 θ 及区域 dO 在行星上的位置.

4 结果与讨论

本节将讨论辐射传输模拟的结果. 由于航天器的标称姿态是“太阳优化的”^[14], 即太阳-金星-VEX 处在主平面内. 故选取主平面观测几何: 天顶角和发射角 (观测天顶角) 从 0° 增至 90° , 步长 0.5° , 而相位角为两者之和, 即 0° — 180° , 步长 1° . 这样的观测几何能代表大多数天底观测数据的观测几何. 首先对各模式粒子的单次和多次散射特征进行分析, 然后进行敏感性研究. 最后采用 SPICAV IR 实测数据来验证建模的合理性及确定金星云和霾的微物理参数范围.

4.1 单次和多次散射

在展示整个行星的结果之前, 讨论由气溶胶 (米氏散射) 引起的单次散射是很有必要的. 单次散射中存在的特征也应该在整体偏振中可见, 因为线性偏振强度 (Q) 应该保持大致相同, 而总通量 (F) 对于多次散射会增大. 图 6 和图 7 分别显示了 11 个波长处 4 种模式粒子的单次散射通量和线偏振. 4 种模式粒子的单次散射通量在 0° — 120° 范围内呈现下降趋势, 而在 160° 附近通量有所上升. 研究 4 种模式粒子的单散线偏振发现, Mode 1 粒子由于比较小, 即上层霾表现出类似于瑞利散射的特征, 且随着波长增大, 其线偏振度值逐渐从正值过渡为负值, 且在散射角 160° 位置, 线偏振度的峰值 (绝对值) 逐渐变大. 对于 Mode 2 和 Mode 2' 粒子来说, 它们所表现出的趋势相近, 在 650 nm 处线偏振度在 15° 和 160° 附近存在两个正极化山峰, 随着波长过渡到近红外, 两个峰的正负发生翻转, 且峰值处的相位角向中间收缩. Mode 3 粒子则展现出很不同的趋势, 其线偏振度在 105° 附近发生振荡, 峰值随波长增大而降低; 而在 155° — 165° 附近, 线偏振度的峰值迅速发生由正到负的翻转, 在后向散射位置线偏振度又有所增大, 偏振观测对波长的强烈依赖性表明云粒子大小必须与波长数量级相当.

按照第 3 节叙述的理论将 4 种模式粒子分层建模, 可模拟计算出 11 个波长处的金星大气总线偏振度. 从图 8 可以看出, 各波长的线偏振度在相位角 $\alpha \sim 15^\circ$ 存在峰值, 即 H_2SO_4 的主彩虹, 这对

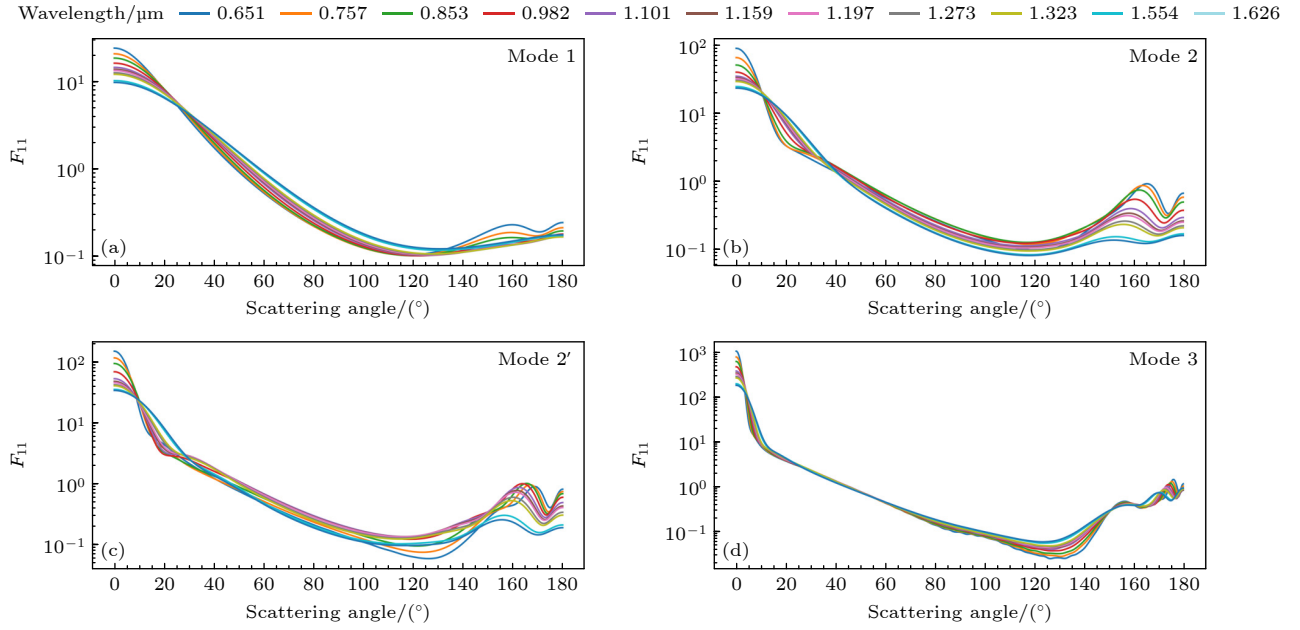


图 6 四种模式粒子的单次散射通量

Fig. 6. Single scattering flux for four modes of particles.

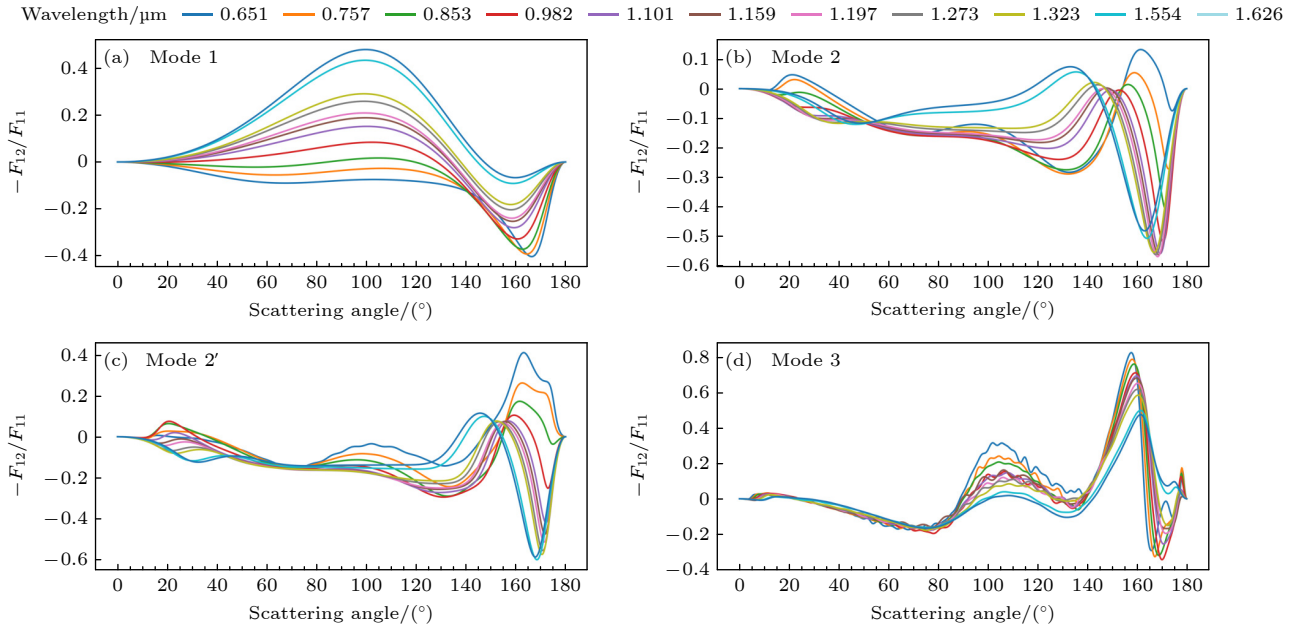


图 7 四种模式粒子的单次散射线偏振度

Fig. 7. Single scattering polarization for four modes of particles.

应于金星上存在的光环现象^[7]. 当存在一次 (或多次) 内部反射并且散射角达到最大值时, 就会出现彩虹, 它是球体入射角的函数^[9]. 在 650 nm 处峰值为正, 在近红外波长处, 峰值完全变为负值. 在 $\alpha = 150^\circ$ — 160° 附近存在第 2 个峰值, 这可能是 van de Hulst 等^[24] 所述的“反常衍射”现象. 这种反常衍射是由于衍射光与粒子在近前方向反射和透射光之间的干扰造成^[4]. 峰值变化趋势与云粒子的单散线偏振变化趋势相似, 表明云粒子的微物

理性质很大程度上影响了金星的线偏振度.

4.2 敏感性研究

现在将讨论云和霾的各微物理参数值对金星线偏振度影响. 以 1.323 μm 处的计算结果为例, 主要研究的参数包括各模式粒子的柱密度、模态半径, 几何标准差对金星线偏振度的影响. 此外, 还探讨了不同复折射率 (对应不同硫酸浓度) 对金星线偏振度的影响.

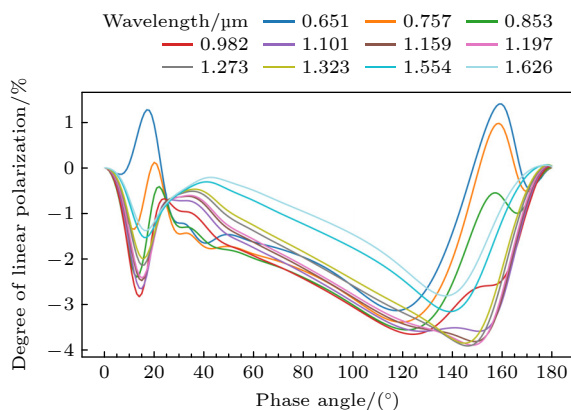


图 8 四种模式粒子多次散射的总线偏振度

Fig. 8. Total linear polarization degree of multiple scattering of particles in four modes.

4.2.1 线偏振度对粒子柱密度变化的敏感性

图 9 显示, 金星线偏振度对 Mode 1 粒子柱密度的变化较敏感, 柱密度的变化不会影响主彩虹峰值处的相位角大小, 但是柱密度的减小会增大主彩虹处的峰值同时使得偏振曲线整体下移, 使得线偏振度增大. 这是因为较薄的霾层可视为光学薄层, 其所贡献的单次散射通量随着 Mode 1 粒子的柱密度 V_0^1 的减小而减小, 从而使得线偏振度增大. 而线偏振度对 Mode 2 粒子柱密度的变化与 Mode 1 趋势相反, 柱密度的变化不会影响主彩虹峰值处的相位角大小, 但是柱密度的减小会降低主彩虹处的

峰值, 并使得 40° — 160° 的偏振相位曲线整体上移, 即导致线偏振度的降低. Mode 2' 和 Mode 3 的偏振相位曲线变化趋势相仿, 与 Mode 2 相反, 粒子柱密度的减小会使得偏振曲线整体下移, 即增大线偏振度, 但是增大的幅度很小, 峰值处仅相差约 0.2%, 这表明线偏振度对中下层云的粒子柱密度变化不敏感.

4.2.2 线偏振度对粒子模态半径变化的敏感性

从图 10 可看出, 改变 Mode 1 粒子的模态半径对金星线偏振度影响较大, 随着粒子模态半径的增大, 偏振曲线整体下移, 且模态半径小至 $0.1 \mu\text{m}$ 时, 相位角 40° — 90° 之间的线偏振度会转为正值, 即偏振方向发生改变, 与模态半径为 $0.5 \mu\text{m}$ 处的线偏振度差值可达 2% 以上. 线偏振度对 Mode 2 粒子的模态半径变化也比较敏感, 增大 Mode 2 的模态半径会增大主彩虹处的偏振度峰值, 并使峰值相位角减小. 偏振曲线在相位角 40° — 130° 之间总体趋势一致, 模态半径增大会使得偏振曲线下移, 增大线偏振度, 但当模态半径超过 $1.2 \mu\text{m}$ 时, 相位角 140° 附近的偏振度峰值会降低. Mode 2' 和 Mode 3 的偏振相位曲线对粒子模态半径的变化不敏感, 基本不随粒子模态半径发生变化.

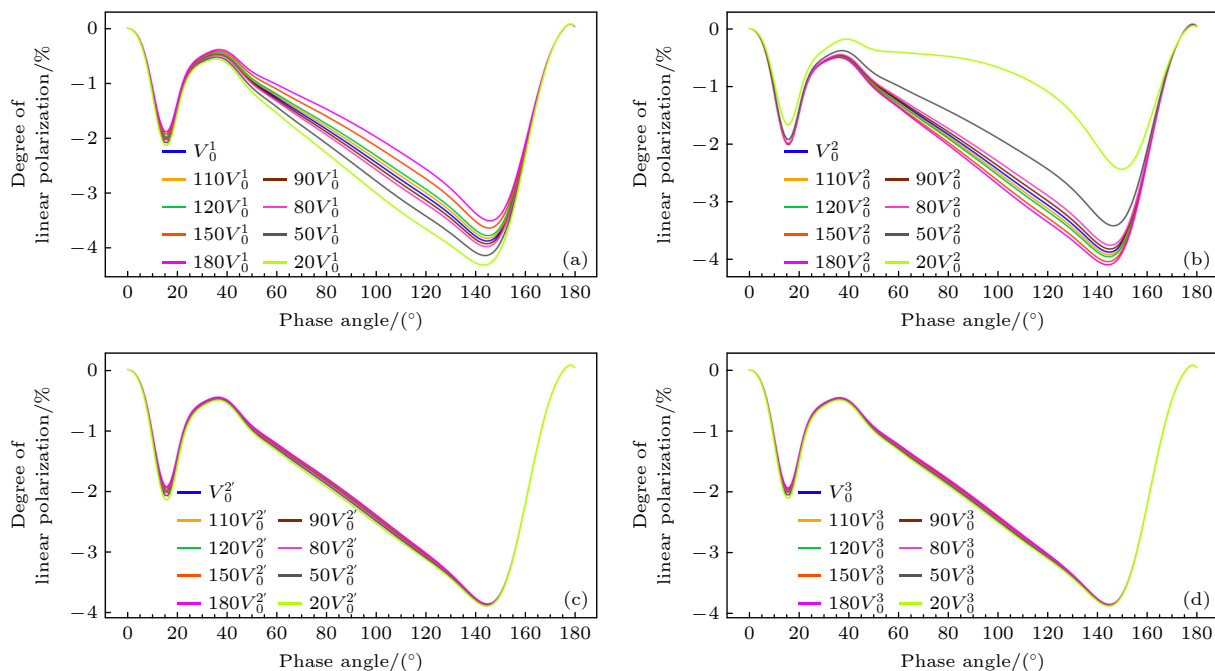
图 9 线偏振度对四种模式粒子柱密度变化的敏感性 (V_0^i 代表粒子的柱密度 ($i=1, 2, 2', 3$), 对应 4 种不同的粒子模式)

Fig. 9. Sensitivity of linear polarization degree to changes in particle column density in four modes (V_0^i represents the column density of the particle, $i=1, 2, 2', 3$, corresponding to four different particle modes).

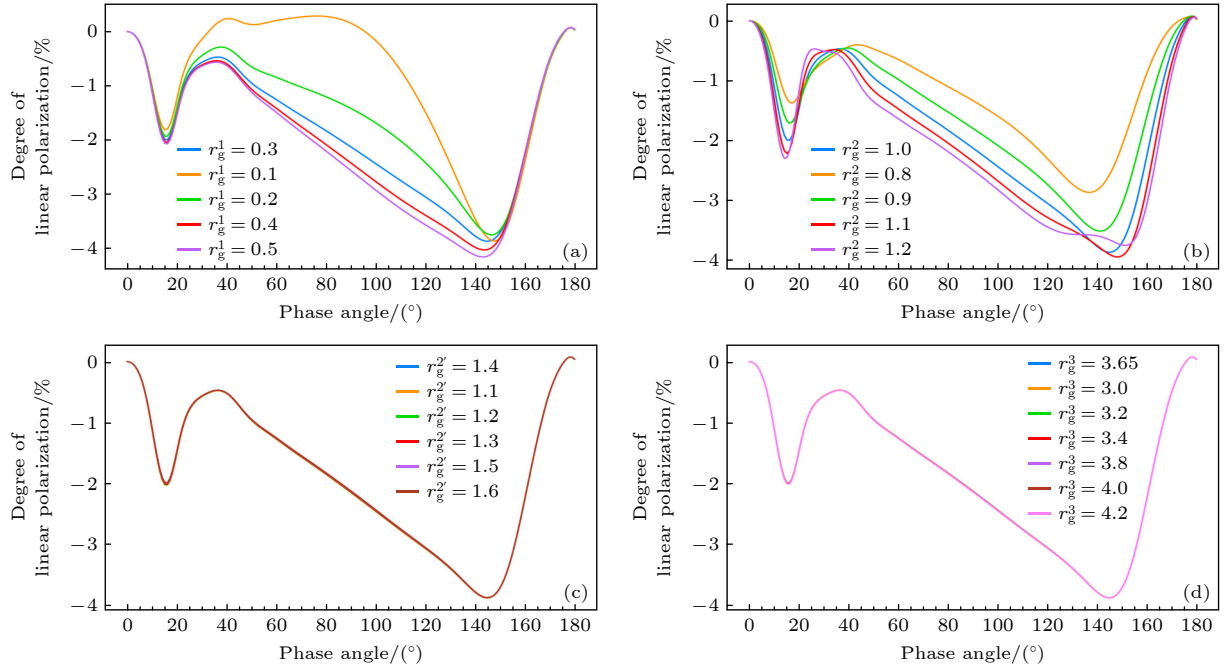


图 10 线偏振度对 4 种模式粒子模态半径变化的敏感性 (r_g^i 代表粒子的模态半径 ($i = 1, 2, 2', 3$), 对应 4 种不同的粒子模式)
 Fig. 10. Sensitivity of linear polarization degree to changes in modal radius of particles in four modes (r_g^i represents the modal radius of the particle, $i = 1, 2, 2', 3$, corresponding to four different particle modes).

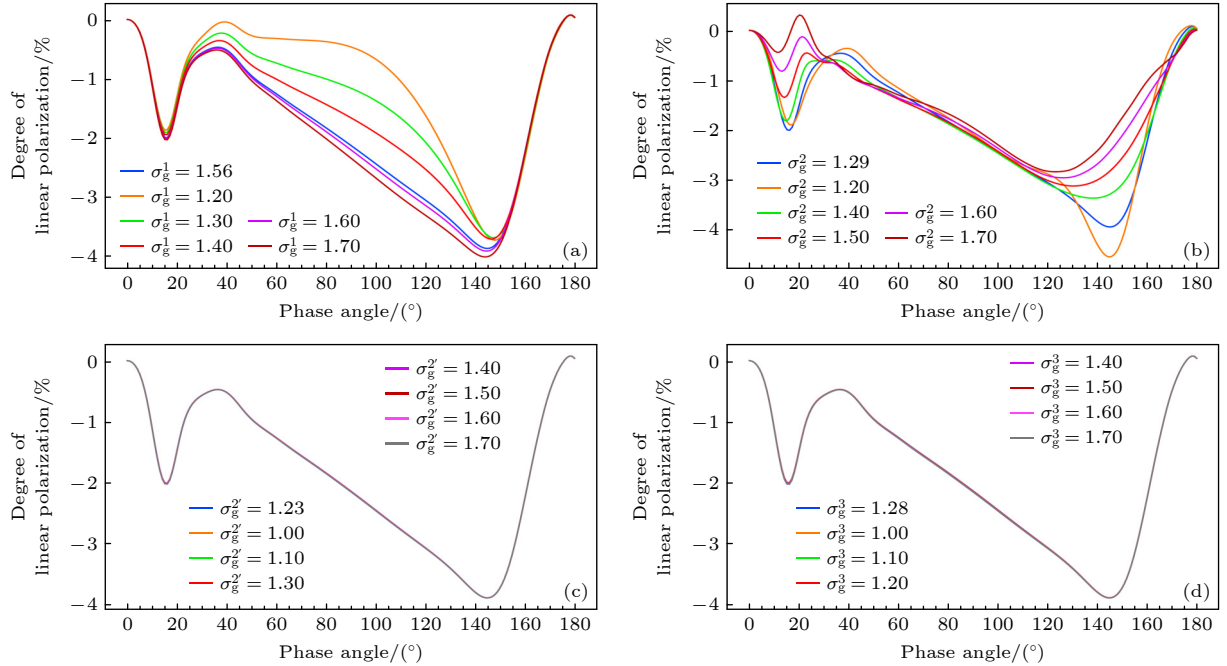


图 11 线偏振度对四种模式粒子几何标准差变化的敏感性 (σ_g^i 代表粒子的几何标准差 ($i = 1, 2, 2', 3$), 对应 4 种不同的粒子模式)
 Fig. 11. Sensitivity of linear polarization to the change of geometric standard deviation of particles in four modes (σ_g^i represents the geometric standard deviation of particles, $i = 1, 2, 2', 3$, corresponding to four different particle modes).

4.2.3 线偏振度对粒子几何标准差变化的敏感性

从图 11 可看出, 改变 Mode 1 粒子的几何标准差对金星线偏振度影响较大, 随着粒子几何标准差的增大, 偏振曲线整体下移, 且 150° 附近的峰值

相位角逐渐减小. Mode 2' 和 Mode 3 的偏振相位曲线对粒子几何标准差的变化不敏感, 基本不随粒子几何标准差发生变化. 线偏振度随 Mode 2 粒子的几何标准差变化趋势较其他 3 种模式粒子不同, 各偏振曲线在相位角 40° — 130° 之间总体趋势和大

小一致, 增大 Mode 2 的几何标准差总体上会降低主彩虹和相位角 140° 附近的偏振度峰值, 并使峰值相位角减小, 但 Mode 2 粒子的几何标准差在 1.3 处的偏振度峰值大于其在 1.2 处的峰值. 综合图 9 与图 10 可知, 线偏振度对中下层云和霾的谱分布变化不敏感, 其值的大小主要由上层的云和霾所决定.

4.2.4 复折射率对线偏振度的敏感性

从图 12 可看出, 改变云和霾粒子的折射率实部 n_r 对线偏振度影响较大, 随着 n_r 的增大, 偏振曲线整体下移, 线偏振度整体增大, 偏振度峰值相位角不发生改变. 而折射率虚部对线偏振度的影响较小, 因为在近红外波长处, 其数量级很小, 在 10^{-4} 以下. 可以看出随着折射率虚部的增大, 线偏振曲线轻微下移, 即偏振度略微增大. 改变 H_2SO_4 浓度发现, 随着 H_2SO_4 的浓度增大, 偏振曲线整体下移, 线偏振度增大. 由于 H_2SO_4 液滴的折射率实部会随着其浓度增大而增大, 而折射率虚部会随着其浓度增大而减小, 这也说明折射率实部是影响金星线偏振度的主要因素.

4.3 SPICAV IR 数据验证

筛选 2006—2010 年期间 SPICAV IR 对金星北半球的天底观测数据 (波长 $1.273 \mu\text{m}$ 处), 总计 12028 个数据点, 以验证模型的准确性. 如图 13(a) 所示, 双层模型由于具有较小的霾粒子, 对于北极地区的偏振观测数据拟合较好, 而多层模型对于低纬度地区大相位角的观测数据拟合较好. 所有模拟的观测几何与实际观测几何 (即实际观测的天顶角、发射角、相位角) 一一对应, 故模拟结果并非一条光滑曲线, 而是众多独立的数据点. 为了评估不同模型相对于实测数据的准确性, 将双层和多层模型模拟结果与实测数据的残差进行计算, 并计算出两种模型对应的 1σ 区间. 图 13(b) 显示了双层和多层模型模拟值与金星北半球天底观测偏振值之间的残差及 1σ 区间比较. 可以看出两种模型的总体拟合效果相当, 1σ 区间值接近, 在 0.8% 左右, 多层模型的残差分布更加集中在观测值附近.

图 13(c) 显示了中低纬地区多层模型和双层模型的与实测数据拟合情况, 图 13(d) 则计算了两种模型的 1σ 区间及残差分布情况. 可以看到, 在

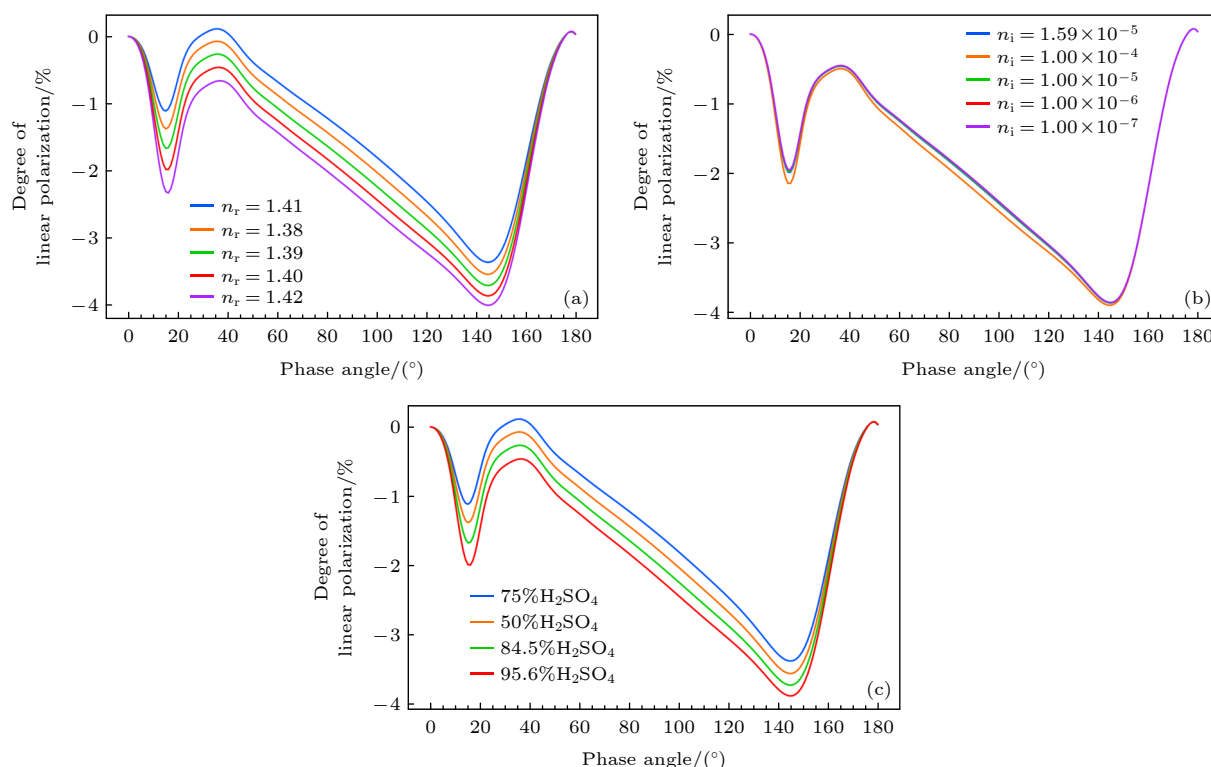


图 12 线偏振度对粒子复折射率和 H_2SO_4 浓度变化的敏感性 (n_r 为折射率实部, n_i 为折射率虚部)

Fig. 12. Sensitivity of linear polarization degree to changes in particle complex refractive index and H_2SO_4 concentration (n_r is the real part of the refractive index, n_i is the imaginary part of the refractive index).

低纬地区, 多层模型的残差分布更加集中在观测值附近, 其 1σ 区间值为 0.512% , 即有 68.3% 的模拟数据分布在实测数据 $P_{\text{obs}} \pm 0.512\%$ 之内. 考虑到仪器偏振的误差在 $0.1\% - 0.3\%$ 之间, 可认为多层模型对于低纬数据的拟合效果较好. 双层模型的残差较大, 其 1σ 区间值为 0.711% . 在金星北极地区,

在高纬地区两种模型与实测值之间均存在较大偏差, 1σ 区间值均在 1.2% 以上, 而双层模型对北极地区的拟合优度更好一些, 如图 13(e) 和图 13(f) 所示. 这反映出金星上层云和霾在空间尺度上的不均匀分布, 无法用单一的模型拟合所有实测数据, 后续研究可能要考虑分区域拟合.

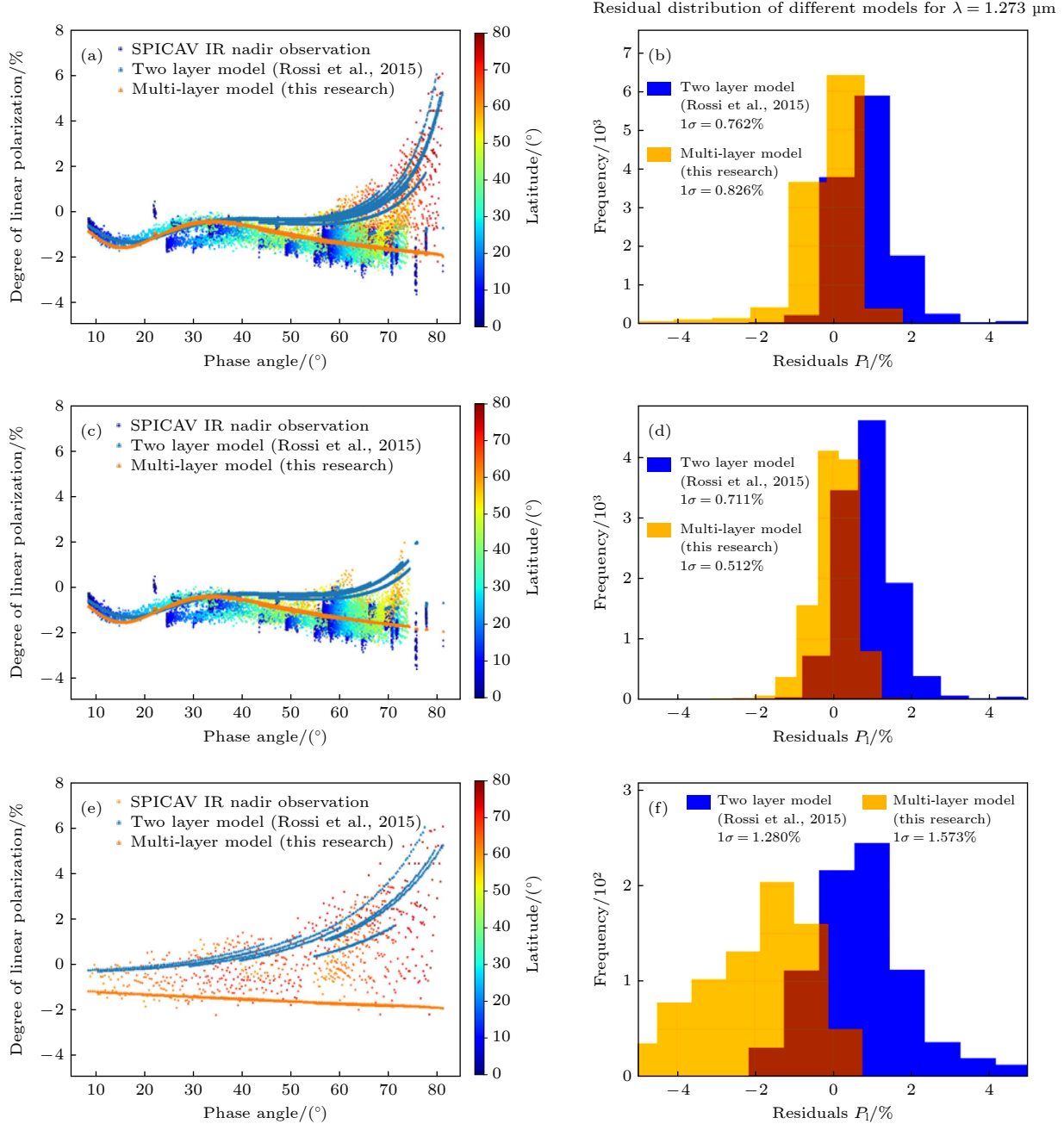


图 13 (a) 多层和双层模型的模拟结果与北半球 SPICAV IR 偏振数据的对比; (b) 多层和双层模型模拟值与北半球 SPICAV IR 实测偏振数据间残差的 1σ 区间; (c), (d) 对应北半球中低纬地区 ($0^\circ - 60^\circ\text{N}$); (e), (f) 对应北半球高纬地区 ($60^\circ\text{N} - 80^\circ\text{N}$)

Fig. 13. (a) Comparison of simulation results of multi-layer and double-layer models with SPICAV IR polarization data in the Northern Hemisphere; (b) 1σ interval of residuals between simulation values of multi-layer and double-layer models and measured polarization data of SPICAV IR in the Northern Hemisphere; (c), (d) correspond to the middle and low latitudes of the Northern Hemisphere ($0^\circ - 60^\circ\text{N}$); (e), (f) correspond to the high latitudes of the Northern Hemisphere ($60^\circ\text{N} - 80^\circ\text{N}$).

5 线偏振在金星盘上的积分

利用 3.3 节叙述的原理, 可计算出分层建模后线偏振在金星盘上的积分结果. 本节将讨论各参数对线偏振在金星盘上积分结果的影响.

5.1 随波长和相位角的变化

图 14 展示了相位角 $\alpha = 0^\circ$ 时不同波长下线偏振在金星盘上的积分结果. 可以看出, 在近红外

波段, 金星盘上的线偏振呈现先增大后减小的趋势, 在 $1.2\ \mu\text{m}$ 附近达到最大值, 极区的偏振度为负值, 赤道附近为正值, 偏振度范围在 $\pm 2\%$. 且金星盘边缘的线偏振度明显大于中间的线偏振度. 图 15 则展示了金星盘上的线偏振度随相位角的变化. 可以看出, 随着相位角从 0° 变为 120° , 金星盘上的线偏振平均绝对值逐渐增大, 且赤道附近的线偏振度全部变为负值, 即偏振方向由垂直于参考平面变为平行于参考平面. 同时, 赤道附近的线偏振度绝对值逐渐增大, 整个盘面的偏振度值趋向均一.

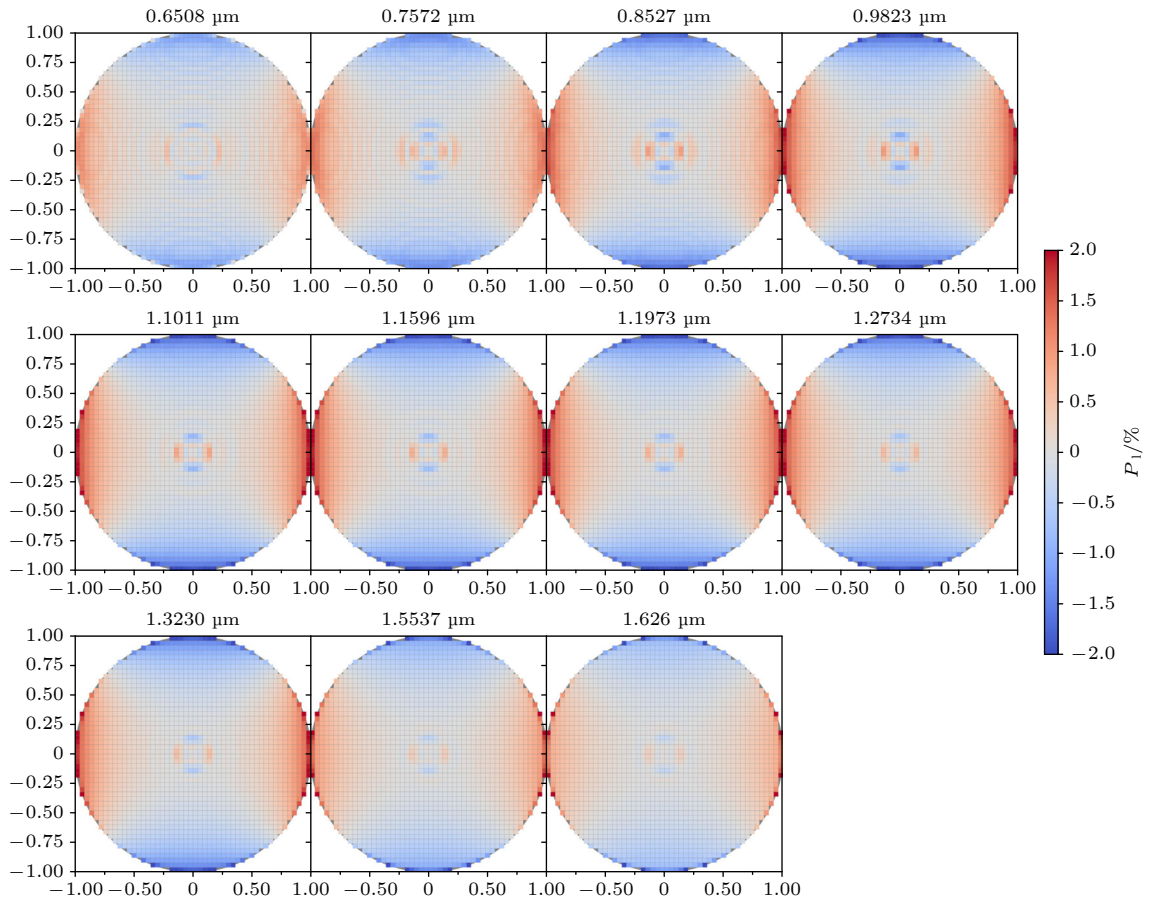


图 14 相位角 $\alpha = 0^\circ$ 时不同波长下线偏振在金星盘上的积分结果

Fig. 14. Integration results of linear polarization on the disk of Venus at different wavelengths when the phase angle $\alpha = 0^\circ$.

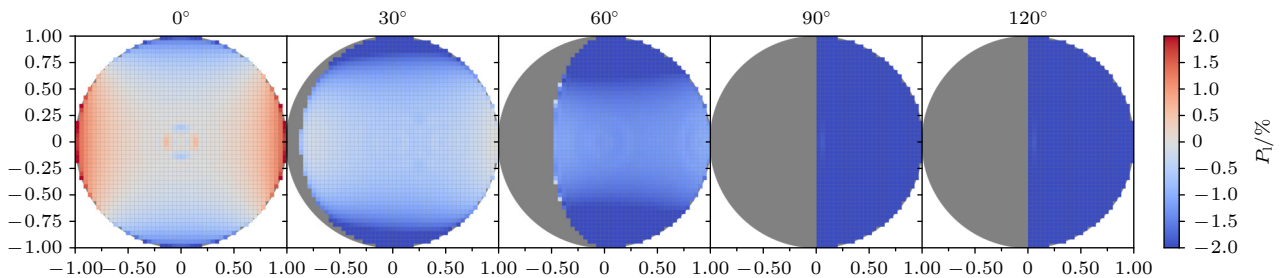


图 15 金星盘上的线偏振度随相位角的变化

Fig. 15. Variation of linear polarization degree with phase angle on the disk of Venus.

5.2 随粒子微物理性质的变化

为研究粒子的微物理性质对盘积分线偏振度的影响, 选取对粒子性质变化较为敏感的 H_2SO_4 主彩虹处 (即相位角 $\alpha = 15^\circ$) 进行模拟计算, 图 16 显示了 Mode 2 的几何标准差 σ_g^2 对线偏振度在金星盘上的积分所造成的影响. 可以看到, 随着 σ_g^2 的增大, 金星盘上的线偏振度逐渐由负值转正值, 其变化趋势与图 11 中偏振相位曲线随 σ_g^2 的趋势相似, 盘面边缘的线偏振度大于中央. 其余参数变化对盘积分线偏振度的影响见补充材料 (online). 总的来说, 盘积分线偏振度随各参数的变化与各自偏振相位曲线的变化趋势相似, 折射率实部 n_r 、Mode 1

粒子的模态半径 r_g^1 、几何标准差 σ_g^1 、Mode 2 粒子的柱密度 V_0^2 的值增大均会使得盘积分线偏振度绝对值增大, 而 Mode 1 粒子的柱密度 V_0^1 的减小会使得盘积分线偏振度绝对值增大. 盘积分线偏振度绝对值随 Mode 2 粒子的模态半径 r_g^2 的增大则呈现先增大再减小的趋势, 在 $r_g^2 = 1.0 \mu\text{m}$ 附近达到最大值. 此外, 在 $\alpha = 15^\circ$ 附近出现的光环特征在金星盘面上清晰可见.

5.3 不均匀大气

虽然 PyMieDAP 仅能实现大气垂直方向的不均匀性, 但是可以通过设置不同像素的大气性质实现水平方向的不均匀. 图 17 展示了相位角 $\alpha = 0^\circ$

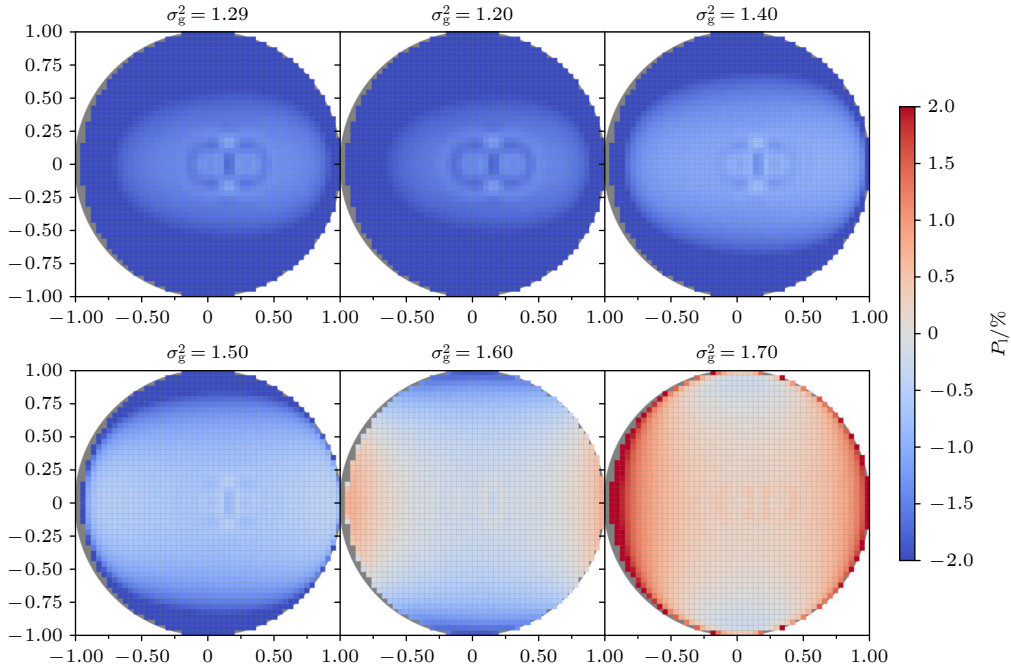


图 16 相位角 $\alpha = 15^\circ$ 时盘积分线偏振度对 Mode 2 粒子几何标准差 σ_g^2 的敏感性

Fig. 16. Sensitivity of disk integrated linear polarization degree to Mode 2 particle geometric standard deviation σ_g^2 when phase angle $\alpha = 15^\circ$.

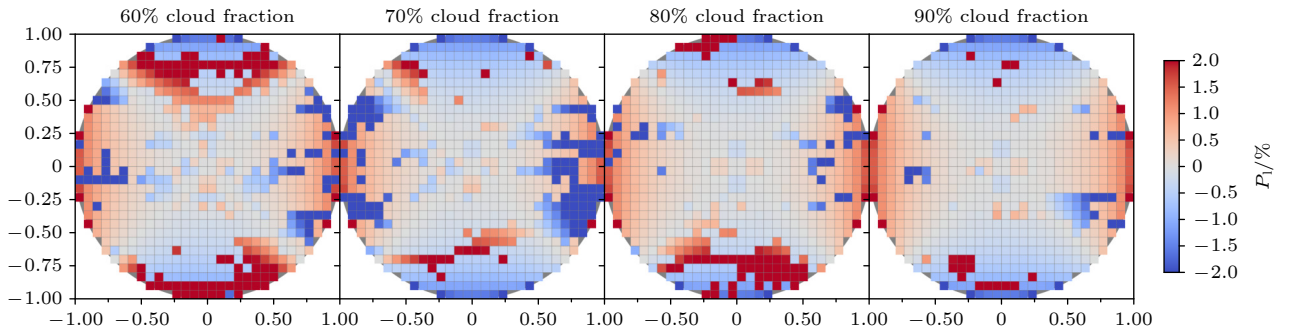


图 17 相位角 $\alpha = 0^\circ$ 时不同云量下金星盘积分线偏振度

Fig. 17. Integrated linear polarization degree of Venus disk under different cloud cover when phase angle $\alpha = 0^\circ$.

时不同云量下的金星盘积分线偏振度. 可以看出, 在没有云的像素处的偏振度绝对值明显大于有云的像素, 这是因为云层的多次散射降低了线偏振度.

6 总结与结论

本研究对金星大气中云和霾进行详细分层建模并进行辐射传输模拟计算, 并利用金星快车 SPICAV IR 仪器的近红外波长的实测数据进行验证, 探索了金星大气中云和霾粒子的微物理性质及其对线偏振度的影响. 总结得到主要结论如下:

1) 4 种模式粒子的单次散射通量在相位角 0° — 120° 范围内呈下降趋势, 而在 160° 附近通量有所上升. 单散线偏振分析显示, Mode 1 粒子 (上层霾) 表现出类似于瑞利散射的特征, 线偏振度随波长增大从正值过渡为负值; Mode 2 和 Mode 2' 粒子在 650 nm 处的线偏振度在 15° 和 160° 附近存在两个正极化山峰, 随着波长过渡到近红外, 这两个山峰的正负发生翻转; Mode 3 粒子的线偏振度在 105° 附近振荡, 峰值随波长增大而降低, 并在 155° — 165° 附近发生由正到负的翻转. 各波长的线偏振度在相位角约 15° 处存在峰值, 对应 H_2SO_4 的主彩虹. 在相位角 150° — 160° 附近存在第 2 个峰值, 这是由于“反常衍射”现象造成的. 云粒子的微物理性质很大程度上影响了金星的线偏振度.

2) 上层云和霾粒子 (Mode 1 和 Mode 2) 的微物理性质变化对金星线偏振度影响较大, 而中下层云 (Mode 2' 和 Mode 3) 的微物理性质几乎不影响线偏振度大小. 具体而言, Mode 1 柱密度的减小会增大主彩虹处的峰值同时使得偏振曲线整体下移. 这是因为较薄的霾层可视为光学薄层, 其所贡献的单次散射通量随着 Mode 1 粒子的柱密度 V_0^1 的减小而减小, 从而使得线偏振度增大. 而线偏振度对 Mode 2 粒子柱密度的变化与 Mode 1 趋势相反. Mode 1 和 Mode 2 粒子的模态半径增大会导致偏振曲线下移, 增大线偏振度峰值. 随着 Mode 1 粒子的几何标准差的增大, 偏振曲线整体下移, 且 150° 附近的峰值相位角逐渐减小. 线偏振度随 Mode 2 粒子的几何标准差变化趋势较为不同, 各偏振曲线在相位角 40° — 130° 之间总体趋势和大小一致, 增大 Mode 2 的几何标准差总体上会降低主彩虹和相位角 140° 附近的偏振度峰值, 并使峰值相位角减小. 复折射率 (特别是实部) 的变化显著影响线偏振度, 而虚部影响较小. 多层模型的模拟结果与

SPICAV IR 数据的中低纬观测数据拟合效果较好, 可能的原因是模型更加符合金星中低纬度地区霾粒子粒径较大的情况.

3) 线偏振度在金星盘上随波长和相位角变化明显, 近红外波段的线偏振度先增大后减小, 金星盘边缘的线偏振度大于中央. 粒子的微物理性质 (如模态半径、柱密度、几何标准差等) 对盘积分线偏振度影响较大, 具体变化趋势与偏振相位曲线的变化相似. 光环现象在金星盘上清晰可见. 水平方向上的大气不均匀性 (如不同云量) 也会显著影响金星盘上的线偏振度, 云量较少的区域线偏振度绝对值较大.

因本研究侧重于金星云和霾各微物理参数的变化对其线偏振的影响, 即敏感性分析, 存在一定局限性, 云和霾的具体参数反演超出本文范围, 有待后续研究.

参考文献

- [1] Lyot B 1929 *Ph. D. Dissertation* (Paris: Université de Paris Paris)
- [2] Coffeen D L 1969 *Astronom. J.* **74** 446
- [3] Dyck H, Forbes F, Shawl S 1971 *Astronom. J.* **76** 901
- [4] Hansen J E, Hovenier J 1974 *J. Atmos. Sci.* **31** 1137
- [5] Esposito L, Knollenberg R, Marov M, Toon O, Turco R 1983 *The Clouds and Hazes of Venus* (University of Arizona Press) pp484–564
- [6] Pollack J B, Dalton J B, Grinspoon D, Wattson R B, Freedman R, Crisp D, Allen D A, Bezaud B, DeBergh C, Giver L P 1993 *Icarus* **103** 1
- [7] Rossi L, Marcq E, Montmessin F, Fedorova A, Stam D, Bertaux J L, Korablev O 2015 *Planet. Space Sci.* **113** 159
- [8] Li Y Q, Sun X B, Huang H L, Liu X, Ti R F, Zheng X B, Fan Y Z, Yu H X, Wei Y C, Wang Y X, Wang Y Y 2024 *J. Infrared Millim. W.* **43** 657 (in Chinese) [李宜奇, 孙晓兵, 黄红莲, 刘晓, 提汝芳, 郑小兵, 樊依哲, 余海啸, 韦祎晨, 王宇轩, 王宇瑶 2024 红外与毫米波学报 **43** 657]
- [9] Hansen J E, Travis L D 1974 *Space Sci. Rev.* **16** 527
- [10] Stam D 2008 *Astron. Astrophys.* **482** 989
- [11] Stam D, Hovenier J, Waters L 2004 *Astron. Astrophys.* **428** 663
- [12] Bertaux J L, Nevejans D, Korablev O, et al. 2007 *Planet. Space Sci.* **55** 1673
- [13] Svedhem H, Titov D, McCoy D, Lebreton J P, Barabash S, Bertaux J L, Drossart P, Formisano V, Häusler B, Korablev O 2007 *Planet. Space Sci.* **55** 1636
- [14] Korablev O, Fedorova A, Bertaux J L, et al. 2012 *Planet. Space Sci.* **65** 38
- [15] Rossi L, Berzosa-Molina J, Stam D M 2018 *Astron. Astrophys.* **616** A147
- [16] de Haan J F, Bosma P, Hovenier J 1987 *Astron. Astrophys.* **183** 371
- [17] Peterson P 2009 *Int. J. Comput. Sci. Eng.* **4** 296
- [18] Zasova L, Moroz V, Linkin V, Khatuntsev I, Maiorov B 2006 *Cosmic Res.* **44** 364

- [19] Braak C, De Haan J, Hovenier J, Travis L 2002 *J. Geophys. Res. Planets* **107** 5
- [20] Knibbe W J J, de Haan J F, Hovenier J W, Travis L D 1998 *J. Geophys. Res. Planets* **103** 8557
- [21] Palmer K F, Williams D 1975 *Appl. Opt.* **14** 208
- [22] Haus R, Kappel D, Arnold G 2015 *Planet. Space Sci.* **117** 262
- [23] Mie G 1908 *Ann. Phys.* **330** 377
- [24] van de Hulst H C Van de Hulst H C, Twersky V 1957 *Physics Today* **10** 28

Sensitivity analysis of Venus (disk) linear polarization at near-infrared wavelengths*

LI Yiqi¹⁾²⁾³⁾ SUN Xiaobing^{2)3)†} ZHENG Xiaobing¹⁾²⁾³⁾ HUANG Honglian²⁾³⁾
LIU Xiao²⁾³⁾ TI Rufang²⁾³⁾ WEI Yichen¹⁾²⁾³⁾ WANG Yuxuan²⁾³⁾

1) (School of Environmental Science and Optoelectronic Technology, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

2) (Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Hefei Institutes of Physical Science, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, China)

3) (Key Laboratory of Optical Calibration and Characterization, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, China)

(Received 4 January 2025; revised manuscript received 11 February 2025)

Abstract

The PyMieDAP radiative transfer model is used in this work to simulate the radiation characteristics of Venus clouds and haze, thereby investigating how their microphysical characteristics affect linear polarization by comparing near-infrared polarization data from the SPICAV IR instrument on the Venus Express. The results show that single-scattered fluxes of the four particle modes decrease in a phase angle range from 0° to 120°, but increase near 160°. Mode 1 particles (upper haze) exhibit Rayleigh scattering characteristics, with polarization changing from positive to negative as the wavelength increases. Mode 2 and Mode 2' particles display two positive polarization peaks near 15° and 160°, respectively, with polarization reversing in the near-infrared. Mode 3 particles show oscillations in polarization near 105°, flipping from positive to negative between 155° and 165°. The primary polarization peak occurs near 15°, corresponding to the main rainbow, while a secondary peak between 150° and 160° is attributed to anomalous diffraction.

The microphysical properties of upper clouds and haze (Mode 1 and Mode 2) significantly affect the linear polarization of Venus, while those of lower clouds (Mode 2' and Mode 3) have a minimum influence. A reduction in Mode 1 column density increases the polarization peak at the main rainbow, while an increase in Mode 2 column density has the opposite effect. Changes in modal radius enhance polarization peaks for Mode 1 and Mode 2, while increasing geometric standard deviation reduces polarization peaks and shifts their phase angles. The real part of the complex refractive index has a greater influence on polarization than the imaginary part. Simulations using the multilayer model show better agreement with SPICAV IR data and consistency with the larger particle sizes in Venus' haze. The integrated linear polarization across the Venus disk varies with wavelength and phase angle, with the polarization being higher at the disk's edge. The variation in cloud coverage also influences polarization, with areas with fewer clouds exhibiting higher values. In the future, further research will be conducted on the influence of cloud and haze parameters on line polarization, for the inversion of these parameters is beyond the scope of this work.

Keywords: Venusian clouds and haze, linear polarization, sensitivity analysis, microphysical properties

PACS: 42.25.Ja, 95.30.Jx, 96.30.Ea

DOI: 10.7498/aps.74.20250015

CSTR: 32037.14.aps.74.20250015

* Project supported by the Aerospace Science and Technology Innovation Application Research Project, China (Grant No. E23Y0H555S1) and the Aviation Science and Technology Innovation Application Research Project, China (Grant No. 62502510201).

† Corresponding author. E-mail: xbsun@aiofm.ac.cn



近红外波长处金星(盘)线偏振度的敏感性分析

李宜奇 孙晓兵 郑小兵 黄红莲 刘晓 提汝芳 韦祎晨 王宇轩

Sensitivity analysis of Venus (disk) linear polarization at near-infrared wavelengths

LI Yiqi SUN Xiaobing ZHENG Xiaobing HUANG Honglian LIU Xiao TI Rufang WEI Yichen
WANG Yuxuan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 094201 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20250015

CSTR: 32037.14.aps.74.20250015

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250015>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于双开缝环结构的半反射和半透射超宽带超薄双偏振太赫兹超表面

Double-split-ring structure based ultra-broadband and ultra-thin dual-polarization terahertz metasurface with half-reflection and half-transmission

物理学报. 2023, 72(15): 158701 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230471>

接触角迟滞和气-液界面张力温度敏感性对液滴蒸发动态特性的影响

Effect of contact angle hysteresis and sensitivity of gas-liquid interfacial tension to temperature of a sessile-drop on evaporation dynamics

物理学报. 2021, 70(20): 204701 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210294>

利用掺杂提高石墨烯吸附二氧化氮的敏感性及其光学性质的理论计算

Theoretical calculation study on enhancing the sensitivity and optical properties of graphene adsorption of nitrogen dioxide via doping
物理学报. 2024, 73(20): 203101 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240992>

量化电导率模型参数多样性导致的脉冲电场消融预测的不确定性

Uncertainty in prediction of pulsed field ablation caused by parameter diversity in quantifying conductivity models

物理学报. 2023, 72(14): 147701 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230203>

X射线荧光CT成像中荧光产额、退激时间、散射、偏振等关键物理问题计算与分析

Calculation and analysis of key physical problems: Fluorescence yield, deexcitation time, scattering and polarization in X-ray fluorescence CT imaging

物理学报. 2021, 70(19): 195201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210765>

全偏振大气偏振模式成像系统的设计与优化分析

Design and optimization analysis of imaging system of polarized skylight pattern of full polarization

物理学报. 2021, 70(10): 104201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210104>