

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2018.03.05

银河系和河外星系的消光规律及尘埃性质

王钰溪¹, 高 健¹, 姜碧沔¹, 李爱根², 李 军¹

(1. 北京师范大学 天文系, 北京 100875; 2. 美国密苏里大学 物理与天文学系, 密苏里州 65211, 美国)

摘要: 对星际消光的研究, 有利于人们还原天体本来的光度与颜色, 也有利于人们了解星际尘埃的性质。小麦哲伦云紫外波段的消光曲线比银河系紫外波段的消光曲线更加陡峭, 大麦哲伦云的平均消光曲线介于银河系的平均消光曲线与小麦哲伦云的消光曲线之间。M31 的消光曲线与银河系的消光曲线类似, 都存在 2175 \AA 的驼峰和紫外波段增强的特征。此外, 对高红移河外星系尘埃的星光衰减曲线以及 M33, M101, NGC 2207, M82, Ia 型超新星、星暴星系、类星体和活动星系核消光规律的研究结果表明, 它们所处的星际环境不同, 消光规律及尘埃特征也不同。

关键词: 星际消光; 星际尘埃; 银河系; 麦哲伦云; M31

中图分类号: P155, P157 **文献标识码:** A

1 引 言

天体发出的电磁辐射会被星际尘埃吸收和散射 (统称为消光), 从而影响人们对天体的观测以及对其性质的研究。要准确了解天体的内禀性质、星系成分以及恒星形成等问题, 人们需要修正星际消光所造成的影响^[1]。在不同的波段, 消光对辐射的影响不同, 通常短波段的消光要强于长波段。一般常用 A_λ 来表示星际消光在某一波段的绝对大小, A_λ 随波长的变化规律被称为消光规律或者消光曲线。利用消光规律是人们获取星际尘埃组分、大小和尺寸分布等信息的重要途径^[2]。

星系是由恒星和星际物质在引力作用下形成的庞大系统。尽管星际尘埃占星系重子质量 (主要指恒星质量) 的比率很小 (如银河系中的星际尘埃只占重子质量的 0.1%), 且随着其在星系演化的过程中逐渐被消耗, 其所占比率越来越小, 但它是星系的重要组成部分^[3]。通过对星系本身消光规律的研究, 人们不仅可以研究其中星际尘埃/介质的性质, 也能了解河外星系的恒星成分以及恒星形成的历史。银河系之外有大量的星系, 但目前人们只能对距离较近的星系展开科学而系统的消光规律的研究。

收稿日期: 2017-12-15; 修回日期: 2018-03-09

资助项目: 国家自然科学基金 (11373015, 11533002, U1631104)

通讯作者: 高健, jiangao@bnu.edu.cn

本星系群包括距离银河系约 1 Mpc 范围内的近 50 个星系, 其中大部分成员是矮椭圆星系或不规则星系, 只有少部分成员是旋涡星系。大麦哲伦云 (Large Magellanic Cloud, LMC)、小麦哲伦云 (Small Magellanic Cloud, SMC) 和仙女星系 (Andromeda Galaxy, M31) 都属于本星系群的星系。银河系与 3 个本星系群成员 (大麦哲伦云、小麦哲伦云和 M31) 距离较近, 因此人们对这些星系消光的研究较多; 其他的河外星系距离较远, 人们很难分辨出这些星系中的单颗恒星, 通常不能利用比对方法来获得这些星系的消光规律; 本星系群以外星系的距离更为遥远, 因此人们对这些星系消光规律的了解更为缺乏。一般而言, 不同的星系 (甚至是同一星系中不同区域) 的消光规律都可能不同, 但到目前为止, 消光规律和星际尘埃的分布以及性质与星际环境的关系仍是待解之谜。

本文将总结现阶段对银河系、部分近邻星系以及本星系群之外一些星系消光规律的研究进展。由于本星系群以外的星系距离较远, 因此, 对这些星系中尘埃的了解大多还停留在理论阶段。本文主要介绍研究这类星系消光规律的方法与理论。

2 银河系的消光规律

2.1 紫外和光学波段的消光规律

波长 λ 处星际消光 A_λ 的表达式为:

$$A_\lambda \equiv -2.5 \lg(F_\lambda/F_\lambda^0) \quad (1)$$

式中, F_λ 是实测的天体辐射流量, F_λ^0 是未经消光的天体的辐射流量。由于在实际的天文研究中, 很难获得待测天体未经消光的辐射流量 F_λ^0 , 因此通常采用的方法是对比方法, 即用与待测天体同光谱型的并未经消光的能谱分布来代替待测天体的内禀能谱, 以此来测量消光^[4]。Bless 和 Savage 在 1970 年首次使用了这一方法, 随后该方法被广泛应用, 以获取银河系各视线方向上的消光曲线^[5]。

通过大量测光数据, 人们在光谱数据的对比方法基础上, 提出利用测光数据计算消光规律的统计方法——色余方法^[6]。该方法假设所挑选的消光探测源具有同样的内禀色指数, 满足以下关系:

$$k_x = \frac{E(\lambda_r - \lambda_x)}{E(\lambda_c - \lambda_r)} = \frac{(m_{\lambda_r} - m_{\lambda_x})_{\text{observed}} - (m_{\lambda_r} - m_{\lambda_x})_{\text{intrinsic}}}{(m_{\lambda_c} - m_{\lambda_r})_{\text{observed}} - (m_{\lambda_c} - m_{\lambda_r})_{\text{intrinsic}}} = \frac{A_r - A_x}{A_c - A_r} \quad (2)$$

式中, E 表示色余, λ_x , λ_r , λ_c 分别是待测波段 x 、参考波段 r 以及比较波段 c 的波长, m_{λ_x} 表示待测波段 x 的星等值, m_{λ_r} 表示参考波段 r 的星等值, m_{λ_c} 表示比较波段 c 的星等值。利用这种方法, 研究者可在待测天区内选取具有相同内禀色指数 $C_{\lambda_r \lambda_x}^0$ 和 $C_{\lambda_c \lambda_r}^0$ 的大量样本, 再对样本的色指数 $C_{\lambda_r \lambda_x}$ 和 $C_{\lambda_c \lambda_r}$ ^① 进行线性拟合, 得到的斜率 k_x 即为色余比。最后根据比

^① $C_{\lambda_r \lambda_x}^0 = (m_{\lambda_r} - m_{\lambda_x})_{\text{intrinsic}}$, $C_{\lambda_c \lambda_r}^0 = (m_{\lambda_c} - m_{\lambda_r})_{\text{intrinsic}}$, $C_{\lambda_r \lambda_x} = (m_{\lambda_r} - m_{\lambda_x})_{\text{observed}}$, $C_{\lambda_c \lambda_r} = (m_{\lambda_c} - m_{\lambda_r})_{\text{observed}}$.

较波段 c 和参考波段 r 的相对消光 A_c/A_r , 人们可得到待测波段的相对消光 A_x/A_r , 从而得到该天区方向上的消光规律。

星际消光规律 (曲线) 可以用 A_λ/A_V 来表示, A_V 表示 V 波段的消光; 星际消光规律也可以用色余之比 $E(\lambda - V)/E(B - V)$ 来表示^①, 其中 $E(\lambda - V)$ 表示待测波段 λ 和 V 波段的色余, $E(B - V)$ 表示 B 波段和 V 波段的色余。实际观测表明, 在紫外和光学波段, 不同视线方向上银河系的消光曲线有显著不同。

Cardelli 等人^[7]发现, 银河系从紫外到光学波段 (可扩展到近红外波段) 的消光规律可以用单参量 R_V 来表示, 其中 $R_V \equiv A_V/E(B - V)$, R_V 的值取决于星际环境, 与星际尘埃的尺寸分布有关。低密度的弥散区域有较低的 R_V 值和较强的 2175 \AA 消光驼峰, 同时消光曲线在远紫外波段陡峭上升; 而致密区域的 R_V 值较大, 一般介于 $4 \sim 6$ 之间, 展现出较弱的 2175 \AA 消光驼峰, 远紫外波段的消光曲线相对平坦^[8-10]。银河系内弥散星际介质的平均消光规律可用 $R_V = 3.1$ 来表达。图 1 展示了银河系中不同 R_V 值所代表的从近红外波段到紫外波段的消光曲线。

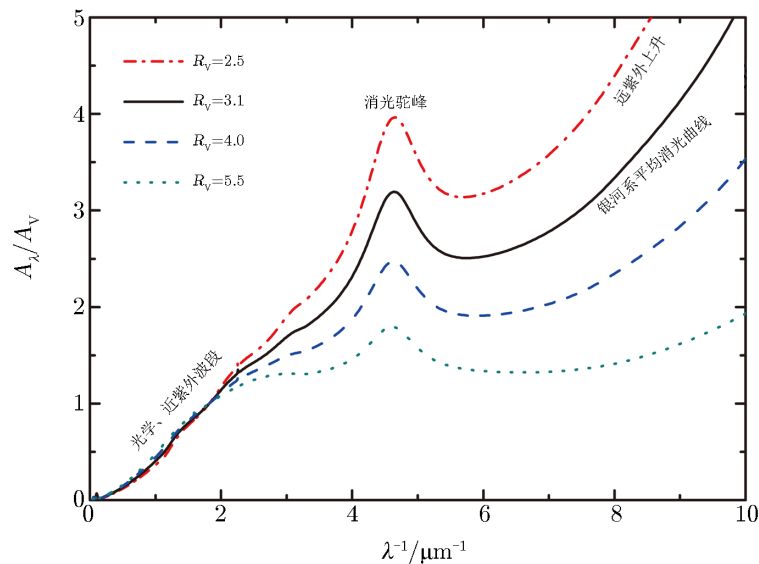


图 1 不同 R_V 值的消光曲线

2175 \AA 消光驼峰是银河系乃至其他星系消光曲线的一个重要特征, 它的强度和宽度随环境改变, 而峰值波长 λ_{\max} 几乎不变。 2175 \AA 消光驼峰由 Stecher^[11] 于 1965 年最先发现。Stecher 和 Donn^[12] 认为小石墨颗粒可能是产生此吸收峰的物质, 但这一理论不能很好地解释其半峰全宽随环境改变而中心波长几乎不变的观测事实。近年来, 人们普遍接受 2175 \AA 消光驼峰的载体是多环芳烃 (polycyclic aromatic hydrocarbons, PAH) 分子的混合物^[13-18]。

^① $E(\lambda - V) = (m_\lambda - m_V)_{\text{observed}} - (m_\lambda - m_V)_{\text{intrinsic}}$, $E(B - V) = (m_B - m_V)_{\text{observed}} - (m_B - m_V)_{\text{intrinsic}}$.

2.2 近红外波段消光规律

随着地面望远镜和空间望远镜不断投入运行,人们得到越来越多的近红外和中红外波段高质量数据。人们对红外波段的消光改正也越来越重视,这些观测有利于研究星际尘埃产生的红外波段的消光规律。

紫外和光学波段的消光规律随星际环境的变化而变化。在近红外波段,一般认为消光规律按照幂律谱的形式随波长的增加而下降,即 $A_\lambda \approx \lambda^{-\alpha}$, 幂指数 $\alpha \approx 1.6 \sim 1.8$ ^[2]。近年来一些天文学家得到了更大的 α 值: Stead 和 Hoare^[19] 发现在银经介于 $27^\circ \sim 100^\circ$ 之间的 8 个区域中, $\alpha \approx 2.14_{-0.05}^{+0.04}$; Nishiyama 等人^[20] 通过研究银心附近的区域发现,其消光曲线的幂指数约为 1.99; Fritz 等人^[21] 发现,银心附近区域消光曲线的幂指数约为 2.11。因此,近红外波段的消光规律是否普适这一问题出现了争议。

通过对 9 个 $A_V > 15$ mag 的极致密电离氢区 $1 \sim 2.2 \mu\text{m}$ 波段范围内消光律进行研究, Moore 等人^[22] 发现了近红外波段的消光曲线在高消光区域更平坦(即 α 值更小)的证据,他们认为更平坦的消光曲线源于高消光区域尘埃尺寸的增大。Naoi 等人^[23] 发现,描述近红外波段消光规律的简化参数——色余比 $E(J-H)/E(H-K_S)$ 的值随着光深的增加而改变,与暗云中尘埃颗粒尺寸的增加成正比^①。

传统的色余方法常常会受到消光探针天体纯净性及其内禀颜色弥散的影响。斯隆数字化巡天三期(Sloan Digital Sky Survey-III, SDSS-III)的核心项目 APOGEE (Apache Point Observatory Galaxy Evolution Experiment) 提供了大量通过光谱确定的红巨星样本^[25]。Wang 和 Jiang^[25] 利用 APOGEE 巡天得到的 K 型巨星作为研究近红外消光规律的探针,将 APOGEE 提供的恒星参数与 $2 \mu\text{m}$ 全天巡视项目(Two Micron All Sky Survey, 2MASS)的观测色指数相结合,得到了恒星内禀色指数与恒星有效温度的对应关系,为消光规律的研究提供了新的方法——内禀颜色法。他们通过研究发现,当 $0.3 < E(J-K_S) < 4.0$ 时,代表消光大小的近红外波段色余比近似为常数: $E(J-H)/E(J-K_S) = 0.64$, $E(H-K_S)/E(J-K_S) = 0.36$, $E(J-H)/E(H-K_S) = 1.78$, 对应近红外消光律 $A_\lambda \approx \lambda^{-\alpha}$ 的幂指数 $\alpha \approx 1.95$ 。

Xue 等人^[26] 选取 G 型和 K 型巨星作为消光探针,再次利用 APOGEE 提供的恒星参数,并结合 2MASS 在 J, H, K_S 波段,以及日本第一颗红外探测卫星光亮号(AKARI)在 $8.23 \mu\text{m}$ 波段,斯皮策空间望远镜(Spitzer Space Telescope, SST)的 IRAC(Infrared Array Camera)在 $3.6, 4.5, 5.8$ 和 $8.0 \mu\text{m}$ 波段, SST 的 MIPS(Multiband Imaging Photometer, MIPS)在 $23.7 \mu\text{m}$ 波段,以及广域红外线巡天探测者(Wide-field Infrared Survey Explorer, WISE)在 $3.4 \mu\text{m}$ (W1), $4.6 \mu\text{m}$ (W2), $12 \mu\text{m}$ (W3) 和 $22 \mu\text{m}$ (W4) 波段的测光数据,获得了与这些波段相关的红外内禀色指数随恒星有效温度的变化关系(如图 2 所示)。他们进而得到 $E(J-H)/E(J-K_S)$ 的值为 0.652, 并计算出近红外消光律 $A_\lambda \approx \lambda^{-\alpha}$ 的幂指数 $\alpha \approx 1.79$ 。虽然近红外波段消光规律一般可表示为 $A_\lambda \propto \lambda^{-\alpha}$, 但他们的计算表明: 幂指数 α 以及 A_J/A_{K_S} 的值会因 J, H, K_S 波段有效波长选取的不同而改变,如 Wang 和 Jiang 得到的 $\alpha \approx 1.95$ 与

^①当采用 2MASS 测光系统时, J, H, K_S 波段的有效波长分别为 $\lambda_J = 1.235 \mu\text{m}$, $\lambda_H = 1.662 \mu\text{m}$, $\lambda_{K_S} = 2.159 \mu\text{m}$ ^[24]。

Xue 等人得到的 $\alpha \approx 1.79$ 有些许差别。我们不能判断谁的结果更可信, 相比之下, 近红外的色余比值 $E(J - H)/E(J - K_S)$ 是表示近红外消光规律的更好方式。

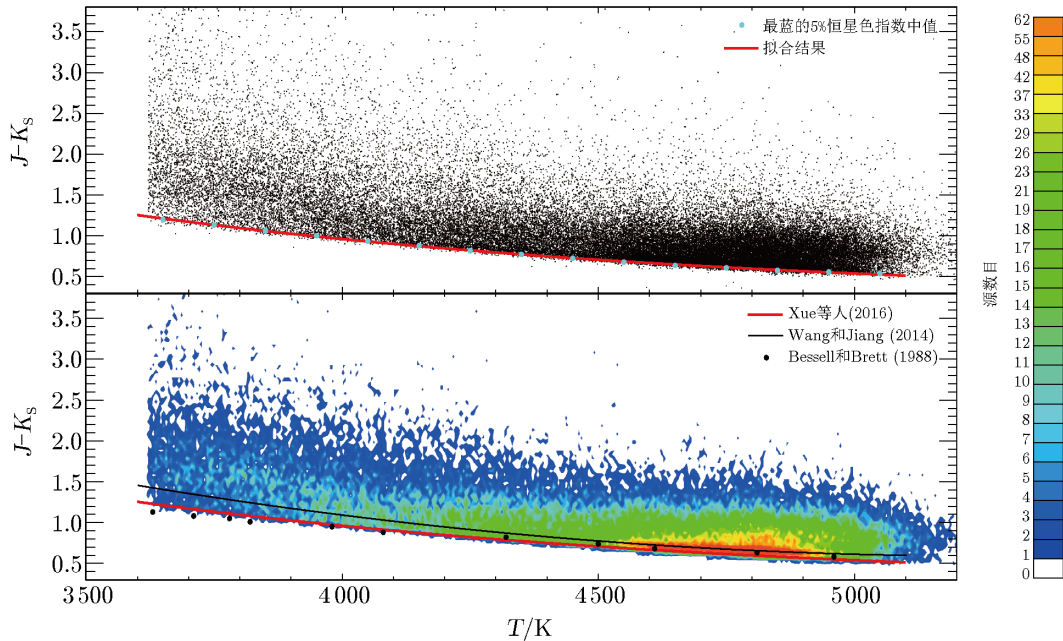


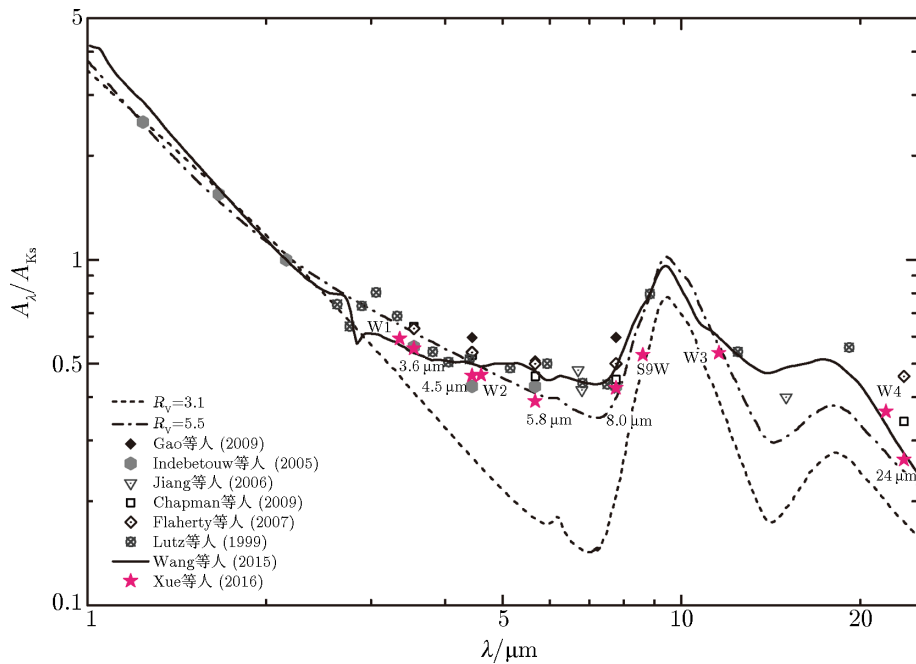
图 2 满足选源判据的 APOGEE 样本的有效温度与观测色指数分布图^[26]

最近, Wang 等人^[27]利用红团簇星作为消光探针, 通过研究银盘 $l = 165^\circ$ 方向从光学波段到中红外波段的消光, 在弥散区域得到了美国变星观测者协会 (American Association of Variable Star Observers, AAVSO) APASS (AAVSO Photometric All-Sky Survey) 2 个波段 (B, V)、XSTPS-GAC (Xuyi Schmidt Telescope Photometric Survey of the Galactic Anti-center) 3 个波段 (g, r, i)、2MASS 3 个波段 (J, H, K_S)、WISE 2 个波段 (W1, W2) 的消光规律。他们发现, 在红外波段, $E(J - H)/E(J - K_S)$ 的值约为 0.64。这一结果与参考文献 [25] 中的结论一致。

2.3 中红外波段消光规律

对于中红外波段的消光规律, 人们仍未掌握, 特别是在 $3 \sim 8 \mu\text{m}$ 波长范围内的红外消光规律, 人们对其争论依旧激烈。弥散星际云尘埃模型预言的中红外消光曲线在 $1 \sim 7 \mu\text{m}$ 的波段范围内会陡峭下降。如图 3 所示, Mathis 等人^[28]利用经典硅酸盐 + 石墨尘埃模型进行拟合, 发现这部分波段范围内的消光曲线非常陡峭, 消光曲线可以表示为 $A_\lambda \propto \lambda^{-2.2}$; Weingartner 和 Draine^[29]建立硅酸盐 + 石墨 + PAH 尘埃模型进行拟合, 结果也表明波长介于 $1 \sim 7 \mu\text{m}$ 波段的红外消光曲线可用 $A_\lambda \propto \lambda^{-1.74}$ 来表示。这一观点也得到了 Rieke 与 Lebofsky^[30] ($A_\lambda \propto \lambda^{-1.62}$)、Draine^[31] ($A_\lambda \propto \lambda^{-1.75}$)、Bertoldi 等人^[32]和 Rosenthal 等人^[33] ($A_\lambda \propto \lambda^{-1.7}$) 的支持。

然而, 近年来的大量观测表明, 无论是弥散星际环境, 还是致密星际环境, $3 \sim 8 \mu\text{m}$



注：虚线表示银河系的平均消光曲线（即 $R_V = 3.1$ ），点虚线为银河系 $R_V = 5.5$ 的消光曲线，黑色实线为 Wang 等人得到的模型消光曲线。

图 3 银河系的红外消光曲线^[34]

的中红外波段范围内的消光曲线普遍呈现平坦的趋势，比 MRN 和 WD01 的尘埃模型所预言的消光曲线平坦得多。Lutz 等人^[35]利用氢的复合线得到了银心方向 Sgr A* 在 $2 \sim 8 \mu\text{m}$ 波段范围的消光曲线，他们发现在这一波段范围内，银心方向上的消光曲线很平坦。随后， $3 \sim 8 \mu\text{m}$ 中红外波段范围内消光曲线的平坦趋势得到了更多研究工作的验证，详情可查阅参考文献 [20, 21, 25, 36, 37] 的结果。

Indebetouw 等人^[38]利用 2MASS 和 SST GLIMPSE (Galactic Legacy Infrared Mid-Plane Survey Extraordinaire) 项目的测光数据研究了银盘上 2 个不同视线方向上的中红外消光规律，发现 $3 \sim 8 \mu\text{m}$ 波段范围内的消光曲线都呈现平坦趋势。Gao 等人^[39]利用 2MASS 和 Spitzer/GLIMPSE 数据库中的红巨星和红簇巨星作为消光探针，得到了银盘上 $|l| \leq 65^\circ$ 范围内 131 个 GLIMPSE 区域在 4 个 IRAC 波段的消光。他们同样发现 $3 \sim 8 \mu\text{m}$ 波段范围内的平均消光曲线很平坦。

最近，Xue 等人^[26]利用 APOGEE 数据中大量的 G 型和 K 型巨星作为消光探针天体来探究银河系中红外波段的消光规律。他们利用“内禀颜色法”得到了 $3.4 \mu\text{m}$, $4.6 \mu\text{m}$, $12 \mu\text{m}$ 和 $22 \mu\text{m}$ 的 WISE 波段， $3.6 \mu\text{m}$, $4.5 \mu\text{m}$, $5.8 \mu\text{m}$ 和 $8 \mu\text{m}$ 的 Spitzer/IRAC 波段， $23.7 \mu\text{m}$ 的 Spitzer/MIPS24 波段以及 $8.23 \mu\text{m}$ 的 AKARI/S9W 波段的红外消光规律。如图 3 所示，他们的结果与 $3 \sim 8 \mu\text{m}$ 波段范围内消光曲线较为平坦的结论相符合，并且与 Weingartner 和 Draine^[29]给出的在 $3 \sim 8 \mu\text{m}$ 波段范围内代表致密区域 $R_V = 5.5$ 的消光曲线^[2]基本一致。

目前看来, 几乎所有的观测都说明中红外波段的消光曲线在 $3 \sim 8 \mu\text{m}$ 波段范围内是平坦的, 与星际环境相关甚少。Dwek^[40] 推测, 中红外波段的消光主要是由金属针状物在中红外波段较高的不透明度所导致。Wang 等人^[41, 42] 在分析了不同尺寸和组成成分 (硅酸盐、石墨、无定型碳和铁球) 的尘埃模型后, 利用微米尺寸的含碳尘埃模型解释了平坦的中红外波段的消光曲线。另外, Wang 等人^[34] 也提出, 弥散星际介质中可能有约 1.6×10^{-4} 的 O 元素存在于微米尺寸 (平均尺寸 $4 \mu\text{m}$) 的水冰尘埃中, 这些大颗粒的水冰尘埃对紫外波段以及可见光波段的消光贡献很少, 也没有 $3.1 \mu\text{m}$ 处 O-H 键伸缩振动产生的吸收特征, 而主要在中红外波段吸收和散射星光。这一模型也能很好地解释平坦的中红外消光曲线 (见图 3 中黑色实线所示)。

$8 \sim 30 \mu\text{m}$ 范围内的中红外波段消光主要由硅酸盐在 $9.7 \mu\text{m}$ 和 $18 \mu\text{m}$ 处的吸收特征所决定。一般认为, 这两个谱特征是由于硅酸盐的吸收造成的, Si-O 键的伸缩振动引起 $9.7 \mu\text{m}$ 特征, O-Si-O 键的弯曲振动引起 $18 \mu\text{m}$ 特征^[43]。最近, Shao 等人^[44] 将 SST 的 IRS (Infrared Spectrograph) 拍摄的 5 颗早型星光谱与其同光谱型但未经红化的光谱进行对比, 研究了 $9.7 \mu\text{m}$ 附近硅酸盐尘埃的消光特征。他们发现, 具有硅酸盐特征的平均消光曲线与 $R_V = 5.5$ 的消光曲线相似, 只不过前者的峰在更红端。

Li 和 Draine^[14] 利用无定形硅酸盐和含碳颗粒的混合模型模拟了弥散星际介质从近红外波段到微米波段的发射谱, 其中包括 $3.3, 6.2, 7.7, 8.6$ 和 $11.3 \mu\text{m}$ 处的 PAH 发射特征。他们得到的红外波段模型谱与高银纬区域和 2 个银盘区域的观测谱比较接近, 基于模型谱而预测的 $3.3, 6.2 \mu\text{m}$ 处 PAH 吸收特征也与观测谱吻合。 $3.3 \mu\text{m}$ 处的 PAH 吸收特征可在银心处^[45] 和高消光的视线方向^[46, 47] 被观测到; $6.2 \mu\text{m}$ 处的 PAH 吸收特征源于 C-C 键的伸缩振动, 亦可在银心等许多区域被观测到^[45, 48]; 而 $7.7, 8.6, 11.3 \mu\text{m}$ 处的 PAH 吸收特征并不明显, 这是由于 $9.7 \mu\text{m}$ 处硅酸盐的吸收特征相对更强。

3 麦哲伦云的消光规律

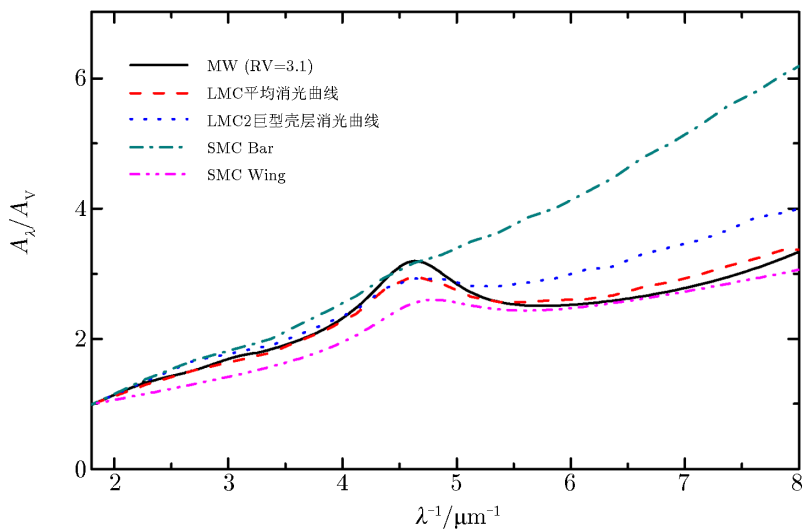
麦哲伦云 (Magellanic Clouds, MCs) 是距离银河系最近的两个卫星系, 其中小麦哲伦云距银河系约 60 kpc ^[49], 大麦哲伦云距银河系约 50 kpc ^[50, 51]。由于其较低的金属丰度与高红移星系的金属丰度相近, 因此人们通过深入了解大、小哲伦云各自的消光规律以及尘埃性质, 可以研究遥远的、不同星际环境的河外星系的特征。由于消光在可见光和紫外波段较强, 大、小麦哲伦云紫外和可见光波段的消光律是比较清晰的, 然而目前对大、小麦哲伦云红外消光规律的研究极少, 主要局限在近红外波段, 并且不同的工作得到的近红外消光规律差别明显。

3.1 小麦哲伦云的消光规律

小麦哲伦云是贫金属 (金属丰度为银河系金属丰度的 $1/10$ ^[52]) 和富气体 (尘气比比银河系低了 10 多倍^[53]) 的不规则矮星系, 它具有两个较明显的结构特征, 分别是 Bar 区域和 Wing 区域。小麦哲伦云的金属丰度较低, 形成尘埃的原料较少, 因此小麦哲伦云中的尘埃含量比

银河系中的尘埃含量低。同时，小麦哲伦云中的恒星形成活动也会摧毁尘埃，因此小麦哲伦云中尘埃的尺寸分布和消光曲线都与银河系中的不同。

小麦哲伦云在紫外和光学波段的消光性质会因天区的不同而变化，Gordon 等人^[54]计算了 Bar 区域和 Wing 区域的消光曲线(如图 4 所示)。小麦哲伦云 Bar 区域的消光曲线可以近似地表示为 λ^{-1} ，但是缺少 2175 Å 的消光驼峰^[55, 56]，这可能是由于强烈的紫外辐射和与恒星形成相关的激波破坏了 2175 Å 消光驼峰的载体而造成的。相比之下，Sk 143 (又名 AzV 456，是研究 Wing 区域消光的代表天体) 视线方向的消光曲线有很强的 2175 Å 消光驼峰^[55, 56]，远紫外波段的上升比较缓和，类似于银河系的消光曲线，这可能是因为这部分区域的恒星形成活动较弱^[57]。Bekki 等人^[58]认为，Bar 区域的消光曲线中 2175 Å 消光驼峰缺失的原因是：在最近的一次小麦哲伦云星暴中，强烈的星风导致了小尺寸的碳尘埃颗粒的流失。Li 和 Draine^[59]从理论上预言了宁静分子云 B1-1 有可观测的 2175 Å 消光驼峰。利用哈勃空间望远镜 (Hubble Space Telescope, HST) 的 STIS (Space Telescope Imaging Spectrograph) 拍摄的紫外光谱，Apellaniz 和 Rubio^[60]得到了宁静分子云 B1-1 中 4 颗恒星的消光曲线。他们发现，其中 1 颗恒星的 2175 Å 消光驼峰很强，另有 2 颗恒星有较弱的 2175 Å 消光驼峰，还有 1 颗恒星的消光曲线缺少这一特征。基于 Swift 在紫外波段对小麦哲伦云的观测数据，Hagen 等人^[61]发现，小麦哲伦云大部分区域的消光曲线都存在 2175 Å 的消光驼峰，并且在紫外波段，小麦哲伦云的消光曲线比银河系的消光曲线要陡峭得多，其东北部分 Wing 区域的 2175 Å 消光驼峰较强，而西南部分 Bar 区域的 2175 Å 消光驼峰较弱。



注：从图中可以看出小麦哲伦云 Bar 区域缺少 2175 Å 的消光驼峰，Wing 区域有很强的 2175 Å 消光驼峰，在远紫外波段上升缓慢，类似于银河系的消光曲线。大麦哲伦云平均消光曲线的 2175 Å 消光驼峰略弱于银河系，并在远紫外波段陡峭上升，LMC2 内消光曲线的 2175 Å 消光驼峰更弱。

图 4 大麦哲伦云和小麦哲伦云的消光曲线^[54]

小麦哲伦云的红外消光很小，测光和内禀色指数的微小误差会带来较大的不确定性^[62]。

人们利用不同的方法得到的结论都不尽相同, 至今小麦哲伦云的近红外消光规律仍没有定论。

3.2 大麦哲伦云的消光规律

与小麦哲伦云一样, 大麦哲伦云也是不规则的矮星系。由于大麦哲伦云的金属丰度 (约为银河系的 $1/4$ ^[63]) 与红移为 $z \approx 1$ 的星系相接近^[64], 因此通过研究大麦哲伦云的消光性质, 可以了解低金属丰度河外星系的星际环境。

大麦哲伦云主要有 3 个典型区域, 分别为 Bar 区域、30 Dor 区域 (30 Doradus, 即 NGC 2070) 和弥散区域, 其中 30 Dor 是著名的恒星形成区^[65]。如图 4 所示, 大麦哲伦云中的消光规律会因星际环境的不同而变化^[54, 66-69]。大麦哲伦云的平均消光曲线介于银河系的和小麦哲伦云之间, 但其 2175 \AA 的消光驼峰弱于银河系, 而其远紫外波段消光曲线比银河系的更陡峭, 但比小麦哲伦云的消光曲线平坦^[64, 70, 71]; 而对于 30 Dor 恒星形成区东南的巨型壳层 LMC2 内的恒星及其附近的恒星, 这一视线方向上的消光曲线有相对较弱的 2175 \AA 消光驼峰^[54]。Bekki 等人^[58]认为, 大麦哲伦云较弱的 2175 \AA 消光驼峰是尘埃随星风流失率低导致的。研究者发现很难量化恒星形成区对尘埃尺寸分布以及相应的紫外消光的影响, 尽管小麦哲伦云 Bar 中的恒星形成区比 30 Dor 恒星形成区范围更小, 但小麦哲伦云 Bar 区域的消光曲线比大麦哲伦云中 30 Dor 区域的在远紫外波段更陡峭, 并且缺少 2175 \AA 的消光驼峰; 同时, 小麦哲伦云的恒星形成率是星暴星系的 1%, 但星暴星系有大量亚微米尺寸或微米尺寸的尘埃, 并且有较平坦的消光曲线^[72]。Marchi 等人^[65]利用红巨星作为消光探针, 研究了大麦哲伦云中 30 Dor 恒星形成区 $3\ 000 \sim 8\ 000 \text{ \AA}$ 范围内的星际消光规律。他们发现, 该区域的消光曲线比银河系 $R_V = 3.1$ 的标准消光曲线平坦, 也比之前得到的大麦哲伦云的消光曲线平坦。他们得到该区域的 $R_V = 5.6 \pm 0.3$, 这意味着在这部分区域中, 较大尺寸的颗粒占主导地位。

在红外波段, 天文学家应用 SST SAGE (Surveying the Agents of a Galaxy's Evolution) 项目得到红外测光数据。Gao 等人^[73]利用红巨星作为消光探针研究了大麦哲伦云部分区域在 IRAC 4 个波段范围内的消光规律, 填补了大麦哲伦中红外消光规律的研究空白。他们发现, 在近红外波段大麦哲伦云 $E(J-H)/E(H-K_S) \approx 1.29 \pm 0.04$, $E(J-K_S)/E(H-K_S) \approx 1.94 \pm 0.04$; 在中红外波段, 大麦哲伦云的消光曲线较为平坦, 与银河系中 $R_V = 5.5$ 的消光曲线在此波段范围内的趋势类似 (如图 5 所示)。

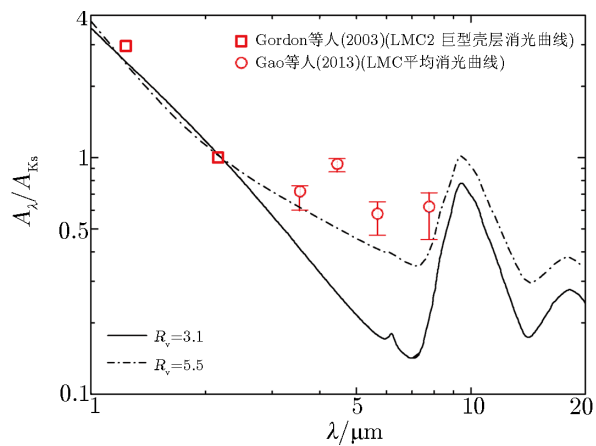


图 5 大麦哲伦云红外波段的消光^[73]

4 M31 的消光规律

M31 距离银河系约 780 kpc^[74]，同大、小麦哲伦云一样，人们可以分辨出其中的单颗恒星，也可以通过“比对方法”来研究它的消光性质。不过，与大、小麦哲伦云不同的是，M31 的金属丰度比太阳的金属丰度要高。

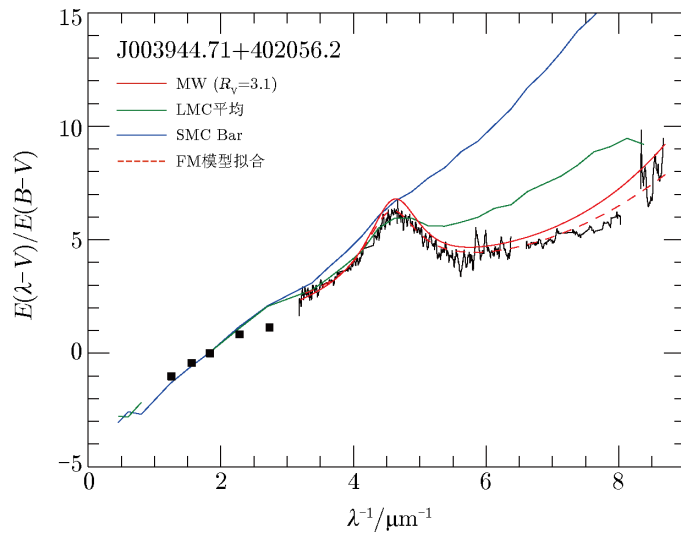
Bianchi 等人^[75]使用 HST 的 FOS (Faint Object Spectrograph) 得到了 M31 中几颗 O 型或 B 型亮星在紫外波段的光谱，他们对比了 M31 中经过红化的恒星光谱与银河系中同光谱型的、没有经过红化的恒星光谱，得到了 M31 的消光曲线。他们得到的 M31 的消光曲线与银河系的消光曲线类似，但 M31 消光曲线上的 2175 Å 消光驼峰要比银河系消光曲线上的弱。

Dong 等人^[76]利用 HST 的 WFC3 (Wide Field Camera 3), ACS (Advanced Camera for Survey) 以及 Swift 卫星 UVOT (UV and Optical Telescope) 的数据，研究了围绕核心区域 5 个尘埃团块，进而得到了 M31 中心约 1' 区域从中紫外到近红外 13 个波段的消光曲线。他们发现这些团块的消光曲线的 R_V 为 2.4 ~ 2.5，比银河系的消光曲线更陡峭，说明 M31 中尘埃颗粒的尺寸要比银河系中的小。Dong 等人还发现 1 个尺度小于 2 pc 的尘埃团块的消光曲线展现出强烈的 2175 Å 消光驼峰。他们猜测，M31 中亚微米尺寸的尘埃颗粒已经被其核球中恶劣的星际环境所破坏，这可能是超新星爆发或者是中心大质量黑洞的活动导致的。

HST/STIS 也提供了 M31 中 O 型或 B 型恒星的低分辨率紫外波段光谱，便于更好地研究 M31 的消光规律及其中尘埃的性质。Clayton 等人^[77]将 M31 视线方向上 4 颗 O 型或 B 型恒星的紫外波段光谱与相应的 TLusty 恒星大气模型光谱进行对比，得到了 M31 更高信噪比的消光曲线。他们得到恒星 J003944.71+402056.2 视线方向上的消光曲线 $R_V \approx 3.3$ ，与银河系和大麦哲伦云的平均消光曲线类似，见图 6。他们研究的另一颗恒星 J004412.17+413324.2 是这 4 颗恒星中距离 M31 核球最近的一颗，该恒星视线方向上的消光曲线 $R_V \approx 2$ ，与大麦哲伦云 30 Dor 区域的消光曲线类似。恒星 J004034.61+404323.1 与 J003958.22+402329.0 在视线方向上的消光曲线类似，它们比银河系的平均消光曲线陡峭，与 $R_V \approx 2.5$ 的类似。

在弥漫星际介质以及恒星形成区内，星光的辐射会加热尘埃颗粒。辐射转移模型可以正确地模拟尘埃与星光的作用，便于更好地理解星系演化中至关重要的成分——尘埃。Viaene 等人^[80]以 M31 为例，研究了本星系群尺度上的尘埃加热机制。他们利用三维全色辐射转移理论模拟了尘埃与星光之间的相互作用，得出的衰减曲线与前人研究得到的消光曲线相符合。该衰减曲线由两部分组成，分别是弥漫星际环境中的尘埃和恒星形成区的尘埃，如图 7 中的黑色虚线和黑色点线所示，黑色实线是两者结合得到的曲线。他们发现新形成的恒星附近的尘埃在光学波段吸收的能量所占的比例小于 0.1%，在紫外波段这一数值可增加到 5%，因此他们认为曲线的衰减趋势主要是由弥漫星际尘埃导致的。

构建星系中尘埃的分布图有助于更好地了解星系中尘埃的性质。Dalcanton 等人^[81]利用 Panchromatic Hubble Andromeda Treasury Survey 的测光数据，使用一种模拟红巨星近红外波段颜色星等图的新方法得到了 M31 的尘埃分布图，该分布图也可用来直接测量尘埃的柱密度。Draine 等人^[82]通过 SST 和赫歇尔望远镜 (Herschelian Telescope) 拍到的 M31 的图像，



注: 黑色线是利用 STIS 光谱得到的消光曲线, 红色虚线是用 FM 模型拟合得到的消光曲线, 黑色正方形代表 U, B, V, R, I 波段的消光值, 蓝色实线为小麦哲伦云的平均消光曲线, 绿色实线为大麦哲伦云的消光曲线, 红色实线为银河系 $R_V = 3.1$ 的平均消光曲线。可以看出, 通过该恒星得到的消光曲线与银河系和大麦哲伦云的平均消光曲线相似。

图 6 M31 的消光曲线^[77-79]

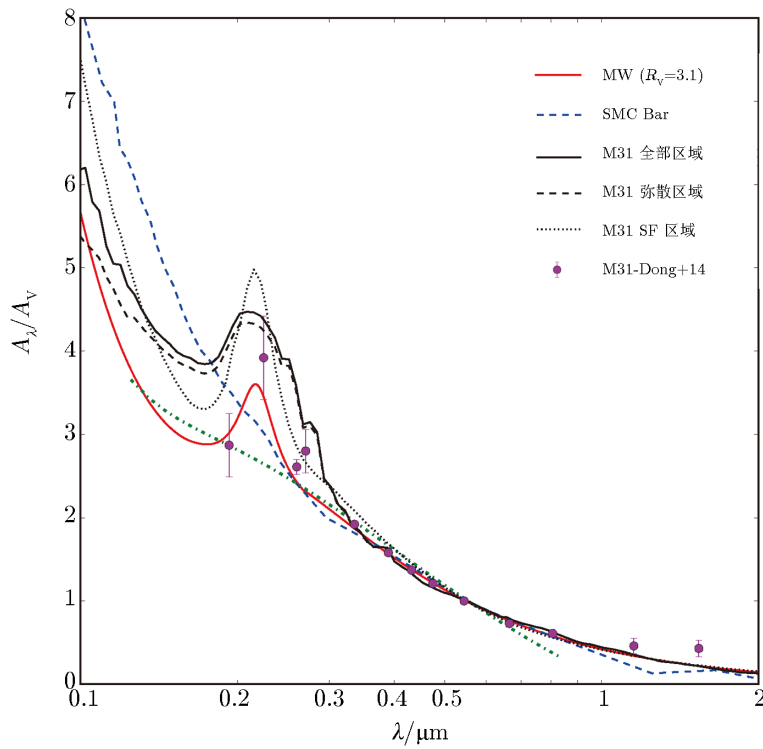


图 7 消光曲线的对比图^[80]

并利用尘埃模型得到的消光分布图结果与 Dalcanton 等人的相符。

5 其他星系的消光规律和尘埃性质

除了距离银河系较近的大麦哲伦云、小麦哲伦云和 M31 以外, 很难分辨出其他星系中的单颗恒星, 通常不能采用“比对方方法”来获得这些星系的消光规律。直到如今, 具有高信噪比消光曲线的星系只有三个: 银河系和大、小麦哲伦云。直接测量视线方向上的恒星红化以获得紫外/光学波段消光规律的方法也仍局限于麦哲伦云和 M31 的少数视线方向上。但目前仍有几种不同的近似方法可用来获得无法分辨出单颗恒星的河外星系的消光曲线。另外, 单参量 R_V 的函数所给出的理论消光曲线只可以用来探究银河系中的星际尘埃, 在其他星系中似乎并不适用。

5.1 M33

M33 是一个位于三角座区域的旋涡星系, 它的尺度仅次于 M31 和银河系。早期的研究表明, M33 似乎具有比银河系更陡的径向丰度梯度。

Hagen 等人^[83]利用 Swift/UVOT 测量了小麦哲伦云和 M33 中恒星形成区的消光曲线, 他们发现两者消光曲线的斜率以及 2175 \AA 消光特征都不同, 说明 M33 中的尘埃性质与小麦哲伦云中尘埃的性质是不同的。

Relano 等人^[84]利用 DustEM 工具构建了 M33 中各个 H II 区的能谱分布图, 还构建了 M33 中两个最亮的 H II 区 (NGC 604 和 NGC 595) 表面不同类型尘埃颗粒的相对质量分布图, 以便研究其尘埃的性质, 进而了解不同星际环境中尘埃的特点。他们发现, 小质量尘埃的相对质量会因为区域形态的不同而变化, 这说明星际介质中小质量尘埃的比例会受星际环境影响。同时人们通过计算各个 H II 区的气尘比发现, 与中性氢相关的 H II 区的气尘比不同于与氢分子相关的 H II 区的气尘比。该结果说明在 M33 中 H II 区的内部可能会发生尘埃颗粒凝结现象, 抑或气态的金属元素会增加尘埃的质量。

5.2 M101

M101 位于大熊座北部边界, 它是研究近邻星系中大质量恒星形成的理想区域^[85]。人们利用 M101 的 HST ACS 图像来探究 M101 的消光性质。与红外辐射、中性氢柱密度和星系盘亮度相关的星系盘总消光量可以很好地揭示该星系中尘埃与其他物质的关联。

对于星暴星系的研究表明, 大质量恒星的形成导致星系的紫外消光曲线缺少 2175 \AA 的消光驼峰。旋涡星系 M101 也是研究大质量恒星形成区附近尘埃的理想星系, 然而 Danowski^[85]利用 IMAGE (Interstellar Medium Absorption Gradient Experiment Rocket) 得到的紫外波段的数据发现, M101 的消光曲线有很明显的 2175 \AA 消光驼峰; 再结合 STIS 仪器上多阳极微通道阵 (Multi-Anode Microchannel Array, MAMA) 的观测结果, 他证实了之前得到的结论。Danowski^[85]利用探空火箭和 HST 的观测结果探究了不同星际环境对消光曲线上驼峰强弱的影响, 但他并没有发现环境与紫外波段消光的关系, 因此不能解释消光曲线上 2175 \AA 驼峰的来源。

5.3 NGC 2207

White 和 Keel^[86]指出, 如果一个河外星系刚好位于另一个星系的前面 (如一个正面朝向银河系的旋涡星系与另一个的背景旋涡星系或椭圆星系半重叠时), 那么可以直接得到该河外星系的尘埃消光曲线。但在这种情形下, 旋涡星系或椭圆星系必须是对称的, 这样前景星系和背景星系没有发生重叠的部分的表面亮度才可以与两者重叠部分的亮度相比较, 以得到消光曲线。

利用上述方法, 人们已经获得了一些重叠星系对的消光曲线, 如 Berlind 等人^[87]利用该方法研究了 NGC 2207 的旋臂和旋臂间区域, 获得了从可见光到近红外 (B, V, R, J, H, K) 波段的消光曲线 (见图 8)。NGC 2207 与 IC 2163 部分重叠, 这两个星系都是对称的、几乎面向银河系的旋涡星系。Berlind 等人^[87]发现 NGC 2207 的尘埃主要集中在旋臂上, 旋臂间区域大多是透明的。更为有趣的是, 他们发现 NGC 2207 旋臂上的紫外/可见光波段的消光曲线变化趋势较为平坦, 类似于银河系的 $R_V = 5.0$ 的消光曲线; 而旋臂间的消光曲线在紫外/可见光波段更加平坦, 更加“灰” (消光随波长的变化并不大)。他们认为 NGC 2207 内尘埃分布的不均匀性产生了观测到的消光曲线, 旋臂上和旋臂间尘埃性质 (密度、尺寸分布) 的不同是两者消光曲线不同的原因。

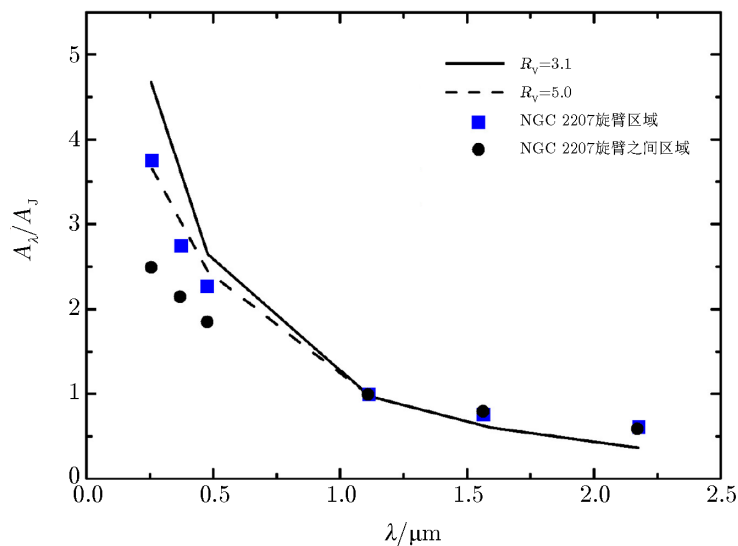


图 8 NGC 2207 旋臂区域和旋臂之间区域 B, V, R, J, H, K 波段的消光曲线^[87]

同样, 银河系的消光曲线也存在与旋臂结构的相关性。在利用 Spitzer/GLIMPSE 数据研究银河系的中红外消光规律时, Gao 等人^[39]发现了中红外消光随银经的系统性变化, 即消光低谷与银河系的旋臂结构以及星际尘埃的远红外发射峰值有着明显的相关性。但不管是银河系, 还是 NGC 2207 等其他旋涡星系, 由于其旋臂结构和星际尘埃的分布细节并不清楚, 消光规律如何随星系环境变化仍未有定论, 因此人们不仅需要更多的不同视线方向 (不同的典型星系环境) 的消光曲线, 也需要在更多波段获得可靠的消光规律。

5.4 星暴星系的消光规律

星暴星系是存在巨大恒星形成爆发区的星系，它的恒星形成率比星系的平均恒星形成率高很多。

光谱中的巴尔末线比率 $H\alpha/H\beta$ 常用于研究紫外波段和可见光波段的消光。Calzetti 和 Kinney^[88] 分析了 39 个星暴星系和蓝致密星系的紫外和光学波段的光谱，并利用光谱中巴尔末线的比率，从而得到了这些星系的消光曲线。他们发现这些星系的总体消光比银河系的消光更“灰”，并且缺乏 2175 \AA 的尘埃特征。这一现象暗示了这些星系的尘埃性质（尺寸和成分）与银河系和大小麦哲伦云的尘埃性质都不相同。

随后 Calzetti 等人^[72, 89-91] 得到了星暴星系从近红外到远紫外波段的衰减曲线^①，如图 9 所示。他们的结果可以表示为：

$$k(\lambda) = A(\lambda)/E(B-V)_* = a + b/\lambda + c/\lambda^2 + d/\lambda^3, \quad (3)$$

其中， a, b, c 和 d 是某一段范围内的常数， $A(\lambda)$ 是某一波长上的消光值， $E(B-V)_*$ 表示恒星连续谱的色余。由式 (3) 可得 $R_V = A(V)/E(B-V)_* = 4.05 \pm 0.8$ 。

Fischera 等人^[92] 利用星系环境的扰动模型，解释了 Calzetti 等人得到的星暴星系的衰减曲线。他们认为，若尘埃的柱密度分布符合对数正态分布，那么尘埃分布的范围会更广，因此观测到的像星暴星系这样的展源实际上是点对点随机消光和红化的结果。高柱密度区域产生的消光阻断了紫外辐射，在红外波段却是半透明的，因此导致消光曲线 R_V 值较大。利用这一理论，Fischera 等人拟合了 Calzetti 等人的衰减曲线，见图 9。他们推断出 $0.6 < \sigma_{\ln(A_V/\langle A_V \rangle)} < 2.2$ ^② 及 $4.3 \leq R_V \leq 5.2$ ，与 Calzetti 等人的 $R_V = 4.05 \pm 0.8$ 较相符。

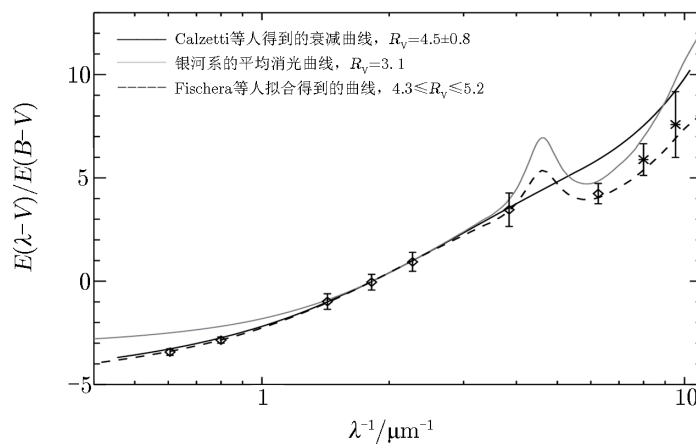


图 9 星暴星系的理论消光曲线及其拟合曲线^[92]

然而，Hutton 等人^[93] 利用近邻星暴星系 M82 近紫外、红外和光学波段的图像研究了

^①这里提到的“衰减曲线”与上文提到的“消光曲线”不能简单地混为一谈。“衰减曲线”是根据理论计算得到的结果，而消光曲线是根据观测计算得到的相对消光值。

^②当尘埃柱密度符合对数正态分布时， σ 表示该对数正态分布的离散。

该星系中尘埃的性质, 他们发现 M82 的消光曲线存在 2175 \AA 消光驼峰, 与“灰”且缺乏 2175 \AA 尘埃消光特征的 Calzetti 消光律不符, 而与银河系的消光规律比较相似。这说明 M82 的尘埃性质以及恒星形成历史与 Calzetti 等人所提出的“平坦”消光规律相符的星暴星系是不同的。Gao 等人^[94]利用经典的硅酸盐 + 石墨尘埃模型拟合了 M82 中发现的 Ia 型超新星 SN 2014J 的消光曲线, 他们发现 SN 2014J 的消光曲线也不如 Calzetti 等人所提出的消光规律那样“灰”, 说明其寄主星系 M82 的消光规律很可能与 Calzetti 等人提出的消光规律不同, 进一步验证了 Hutton 等人提出的观点。

5.5 Ia 型超新星及其寄主星系的消光规律

Ia 型超新星具有极高的光度, 且峰值光度弥散较小, 常作为标准烛光, 是宇宙学上最精确的距离示踪器之一^[95, 96]。但在利用 Ia 型超新星计算距离时, 必须要进行消光校正。由于每 0.1 mag (V 波段) 的消光就会对测定的距离造成约 5% 的误差^[97], 因此人们必须知道 Ia 型超新星准确的消光规律, 以便得到更精确的宇宙学距离。同时, 消光规律可以反映尘埃的特性, 对 Ia 型超新星消光规律的研究也有助于了解其寄主星系的尘埃特征。

Ia 型超新星的光变曲线形状与光谱特征有很好的 consistency, 同时其内禀色指数也呈现出随时间演化的一致性。Lira^[98]对一些未红化的 Ia 型超新星的色指数 $B - V$ 进行比较后发现, $B - V$ 的演化曲线在 V 极大后的 30 ~ 90 d 范围内形状几乎相同, 因此可以利用 Ia 型超新星色指数随时间的演化关系 (Lira 定律) 来计算 Ia 型超新星的红化 (色余) 曲线, 从而得到 Ia 型超新星的消光规律^[98-100]。

大量的观测和分析表明, Ia 型超新星在寄主星系中的 R_V 值在低消光时比较接近银河系平均值, 为 3.1; 而 Ia 型超新星的 R_V 值在消光严重时偏小, 大多在 2.0 以下。一般认为, R_V 值的大小取决于尘埃颗粒的大小, 大尘埃颗粒对应的 R_V 值较大, 而小尘埃颗粒对应的 R_V 值较小。这是因为尘埃产生的消光对波长与其尺寸相当的电磁辐射作用最为明显^[99], 同时尘埃的成分也对 R_V 值有一定的影响。对于 Ia 型超新星的 R_V 值偏小, 人们还提出两种可能的解释: (1) Ia 型超新星的星周尘埃对星光的多重散射^[101, 102]; (2) Ia 型超新星寄主星系的尘埃与典型的银河系内星际尘埃的差异很大^[99, 103, 104]。Reindl 等人^[105]认为 Ia 型超新星的强紫外辐射改变了宿主星系内尘埃颗粒的大小分布; Wang 等人^[101]认为光在星周环境或者 Ia 型超新星喷射物的高速壳层中的尘埃云中被散射, 导致 R_V 值减小。不过, 对 Ia 型超新星 SN 2014J 的消光规律 (近紫外至近红外) 的研究表明, Ia 型超新星的 R_V 值偏小也有可能是由星际尘埃造成的。

人们一般用相同 R_V 值的银河系消光规律来校正 Ia 型超新星的消光。然而考虑到单参量 R_V 所代表的模型消光曲线并不一定适用于河外星系^[2], 人们先获取 Ia 型超新星在多个波段的色余之比 (色余曲线), 再利用恰当的尘埃模型拟合色余曲线, 进而得到 Ia 型超新星在全波段的消光规律^[94], 从而为 Ia 型超新星提供更有物理意义的、波段范围更广的、连续的理论消光校正依据。Gao 等人^[94]利用硅酸盐 + 石墨尘埃模型拟合了 SN 2014J 的消光规律, 如图 10 所示。该研究不仅突破了常用的数学化的 CCM 消光曲线的局限, 提供了更具物理合理性的、波段范围更广的 (紫外至中红外) Ia 型超新星消光校正依据, 还说明了传统的星际尘埃模型也能解释 Ia 型超新星的特殊消光曲线。

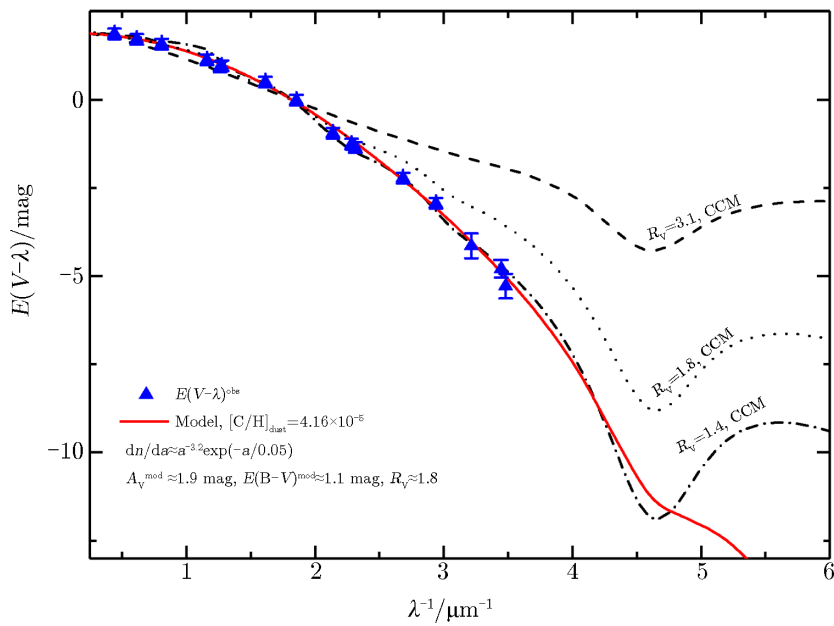


图 10 利用尘埃模型拟合得到的 Ia 型超新星 SN 2014J 的消光曲线^[94]

5.6 更遥远的星系的消光规律

5.6.1 高红移星系的尘埃衰减规律

近年来，人们对遥远星系消光规律的研究也取得了一定进展。遥远星系红移较大，人们通过复合能谱分布 (spectral energy distributions, SEDs) 和复合模型拟合的方法来得到星系的尘埃衰减曲线。Mao 等人^[106]就曾用此方法得到了 4 颗近邻旋涡星系 (NGC 3031, NGC 4536, NGC 5194 和 NGC 7331) 的衰减曲线，进而分析了其紫外和红外波段的观测性质。

Kriek 和 Conroy^[107]将红移为 0.5 ~ 2 的星系的复合 SED 图与星族复合模型进行拟合，得到了遥远星系中尘埃吸收的衰减曲线。他们根据星系的 SED 图将星系分为 32 个不同的光谱型，各个光谱型具有不同的光谱特征，每个光谱型都覆盖较广的红移范围。他们发现，所有星系紫外波段的衰减曲线都与银河系的消光曲线和 Calzetti 等人得到的衰减曲线不同，其斜率与紫外波段驼峰的强度有很强的相关性；衰减曲线越陡峭，驼峰越明显。同时他们还发现，衰减曲线的形状与星系中恒星形成率有关；星系的活动性越强，其衰减曲线越平缓，驼峰越不明显。

Reddy 等人^[108]以 224 个红移在 1.36 ~ 2.59 范围内的恒星形成星系为样本，研究了尘埃对高红移星系连续谱的影响。他们通过构建复合 SED 图，得到了红移 $z \approx 2$ 范围内的星系尘埃吸收的衰减曲线。他们发现，当波长 $\lambda \gtrsim 2500 \text{ \AA}$ 时，衰减曲线的形状与小麦哲伦云的消光曲线类似；在更短的波段范围内，衰减曲线的形状与 Calzetti 等人得到的衰减曲线的形状类似。他们计算后得到，这些星系的恒星形成率比符合 Calzetti 衰减曲线的星暴星系高约 20%， $\Delta \lg(M_*/M_\odot)$ 的值 (M_* 表示恒星质量) 比通过 Calzetti 衰减曲线得到的值小约 0.16。

Zeimann 等人^[109]对 239 个高红移星系 ($1.90 < z < 2.35$) 进行研究, 得到其尘埃吸收的平均衰减曲线。他们的结果显示, 高红移星系的平均红化规律与 Calzetti 等人得到的衰减曲线较为类似。

Fudamoto 等人^[110]利用阿塔卡马大型毫米/亚毫米波阵 (Atacama Large Millimeter/submillimeter Array, ALMA) 观测到的远红外连续谱, 研究了紫外波段光谱的斜率 β_{UV} 与红外超 (infrared excess, IRX) L_{IR}/L_{UV} 的关系, 进而得到了红移在 3 ~ 6 范围内的星系中尘埃的衰减曲线。他们选取了 67 个大质量恒星形成星系作为样本, 这些星系质量的中值 $M_* \approx 10^{10.7} M_{\odot}$, 红移范围为 2.6 ~ 3.7 (中值 $z = 3.2$)。他们发现, 红移 $z \approx 3$ 的星系的平均 IRX- β_{UV} 关系与星暴星系较为一致, 由此可以推断出红移 $z \approx 3$ 的恒星形成星系的衰减曲线与小麦哲伦云的消光曲线不同。利用 ALMA 对红移为 4 ~ 6 的星系的观测资料, 他们研究了 IRX- β_{UV} 和 IRX- M_* 的关系, 发现当 β_{UV} 或 M_* 不变时, IRX 会随着红移的增加而减小。同时他们也发现了值得深思的现象: 根据 IRX- β_{UV} 得到的尘埃吸收规律只能在红移 $z \approx 3$ 的星系中应用, 对于更高红移的星系来说, 这一关系并不适用。这有可能暗示在高红移星系中, 星际介质和尘埃性质会发生显著变化。

5.6.2 活动星系核及类星体的消光规律

一些非常遥远的河外星系源, 由于太过遥远, 因此被看作点光源。如果它们的内禀 SED 比较统一, 如类星体 (quasar, QSO) 和 γ 射线暴 (Gamma-ray burst, GRB) 等, 人们也可以利用在银河系中广泛使用的对比方法来获得它们宿主星系的消光曲线。

通过比较经过红化与未红化的类星体的复合光谱, 人们可以获得类星体视线方向上的消光曲线^[111]。Richard 等人^[112]和 Hopkins 等人^[113]通过 SDSS 光谱获得了大量类星体的消光曲线。他们认为, 这些类星体的消光曲线主要是由类似 SMC 环境 (恒星形成) 的尘埃所主导, 消光曲线几乎不随波长而变, 并且没有 2175 Å 消光驼峰^[114]。但也有部分研究认为, 这些类星体的消光曲线要归因于“灰”尘埃 (类似致密区域的较大尺寸的尘埃)。

Czerny 等人^[115]利用 SDSS 类星体的复合光谱, 得到了类星体的消光曲线。他们发现类星体的消光曲线没有 2175 Å 的消光驼峰, 这说明类星体中缺少石墨颗粒。Gaskell 等人^[116]利用射电类星体复合光谱得到射电噪类星体的消光曲线, 并依据射电宁静类活动星系核的复合光谱得到其消光曲线。同样, 他们得到的射电噪类星体和射电宁静类活动星系核的消光曲线都没有 2175 Å 驼峰, 并且都比较平坦。Gaskell 和 Benker^[117]得到了 14 个活动星系核的消光曲线 (见图 11), 其中 5 个活动星系核的消光曲线在光学和近紫外波段与银河系的标准消光曲线相近, 但在远紫外波段较为平坦, 并没有 2175 Å 的消光驼峰; B3 0754+394 的消光曲线与小麦哲伦云的消光曲线类似, 都比较陡峭; Mrk 304 的消光曲线与大麦哲伦云的消光曲线类似, 并且有 2175 Å 的消光驼峰; 其余 7 个活动星系核的消光曲线形状与大麦哲伦云的消光曲线类似, 或者比其平坦。

活动星系核及类星体中的尘埃性质可用于解释平坦的消光曲线。Xie 等人^[119]研究了红移 $z \lesssim 0.5$ 的 147 个活动星系核的尘埃性质, 其中 93 个活动星系核具有 9.7 μm 和 18 μm 的硅酸盐发射特征。他们发现这些源中的尘埃尺寸约为 $(1.5 \pm 0.1) \mu\text{m}$, 比亚微米尺寸的银河系

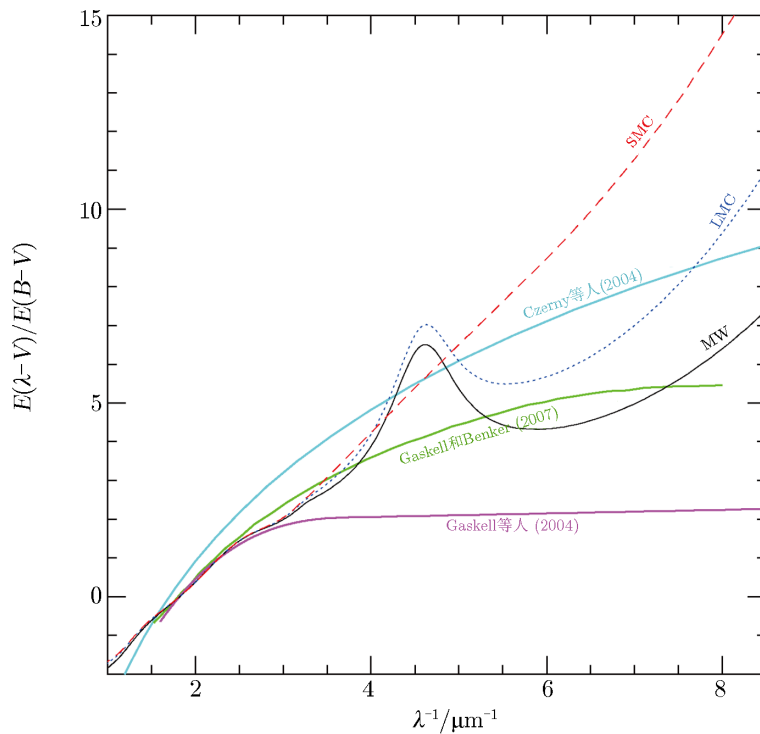


图 11 类星体和活动星系核的“可能”消光曲线与其他星系消光曲线的比较^[118]

尘埃颗粒大很多，这意味着活动星系核具有平坦的消光曲线。天体光学波段的消光值 A_V 及 $9.7 \mu\text{m}$ 处由硅酸盐吸收特征产生的光深 $\Delta\tau_{9.7}$ 的比值 $A_V/\Delta\tau_{9.7}$ ，可以作为研究尘埃尺寸的有效手段。Lyu 等人^[120]发现在活动星系核中， $A_V/\Delta\tau_{9.7} \approx 5.5$ ，比银河系的 $A_V/\Delta\tau_{9.7} \approx 18$ 小很多。Shao 等人^[121]通过研究活动星系核中的尘埃性质，给出 Lyu 等人得到 $A_V/\Delta\tau_{9.7}$ 值较低的原因，从而推断出活动星系核中的尘埃尺寸要比银河系和小麦哲伦云中的尘埃尺寸大很多，进而也可以说明活动星系核的消光曲线应该是平坦的。

类星体在紫外、光学波段的连续谱可以写成 $f_\nu \propto \nu^\alpha$ 的形式。幂指数 α 值越大，连续谱越蓝。标准薄盘模型预言类星体紫外光学波段连续谱的幂指数为 $1/3$ ^[122, 123]。Xie 等人^[124]利用 SDSS DR7 数据库中大量类星体的样本研究了紫外波段连续谱的幂指数 α 。他们把样本分为高红移组 ($0.71 < z < 1.19$) 和低红移组 ($1.90 < z < 3.15$)。他们发现这两组 α 值的上限都为 $1/3$ ，并且这一上限值与类星体的光度无关。这一发现说明了类星体的内禀连续谱与薄盘模型的预言相符。他们认为，观测到的类星体具有更小的 α 值是由于尘埃的红化引起的。基于这个假设，他们构建了类星体的光度 L_{bol} 与 α 值的关系，他们发现，类星体尘埃经典的 $E(B-V) \approx 0.1 \sim 0.3 \text{ mag}$ 值可以很好地解释观测到的 α 值和薄盘模型预言的 $1/3$ 的差异。

遥远的类星体也常被用作背景源来研究前景天体的尘埃消光，如人们通过研究类星体的某些吸收线（如 $\text{Ly}\alpha$ 等）的减弱来研究前景天体的消光^[114]。此外由引力透镜现象造成的类星体多重像，也可作为研究遥远星系消光的手段。GRB 余辉的幂律形式的光谱形状也是人们研

究其所在寄主星系的尘埃消光的有力手段^[125–129]。

6 总 结

本文综述了银河系、大小麦哲伦云和几个近邻星系消光规律的研究进展, 并简要介绍了更遥远星系(如星暴星系、Ia型超新星寄主星系和类星体寄主星系等)消光规律的研究。有关这些天体消光曲线特征见表1, 对这些天体的消光规律的总结如下所述。

表1 银河系、近邻星系和河外星系消光曲线的特征

天体类型	R_V 值	2175 Å 驼峰特征	紫外波段特征	参考文献
银河系平均	3.1	强	上升	[7]
大麦哲伦云平均	2.4	强	上升	[54]
大麦哲伦云恒星形成区	2.7	弱	上升	[54]
小麦哲伦云 Bar	2.9	无	陡峭上升	[54]
小麦哲伦云 Wing	2.2	强	上升	[54]
M31	2, 2.5, 3.3	强	上升	[63]
NGC 2207	旋臂区域约为5, 旋臂之间区域更加平坦	无	上升	[76]
星暴星系 (Calzetti)	4.0 ± 0.8	无	上升	[71, 89–91]
M82	—	强	上升	[93]
Ia型超新星	低消光时约为3.1, 消光严重时2以下	弱	上升	[94, 99]
高红移星系 ($z \approx 2 \sim 3$)	—	无	上升	[107–109]
类星体、活动星系核	灰色消光(值很大)	无	较为平坦	[115–117]

(1) 银河系紫外和光学波段的消光规律可用单参量 R_V 的函数表示, 并且随星际环境的变化而变化; 近红外波段的消光曲线按幂律的形式随波长的增长而下降, 近红外波段色余比值 $E(J-H)/E(J-K_S) \approx 0.65$; 绝大多数观测都说明中红外波段的消光曲线在 $3 \sim 8 \mu\text{m}$ 波段范围内是平坦的, 不随星际环境的变化而变化。

(2) 大麦哲伦云的平均消光曲线介于银河系平均消光曲线与小麦哲伦云平均消光曲线之间, 但其 2175 Å 的消光驼峰要略弱于银河系。大麦哲伦云中 LMC2 巨型壳层方向的消光曲线在紫外波段更强, 说明恒星形成区中的尘埃性质与其他区域的尘埃性质不同, 消光规律随星际环境的变化而变化。小麦哲伦云中大多数消光曲线在远紫外波段都非常陡峭, 并且大多没有近紫外波段的消光驼峰。但 SMC Wing 区域的消光曲线却呈现明显的 2175 Å 驼峰, 远紫外波段的上升比较缓和, 类似银河系的消光曲线; 位于 SMC Bar 南端的宁静分子云 B1-1 区域的消光曲线有较为明显的 2175 Å 消光驼峰。

(3) 现有研究表明, M31 的消光曲线与银河系的消光曲线类似, 都存在 2175 Å 驼峰和紫外波段的增强, 并且在不同的视线方向有不同的 R_V 值。

(4) 对 M33, M101 和 NGC 2207 消光规律的研究表明, 这些星系的星际环境各有不同, 消光规律和尘埃性质不能一概而论。

(5) 星暴星系的总体消光要比银河系的消光更“灰”, 并且缺乏 2175 \AA 的尘埃特征; 然而星暴星系 M82 的消光曲线却存在 2175 \AA 的消光驼峰, 不能用 Calzetti 消光律来表示, 而与银河系的消光规律相符。

(6) 对 Ia 型超新星消光规律的研究有助于了解其寄主星系的尘埃特征。大多数高度红化的 Ia 型超新星对应的 R_V 值小于 2, 低红化 Ia 型超新星的寄主星系的 R_V 值与银河系的 ($R_V = 3.1$) 较接近。对于 R_V 值偏小, 一种可能的解释是星周尘埃对星光的多重散射, 另外一种可能的解释是寄主星系的尘埃与典型银河系内的尘埃存在差异。

(7) 遥远河外星系的消光规律会随着星系性质的不同而变化, 也会随着红移的增加而改变, 目前难以得出普适的结论, 还需对其进行细致且深入的研究。

(8) 类星体和活动星系核的消光曲线几乎不随波长而变, 并且没有 2175 \AA 消光驼峰。通过将经过红化与未红化的类星体的复合光谱进行对比, 人们可以获得类星体视线方向上的消光曲线。GRB 余辉幂律形式的光谱形状也是人们研究其所在宿主星系尘埃消光的有力手段。

致谢

感谢薛梦瑶提供数据, 感谢邵珍珍提供资料, 感谢审稿人的宝贵意见。

参考文献:

- [1] 李墨萍, 赵刚, 李爱根. 天文学进展, 2006, 24: 260
- [2] Draine B T. ARA&A, 2003, 41: 241
- [3] Draine B T. Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium. Princeton: Princeton University Press. 2001: 1
- [4] Li A, Mann I. Nanodust in the Solar System: Discoveries and Interpretations. Berlin: Springer, 2012: 5
- [5] Valencic L A, Clayton G C, Gordon K D. ApJ, 2004, 616: 912
- [6] Jiang B W, Omont A, Ganesh S, et al. A&A, 2003, 400: 903
- [7] Cardelli J A, Clayton G C, Mathis J S. ApJ, 1989, 345: 245
- [8] Wang J, Hall P B, Ge J, et al. ApJ, 2004, 609: 589
- [9] Falco E E, Impey C D, Kochanek C S, et al. ApJ, 1999, 523: 617
- [10] Clayton G C. ASPC, 2004, 309: 57
- [11] Stecher T P. ApJ, 1965, 142: 1683
- [12] Stecher T P, Donn B. ApJ, 1965, 142: 1681
- [13] Joblin C, Leger A, Martin P. ApJ, 1992, 393: L79
- [14] Li A, Draine B T. ApJ, 2001, 554: 778
- [15] Xiang F Y, Li A, Zhong J X. ApJ, 2011, 733: 91
- [16] Steglich M, Bouwman J, Huisken F, et al. ApJ, 2011, 742: 2
- [17] Mishra A, Li A. ApJ, 2015, 809: 120
- [18] Mishra A, Li A. ApJ, 2017, 850: 138
- [19] Stead J J, Hoare M G. MNRAS, 2009, 400: 731
- [20] Nishiyama S, Tamura M, Hatano H, et al. ApJ, 2009, 696: 1407
- [21] Fritz T K, Gillessen S, Dodds-Eden K, et al. 2011, ApJ, 737: 73

- [22] Moore T J T, Lumsden S L, Ridge N A, et al. *MNRAS*, 2005, 359: 589
- [23] Naoi T, Tamura M, Nakajima Y, et al. *ApJ*, 2006, 640: 373
- [24] Cohen M, Wheaton W A, Megeath S T. *ApJ*, 2003, 126: 1090
- [25] Wang S, Jiang B W. *ApJ*, 2014, 788: L12
- [26] Xue M Y, Jiang B W, Gao J, et al. *ApJS*, 2016, 224: 23
- [27] Wang S, Jiang B W, Zhao H, et al. *ApJ*, 2017, 848: 106
- [28] Mathis J S, Rumpl W, Nordsieck K H. *ApJ*, 1977, 217: 425
- [29] Weingartner J C, Draine B T. *ApJ*, 2001, 548: 296
- [30] Rieke G H, Lebofsky M J. *ApJ*, 1985, 288: 618
- [31] Draine B T. *Infrared Spectroscopy in Astronomy*. Pairs: Princeton University, 1989: 93
- [32] Bertoldi F, Timmermann R, Rosenthal D, et al. *A&A*, 1999, 346: 267
- [33] Rosenthal D, Bertoldi F, Drapatz S. *A&A*, 2000, 356: 705
- [34] Wang S, Li A, Jiang B W. *MNRAS*, 2015, 454: 569
- [35] Lutz D, Feuchtgruber H, Genzel R, et al. *A&A*, 1996, 315: L269
- [36] Jiang B W, Gao J, Omont A, et al. *A&A*, 2006, 446: 551
- [37] Flaherty K, Pipher J, Megeath S, et al. *ApJ*, 2007, 663: 1069
- [38] Indebetouw R, Mathis J S, Babler B L, et al. *ApJ*, 2005, 619: 931
- [39] Gao J, Jiang B W, Li A. *ApJ*, 2009, 707: 89
- [40] Dwek E. *ApJ*, 2004, 611: L109
- [41] Wang S, Li A, Jiang B W. *Planetary and Space Science*, 2014, 100: 32
- [42] Wang S, Li A, Jiang B W. *ApJ*, 2015, 811: 38
- [43] 高健, 姜碧洵. *天文学进展*, 2007, 25: 226
- [44] Shao Z Z, Jiang B W, Li A, et al. *MNRAS*, 2018, 478: 3467
- [45] Chiar J E, Tielens A G G, Adamson A J, et al. *ApJ*, 2013, 770: 78
- [46] Sellgren K, Brooke T Y, Smith R G, et al. *ApJ*, 1995, 449: L69
- [47] Brooke T Y, Sellgren K, Geballe T R. *ApJ*, 1999, 517: 883
- [48] Schutte W A, van der Hucht K A, Whittet D C, et al. *A&A*, 1998, 337: 261
- [49] Hilditch R W, Howarth I D, Harries T J. *MNRAS*, 2005, 357: 304
- [50] Macri L M, Stanek K Z, Bersier D, et al. *ApJ*, 2006, 652: 1133
- [51] Alves D R. *New Astronomy Reviews*, 2004, 48: 659
- [52] Kurt C M, Dufour R J. *RevMexAA Conf Ser*, 1998, 7: 202
- [53] Bouchet P, Lequeux J, Maurice E, et al. *A&A*, 1985, 149: 330
- [54] Gordon K D, Clayton G C, Misselt K A, et al. *ApJ*, 2003, 594: 279
- [55] Lequeux J, Maurice E, Prevot-Burnichon M L, et al. *A&A*, 1982, 113: L15
- [56] Cartledge S I B, Clayton G C, Gordon K D, et al. *ApJ*, 2005, 630: 355
- [57] Gordon K D, Clayton G C. *ApJ*, 1998, 500: 816
- [58] Bekki K, Hirashita H, Tsujimoto T. *ApJ*, 2015, 810: 39
- [59] Li A, Draine B T. *ApJ*, 2002, 576: 762
- [60] Apellaniz J, Rubio M. *A&A*, 2012, 541: A54
- [61] Hagen L M Z, Siegel M H, Hoversten E A, et al. *MNRAS*, 2016, 424: 2954
- [62] 薛梦瑶, 姜碧洵, 高健. *天文学进展*, 2014, 32: 194
- [63] Russell S C, Dopita M A. *ApJ*, 1992, 384: 508
- [64] Dobashi K, Bernard J P, Hughes A, et al. *A&A*, 2008, 484: 205
- [65] De Marchi G, Panagia N, Girardi L. *MNRAS*, 2013, 435: 3058
- [66] Fitzpatrick E L. *ApJ*, 1985, 299: 219
- [67] Fitzpatrick E L. *AJ*, 1986, 92: 1068
- [68] Clayton G C, Martin P G. *ApJ*, 1985, 288: 558
- [69] Misselt K A, Clayton G C, Gordon K D. *ApJ*, 1999, 515: 128
- [70] Nandy K, Morgan D H, Willis A J, et al. *MNRAS*, 1981, 196: 955

- [71] Koornneef J, Code A D. *ApJ*, 1981, 247: 860
- [72] Calzetti D. *PASP*, 2001, 113: 1449
- [73] Gao J, Jiang B W, Li A, et al. *ApJ*, 2013, 776: 7
- [74] McConnachie A W, Irwin M J, Ferguson A M N, et al. *MNRAS*, 2005, 356: 979
- [75] Bianchi L, Clayton G C, Bohlin R C, et al. *ApJ*, 1996, 471: 203
- [76] Dong H, Li Z, Wang Q D, et al. *ApJ*, 2014, 785: 136
- [77] Clayton G C, Gordon K D, Bianchi L C, et al. *ApJ*, 2015, 815: 14
- [78] Fitzpatrick E L, Massa D. *ApJS*, 1990, 72: 163
- [79] Fitzpatrick E L, Massa D. *ApJ*, 2007, 663: 320
- [80] Viaene S, Baes M, Tamm A, et al. *A&A*, 2017, 599: A64
- [81] Dalcanton J J, Fouesneau M, Hogg D W, et al. *ApJ*, 2015, 814: 3
- [82] Draine B T, Aniano G, Krause O, et al. *ApJ*, 2014, 780: 172
- [83] Hagen L M Z, Siegel M H, Gronwall C A, et al. *Proceeding of Swift: 10 years of Discovery*, Rome: Pos, 2014: 140
- [84] Relano M, Kennicutt R, Lisenfeld U, et al. *A&A*, 2016, 595: A43
- [85] Danowski M E. PhD Dissertation, Boston: Boston University, 2016
- [86] White III R E, Keel W C, Conselice C J. *ApJ*, 2000, 542: 761
- [87] Berlind A A, Quillen A C, Pogge R W, et al. *AJ*, 1997, 114: 107
- [88] Calzetti D, Kinney A L, Storchi-Bergmann T. *ApJ*, 1994, 429: 582
- [89] Calzetti D. *AJ*, 1997, 113: 162
- [90] Calzetti D, Armus L, Bohlin R C, et al. *ApJ*, 2000, 533: 682
- [91] Leitherer C, Li I-H, Calzetti D, et al. *ApJ*, 2002, 140: 303
- [92] Fischera J, Dopita M A, Sutherland R S. *ApJ*, 2003, 599: L21
- [93] Hutton S, Ferreras I, Wu K, et al. *MNRAS*, 2014, 440: 150
- [94] Gao J, Jiang B W, Li A, et al. *ApJ*, 2015, 807: L26
- [95] 王晓峰, 李宗伟. *天文学进展*, 2000, 18: 159
- [96] 李宗伟, 王晓峰. *物理学进展*, 2010, 30: 247
- [97] Krisciunas K, Hastings N C, Loomis K, et al. *ApJ*, 2000, 539: 658
- [98] Lira P. Master thesis. Chile: Univ of Chile, 1995
- [99] 李军, 姜碧涛. *天文学进展*, 2015, 33: 141
- [100] Phillips M M, Lira P, Suntze N B, et al. *AJ*, 1999, 118: 1766
- [101] Wang L. *ApJ*, 2005, 635: L33
- [102] Goobar A. *ApJ*, 2008, 686: L103
- [103] Folatelli G, Phillips M M, Burns C R, et al. *AJ*, 2010, 139: 120
- [104] Phillips M M. *PASA*, 2012, 29: 434
- [105] Reindl B, Tammann G A, Antonucci R R J, et al. *ApJ*, 2015, 624: 532
- [106] Mao Y W, Kong X, Lin L. *ApJ*, 2014, 789: 76
- [107] Kriek M, Conroy C. *ApJ*, 2013, 775: L16
- [108] Reddy N, Kriek M, Shapley A. *ApJ*, 2015, 806: 259
- [109] Zeimann G, Ciardullo R, Gronwall C. *ApJ*, 2015, 814: 162
- [110] Fudamoto Y, Oesch P A, Schinnerer E. *MNRAS*, 2017, 472: 483
- [111] Vanden Berk D E, Richards G T, Bauer A, et al. *AJ*, 2001, 122: 549
- [112] Richards G T, Hall P B, Vanden Berk D E, et al. *AJ*, 2003, 126: 1131
- [113] Hopkins P F, Strauss M A, Hall P B, et al. *AJ*, 2004, 128: 1112
- [114] Li A, Wang S, Gao J, et al. *Lessons from the Local Group*. New York: Springer, 2015: 85
- [115] Czerny B, Li J, Loska Z, et al. *MNRAS*, 2004, 348: 54
- [116] Gaskell C M, Goosmann R W, Antonucci R R J, et al. *AJ*, 2004, 616: 147
- [117] Gaskell C M, Benker A J. <https://arxiv.org/pdf/0711.1013.pdf>, 2007
- [118] Li A. *ASPC*, 2008, 373: 561

- [119] Xie Y X, Li A, Hao L. ApJS, 2017, 228: 6
- [120] Lyu J W, Hao L, Li A. ApJ, 2014, 792: L2
- [121] Shao Z Z, Jiang B W, Li A. ApJ, 2017, 840: 27
- [122] Lynden-Bell D. Nature, 1969, 223: 690
- [123] Shakura N I, Sunyaev R A. A&A, 1973, 24: 337
- [124] Xie X Y, Shao Z Y, Shen S Y. ApJ, 2016, 824: 38
- [125] Chen S L, Li A, Wei D M, ApJ, 2006, 647: L13
- [126] Li Y, Li A, Wei D M, ApJ, 2008, 678: 1136
- [127] Li A, Liang S L, Kann D A, et al. ApJ, 2008, 685: 1046
- [128] Liang S L, Li A. ApJ, 2009, 690: 56
- [129] Liang S L, Li A. ApJ, 2010, 710: 648

The Extinction Laws and Dust Properties of the Milky Way and External Galaxies

WANG Yu-xi¹, GAO Jian¹, JIANG Bi-wei¹, LI Ai-gen², LI Jun¹

(1. Department of Astronomy, Beijing Normal University, Beijing 100875, China; 2. Department of Physics and Astronomy, University of Missouri, MO 65211, USA)

Abstract: Dust extinction is crucial to recover the intrinsic energy distributions of celestial objects and infer the characteristics of the interstellar dust. An overview of our current understanding of the interstellar extinction laws of the Milky Way (MW) and external galaxies is presented. In the MW, the extinction law in the ultraviolet (UV) and optical can be characterized by a one-parameter function of $R_V \equiv A_V/E(B - V)$; the near-infrared (IR) extinction law appears to be an approximately uniform power law of $A_\lambda \approx \lambda^{-\alpha}$; an “universal” flat extinction law is found in the mid-IR ($3 \sim 8 \mu\text{m}$). In the Small Magellanic Cloud (SMC), the extinction curve rises steeply in the UV and lacks the 2175 \AA bump in the bar region. However, in the SMC wing region, the extinction curve rises less steeply in the UV and the 2175 \AA bump is present. In the Large Magellanic Cloud (LMC), the average extinction is intermediate between that of the MW and SMC. The 2175 \AA bump in the star-forming regions of LMC 30 Dor and supershell LMC 2 is much weaker than that of the MW. For M31, the extinction curve resembles that of the MW. The attenuation laws of high redshift galaxies and the extinction laws of M33, M101, NGC 2207, M82, type Ia supernovae, starburst galaxies, quasars, and active galactic nucleus are also discussed.

Key words: interstellar extinction; interstellar dust; Milky Way; Magellanic clouds; M31