

高速Ia型超新星的蓝色超出: 星周介质的尘埃散射*

胡茂凯^{1,2†} 王力帆^{3‡} 王晓锋^{4,5}

(1 中国科学院紫金山天文台 南京 210023)

(2 中国科学技术大学天文与空间科学学院 合肥 230026)

(3 Department of Physics and Astronomy, Texas A&M University, Texas TX-77843)

(4 清华大学物理系 北京 100084)

(5 北京天文馆 北京 100044)

摘要 Ia型超新星起源于碳氧白矮星在质量接近钱德拉塞卡极限时的热核爆炸, 并被广泛地用作宇宙学距离的标准烛光. 然而, Ia型超新星的前身星系统和爆炸机制还存在很多不明确的地方. 近几十年来, Ia型超新星的星周环境得到了越来越多的关注. 星周介质的空间分布性质为探究Ia型超新星的物理起源提供了重要线索. 同时星周尘埃的散射会在Ia型超新星晚期的光变曲线、光谱和偏振等方面产生可观测效应. 光谱上正常的Ia型超新星可以分成两类: 喷射物速度正常和高速Ia型超新星. 对比两者的光变曲线可以发现高速Ia型超新星在光极大后几个月内有明显颜色偏蓝的超出. 该蓝色超出可以通过星周介质中的尘埃散射拟合得到. 同时, Ia型超新星晚期光谱的拟合可以限制星周尘埃的颗粒大小等性质, 晚期的偏振信号可以有效地限制星周尘埃的空间分布. 拟合结果表明针对Ia型超新星晚期的多次图像偏振观测是揭示其星周尘埃环境特征的重要手段.

关键词 超新星: 普通, 星周物质, 偏振

中图分类号: P145; **文献标识码:** A

1 引言

宇宙的加速膨胀是当今宇宙学中最令人意外的发现之一, 这得益于Ia型超新星同时具备高峰值光度和标准烛光两种性质. Ia型超新星起源于碳氧白矮星在质量接近钱德拉塞卡极限时的热核爆炸, 产生的峰值光度可以达到 $10^{43} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$, 同时其光变曲线满足Phillips关系, 可以通过光变曲线的演化快慢将峰值光度修正到一个标准的数值^[1]. 比对高红移Ia型超新星的光度距离和红移信息, 可以发

现宇宙处于加速膨胀的状态, 这也是暗能量存在的观测证据^[2-3]. 然而, Ia型超新星的物理起源还存在着一些不明确的地方, 这有可能制约着精确宇宙学的发展. 碳氧白矮星的质量通常在1倍太阳质量左右或者更小^[4]. 主流的理论认为, 碳氧白矮星在双星系统中实现质量的增加. 在单简并系统下, 伴星是一颗红巨星、主序星或者氦星, 伴星的物质通过洛希瓣或者星风不断地被吸积到白矮星的表面^[5-6]. 而双简并系统下, 伴星是另一颗白矮星^[7-8]. 距离小于4倍太阳半径的密近双白矮星系统通过引

2022-04-02收到原稿, 2022-05-30收到修改稿

*国家自然科学基金项目(11761141001)、中国科学院前沿科学重点研究项目(QYZDY-SSW-SLH010)资助

†kaihukaihu123@pmo.ac.cn

‡lifan@tamu.edu

力波辐射逐渐释放角动量, 导致双白矮星的并合和Ia型超新星的爆发.

虽然吸积或并合均有可能使碳氧白矮星的质量增加, 但它们在理论研究方面都存在一定的困境. 在单筒并系统中, 质量吸积率处于适当范围内才可能导致白矮星质量的稳定增加, 同时伴随超软X-ray信号^[9]. 当吸积率过高时, 偏离中心的碳燃烧会使碳氧白矮星转换成氧氖镁白矮星并直接塌缩成中子星而不会产生Ia型超新星爆发^[10]. 当吸积率太低时, 累积在碳氧白矮星表面的氢壳层会发生热核爆炸, 这样的爆发可以把被吸积的氢抛射出白矮星表面^[11]. 在适当的吸积率下, 氢壳层的爆发可能并不强烈, 因而整体上白矮星的质量可以实现有效增加, 这对应于复发新星系统^[12]. 在双白矮星系统中, 小质量的白矮星最终会被潮汐撕裂并形成厚吸积盘. 这样的图景下, 碳氧白矮星由于表面碳燃烧而转换成氧氖镁白矮星并塌缩成中子星^[13]. 如果两颗质量相近的白矮星通过剧烈并合而产生Ia型超新星爆发, 由于其整体上的非对称性会产生比较高的偏振度, 而这与观测并不吻合^[14-16].

观测上, Ia型超新星的前身星系统—碳氧白矮星及其伴星—光度低, 深场望远镜的档案数据中难以找到对应的测光信号. 而Ia型超新星的星周介质为揭示其前身星系统提供了独特视角. 单筒并系统可以通过星风、吸积过程中角动量的转移或新星爆发等过程产生星周介质^[17]. 双筒并系统在演化过程中会经历公共包层阶段而存在星周介质^[18]. 通过限制Ia型超新星星周介质的距离等空间分布状态可以限制其前身星系统. 对于光谱正常的Ia型超新星, 星周介质中的钠原子受超新星辐射的影响而被电离, 所以Na ID吸收线会产生明显的时间演化特征, 例如Ia型超新星SNe 1999cl、2006X和2007le观测到过这类信号^[19-21]. 星周介质的Na ID吸收线是蓝移的, 统计上蓝移的Na ID吸收线的超出也是星周介质存在的观测现象^[22-23].

根据Si II 6355 Å谱线在光极大时的速度, 可以将满足Phillips关系的Ia型超新星分成正常速度(normal-velocity)和高速(high-velocity) Ia型超新星^[24]. Wang等^[25]通过Na ID吸收线等值宽度的演化特征和光极大后几个月内的B波段的流量超出

揭示了高速Ia型超新星周围可能存在星周介质. 这两种方式独立地得到了相似的星周介质距离, 大约 10^{17} cm. 在本文中, 我们挑选出一组有代表性的Ia型超新星样本, 以正常速度Ia型超新星的观测数据生成B波段光变曲线模板, 以轴对称球壳分布的星周尘埃模型拟合高速Ia型超新星晚期的光变曲线. 我们还研究了Ia型超新星晚期光谱的拟合对星周尘埃颗粒大小的限制和晚期图像偏振对星周尘埃距离的限制.

2 Ia型超新星的光变曲线数据

近几十年来, 不少超新星巡天项目已经成功运行并积累了大量的超新星观测数据. 例如LOSS (Lick Observatory Supernova Search)是一项开始于1997年专注于北天近邻星系的超新星巡天项目^[26]. PTF (Polomar Transient Factory)以及以此为基础的后续项目ZTF (Zwicky Transient Facility)是借助一台拥有超大视场的施密特望远镜开展的时域巡天项目^[27-28]. 这些成功的巡天项目一方面让我们可以对某些有意思的Ia型超新星开展研究, 例如SN 2017cbv^[29]、SN 2018gv^[16]和SN 2018oh^[30]等, 另一方面样本的积累促进了统计性的研究工作. Wang等^[25]基于CfA (Center for Astrophysics)超新星项目^[31-32]和CSP (Carnegie Supernova Project)^[33-34]的数据探究了正常速度和高速Ia型超新星晚期光变曲线的特征, 并指出高速Ia型超新星B波段光变曲线晚期的流量超出来自星周介质的尘埃散射.

我们从Wang等^[25]的样本中挑选出有代表性的6颗正常速度的Ia型超新星和4颗高速Ia型超新星作为我们的研究对象. 所有正常速度的Ia型超新星(SN 2002dp、SN 2002fk、SN 2003cg、SN 2005el、SN 2007af和SN 2011fe)在晚期没有B波段的鼓包信号, 其光变曲线表现出了很强的一致性. 同时正常速度的Ia型超新星SN 2007af和SN 2011fe的星周环境非常干净^[35-36], 没有发现星周介质存在的观测信号. 所以, 我们利用正常速度的Ia型超新星的观测数据生成B波段光变曲线的模板^[25, 37]. 而另一方面, 高速Ia型超新星(SN 2006X、SN 2007gi、SN 2009Y和SN 2014J) B波段的光变曲线从光极大之

后一个月开始出现流量超出现象. 该流量超出可能来自于星周尘埃的散射效应. 在本文的研究中, 我们利用轴对称球壳分布的星周尘埃模型分别拟合这4颗高速Ia型超新星晚期的光变曲线.

3 星周尘埃散射模型

恒星大气、星系中的星际介质和超新星的喷射物等是常见的存在辐射转移过程的天文环境, 而蒙特卡洛计算是数值求解辐射转移过程的常见方法. 通过对Ia型超新星Na ID吸收线、光变曲线和偏振信号的拟合, 其星周尘埃的距离大约为 10^{17} – 10^{18} cm^[25, 37–38]. 这样的距离尺度保证了星周尘埃可以在Ia型超新星峰值辐射的影响下不被消融摧毁. 因为星周介质的径向扩散速度大约10–100 km/s, 所以我们假设星周尘埃在Ia型超新星爆发后几百天内的空间分布是恒定的. 基于恒定分布的星周尘埃, 单个光脉冲的辐射转移过程可以用蒙特卡洛方法计算并得到对应的核函数分布. 将求解得到的核函数与Ia型超新星的光变曲线卷积即可获得在星周尘埃存在时观测到的光变曲线. 这里的核函数对应于单个光脉冲的辐射转移过程, 并且是星周介质空间分布和尘埃性质的函数, 例如尘埃的化学组分、颗粒大小、星周介质的内外边界和光深等^[37].

利用蒙特卡洛方法计算尘埃散射产生的辐射转移过程是一个相对成熟的方法, 这在一些文献中已得到应用^[39–42]. 我们基于Hu等^[37]的工作搭建了一套尘埃散射模型. 在我们的模型中, 尘埃的折射率等性质的数据来自文献^[43]. 基于尘埃的折射率和尘埃半径等参数, 尘埃的反照率、散射截面和散射矩阵等可以通过米散射理论计算得到. 为简化计算, 我们的尘埃散射模型将米散射计算得到的尘埃反照率、散射截面和散射矩阵等作为固定参数数值, 而通过拟合Ia型超新星的晚期光变曲线来限制星周尘埃的空间分布特征, 例如星周尘埃的光深和内外边界等. 在预设的星周尘埃的空间分布下, Ia型超新星辐射的光子在星周尘埃中的辐射转移过程可以通过蒙特卡洛过程计算得到. Hu等^[37]考虑了盘、球壳和轴对称球壳3种星周介质的空间分布模型. 盘结构可能产生于碳氧白矮星的吸积过

程, 球壳可能来自于星风. 而星周介质在赤道方向密度高、两极方向密度低的轴对称球壳模型可能更贴近于Ia型超新星前身星的实际情况. 所以本文仅考虑了轴对称球壳一种空间分布模型. 描述轴对称球壳模型的空间分布需要5个参数, 分别是B波段的光深 τ 、内半径 R_{in} 、径向延展宽度 R_{wid} 和两个描述偏离球对称程度的参数 m 和 s . 星周尘埃空间分布的外半径即 $R_{out} = R_{in} + R_{wid}$. 尘埃颗粒数密度分布($N(R, \theta)$)是与超新星之间的距离(R)和相对于轴对称球壳对称轴角度(θ)的函数, 其表达式如下所示:

$$N(R, \theta) = \frac{R_{in}R_{out}}{R_{wid}} \frac{\tau}{\sigma_{ext}} \frac{1}{R^2} [\sin^m(\theta)s + (1-s)], \quad (1)$$

其中 σ_{ext} 是指尘埃颗粒在B波段的消光截面. 在尘埃颗粒性质和空间分布确定的前提下, 蒙特卡洛计算辐射转移过程包括入射光子的吸收和散射、光子在星周介质中传播、光子的逃逸和收集等过程. 最后计算对应的核函数并卷积得到观测到的光变曲线.

为了简化计算又不失一般性, 我们在对高速Ia型超新星B波段晚期光变曲线的拟合中假设星周尘埃是平均半径约0.05 μm 的硅酸盐. Ia型超新星视线方向的尘埃消光往往与来自银河系的尘埃消光不一致^[44–48]. 相比银河系的尘埃消光, Ia型超新星的尘埃消光在蓝色波段更显著, 这可能与Ia型超新星周围的尘埃环境有关, 例如Ia型超新星周围环境中的尘埃颗粒可能比银河系中的星际尘埃颗粒更小. 一方面, Li等^[49]和Wang等^[25]的工作表明硅酸盐化学组分的星周尘埃可以很好地拟合高速Ia型超新星的多波段光变曲线; 另一方面, 同时考虑硅酸盐和无定形碳作为尘埃的化学组分在解释Ia型超新星光学波段的消光现象时并没有产生显著的差异^[50]. 所以, 我们仅考虑硅酸盐单一的化学组分而没有考虑无定形碳作为Ia型超新星星周尘埃的化学组分, 这一做法并没有引入显著的偏差. 当然, 我们也使用平均半径为0.20 μm 和0.50 μm 的星周尘埃对高速Ia型超新星晚期多色光变和光谱进行拟合, 并以此限制星周尘埃的尺寸等性质.

4 星周尘埃散射对高速Ia型超新星 B波段光变曲线的拟合

我们的星周尘埃模型中主要有两类参数,一类是尘埃的平均半径等用来描述尘埃性质的参数,另一类是星周尘埃的内外边界和光深等用来描述尘埃空间分布的参数.在本节中,我们以平均半径为 $0.05\ \mu\text{m}$ 的硅酸盐为例,着重探讨单波段光变曲线的拟合在限制星周尘埃空间分布等参数方面的简并现象.而拟合多波段测光数据和光谱数据对尘埃尺寸的限制以及拟合图像偏振数据对星周尘埃距离的限制将在后续章节中依次讨论. Hu等^[37]通过探究星周尘埃散射产生的核函数的简并性质,即模型参数的不同数值可以得到相近的核函数分布,指明了单波段光变曲线的拟合不能限制星周尘埃的空间分布.在本文的计算中,我们通过拟合4颗高速Ia型超新星晚期B波段光变曲线,直接地验证单波段光变曲线拟合对尘埃模型参数的限制效果.表1罗列了轴对称球壳模型的参数范围.我们遍历了50000组模型参数格点,每一组参数数值是在各

自范围内取的随机值.对于每一组参数格点,我们考虑了10组相对于对称轴的观测角 θ_{obs} ,其范围从 0° 到 90° ,且间隔为 10° .本文中关于轴对称球壳模型的参数设置与Hu等^[37]文章中的设置是相近的.为了确定可以拟合高速Ia型超新星晚期光变曲线的参数数值,我们定义了基于B波段光变曲线的均方根偏差(RMSE_{LC}):

$$\text{RMSE}_{\text{LC}} = \sqrt{\sum_{i=30}^M [\text{mag}_{\text{fit}}(i) - \text{mag}_{\text{HV}}(i)]^2 / (M - 29)}, \quad (2)$$

其中 $\text{mag}_{\text{HV}}(i)$ 是高速Ia型超新星在光极大后第 i d的B波段星等,而 $\text{mag}_{\text{fit}}(i)$ 是有星周介质存在下拟合得到的星等.数值 i 从光极大后30 d至第 M d. M 的数值通常小于130,但具体数值依赖于高速Ia型超新星的观测数据.由于尘埃散射光的时间延迟效应,所以在计算 RMSE_{LC} 过程中没有考虑高速Ia型超新星早期的光变数据.

表 1 轴对称球壳模型的参数设置(其中 R_{in} 和 R_{wid} 的单位是光天)

Table 1 The parameter configuration of the axis-symmetric shell (the unit of R_{in} and R_{wid} is light day)

Parameter	τ	R_{in}	R_{wid}	m	s	θ_{obs}
Range	[0.05, 0.8]	[30, 300]	[30, 300]	[1, 5]	[0, 1]	[0° , 90°]

在本文的研究中,我们把 RMSE_{LC} 的阈值定为0.15.我们挑选出所有满足 RMSE_{LC} 小于0.15的参数数值并将其分布展示在图1中.这里我们着重强调了 τ 、 R_{in} 和 R_{wid} 3个参数的分布情况.由于4颗高速Ia型超新星晚期B波段流量超出的程度不同,所以光深 τ 的分布呈现相对明显的差异.在用轴对称球壳模型拟合SN 2007gi和SN 2014J的光变曲线时,光深集中在0.2–0.3之间.而SN 2006X和SN 2009Y对应的光深则主要在0.4附近.与光深分布不同的是, R_{in} 和 R_{wid} 几乎均匀地分布在预设的参数数值范围内.这意味着仅仅拟合单波段光变曲线不能很好地限制星周尘埃的内、外边界等空间分布.我们的结论与星周尘埃散射产生的核函数的简并性质是一致的^[37].

尽管只拟合B波段晚期光变曲线并不能将轴对

称球壳模型的参数(例如 R_{in} 和 R_{wid})限制到一个较小的范围内,我们依然针对每颗高速Ia型超新星分别选取了一组参数数值并拟合了晚期光变曲线.星周尘埃模型的参数数值罗列在了表2中,对应的光变曲线的拟合展示在图2中.通过将Ia型超新星光变曲线平移至其峰值星等,可以看出它们在光极大附近具有很好的一致性.而高速Ia型超新星光极大后一个月至几个月内的光变曲线则表现出相对弥散的特征.这种弥散的特征可能起源于Ia型超新星多样化的爆炸机制或者来自星周环境的不同.我们采用轴对称球壳分布的星周尘埃模型可以相对合理地拟合高速Ia型超新星SNe 2006X、2007gi、2009Y和2014J晚期的光变曲线,意味着它们晚期流量的超出可能起源于星周尘埃.

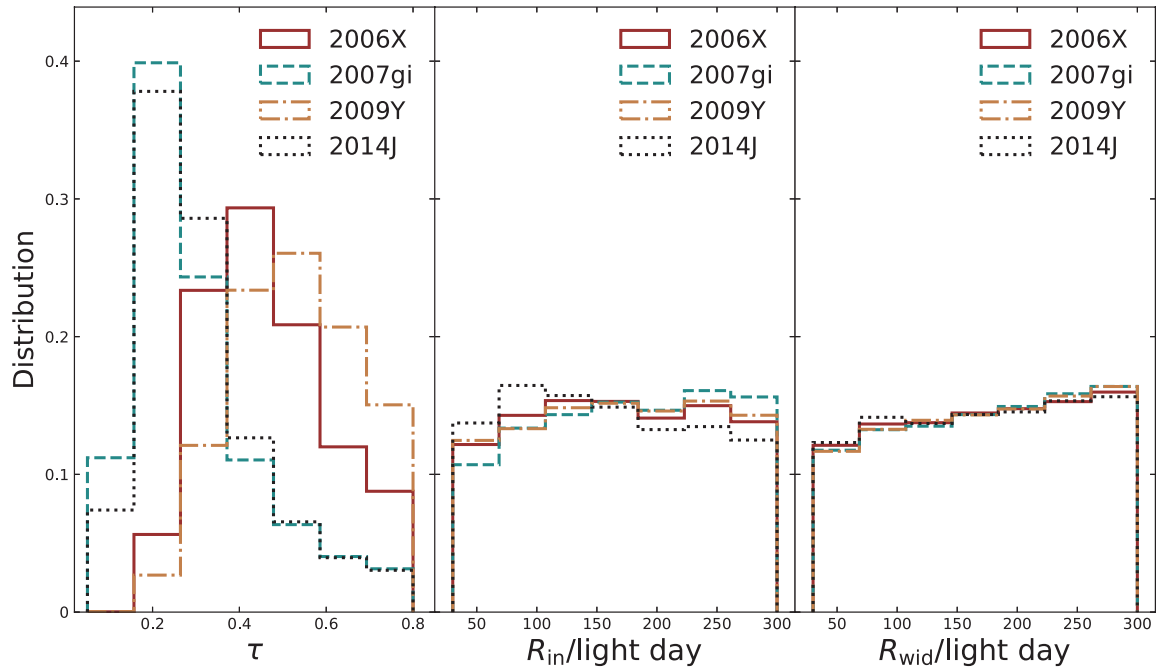


图 1 这幅图从左至右依次是轴对称球壳模型参数 τ 、 R_{in} 和 R_{wid} 的数值分布. 每一个参数的数值分布所取的格数都是7, 并且已经归一化. 每一个子图中, 红色、蓝绿色、橙色和黑色分别代表高速Ia型超新星SNe 2006X、2007gi、2009Y和2014J的参数数值分布.

Fig. 1 This figure displays the distribution of parameter τ (left panel), R_{in} (middle panel), and R_{wid} (right panel). The number of bins for each parameter distribution is 7, and the distribution has been normalized to 1. In each panel, the red, cyan, orange, and black lines correspond to the parameter distributions of SNe 2006X, 2007gi, 2009Y, and 2014J, respectively.

表 2 拟合高速Ia型超新星SNe 2006X、2007gi、2009Y和2014J晚期B波段光变曲线的轴对称球壳模型的参数数值

Table 2 The parameter values of the axis-symmetric shell model for the late-phase B-band light curves of high-velocity SNe 2006X, 2007gi, 2009Y, and 2014J, respectively

SN	τ	R_{in}	R_{wid}	m	s	$\theta_{obs}/^\circ$
2006X	0.4	80	60	3	0.9	30
2007gi	0.15	35	30	3	0.9	80
2009Y	0.2	35	100	1	0.1	20
2014J	0.2	60	30	3	0.9	40

5 星周尘埃散射对高速Ia型超新星晚期蓝色超出的拟合

Wang等^[25]通过对比高速Ia型超新星和正常速

度Ia型超新星晚期的B和V波段光变曲线发现高速Ia型超新星晚期存在蓝色流量超出的现象, 在本文中我们定义了两个参数 $m_{excess}(B)$ 和 $m_{excess}(V)$ 来定量地刻画高速Ia型超新星晚期蓝色的超出. 我们以正常速度Ia型超新星光变曲线为模板, $m_{excess}(B)$ 是高速Ia型超新星B波段光变曲线与生成的模板光变曲线的星等差值, 该差值是从光极大后50 d至100 d的平均值. 而 $m_{excess}(V)$ 则是V波段晚期光变曲线差值的平均值. 图3展示了4颗高速Ia型超新星参数 $m_{excess}(B)$ 和 $m_{excess}(V)$ 的观测结果以及不同尘埃尺寸模型的预测结果. 本文研究的4颗高速Ia型超新星V波段晚期的流量超出不明显($m_{excess}(V)$ 大约在 -0.1 到 -0.2 星等之间), 而B波段的晚期流量超出 $m_{excess}(B)$ 则在 -0.3 到 -0.5 星等之间. $m_{excess}(B)$ 大约两倍于 $m_{excess}(V)$ 暗示星周尘埃的尺寸颗粒小, 导致在B波段的散射效应强于V波段.

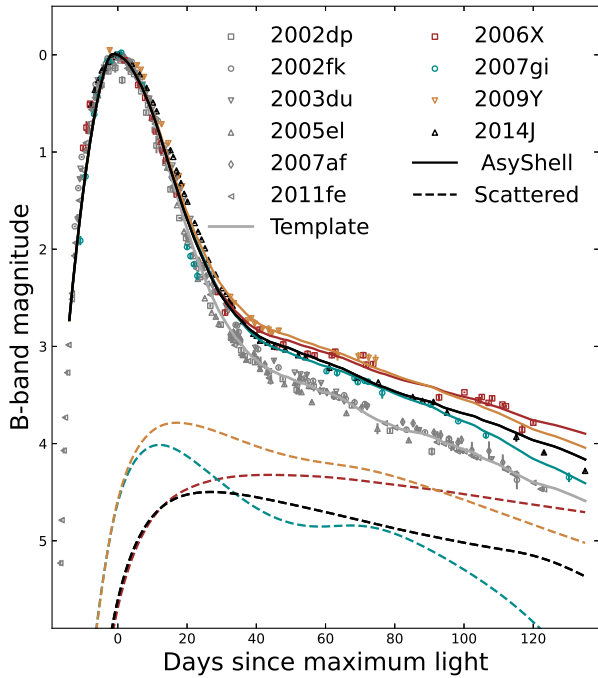


图 2 这幅图展示的是轴对称球壳模型对高速Ia型超新星晚期B波段光变曲线的拟合. 灰色中空符号是观测到的正常速度Ia型超新星的光变曲线, 灰色实线是生成的光变曲线模板. 红色、蓝绿色、橙色和黑色符号分别是高速Ia型超新星SNe 2006X、2007gi、2009Y和2014J的光变曲线, 对应颜色的实线是轴对称球壳模型拟合的光变曲线, 而对应颜色的虚线是尘埃散射产生的散射光光变曲线. 轴对称球壳模型的参数罗列在了表2中. 所有的光变曲线都归一到峰值星等的位置.

Fig. 2 This figure displays the fitted late-phase B-band light curves of high-velocity type Ia supernovae by the axis-symmetric shell model. The gray hollow symbols are the observed light curves of normal-velocity type Ia supernovae, and the gray solid line is the generated template of the B-band light curve. The red, cyan, orange, and black symbols are the observed light curves of high-velocity SNe 2006X, 2007gi, 2009Y, and 2014J, respectively. The corresponding solid lines are the fitted light curves by the axis-symmetric shell model with parameter values shown in Table 2, and the dashed lines are the curves of scattered light. All the light curves have been scaled to their peak magnitude.

作为对比, 我们考虑了3组尘埃尺寸模型, 其尘埃的平均半径分别为 $0.05 \mu\text{m}$ 、 $0.20 \mu\text{m}$ 和 $0.50 \mu\text{m}$. 这3组模型的星周尘埃的空间分布(R_{in} 、 R_{wid} 、 m 和 s)采用表2中的数值, 但光深 τ 经过调整从而可以拟合每颗高速Ia型超新星B波段的晚期光变曲线. 如图3所示, 3组尘埃尺寸的模型都可以得到与

观测数据相一致的 $m_{\text{excess}}(\text{B})$, 但只有平均半径为 $0.05 \mu\text{m}$ 的尘埃模型所预测的 $m_{\text{excess}}(\text{V})$ 与4颗高速Ia型超新星的观测数据相吻合. 通过线性拟合 $m_{\text{excess}}(\text{B})$ 和 $m_{\text{excess}}(\text{V})$ 的关系, 我们发现4颗高速Ia型超新星观测数据对应的线性拟合斜率(slope)是0.53, 而3组尘埃模型对应的斜率分别是0.40 ($0.05 \mu\text{m}$)、0.83 ($0.20 \mu\text{m}$)和1.02 ($0.50 \mu\text{m}$). 对B波段和V波段晚期流量超出 $m_{\text{excess}}(\text{B})$ 和 $m_{\text{excess}}(\text{V})$ 的拟合表明, 平均半径为 $0.05 \mu\text{m}$ 的尘埃模型与观测数据之间的吻合度最高. 对高速Ia型超新星晚期光谱的拟合也给出了相似的结果, 即高速Ia型超新星的星周尘埃颗粒尺寸偏小.

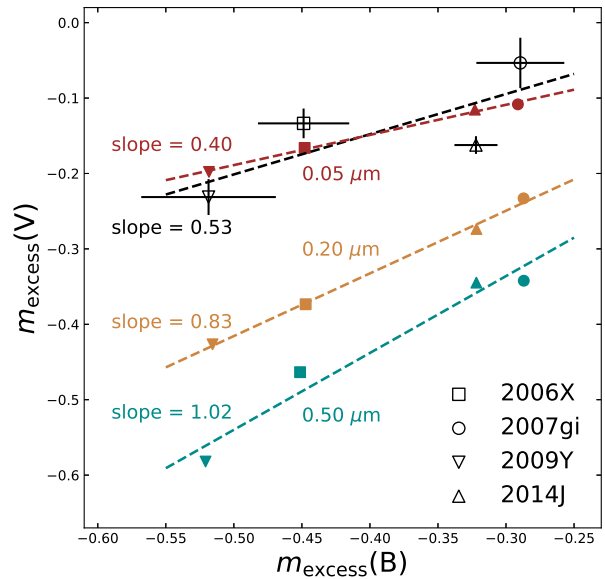


图 3 这幅图展示的是不同尺寸的星周尘埃对高速Ia型超新星晚期B波段流量超出($m_{\text{excess}}(\text{B})$)和V波段流量超出($m_{\text{excess}}(\text{V})$)的拟合结果. 黑色中空符号代表高速Ia型超新星, 红色、橙色和蓝绿色的实心符号分别代表平均半径为 $0.05 \mu\text{m}$ 、 $0.20 \mu\text{m}$ 和 $0.50 \mu\text{m}$ 的星周尘埃模型. 虚线是针对观测数据或模拟结果的线性拟合, 其斜率(slope)展示在了图中左侧位置.

Fig. 3 This figure displays the result of fitting the late-phase excess in B-band ($m_{\text{excess}}(\text{B})$) and V band ($m_{\text{excess}}(\text{V})$) by our model with different dust sizes. The black hollow symbols represent the four revisited high-velocity SNe Ia in this paper, and the red, orange, and cyan solid symbols represent the fitted late-phase excess relating to the averaged radii of $0.05 \mu\text{m}$, $0.20 \mu\text{m}$, and $0.50 \mu\text{m}$ for our dust model, respectively. The dashed lines are the linear fitting with their slopes shown on the left side of the figure.

6 星周尘埃散射对高速Ia型超新星晚期光谱的拟合

对高速Ia型超新星晚期光谱的拟合是对其光变曲线拟合的自然延伸. 只需要利用米散射理论计算尘埃颗粒在任意波长的散射截面、反照率和散射矩阵等, 然后用B波段光深计算任意波长的光深, 随后用蒙特卡洛方法计算任意波长的光脉冲在星周介质中辐射转移产生的核函数, 最后通过核函数与Ia型超新星光谱模板的卷积即可得到在星周尘埃影响下的光谱. 但是, 光谱的拟合面临许多困难. 其一, 光谱的拟合至少需要计算几十个波长的辐射转移过程, 这直接增加了接近两个数量级的计算量. 其二, 相比光变曲线, 光谱的模板更难获得. 在本文的研究中, 为了与光变曲线的拟合相契合, 我们采用了SN 2003du的光谱数据生成光谱模板. SN 2003du的光谱数据覆盖到了光极大前十天到光极大后一百多天的时序范围^[51]. 同时, SN 2003du的宿主星系消光几乎为零, 可以避免因此而产生的系统性偏差. 但更重要的困难却是光谱数据一般很难进行流量校准, 即由光谱得到的颜色往往与测光得到的颜色有偏差. 由于以上困难的存在, 我们只是将得到的星周尘埃模型参数值应用于对SN 2006X^[52]的光谱预测, 而没有遍历整个参数空间以寻找最佳拟合的星周尘埃参数数值.

SN 2003du和SN 2006X的光谱数据分别来自于Stanishev等^[51]和Wang等^[52]. 针对文献中的光谱数据, 我们设置了一条简单的筛选标准: 由光谱中得到的B-V颜色与由测光数据得到的B-V颜色之差小于0.1. 对于SN 2003du, 我们从中挑选出了50条满足筛选条件的光谱, 其相对于峰值亮度的相位覆盖了-10 d到+120 d. 对SN 2003du的每一条光谱依次进行去银河系消光和宿主星系消光, 流量校准到测光数值并内插到光谱相位间隔为1 d. 相似的过程也应用于SN 2006X的光谱, 不过SN 2006X的宿主星系消光比较大, 其色差($E(B - V)$)数值是1.42^[52]. 光谱预测中的蒙特卡洛过程与单波段光变曲线的计算过程是类似的, 只需要计算光谱波长范围内所有波长的辐射转移过程.

为了与B波段光变曲线的拟合协调一致, 我们直接采用了表2中对应于SN 2006X的轴对称球壳

模型的参数数值. 所不同的是, 在这里我们考虑了3种尘埃颗粒尺寸, 其平均半径分别是0.05 μm 、0.20 μm 和0.50 μm . 图4展示了这3种尘埃模型对SN 2006X的光极大后60 d光谱的拟合结果. 在之前章节的计算中, 我们的尘埃模型均采用了平均半径为0.05 μm 的硅酸盐, 并且可以很好地拟合高速Ia型超新星的晚期B波段光变曲线(如图2所示). 而图4的结果显示平均半径为0.05 μm 的硅酸盐尘埃模型同时可以较好地拟合高速Ia型超新星SN 2006X的晚期光谱. 较小的尘埃颗粒(例如半径为0.05 μm)对波长较短光子的散射效应强, 所以在光谱的呈现上是散射效应在短波段明显而长波段不明显, 这也与用星周尘埃拟合SN 2014J光学多波段光变曲线的结果吻合^[49]. 与之相反的是, 平均半径为0.20 μm 和0.50 μm 的硅酸盐尘埃模型所预测的晚期光谱与SN 2006X的观测数据并不吻合, 主要体现在光谱中波长部分部分的散射效应超出了观测数值. 尽管我们没有展开讨论高速Ia型超新星晚期光谱对星周尘埃化学性质限制的作用, 例如尘埃的化学组分(石墨或者硅酸盐)和颗粒大小(从0.01 μm 至1.0 μm), 但是图4的结果依然清晰地表明高速Ia型超新星晚期的光谱或者多波段光变曲线蕴含着尘埃性质的信息.

7 星周尘埃散射对高速Ia型超新星晚期图像偏振的拟合

如果观测角偏离轴对称球壳模型的对称轴, 具有相同时间延迟散射光子的偏振状态不会互相抵消, 因此会产生可观测的线偏振特征. 偏振度的大小是轴对称球壳模型参数的函数. 假设尘埃的反照率为1, 轴对称球壳模型的光深越大产生的散射光强度越大, 对应的偏振度也会越大. 偏振度也会随着观测角由0°增加到90°而增大. 参数 m 和 s 描述的是轴对称球壳模型偏离球对称球壳程度的大小, 其数值越大意味着偏离的程度越大, 所对应的偏振度也越大. 以上几个参数对偏振度的影响在时间序列上是一致性的, 即改变这些参数的数值, 会让预测的不同时间的偏振度整体上有增加或者降低. 而星周尘埃距离对偏振度的影响却不一样. 星周尘埃的距离越远, 产生的散射光的时间延迟越长, 对应的

偏振信号出现在Ia型超新星光极大后的时间越晚. 所以, Ia型超新星的多时期图像偏振观测有可能对星周尘埃的距离提供精确的限制^[37].

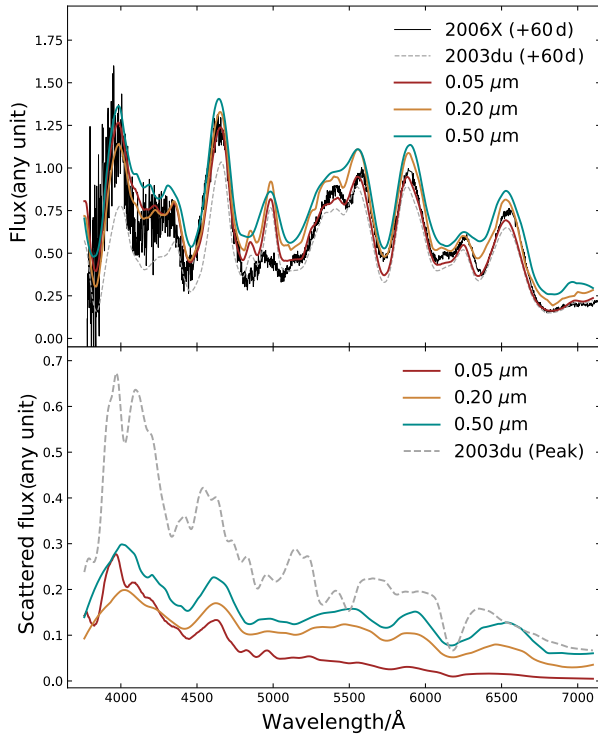


图4 上图: 黑色实线和灰色虚线分别是光极大后60 d SN 2006X和SN 2003du的光谱. 红色、橙色和蓝绿色实线是轴对称球壳模型预测的SN 2006X在光极大60 d后的光谱, 它们具有相同的星周尘埃空间分布参数数值(见表2), 但采用了不同尺寸大小的尘埃颗粒. 红色实线代表的是平均半径为 $0.05 \mu\text{m}$ 的硅酸盐尘埃颗粒, 而橙色和蓝绿色实线分别对应的是 $0.20 \mu\text{m}$ 和 $0.50 \mu\text{m}$. 下图的实线是轴对称球壳模型预测的光极大后60 d的散射光光谱, 灰色的虚线是SN 2003du在光极大时期的光谱.

Fig. 4 The upper panel: the black solid and gray dashed lines are the spectra of SN 2006X and SN 2003du during +60 days since the peak brightness, respectively. The red, orange, and cyan lines are the predicted spectra by our axis-symmetric shell model. They share the same values of the geometric parameters as shown in Table 2 but with different dust sizes. The red solid line corresponds to the silicon grain with the average radius of $0.05 \mu\text{m}$, while the orange and cyan solid lines are for $0.20 \mu\text{m}$ and $0.50 \mu\text{m}$, respectively. In the lower panel, the solid lines are the spectra of scattered light predicted by our axis-symmetric shell model during +60 days since the maximum brightness, and the gray dashed line is the spectrum of SN 2003du during its peak light.

Yang等^[38]利用哈勃空间望远镜观测到了SN 2014J在光极大之后277 d F475W波段约1.08%的图像偏振信号, 并且用一个距离超新星约 $5 \times 10^{17} \text{ cm}$ 的尘埃团块产生的散射光作为其偏振度的来源. 同时, SN 2014J在光极大后几十天以内几乎没有本征的图像偏振信号^[53], 所以在我们的计算中我们把SN 2014J光极大后50 d的图像偏振度的上限设置为0.3%. 在本文中, 我们利用该图像偏振信号限制在轴对称球壳模型下SN 2014J星周尘埃的距离. 基于表2中对应于SN 2014J的参数数值而又不失一般性, 我们考虑了10组轴对称球壳模型的参数. 其内半径 R_{in} 的数值范围以30光天为间隔从30光天至300光天, 其余的参数采用统一的数值, 分别是 $\tau = 0.2$ 、 $R_{\text{wid}} = 60$ 光天、 $m = 1.0$ 和 $s = 0.6$. 对于每一组参数, 由于观测角 θ_{obs} 的范围从 0° 到 180° , 我们预测得到的偏振度是基于立体角指向概率分布的平均值, 并计算对应的标准偏差作为预测的偏振度的误差.

图5展示了不同内半径 R_{in} 轴对称球壳模型预测的SN 2014J光极大后50 d和277 d的图像偏振度. 通过比对预测的偏振度和观测数值可以发现轴对称球壳模型下星周尘埃分布在至少150光天之外的区域, 这与Yang等^[38]和Hu等^[37]拟合的星周尘埃距离是一致的. 当然, 对Ia型超新星星周尘埃空间分布更严格的限制需要对其晚期图像偏振进行多次观测.

8 结论

在本文中, 我们用轴对称球壳模型拟合了4颗高速Ia型超新星(SNe 2006X、2007gi、2009Y和2014J)的晚期B波段光变曲线. Ia型超新星光辐射在星周介质中的辐射转移过程采用蒙特卡洛方法数值求解. 通过遍历轴对称球壳模型参数空间中一定范围内的格点, 尽管对参数光深有一定的约束能力, 但是我们发现仅拟合Ia型超新星单波段光变曲线不能限制星周尘埃的空间分布. 更进一步, 我们拓展探究了Ia型超新星晚期多波段流量超出、晚期光谱(SN 2006X)和晚期图像偏振(SN 2014J)的拟合对星周尘埃性质和空间分布的限制. 尽管光谱的拟合比单波段光变曲线的拟合消耗计算资源, 但可

以提供对尘埃颗粒尺寸等性质的限制. 而晚期图像偏振信号可以非常有效地限制星周尘埃的距离等空间分布性质. 随着今后大视场光学巡天望远镜的建造和投入使用, 越来越多近邻宇宙的超新星将会被发现, 届时其晚期图像偏振的观测数据将对揭示星周尘埃的空间分布有重要作用.

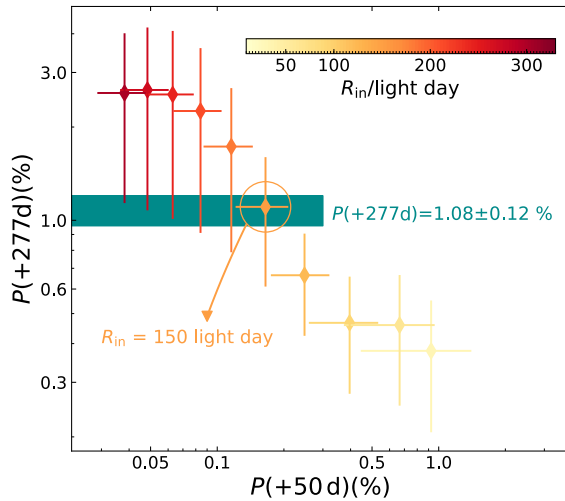


图 5 图中的菱形符号是轴对称球壳模型预测的光极大后 50 d 和 277 d 的图像偏振度 ($P(+50 \text{ d})$ 和 $P(+277 \text{ d})$). 如颜色棒所示, 内半径 R_{in} 的数值范围从 30 光天到 300 光天. 其他参数采用了相同的数值, 包括 $\tau = 0.2$ 、 $R_{\text{wid}} = 60$ 光天、 $m = 1.0$ 和 $s = 0.6$. 蓝绿色区域代表了 SN 2014J 光极大后 277 d 图像偏振度的观测数值和本文采用的光极大后 50 d 的偏振度上限 (0.3%).

Fig. 5 The diamond symbols represent the predicted degree of polarization during +50 days ($P(+50 \text{ d})$) and +277 days ($P(+277 \text{ d})$) since the maximum light by the axis-symmetric shell model. As shown in the color-bar, the range of inner radius R_{in} spans from 30 light days to 300 light days. The other parameters are adopted the same values, including $\tau = 0.2$, $R_{\text{wid}} = 60$ light days, $m = 1.0$, and $s = 0.6$. The cyan area represents the observed polarization degree of SN 2014J during +277 days respect to the peak light and the upper limit of the polarization degree during +50 days (0.3%) since the peak light adopted in this paper.

致谢 感谢江苏省“卓博计划”资助. 感谢审稿人对文章提出的宝贵建议, 使得文章质量有了显著的提高.

参考文献

- [1] Phillips M M. ApJ, 1993, 413: L105
- [2] Riess A G, Filippenko A V, Challis P, et al. AJ, 1998, 116: 1009
- [3] Riess A G, Strolger L G, Casertano S, et al. ApJ, 2007, 659: 98
- [4] Umeda H, Nomoto K, Yamaoka H, et al. ApJ, 1999, 513: 861
- [5] Whelan J, Iben I Jr. ApJ, 1973, 186: 1007
- [6] Nomoto K. ApJ, 1982, 253: 798
- [7] Iben I Jr, Tutukov A V. ApJS, 1984, 54: 335
- [8] Webbink R F. ApJ, 1984, 277: 355
- [9] Van Den Heuvel E P J, Bhattacharya D, Nomoto K, et al. A&A, 1992, 262: 97
- [10] Nomoto K, Kondo Y. ApJ, 1991, 367: L19
- [11] Yaron O, Prialnik D, Shara M M, et al. ApJ, 2005, 623: 398
- [12] Starrfield S, Sparks W M, Truran J W. ApJ, 1985, 291: 136
- [13] Saio H, Nomoto K. A&A, 1985, 150: L21
- [14] Wang L F, Wheeler J C. ARA&A, 2008, 46: 433
- [15] Maund J R, Spyromilio J, Höflich P A, et al. MNRAS, 2013, 433: L20
- [16] Yang Y, Höflich P, Baade D, et al. ApJ, 2020, 902: 46
- [17] Förster F, González-Gaitán S, Anderson J, et al. ApJ, 2012, 754: L21
- [18] Shen K J, Bildsten L, Kasen D, et al. ApJ, 2012, 748: 35
- [19] Patat F, Chandra P, Chevalier R, et al. Science, 2007, 317: 924
- [20] Blondin S, Prieto J L, Patat F, et al. ApJ, 2009, 693: 207
- [21] Simon J D, Gal-Yam A, Gnat O, et al. ApJ, 2009, 702: 1157
- [22] Sternberg A, Gal-Yam A, Simon J D, et al. Science, 2011, 333: 856
- [23] Maguire K, Sullivan M, Patat F, et al. MNRAS, 2013, 436: 222
- [24] Wang X, Filippenko A V, Ganeshalingam M, et al. ApJ, 2009, 699: L139
- [25] Wang X F, Chen J, Wang L F, et al. ApJ, 2019, 882: 120
- [26] Filippenko A V, Li W D, Treffers R R, et al. Small Telescope Astronomy on Global Scales, ASP Conference Series. San Francisco: Astronomical Society of the Pacific, 2001, 246: 121
- [27] Law N M, Kulkarni S R, Dekany R G, et al. PASP, 2009, 121: 1395
- [28] Graham M J, Kulkarni S R, Bellm E C, et al. PASP, 2019, 131: 078001
- [29] Wang L Z, Contreras C, Hu M K, et al. ApJ, 2020, 904: 14
- [30] Li W, Wang X, Vinkó J, et al. ApJ, 2019, 870: 12
- [31] Riess A G, Kirshner R P, Schmidt B P, et al. AJ, 1999, 117: 707
- [32] Hicken M, Challis P, Jha S, et al. ApJ, 2009, 700: 331

- [33] Hamuy M, Phillips M M, Suntzeff N B, et al. *AJ*, 1996, 112: 2408
- [34] Krisciunas K, Contreras C, Burns C R, et al. *AJ*, 2017, 154: 211
- [35] Simon J D, Gal-Yam A, Penprase B E, et al. *ApJ*, 2007, 671: L25
- [36] Chomiuk L, Soderberg A M, Moe M, et al. *ApJ*, 2012, 750: 164
- [37] Hu M K, Wang L F, Wang X F. *ApJ*, 2022, 931: 110
- [38] Yang Y, Wang L F, Baade D, et al. *ApJ*, 2018, 854: 55
- [39] Witt A N. *ApJS*, 1977, 35: 1
- [40] Gordon K D, Misselt K A, Witt A N, et al. *ApJ*, 2001, 551: 269
- [41] Steinacker J, Baes M, Gordon K D. *ARA&A*, 2013, 51: 63
- [42] Ding J C, Wang L F, Brown P, et al. *ApJ*, 2012, 919: 104
- [43] Draine B T. *ApJ*, 2003, 598: 1017
- [44] Wang L F. *ApJ*, 2005, 635: L33
- [45] Wang X F, Wang L F, Pain R, et al. *ApJ*, 2006, 645: 488
- [46] Foley R J, Fox O D, McCully C, et al. *MNRAS*, 2014, 443: 2887
- [47] Amanullah R, Johansson J, Goobar A, et al. *MNRAS*, 2015, 453: 3300
- [48] Gao W J, Zhao R N, Gao J, et al. *P&SS*, 2020, 183: 104627
- [49] Li W X, Wang X F, Hu M K, et al. *ApJ*, 2019, 882: 30
- [50] Gao J, Jiang B W, Li A G, et al. *ApJ*, 2015, 807: L26
- [51] Stanishev V, Goobar A, Benetti S, et al. *A&A*, 2007, 469: 645
- [52] Wang X F, Li W D, Filippenko A V, et al. *ApJ*, 2008, 675: 626
- [53] Kawabata K S, Akitaya H, Yamanaka M, et al. *ApJ*, 2014, 795: L4

The Blue Excess of High-velocity Type Ia Supernovae: Dust Scattering of Circumstellar Material

HU Mao-kai^{1,2} WANG Li-fan³ WANG Xiao-feng^{4,5}

(1 Purple Mountain Observatory, Chinese Academy of Sciences, Nanjing 210023)

(2 School of Astronomy and Space Science, University of Science and Technology of China, Hefei 230026)

(3 Department of Physics and Astronomy, Texas A&M University, Texas TX-77843)

(4 Physics Department, Tsinghua University, Beijing 100084)

(5 Beijing Planetarium, Beijing 100044)

ABSTRACT Type Ia supernovae (SNe Ia) originate from thermonuclear explosions of carbon-oxygen white dwarfs at masses approaching the Chandrasekhar limit and are widely used as standard candles for cosmological distances. However, the progenitor system and explosion mechanism of SNe Ia are still unclear. The circumstellar environment of SNe Ia has received increasing attention in recent decades. The distance and other geometric properties of the circumstellar material provide important clues for exploring the physical origin of SNe Ia. At the same time, the scattering of circumstellar dusts can produce observable effects on the light curve, spectrum and polarization during the late phase of SNe Ia. The spectroscopically normal SNe Ia can be classified into two categories: normal-velocity and high-velocity SNe Ia. Comparing the light curve of the two, it can be found that the high-velocity SNe Ia have a clear blue excess within a few months after the maximum brightness. This blue excess can be fitted by dust scattering in the circumstellar material. At the same time, the fitting late-phase spectra of SNe Ia can limit the size of dust grains, and the late-phase polarization signal can effectively limit the geometric distribution of circumstellar dusts. The result indicates that multi-epochs image polarimetry during the late phase of SNe Ia is an important probe to reveal the characteristics of circumstellar dusts.

Key words supernovae: general, circumstellar matter, polarization