

彗星的 CCD 成像观测

周洪楠 黄克谅

(南京师范大学物理系 南京 210097)

摘 要

近年来,对一系列彗星进行的宽带或窄带 CCD 测光得到了许多有趣的结果,为深入地理解彗星的物理性质、结构、起源和演化等提供了丰富的信息。文中简要地介绍利用 CCD 成像观测在测量彗核的自转、大小、形状、质量和研究彗核的活动以及彗发的形成和演化等方面的进展。

关键词 彗星 — 方法: 测光

彗星是较为罕见的天体。对彗星的研究不仅受到天文学家的重视,也受到公众的广泛关注。彗星的研究涉及到天文学的许多方面。从天体物理的角度来看,人们最关心的是彗星的物理性质、组成、结构、起源和演化等。在大多情况下,彗星呈现为非常暗弱的面光源。这给观测带来很大困难。

CCD 作为一种辐射接收器已被广泛地应用到光学天文观测的各个方面。CCD 的高量子效率、低噪音、线性响应等特性使它特别适合于像彗星这样一种微弱面光源的成像观测。近年来,对一系列彗星进行的宽带或窄带 CCD 测光得到了许多有趣的结果,为深入地理解彗星的物理性质、结构、起源等提供了丰富的信息。

下面我们简要地介绍利用 CCD 成像观测在测量彗核的自转、大小、形状、质量,研究彗核的活动、彗发等方面的进展。

1 彗核的自转

从银河系、恒星、太阳到行星、小行星,几乎所有的天体都在自转。彗星是否自转?如果自转,周期是多少?这是一个十分有趣的课题。彗核很小,常包围在彗发之中,其上并无明显的标志,直接测量其自转显然不行。分光方法对此也无能为力。测量彗核的自转主要靠精确的测光。传统的照相观测由于精度低,难以得到可靠的结论。CCD 测光为研究彗核自转提供了强有力的手段。

当彗星十分遥远时,我们观测到的可能是一个“裸核”,可用通常的点光源测光方法测

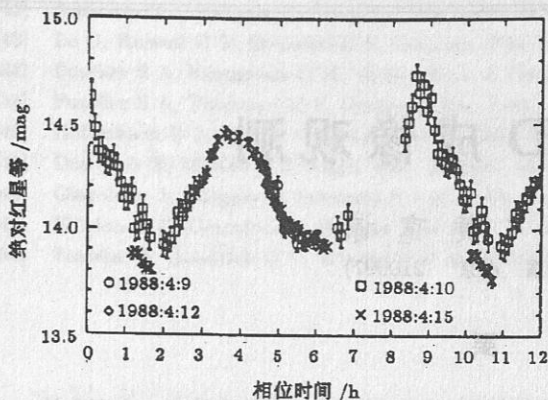


图1 彗星 Tempel 2 在 1988 年 4 月的光变曲线^[1]

纵坐标为绝对 R 星等, 横坐标为位相时间 (h)

变为爆发式的, 光变可能与彗核的活动有关。但是, 许多彗核的光变呈现出某种周期性 (如图 1), 其最合理的解释就是彗核的自转。对彗核的光变曲线进行弦长 (string-length) 分析^[2] 或通常的调和分析, 可确定光变周期, 或自转周期。

近年来, 精确的 CCD 测光已定出许多彗星的彗核自转周期。表 1 给出了一些例子。

图 2 绘出了表 1 中所列某些彗星的自转周期—光变幅度关系。其中, 哈雷彗星的自转周期不确定, 图中给出的是下限。可以看出, 彗核的自转周期与主带小行星的自转周期大体相当。迄今为止, 未发现自转周期特别长的彗星。据报道, Hale-Bopp 彗星可能存在一个 21d 的自转周期^[7], 但尚未得到证实。虽然原则上可从光变曲线的分析推断自转周期, 但影响测光的因素很多, 必须对彗星进行长期监视和精确的测光。

2 彗核的质量、大小和形状

彗核的质量和大小是彗星最基本的物理参数。准确地测定彗核的质量和大小无疑是彗星天文学最重要的任务之一。

彗星的 CCD 测光结果可用来估计彗核的大小。通常情况下, 彗核被彗发包围, 难以直接观测到。彗发里充满了尘埃和气体, 尘埃反射太阳光。宽带 CCD 测光的结果反映了尘埃的

出彗核的视星等。如果存在彗发, 仍可用孔径测光方法, 选取适当的孔径 (取决于大气视宁度), 将彗核分离出来, 并做适当的修正, 测出彗核的视星等。由视星等可进一步求出彗核的绝对星等 (定义为彗星的日心距为 1 天文单位、地心距为 1 天文单位、位相角为零时的星等)。这个量与彗星的位置无关。

观测表明, 许多彗核的绝对星等随时间变化。图 1 是周期彗星 Tempel 2 的绝对红星等 (R 星等) 在 1988 年 4 月的光变曲线, 取自文献 [1]。

彗核光变的原因各种各样。如果光

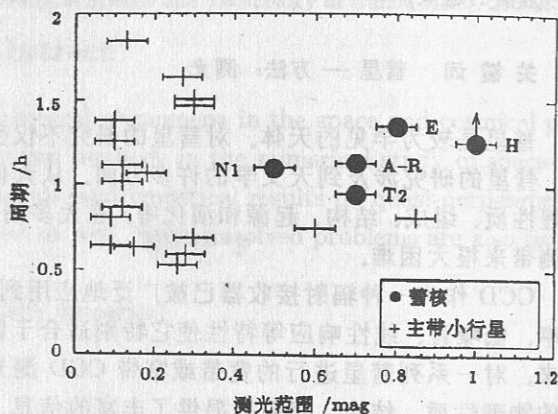


图2 彗星和小行星的周期—光变幅度图

纵坐标为 $\log P(h)$, 横坐标为星等。其中, $L=L 1991 XI$, $N1=Neujmin 1$, $S-W=Schwassmann-Wachmann 2$, $A-R=Arend-Rigaux$, $T2=Tempel 2$, $E=Encke$, $H=Halley$

影响测光的因素很多, 必须对彗星进行长期监视和精确的测光。

表 1

彗 星	自转周期 /h	参考文献
Neujmin	12.68	[3]
Arend-Rigaux	13.47	[25]
Encke	15.08	[26]
Tempel 2	8.95	[1]
Levy 1991 XI	8.34	[4]
Schwassman-Wachmann 2	5.58	[27]
2060 Chiron	5.92	[28]
Levy 1990 XX	~ 18	[29]
Halley	53 或 178	[30]
Swift-Tuttle	67.08	[5],[6]

反射光。从宽带 CCD 测光可以估算彗发中尘埃的总截面,进而估算出彗发中尘埃的总质量 M 。彗发中的尘埃产生于彗核的活动,是随气体一起从彗核活动区喷发出来的。如果知道了尘埃从彗核活动区里喷发出来的速度,则不难算出彗发里尘埃的产生率 dM/dt 。尘埃喷发的速度可由各种方法估计。比如,可以测量气体喷发的速度。在某些情况下,可直接从宽带 CCD 成像观测来估计。例如,对周期彗星 Schwassmann-Wachmann 1 曾观测到彗核的一次爆发^[8],分析爆发物在 CCD 图像上的移动就可算出尘埃喷发速度。如果又知道了活动区面积与彗核表面积之比,就可从彗发的尘埃产生率 dM/dt 推算出彗核的半径 R (假定彗核球状对称): $R = \sqrt{\frac{dM}{dt} / (4\pi f Q)}$ 。这里, f 代表活动区面积与彗核表面积之比, Q 为彗核的尘埃损失率。由于尘埃是被气体从彗核里带出来的, Q 应正比于彗核的气体损失率。粗略地说, Q 可用气体损失率代替,并由能量平衡方程求出。由于彗核不一定呈球状,求出的半径当然只是代表彗核大小的某种平均值。

上述方法求得的彗核大小有很大的不确定性,因为涉及到的因素很多。造成这种不确定性的最主要因素是 f 值。准确地测定彗核活动区面积相当困难,许多彗星的观测结果表明, f 值在 0.1 左右。但是,由于半径 R 正比于 $1/\sqrt{f}$,即使 f 值取为 1,对 R 的影响只是变化了三倍。因此,用上述方法得到的彗核半径值是可信的。

如果彗核有周期性光变,则可利用彗核的光变曲线来估计彗核的形状。事实上,只有同时考虑到彗核的自转和彗核的非球状对称,才能较为满意地解释观测到的彗核的周期性光变。光变幅度反映了彗核偏离球对称的程度。图 2 表明,已定出自转周期的几颗彗星的光变幅比主带小行星的大得多,说明这几个彗核的形状比主带小行星更偏离球对称。通常,比较合理的考虑是把彗核的形状看作为三轴椭球体。由光变曲线可求出三个轴长之比。对周期彗星 Tempel 2,已定出其三轴之比为 1.9:1:1^[1],自转轴垂直于长轴。

如果知道了反照率,还可从光变曲线定出彗核三个轴的绝对长度。对 Tempel 2 彗星,取反照率为 0.024^[9],定出其三个轴的长度分别为 8, 4, 4km^[1,10]。

目前已定出了一些彗星的彗核轴长比及其绝对长度。一般来说,同 Tempel 2 彗星的值差不多。例如,哈雷彗星的三轴之长分别近似为 16, 8, 8km^[11]。从已有的资料来看,彗核形状的总的特征是,一条轴比另外两条轴长得多。因此,彗核像一个长椭球体。彗核的平均半径约几 km。

值得注意的是,彗核的形状比同等尺度的主带小行星拉得更长。这表明,彗星与主带小行星可能经历了不同的碰撞史。彗核的高度非球状对称可能与其起源有关,也许是太阳系形

成时遗留下来的, 未经历碰撞演化、而小行星则肯定在形成以后经历了碰撞。看来, 太阳系小天体的形状可能强烈地依赖于它们形成以后的环境。

如果知道了彗核的平均密度, 自然就可以方便地算出质量。问题在于准确测定彗核的平均密度相当困难。彗核平均密度取决于彗核的组成和结构, 因而在一定程度上依赖于模型。从分光观测知道, 彗星物质主要包括水(冰)、 C_2 、 CN 、 NH_2 、 OH 等。水(冰)可能是最主要的成分。因此, 可以合理地认为彗核的密度小于或接近 $1g \cdot cm^{-3}$ 。如果能够测出彗核的形状和自转周期, 则可以确定一个临界密度 ρ_c 。当密度 $\rho < \rho_c$ 时, 核内物质的应力无法抗拒离心力, 彗核是不稳定的。只有 $\rho > \rho_c$ 时, 彗核才稳定。因此, ρ_c 可以看作为彗核平均密度的下限。对 Tempel 2 彗星, 由它的自转周期和形状可得 $\rho_c = 0.3g \cdot cm^{-3}$ 。更准确的密度取决于彗核模型。上述临界密度给理论彗核模型施加了一个限制条件。目前流行的一些模型同这个条件不矛盾。例如著名的雪球模型^[12]认为, 彗核主要由雪组成, 其密度高于地面上的雪。地面上雪的密度最低也有 $0.1g \cdot cm^{-3}$ 。而 Donn 和 Meakin 的模型^[13]预言彗核密度为 $\rho \approx 0.6g \cdot cm^{-3}$ 。因此, 这两个模型都与 Tempel 2 的临界密度值相容。

利用 CCD 成像观测资料, Watanabe 等人^[14]估计了 Shoemaker-Levy 9 彗星各碎片的大小和质量。碎片的直径在 0.7—0.9km 之间, 取 $\rho = 1$, 碎片的质量约 $10^{11}kg$, 我们利用上海天文台 1.56m 望远镜的 CCD 测光资料, 推出 Hale-Bopp 彗星的质量约 $10^{13}kg$ ^[15], 而 O'Ceallaigh 等人^[16]推出 Swift-Tuttle 彗星的质量上限为 $7 \times 10^{15}kg$ 。

3 彗核的活动

彗核的活动是彗星物理学最令人感兴趣的课题之一。彗核活动的主要表现形式是向外喷出气体和尘埃, 形成彗发。这种物质的喷射涉及到彗核内部的一些物理过程, 如固态物质(冰等)的升华, 也与彗核的结构有关。由于彗发是彗核活动的结果, 通过对彗发的研究可以提供许多关于彗核活动、组成、结构的信息。

彗核活动的一个特点是, 物质从彗核表面的局部活动区喷发出来。对哈雷彗星彗发内区的高分辨飞船观测, 清楚地显示出几个来自彗核活动区的准直喷流^[11], 地面望远镜的 CCD 观测虽然难以直接探测到喷流, 但喷流的影响却是显而易见的。比如, 如果彗核呈非球状, 喷流来自局部活动区, 喷流的存在势必会影响到彗发的形状, 引起彗发强度的周期性变化。仔细分析彗发的宽带或窄带 CCD 成像观测资料, 仍可探测到喷流和活动区。Schulz 等人^[17]分析了 Swift-Tuttle 彗星的资料, 发现它至少有两个活动区。Boehnhardt 和 Birkle^[5]分析了 B.V.R. 和 IHW(International HalleyWatch, 国际哈雷彗星监测网)滤光片的 CCD 成像资料, 发现 Swift-Tuttle 彗星有三个尘埃和气体喷流, 而且, 尘埃喷流集中在朝向太阳的半球。Eaton 等人的偏振观测^[6]证实了上述结论。一般认为, 活动区的面积小于彗核表面积的 10%。文献^[16]中估计, Swift-Tuttle 彗星的活动区仅占彗核表面积的 3%。

显然, 彗核活动与太阳辐射有关。通常认为, 彗核中的挥发性物质(如晶冰)在阳光的加热下汽化, 固体微粒(尘埃)随着气体一起从彗核活动区喷发出来, 形成彗发。当彗星离太阳十分遥远时, 辐射很微弱, 物质汽化率低, 喷流不能形成。只有阳光足够强、产生的气体足够多时, 才能形成喷流。观测表明, 周期彗星 Schwassmann Wachmann 1^[8]和哈雷彗星都是在离太阳 6 天文单位时就可以观测到彗核活动和彗发。但 Tempel 2 彗星在离太阳 2.1 天文单位时

才出现彗发^[1], 而 Levy 1991 XI 彗星在离开太阳 2.2 天文单位时却仍只观测到裸核^[4]。因此, 太阳辐射不是彗核活动的唯一因素。物质的喷发还取决于彗核本身的条件。有些彗星只有到了离太阳较近时才显示出活动并形成彗发。其可能的原因是, 彗核表面存在某种遮挡物或隔离物, 削弱了阳光的作用, 延缓了彗发的产生。比如, 彗核表面可能存在反光壳层, 导致只有少量辐射进入彗核, 活动减弱。另一种可能性是彗核内的尘埃微粒太大, 当活动不强时气流带不动这些微粒。只有当彗星离太阳足够近时, 活动强烈到一定程度, 气流才将微粒带出彗核, 形成彗发。然而, 这一看法的确尚存有一定的困难。对 Tempel 2 彗星的 CCD 测光资料的分析^[1] 倾向于不支持这种看法。

彗核喷发气体和尘埃有两种模式。一种是平稳的喷发, 在许多彗星里, 彗发在较长时间内比较稳定或者缓慢变化, 说明彗核的活动比较稳定。另一种是间歇性的爆发。例如, Schwassmann-Wachmann 1 彗星曾发生过猛烈的爆发^[18], 在很短的时间内, 亮度猛增了 5—6 星等, 几周以后才又回到正常活动态^[8]。其他一些彗星, 如 Metcalf-Berwington 彗星^[19], 也出现过类似的情况。为什么会产生爆发? 目前提出了多种爆发机制, 在此简单介绍针对 SW 1 彗星的情况, 文献^[8] 提出了一种模型。该模型认为, 彗核主要由非晶水冰组成, 阳光的加热使活动区表面形成晶冰壳层^[20,21]。晶冰的升华形成气体, 气流带动尘埃, 喷发到彗核外, 形成彗发。这是一个相对平稳的过程。壳层晶冰升华的结果最终将导致表层下的非晶水冰暴露在阳光下。非晶水冰到晶冰的相变是一个产热过程。大量的热使温度迅速升高, 升华率突然增加, 产生爆发。同时, 温度升高引起的热脉冲引发了彗核内部更深层的非晶水冰到晶冰的相变, 并再次形成晶冰壳层使彗核回到正常活动态。这个模型能定性解释观测到的活动现象。定量计算则要解决晶冰壳层的厚度和爆发的时间间隔等问题。

宽带 CCD 测光还可用来估计彗发里尘埃的产生率。彗发里的尘埃总质量可写为 $M = \psi \rho c$, ρ 为尘埃密度, 可近似取为 $1\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$ 。 c 为尘埃的总截面, 可由彗发的星等算出。 ψ 是一个数字因子, 依赖于尘埃微粒按其大小的分布, 其量级约 10^{-6}m 。 M 除以喷流跨越彗发的时间, 即可得尘埃产生率 $\frac{dM}{dt}$ 。而跨越时间又取决于喷流的速度。分析膨胀彗发的结构, 可以定出喷流速度^[1]。在存在爆发时, 例如 Schwassmann-Wachmann 1 彗星的情形, 可以通过彗发的表面测光, 观察各个环带的亮度变化以确定喷流速度^[8]。对 SW 1 彗星, 尘埃喷流的速度约 $0.2\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$; 而 Swift-Tuttle 彗星^[22], 速度达 $0.66\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ 。实测的速度值与所谓 Bobrovnikoff 速度^[23] $v_B = 0.58R^{-0.5}\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ (R 为日心距, 以 AU 为单位) 值相近。如果难以从实测定出喷流速度, 则可用 v_B 值代替。

测定尘埃产生率的最主要的误差来源是 ψ 值。 ψ 取决于尘埃微粒按半径的分布函数。通常, 分布函数可取为幂律谱。对光学观测来说, 尘埃太小 (直径 $< 0.1\mu\text{m}$) 或太大 (直径 $> 10\mu\text{m}$) 时, 都观测不到。但实际上可能存在直径 $< 0.1\mu\text{m}$ 或 $> 10\mu\text{m}$ 的微粒。在幂律谱情形, 小微粒的数量很大, 大微粒的数量虽然很少, 但每个微粒的质量很大。因此, 它们对尘埃总质量的贡献不容忽视。上述方法测得的尘埃产生率只是一个下限。当然, 还有其他的误差源。

对 Tempel 2 彗星, 文献^[1] 取尘埃微粒直径的上下限分别为 $10\mu\text{m}$ 和 $0.1\mu\text{m}$, $\rho = 1\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$, 喷流速度取为 $v_B (= 400\text{m} \cdot \text{s}^{-1})$, 算出各个观测时刻的尘埃损失率约在 $40\text{—}50\text{kg} \cdot \text{s}^{-1}$ 。

窄带 CCD 成像资料可用来估计彗发的气体产生率。计算时由于涉及到模型和参数的选取, 同尘埃一样, 气体产生率的不确定性也很大。不同品种的气体的产生率有很大差别。这

主要反映了彗核的组成和条件。A'Hearn 等人 [24] 得到 Tempel 2 彗星的 OH、CN 和 C₂ 的产生率分别为 85, 0.1 和 0.1 kg·s⁻¹。

通常认为, 彗核里的挥发性物质(如晶冰)的升华是产生喷发现象的主要原因。给定了反照率, 可以从物质损失率算出彗核上产生这些物质的区域的面积。结果表明, 它只占彗核总表面积的很小一部分。这为“活动区”概念提供了强有力的证据。

4 彗发

毫无疑问, 彗发物质产生于彗核。彗发(至少靠近彗核的那部分)的结构在一定程度上取决于彗核的活动。但是, 彗发一旦形成, 彗发物质就直接暴露在太阳辐射和太阳风的作用之下。因此, 彗发的结构也取决于环境。

CCD 成像观测可以确定彗发的表面亮度轮廓。有些彗星的彗发轮廓在一段时间内表现得相当稳定, 外形比较对称, 亮度也无明显变化, 表明彗核活动的影响很小。但在另一些彗星的彗发像里却可明显地看到彗核活动的影响。比如, 可能观测到尘埃和气体喷流, 扇状物, 亮斑 [5], 或者不对称亮度轮廓 [1], 甚至旋涡状结构 [8] 等。在这些彗星里, 彗发的形状和亮度也不断地改变。

前面已经提到, 彗核可能在自转, 彗核物质从彗核表面局部活动区注入到彗发。因此, 彗核对彗发结构的影响是极其复杂的。如果彗核的确在自转, 彗发中的许多现象应该受到彗核自转的调制, 在观测资料中反映出来。例如彗核物质的周期性的注入彗发应该在彗发里产生波动。只要尘埃微粒穿过测光孔径所对应的投影距离的时间短于彗核的自转周期, 原则上

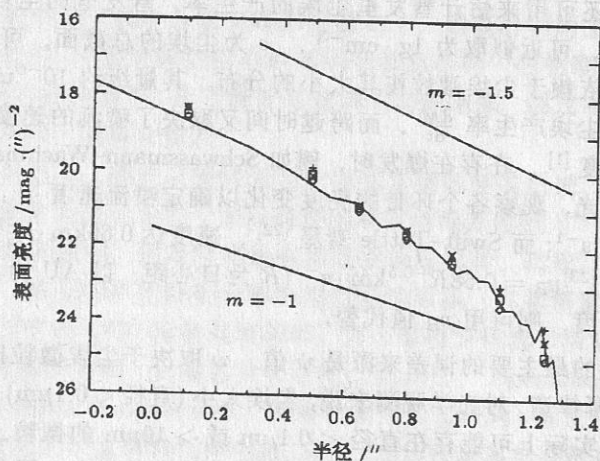


图3 Tempel 2 彗星的彗发表面亮度轮廓 [1]
纵坐标为 mag. (\"')^{-2} , 横坐标为 $\log r / (\"')$. $m = -1$ 代表球对称稳态彗发,
 $m = -1.5$ 代表辐射压支配的稳态彗发

可以探测到这种波动。Tempel 2 彗星正好满足上述条件。但是, 对 Tempel 2 彗星的 CCD 成像资料的分析却未找到这种波动存在的证据 [1]。

通常认为, 稳态彗发或外彗发部分的亮度轮廓受太阳辐射压所控制。理论研究表明, 球对称稳态彗发的表面亮度轮廓的梯度(即 dm_c/dr , m_c 为每平方角秒的星等, r 为至中心的距

离) $m = -1$, 太阳辐射压使梯度变陡, 极限值为 $m = -1.5^{[31]}$ 。辐射压模型能很好地说明许多彗星的彗发亮度轮廓。但是, 近年来, 对一些彗星的 CCD 成像观测资料的分析表明, 它们的彗发表面亮度轮廓梯度比 $m = -1.5$ 更陡, 如哈雷彗星^[31]、Tempel 2 彗星^[1]等。P/1991 G1 Zanotta-Brewington 彗星和 P/1992 D Tanaka-Machholz 彗星^[32]的梯度在 -1.6 至 -2.0 之间变化。图 3 是 Tempel 2 彗星的彗发表面亮度轮廓梯度变化图。

一般认为, 彗发表面亮度轮廓梯度陡于辐射压模型是因为彗发微粒的衰弱, 即离彗核越远, 微粒的散射截面越小。造成这种微粒衰弱的原因可能是脏冰微粒在阳光作用下的升华或者微粒的碎裂。文献^[1]认为, 前者的可能性很小, 最可能的衰弱原因是在太阳辐照作用下有机微粒 CHON 丧失了挥发性而逐渐毁灭。

上述简略的评述表明, CCD 成像观测在彗星研究中的确起了重要作用。“世纪彗星”Hale-Bopp 彗星已经回归, 1997 年初其亮度将达极大。我国已组织了观测队伍。我国多架望远镜配备了 CCD 和相应的滤光片。对这颗彗星进行长期的 CCD 成像观测必将提供大量有价值的资料, 从而加深我们对彗星的理解。

参 考 文 献

- [1] Jewitt D, Luu J., A. J., 1989: 1766
- [2] Dworetsky M M., M.N.R.A.S., 1983, 203: 917
- [3] Jewitt D C, Meech K J. Ap. J., 1988, 328: 974
- [4] Fitzsimins A, Williams I P. Astron. Astrophys., 1994, 289: 304
- [5] Boehnhardt H, Rirkle K. Astron. Astrophys. Suppl., 1994, 107: 101
- [6] Eaton N et al. M.N.R.A.S., 1995, 273: L59
- [7] Thomas M. (Private Communication)
- [8] Jewitt D. Ap. J., 1990, 351: 277
- [9] A'Hearn M F. IAU Circ., 1988, No.4614
- [10] Secanina Z. IAU Circ., 1988, No.4624
- [11] Keller H U et al. Astron. Astrophys. 1987, 187: 807
- [12] Whipple F L. In: Wilkening L L ed. Comets. Arizona: University of Arizona Press, 1982. 227
- [13] Donn B, Meakin P. Bull. Am. Astron Soc., 1988, 20: 840
- [14] Watanabe J et al. Publ. Astron. Soc. Jpn., 1994, 46: L1
- [15] Zhou Hongnan et al. (in press)
- [16] O'Ceallaign D P et al. Astron. Astrophys., 1995, 297: L17
- [17] Schulz R et al. Icarus, 1994, 109: 145
- [18] Whipple F L. A. J., 1980, 85: 305
- [19] Kidger M R. Earth, Moon and Planets, 1993, 63: 179
- [20] Froeschle C et al. In: Lagerkvist C, Rickman H eds. Asteroids, comets, meteors. Uppsala: Uppsala University Press, 1983. 215
- [21] Herman G, Podolak M. Icarus, 1985, 61: 252
- [22] Goldberg Y, Brosch N. M.N.R.A.S., 1995, 273: 431
- [23] Delsemme A H. In: Wilkening L L ed. Comets. Arizona: University of Arizona Press, 1982. 665
- [24] A'Hearn M F. IAU Circ., 1988, No. 4622
- [25] Millis R L. Ap. J., 1988, 324: 1194
- [26] Luu J X, Jewitt D. Icarus, 1990, 86: 69
- [27] Luu J X et al. A. J., 1992, 194: 2243
- [28] Bus S J et al. Icarus, 1989, 77: 223
- [29] Feldman P D et al. Icarus, 1992, 95: 65

- [30] Belton M J S. In: Newburn R L., Neugebauer M, Rahe J eds. Comets in the post-Halley era. Dordrecht: Kluwer, 1991. 692
- [31] Jewitt D C, Meech K J. *Ap. J.*, 1987, 317: 992
- [32] Pravec P. In: Stohl J, Williams I P eds. Proceedings of International Astronomical Symposium: Meteoroids and their parent bodies, NATO advanced science institutes series. c 156. Smolenice, Slovakia, 1992, Bratislava (slovakia), Astronomical Institute, slovak Academy of Sciences, 1993: 131

(责任编辑 刘金铭 郭盛炽)

CCD Imaging Observation of Comets

Zhou Hongnan Huang Keliang

(Department of Physics, Nanjing Normal University, Nanjing 210097)

Abstract

In recent years, many interesting results on comets have been obtained by use of wide band or narrow band CCD photometry. These results provide a lot of information for understanding the physical character, structure, origin and evolution of comets. In this paper, some research results on rotation, size, shape, mass and activities of nucleus of comets and comae obtained by CCD imaging observation are briefly reviewed.

Key words comet—methods: photometric